С.А. АРЦЫБЫШЕВ

КУРС ФИЗИКИ

МЕДГИЗ - 1945

C.R.C.

53
А888

С. А. АРЦЫБЫШЕВ

КУРС ФИЗИКИ

ДЛЯ СТУДЕНТОВ-МЕДИКОВ

ЧЕТВЕРТОЕ ИЗДАНИЕ

32304

БИБЛИОТЕКА
УГТУ

НАРКОМЗДРАВ СССР
ГОСУДАРСТВЕННОЕ МЕДИЦИНСКОЕ
ИЗДАТЕЛЬСТВО «МЕДГИЗ»
МОСКВА—1945—ЛЕНИНГРАД

Главным управлением
медицинскими учебными заведениями
Наркомздрава СССР
рекомендовано в качестве учебника
для студентов медицинских институтов
Союза ССР

ПРЕДИСЛОВИЕ К ЧЕТВЕРТОМУ ИЗДАНИЮ

Настоящее издание моего учебника коренным образом переработано. Общая установка книги осталась прежней, но внесены значительные изменения в подбор и

ОПЕЧАТКИ

Стр.	*Строка*	*Напечатано*	*Следует читать*
45	17 снизу	сил	сил изолированной системы
121	16 сверху	наименьшая концентрация	наибольшая концентрация
179	17 снизу	отрицательным	положительным
179	12 снизу	положительный	отрицательный
179	11 снизу	отрицательный	положительный
256	16 снизу	$N_0 = 790\ \mathfrak{N}$	$N_0 = 790\sqrt{\mathfrak{N}}$
286	5 сверху	$\frac{d I_0 \sin \omega t}{dt}$	$\frac{d (I_0 \sin \omega t)}{dt}$
336	20 снизу	0,03%	0,3%

С. А. Арцыбышев, «Учебник физики»

Январь 1945 г.

ИЗ ПРЕДИСЛОВИЯ К ПЕРВОМУ ИЗДАНИЮ

Предлагаемый курс написан с целью дать студентам-медикам тот минимум знаний по физике, без которого невозможна осмысленная работа в области специальных медицинских дисциплин. Главное внимание автора было обращено на подбор нужного для медиков материала и на доступное для студентов изложение с введением того минимального количества математики, которое необходимо для решения задач. Краткий сборник задач помещен в конце книги. Мне кажется, что тренировка студентов на задачах совершенно необходима, если мы желаем добиться сознательного усвоения курса и умения прилагать на деле полученные знания.

Разбору специальных медицинских вопросов в учебнике отводится немного места. Мне кажется нецелесообразным тратить на это время, так как, с одной стороны, студенты еще не обладают нужными медицинскими знаниями, а с другой—громадное большинство преподавателей физики обладает смутными представлениями в области медицины. Крупные специалисты медики, с которыми я советовался, разделяют эту точку зрения, поэтому медицинские примеры, которые приведены в курсе, даны исключительно с целью несколько оживить изложение и дать представление студенту о значении физики в медицине.

Задачник, помещенный в конце учебника, составлен преподавателями кафедры физики II Ленинградского медицинского института. Задачи по механике подобраны В. М. Южаковым, по молекулярной физике—Л. Б. Милковской, по оптике и электростатике—О. И. Раушем и по электромагнетизму—Б. А. Орловым. Бо́льшая часть материала подобрана из тех задач, которые решались на семинарских занятиях.

Думаю, что написанный мной курс может найти применение, помимо медицинских, также и в других высших учебных заведениях с небольшой программой по физике, например, на биологических отделениях университетов и пединститутов и, может быть, на химических отделениях последних.

В заключение считаю своим долгом выразить благодарность проф. Т. П. Кравцу, взявшему на себя труд просмотреть наиболее ответственные главы моего курса, а также проф. А. А. Глаголевой-Аркадьевой и акад. С. И. Вавилову, которые были рецензентами моего курса и которым я весьма обязан за ряд ценных указаний и советов.

С. Арцыбышев

3 сентября 1934 г.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Глава 1. **Математическое введение** 9
§ 1. Коэффициент пропорциональности. § 2. Графическое изображение функций. § 3. Бесконечно малые величины. § 4. Об измерении переменных величин. § 5. Радиальное измерение углов. § 6. Телесный угол. § 7. Нормаль.

ОТДЕЛ I — **МЕХАНИКА**

Глава 2. **Некоторые сведения из кинематики и динамики** . . . 19
§ 1. Движение вещества. § 2. Равномерное прямолинейное движение. § 3. Сложение скоростей (векторов). § 4. Скорость в переменном движении. § 5. Прямолинейное равномерно переменное движение. § 6. Ускорение в неравномерном движении. § 7. Первый закон Ньютона. § 8. Второй закон Ньютона. § 9. Сложение и разложение сил. § 10. Третий закон Ньютона. § 11. Силы трения. § 12. Импульс и количество движения. § 13. Закон сохранения количества движения. § 14. Удар упругого шара о стенку. § 15. Равномерное движение по окружности.

Глава 3. **Работа и энергия** 40
§ 1. Работа и энергия. § 2. Работа и мощность. § 3. Теорема живых сил. Кинетическая энергия. § 4. Закон сохранения энергии. § 5. Система тел, обладающих одной механической энергией. § 6. Потенциальная энергия. § 7. Изолированная система, земля—тяжелое тело. § 8. О нормировке энергии. § 9. Работа, производимая человеком.

Глава 4. **Некоторые сведения из статики** 51
§ 1. Изменение точки приложения силы. § 2. Равновесие тела, могущего вращаться около оси. § 3. Рычаги. § 4. Сложение параллельных сил. § 5. Центр параллельных сил. Центр тяжести. § 6. О равновесии тел под действием силы тяжести. § 7. Определение центра тяжести.

Глава 5. **О вращении тел** 59
§ 1. О моментах сил. § 2. Кинематика вращения. § 3. Кинетическая энергия и момент инерции. § 4. Основное уравнение движения вращающегося тела. § 5. Закон сохранения момента количества движения. § 6. Трение качения. § 7. Свободные оси вращения.

Глава 6. **Гармоническое колебательное движение.** 70
§ 1. Гармоническое колебание. § 2. Скорость и ускорение в гармоническом колебании. § 3. Сила и энергия в гармоническом колебании. § 4. Сложение двух одинаково направленных колебаний равных периодов (графический метод). § 5. Сложение одинаково направленных колебаний равных периодов (метод векторных диаграмм). § 6. Сложение колебаний различных периодов. § 7. Вынужденные колебания. Резонанс.

Глава 7. **Статика деформируемых тел** 86
§ 1. Молекулярные представления о веществе. § 2. Передача давления в жидкостях и газах. § 3. Давление, обусловленное тяжестью жидкости или газа. § 4. О деформации сжатия. § 5. Растяжение и одностороннее сжатие. § 6. Деформация изгиба. § 7. Деформация сдвига и кручения.

Глава 8. **Движение жидкостей и газов** 99
§ 1. О внутреннем трении. § 2. Реальные и идеальные жидкости. § 3. О способах наблюдать течение жидкости, линии тока. § 4. О внутренней потенциальной энергии. § 5. Уравнение Бернулли.

§ 6. Установившееся течение жидкости в горизонтальных трубах с переменным сечением. § 7. Движение жидкости в трубах с постоянным сечением. § 8. Турбулентное течение. Числа Рейнольдса. § 9. Течение в трубах с эластичными стенками.

ОТДЕЛ II — МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА И ТЕПЛОТА

Глава 9. **Капиллярные явления** 113
§ 1. Поверхностный слой жидкости. § 2. Давление под кривой поверхностью. § 3. Образование капель. § 4. Способ Релея для определения размеров молекул масла. § 5. Мениски. Капиллярные явления. § 6. Поверхностно активные вещества. Адсорбция.

Глава 10. **Теплота. Основные понятия. Передача тепла** 122
§ 1. Измерение температур. § 2. Расширение твердых тел и жидкостей. § 3. Количество тепла. Калориметрия. § 4. Механический эквивалент тепла. § 5. Распространение тепла. § 6. Сосуды Дюара.

Глава 11. **Свойства газов** 131
§ 1. Закон Бойля-Мариотта. § 2. Законы Гей-Люссака. § 3. Абсолютная температура. § 4. Формула Клапейрона. § 5. Газ с молекулярно кинетической точки зрения. § 6. Кинетическая теория газов. § 7. Энергия молекул газа. § 8. Опыт Штерна. § 9. Диффузия. § 10. Масляный ротационный насос. § 11. Насос Лангмюра.

Глава 12. **Основные законы термодинамики** 146
§ 1. Первое начало термодинамики. § 2. Удельные теплоемкости газов, расчет Майера. § 3. Адиабатный и изотермический процессы. Диаграммы. § 4. Диаграмма работы. § 5. Коэфициент полезного действия идеальных тепловых машин. § 6. Второе начало термодинамики. § 7. Коэфициент полезного действия реальных машин. § 8. О превращениях энергии.

Глава 13. **Переход тел из одного состояния в другое** 159
§ 1. Испарение. § 2. Пары, насыщающие пространство. § 3. Кипение. § 4. Пары, не насыщающие пространство. § 5. Уравнение ван дер Ваальса. § 6. Изотермы углекислоты. Критическое состояние. § 7. Сжижение газов. Машина Линде. § 8. О влажности воздуха. § 9. Плавление кристаллических тел. § 10. Температура плавления. § 11. Температура плавления и давление. § 12. Переохлаждение жидкостей. § 13. Плавление аморфных тел.

ОТДЕЛ III — УЧЕНИЕ ОБ ЭЛЕКТРИЧЕСТВЕ

Глава 14. **Введение** 178
§ 1. Основные свойства электрических зарядов в состоянии покоя. § 2. Основные свойства электрических зарядов в состоянии движения. § 3. Элементарные частицы. § 4. О магнитных силах и магнитах.

Глава 15. **Электростатика** 187
§ 1. Закон Кулона. Электрическое поле. § 2. Силовые линии. § 3. Теорема Гаусса. § 4. Потенциал. § 5. Связь потенциала с работой и напряженностью. § 6. Поверхности равного уровня и силовые линии § 7. Электрометры и измерение потенциалов. § 8. Поле точечного заряда. § 9. Поле заряженного шара. § 10. Емкость. § 11. Конденсаторы. § 12. Влияние диэлектрической среды на электрическое поле. § 13. О системе практических единиц.

Глава 16. **Постоянный ток** 211
§ 1. Ток. § 2. О контактной разности потенциалов. § 3. Электродвижущая сила. Гальванический элемент. § 4. Батарея элементов. § 5. Регулировка силы тока. Реостат. § 6. Измерительные приборы. § 7. Закон Ома для участка цепи. § 8. Закон Ома для полной цепи. § 9. Работа тока. § 10. Разветвленная цепь. § 11. Параллельно включенные проводники. Шунт. § 12. Реостат

как делитель напряжения. § 13. Сопротивление проводников и диэлектриков. § 14. Термоэлектричество. § 15. Тепловые измерительные приборы.
Глава 17. **Магнетизм** 229
§ 1. Закон Кулона, напряженность поля. § 2. Магнитные силовые линии. § 3. Движение магнита в магнитном поле. § 4. Веберовская теория магнетизма. § 5. Магнитная индукция. § 6. Влияние среды на магнитное поле. § 7. Измерение магнитных полей.
Глава 18. **Электромагнетизм** 236
§ 1. Поле прямолинейного тока. § 2. Действие магнитного поля на прямолинейные токи. § 3. Контуры тока и плоские катушки. § 4. Магнитное поле соленоида. § 5. Влияние среды, заполняющей соленоид, на магнитное поле. § 6. Электромагнит. § 7. Измерительные приборы.
Глава 19. **Элементарные заряды. Электроны** 249
§ 1. Ток в электролитах. § 2. Законы Фарадея. Заряд иона. § 3. Градуировка амперметра. § 4. Определение величины элементарного заряда по Милликену. § 5. Электрический ток в газах. § 6. Разряд в разреженных газах. § 7. Катодные лучи. § 8. Зависимость массы тел от скорости. § 9. Термоэлектронная эмиссия. § 10. Вольтова дуга.
Глава 20. **Индукция токов** 266
§ 1. Индукция, основные явления. § 2. Взаимная индукция. § 3. Самоиндукция. § 4. Катушка Румкорфа, или индуктор. § 5. Токи Фуко.
Глава 21. **Переменный ток** 278
§ 1. Синусоидальный однофазный ток. § 2. Эффективные значения силы тока и напряжения. § 3. Цепь с омическим сопротивлением. § 4. Цепь с самоиндукцией. § 5. Цепь с емкостью. § 6. Полная цепь переменного тока. Резонанс. § 7. Мощность переменного тока. § 8. Разветвленная цепь переменного тока. § 9. Трансформаторы.
Глава 22. **Электрические колебания** 296
§ 1. Колебательный контур. § 2. Индукция в быстропеременных полях. § 3. Трансформатор Тесла. § 4. Катодная лампа с сеткой. § 5. Незатухающие электрические колебания.

ОТДЕЛ IV — **УЧЕНИЕ О ВОЛНАХ**

Глава 23. **Линейные волны** 308
§ 1. Поперечная линейная волна. § 2. Смещение двух волн, сходящихся в одной точке. § 3. Стоячие волны. § 4. Колебания струн. § 5. Продольные волны. § 6. Колебания стержней. § 7. Колебания воздушных столбов.
Глава 24. **Отражение и преломление волн** 322
§ 1. Двумерные и трехмерные волны. Принцип Гюйгенса. § 2. Преломление и отражение волн по Гюйгенсу. § 3. Отражение и преломление волн на поверхности жидкости.
Глава 25. **Звук** 329
§ 1. Высота звука. § 2. Скорость звука. § 3. Интерференция волн в пластинах. § 4. Анализ и синтез звука. § 5. Голосовой аппарат и ухо человека. § 6. О слухе.
Глава 26. **Электрические волны** 337
§ 1. Электрические колебания в линейном вибраторе. § 2. Электромагнитное поле вибратора. § 3. Электромагнитная теория света.

ОТДЕЛ V — **ОПТИКА**

Глава 27. **Основные сведения из оптики** 346
§ 1. Распространение света. § 2. Законы отражения и преломления света. § 3. Полное внутреннее отражение. § 4. Плоскопараллельная пластинка. § 5. Призма. § 6. Тонкие линзы. § 7. Построение изображений, формула тонких линз.

Наконец, если какая-нибудь величина пропорциональна нескольким другим величинам, то она пропорциональна и произведению этих величин.

Поясним это на следующем примере: пусть «богатство» колхозника определяется количеством принадлежащей ему ржи. Допустим, что у всех колхозников рожь насыпана в мешки одинакового веса. Тогда богатство B будет прямо пропорционально количеству мешков n, которые имеет каждый колхозник.

$$B \sim n.$$

Если же у всех колхозников имеется по одинаковому количеству мешков ржи, но вес мешков p у разных колхозников различен, то

$$B \sim p.$$

Наконец, если количество мешков n у разных колхозников различно и вес мешков p тоже различен, то богатство будет, очевидно, пропорционально произведению np, так как это произведение представляет собой полный вес ржи, которую имеет колхозник. Таким образом,

$$B \sim np,$$

что и подтверждает высказанную выше теорему.

Введя множитель пропорциональности α, мы можем написать:

$$B = \alpha np. \qquad (a)$$

При рассмотрении подобного вида выражений может представиться два случая:

1. Единицы, в которых измеряются величины, входящие в формулу (a), даны. Тогда численное значение α определяется непосредственно из формулы (a). Пусть, например, «богатство» выражается в денежных знаках—рублях, а вес—в пудах. Тогда, очевидно, численное значение α будет равно цене пуда ржи, выраженной в рублях. Если за денежную единицу примем доллар, а за единицу веса килограмм, то α будет иметь другое численное значение, равное цене килограмма ржи в долларах.

2. Единица измерения одной из величин, входящих в формулу (a), еще не выбрана. В этом случае мы можем дать коэфициенту α произвольное значение, но тем самым определится и единица измерения, оставшаяся неустановленной. Допустим, например, что вес ржи мы выражаем в пудах, а единица богатства еще не выбрана. Мы можем дать α любое значение, но обычно полагают $\alpha = 1$, чтобы привести формулу к наиболее простому виду.

$$B = np. \qquad (b)$$

Теперь уже единица измерения B определяется формулой (b). Действительно, если $n=1$, $p=1$ пуду, получим

$$B = 1 \text{ пуду.}$$

Это значит, что за единицу богатства мы должны принять богатство, равное одному пуду ржи.

Рассмотрим пример из физики. Опытным путем можно установить, что сила взаимодействия F двух точечных электрических

зарядов прямо пропорциональна величине обоих зарядов и обратно пропорциональна квадрату расстояния между ними.

$$F \sim q_1;\ F \sim q_2;\quad F \div r^2 \quad \text{или} \quad F \sim \frac{1}{r^2},$$

где q_1 и q_2 заряды, r—расстояние между ними. Отсюда

$$F \sim \frac{q_1 q_2}{r^2} \quad \text{или} \quad F = \alpha \frac{q_1 q_2}{r^2}. \qquad (c)$$

За единицу силы мы принимаем дину, за единицу длины—сантиметр. Единица электрического заряда пока еще не установлена, поэтому в формуле (c) мы можем положить $\alpha = 1$.

$$F = \frac{q_1 q_2}{r^2} \qquad (d)$$

Теперь формула (d) определяет единицу электрического заряда. В самом деле, допустим, что $F = 1$ дине, $r = 1$ *см* и что оба заряда равны. Тогда

$$1 = \frac{q^2}{1}, \qquad \text{откуда} \quad q = 1.$$

Значит, за единицу электрического заряда мы должны принять такой заряд, который действует на равный себе заряд, помещенный на расстоянии 1 *см*, с силой, равной одной дине.

Если бы по каким-нибудь соображениям мы нашли удобным положить в формуле (c) α равным 100, то вместо (d) получили бы выражение

$$F = 100 \frac{q_1 q_2}{r^2}.$$

Положив $F = 1$ дине, $r = 10$ см, $q_1 = q_2$, мы получим

$$1 = \frac{100 \cdot q^2}{100}, \quad \text{или} \quad q = 1.$$

Теперь мы уже должны за единицу количества электричества принять заряд, который действует на равный себе заряд, помещенный на расстоянии 10 *см*, с силой одной дины.

§ 2. Графическое изображение функций. Проведем на плоскости две взаимно перпендикулярные линии—так называемые оси координат (рис. 1). Одну из них, обычно горизонтальную, называют осью абсцисс, а другую—осью ординат. Точку их пересечения O называют началом координат.

Каждую точку на плоскости можно определить двумя числами, выражающими длины перпендикуляров, опущенных из точки на обе оси.

Для удобства расчетов на осях откладываются равные отрезки, изображающие в условном масштабе единицы длины. Например, точка A определяется двумя числами. или координатами: 4,8 и 5,5; первая координата определяет расстояние точки до вертикальной оси. Она называется абсциссой точки A. Второе число,

называемое ординатой, обозначает расстояние точки A от горизонтальной оси.

Условились считать абсциссы вправо от начала координат положительными, влево—отрицательными. Ординаты считаются положительными кверху от горизонтальной оси и отрицательными книзу. Таким образом, координаты точки B будут $-4{,}2$ и 4, а координаты точки C будут -1.5 и $-8{,}1$.

Если каждую точку плоскости можно определить двумя числами, то и обратно—любая пара чисел может быть изображена точкой на плоскости. Например, пара чисел (5,3; 7,5) изобразится точкой A с абсциссой, равной 5,3, и ординатой, равной 7,5. Чтобы построить эту точку, возьмем оси координат (рис. 2); на

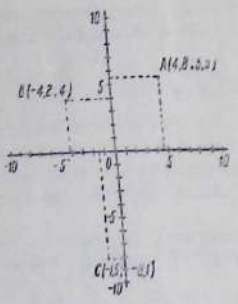


Рис. 1.

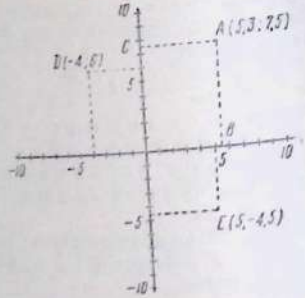


Рис. 2.

горизонтальной оси отложим отрезок $OB=5{,}3$, на вертикальной—отрезок $OC=7{,}5$ и из концов этих отрезков восстановим перпендикуляры к осям. Пересечение перпендикуляров определит положение искомой точки A. Совершенно так же изображены пары чисел $(-4; 6)$ и $(5, -4{,}5)$ в виде точек D и E.

Для определения точки по паре чисел нет надобности строить обязательно оба перпендикуляра. Действительно, точку A мы можем получить, восстановив из конца отрезка OB перпендикуляр и отложив на нем отрезок OC. Значительно упрощает все построения пользование клетчатой бумагой.

Особый интерес представляет собой графическое изображение двух переменных величин, связанных между собой какой-либо математической зависимостью.

Рассмотрим простейшую зависимость в виде линейного уравнения с двумя неизвестными:

$$x+3=2y. \qquad (3)$$

Одному из неизвестных, скажем y, можно давать любые значения, соответствующие же значения x найдутся по данному уравнению. Таким образом, существует бесчисленное количество парных значений x и y, удовлетворяющих уравнению (3). Каждая

пара решений может быть изображена точкой на плоскости, а совокупность всего бесчисленного количества решений даст на плоскости некоторую кривую. Для того чтобы определить ее вид, поступают так: находят достаточное количество значений x и y, удовлетворяющих уравнению, строят точки, соответствующие найденным решениям, и все точки соединяют между собой плавной кривой. Это и будет искомым графическим выражением данной математической зависимости.

Применим эти соображения к построению уравнения (3), решив его предварительно относительно x:

$$x = 2y - 3.$$

Придавая y последовательно значения -3, -2, -1, 0, $+1$, $+2$, $+3$ и определяя каждый раз соответствующие значения x, получим решения, приведенные в табличке:

y	x
-3	-9
-2	-7
-1	-5
0	-3
$+1$	-1
$+2$	$+1$
$+3$	$+3$

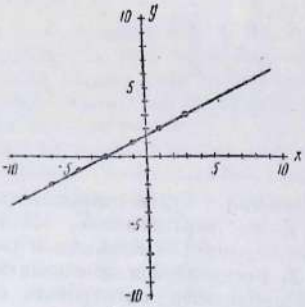


Рис. 3.

Условимся на горизонтальной оси откладывать значения x, на вертикальной—значения y (рис. 3). Точки, соответствующие найденным парам значений x и y, намечены на чертеже кружочками. Линия, соединяющая эти точки,—прямая. Любая точка этой прямой, как это легко проверить, даст пару значений x и y, удовлетворяющих уравнению (3). Таким образом, это уравнение на графике изображается прямой линией, отрезок которой построен по точкам. Концы этой линии могут быть продолжены как угодно далеко, так как переменной y можно давать произвольно большие значения как положительные, так и отрицательные.

Всякое уравнение первой степени с двумя неизвестными изображается прямой линией. Поэтому достаточно найти два его решения, чтобы построить график, так как прямая определяется двумя точками.

В качестве второго примера рассмотрим выражение $pq = 2$, которое решим относительно p:

$$p = \frac{2}{q}. \qquad (4)$$

Условимся q рассматривать как независимую переменную, а p—как функцию от q.

Будем давать q значения, приведенные в левой половине помещенной ниже таблички. Соответствующие значения p, определенные из формулы (4), приведены в правой половине той же таблички.

q	p
8	$\frac{1}{4}$
6	$\frac{1}{2}$
4	$\frac{1}{2}$
2	1
1	2
$\frac{1}{2}$	4
$\frac{1}{3}$	6
$\frac{1}{4}$	8

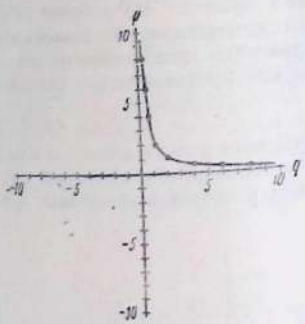


Рис. 4.

Значения q будем откладывать по горизонтальной оси, значения p—по вертикальной. Получится кривая, изображенная на рис. 4, которая называется равносторонней гиперболой.

§ 3. Бесконечно малые величины. В математике и в физике часто приходится оперировать с переменными величинами, которые могут принимать значения, меньшие любого наперед заданного малого числа, иными словами, с такими величинами, которые в пределе обращаются в нуль. Такие величины носят название бесконечно малых.

Познакомимся с некоторыми операциями над бесконечно малыми числами:

1. Произведение любого конечного числа на бесконечно малое есть величина бесконечно малая.

Обозначим буквой ε бесконечно малую величину и докажем, что любое конечное число, например 150 000, умноженное на ε, будет тоже бесконечно малым числом. Для этого надо показать на основании данного выше определения, что

$$150\,000 \cdot \varepsilon$$

может быть сделано меньше любой наперед заданной малой величины, например, меньше чем 10^{-10}.

Это условие будет выполнено, если

$$150\,000\varepsilon < 10^{-10}, \qquad (a)$$

или

$$\varepsilon < \frac{10^{-10}}{150\,000}. \qquad (b)$$

Так как ε бесконечно малая величина, то неравенство (b) может быть удовлетворено, а стало быть, будет удовлетворено и неравенство (a), что и доказывает справедливость высказанной нами теоремы.

2. В сумме членов, часть которых представляет собой конечные величины, а часть величины бесконечно малые, эти последние могут быть отброшены.

Возьмем сумму

$$A + B + C \cdot \varepsilon,$$

где A, B и C конечные числа, а ε—бесконечно малое. По только что доказанной теореме произведение $C.\varepsilon$ есть тоже бесконечно малая величина, т. е. величина, как угодно мало отличающаяся от нуля. Ясно, что при вычислении суммы ее последний член не играет никакой роли и может быть отброшен.

§ 4. Об измерении переменных величин. В физике постоянно приходится иметь дело с величинами, изменяющимися непрерывно во времени и пространстве. Как измерить численное значение таких величин? Поясним это на конкретном примере. Пусть рис. 5 изображает какое-нибудь неоднородное тело, хотя бы вишню. Требуется измерить плотность различных ее частей — мякоти, косточки, кожицы и пр. Мы исходим из хорошо известной формулы для однородных тел:



Рис. 5.

$$d = \frac{m}{v}\ \frac{г}{см^3},$$

где d означает плотность, m—массу тела, а v—объем. Если применим эту формулу целиком ко всей вишне, то найдем, очевидно, ее среднюю плотность. Если же надо определить плотность мякоти, то под m и v мы должны понимать массу и объем мякоти. Однако и в этом случае получится только среднее значение, так как структура мякоти не одинакова в различных ее частях. Для полной характеристики надо уметь определять плотность в любой точке мякоти, например, в точке A. Для этого мы выделяем около A маленький объем, который обозначаем Δv, а массу этого объема называем Δm. Знак Δ имеет двоякий смысл. Он может означать малую величину, как в нашем случае, так и малое приращение какой-нибудь величины.

Разделив Δm на Δv, мы получим плотность мякоти около точки A:

$$d_{ср} = \frac{\Delta m}{\Delta v}. \qquad (5)$$

Опять это будет средняя плотность, так как и внутри малого объема Δv структура может быть неодинакова. Чем меньше выделенный около точки A объем, тем меньше будут внутри него неоднородности. В пределе, когда Δv будет бесконечно мало, формула (5) даст истинное значение плотности. Математически это записывается так:

$$d = \lim_{\Delta v \to 0} \frac{\Delta m}{\Delta v}. \qquad (6)$$

Плотность в точке A есть предел отношения Δm к Δv, когда Δv стремится к нулю.

Предыдущее выражение можно написать гораздо проще, если ввести *знак бесконечно малой величины* d. Этот знак имеет тоже двойное значение: он может означать бесконечно малую величину, как в нашем случае, может обозначать и бесконечно малое приращение величины. Воспользовавшись знаком d, можем переписать предыдущее выражение так:

$$d = \frac{dm}{dv} \frac{г}{см^3} \qquad (6а)$$

Плотность в точке A есть отношение бесконечно малой массы к соответствующему бесконечно малому объему, выделенному около точки A.

Таким же способом определяются и все другие переменные величины, встречающиеся в механике и физике. Дальнейшие примеры нам попадутся в ближайших параграфах следующей главы.

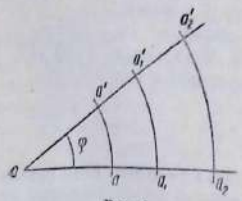


Рис. 6.

§ 5. Радиальное измерение углов. Кроме градусного измерения углов, существует еще радиальное измерение, основанное на следующем соображении. Если из вершины какого-нибудь угла (рис. 6), как из центра, провести несколько окружностей различных радиусов r, r_1, r_2, r_3, то отрезки дуг между сторонами угла aa', a_1a_1', a_2a_2'... пропорциональны соответствующим радиусам:

$$\frac{aa'}{r} = \frac{a_1a_1'}{r_1} = \frac{a_2a_2'}{r_2}.$$

Это постоянное для данного угла отношение и называется радиальной мерой угла:

$$\varphi = \frac{aa'}{r}. \qquad (7)$$

Таким образом, угол измеряется отношением длины центральной дуги, стягивающей его стороны, к соответствующему радиусу.

Вычислим в радиальной мере угол в 90°; проведем для этого из его вершины окружность и воспользуемся формулой (7). В этом случае дуга aa' равна четверти окружности $\frac{2\pi r}{4}$. Подставив это значение в (7), получим:

$$\varphi = \frac{2\pi r}{4r} = \frac{\pi}{2} = \frac{3{,}14}{2} = 1{,}57.$$

Угол в 360° в радиальном измерении равен 2π, или 6,28. Если обозначить через φ и φ° один и тот же угол в радиальной и градусной мере, то эти величины должны относиться друг к кругу так, как 2π относится к 360:

$$\frac{\varphi}{\varphi^\circ} = \frac{2\pi}{360} = \frac{6{,}28}{360}.$$

Воспользовавшись этой формулой, переведем, например, угол в 42° в радиальную меру:

$$\varphi = \varphi^\circ \frac{6{,}28}{360} = 42 \cdot \frac{6{,}28}{360} = 0{,}733.$$

В качестве другого примера вычислим $\sin 1{,}5$. Для того чтобы воспользоваться таблицей натуральных величин, приведенной в конце книги, необходимо угол 1,5 перевести в градусную меру. На основании равенства (7) получим:

$$\varphi^\circ = \varphi \frac{360}{6{,}28} = 1{,}5 \frac{360}{6{,}28} = 86^\circ,$$

$$\sin 1{,}5 = \sin 86^\circ = 0{,}996.$$

§ 6. Телесный угол. Часть пространства, заключенная внутри конуса, называется телесным углом. Чтобы установить меру этого угла, опишем из вершины какого-нибудь конуса как центра несколько сфер (рис. 7). Из геометрии известно, что площади S, S_1, S_2, которые конус вырежет на поверхности этих сфер, прямо пропорциональны квадратам радиусов:

$$\frac{S}{r^2} = \frac{S_1}{r_1^2} = \frac{S_2}{r_2^2}.$$

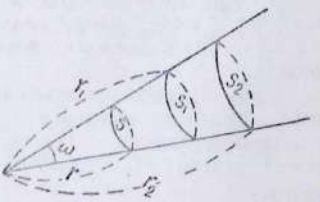


Рис. 7.

Постоянное для данного конуса отношение $\frac{S}{r^2}$ мы примем за меру телесного угла, заключенного внутри конуса, и обозначим буквой ω.

$$\omega = \frac{S}{r^2}. \qquad (8)$$

Телесный угол измеряется отношением площади, которую он вырезает на сфере, описанной из его вершины, к квадрату радиуса этой сферы.

БИБЛИОТЕКА УрГСХИ

За единицу телесного угла принимается *стерадиан*. Это такой угол, который вырезает на сфере поверхность, величина которой равняется квадрату радиуса ($S = r^2$).

Построим около точки A несколько телесных углов (конусов) так, чтобы они заполнили все пространство. Сумма поверхностей, вырезанных ими на любой сфере, описанной из точки A, будет, очевидно, равна ее поверхности, т. е. $4\pi r^2$. Подставив это значение в (8), определим полный телесный угол около точки

$$\omega = 4\pi.$$

Это рассуждение вполне аналогично тому, которое приводит нас к заключению, что полный плоский угол, заключающий всю плоскость, равен 2π.

§ 7. Нормаль. Возьмем на кривой линии две близкие точки A и A_1 и проведем через них секущую T_1 (рис. 8). Представим себе, что точка A_1 все ближе и ближе подходит к точке A. Наконец расстояние между ними сделается таким маленьким, что хорда AA_1 совпадет с дугой AA_1 и секущая T_1 превратится в касательную T. Перпендикуляр N к касательной T в точке A будет в то же время перпендикуляром к очень маленькому отрезку кривой около точки A. Он называется *нормалью* и по отношению к кривой играет такую же роль, как перпендикуляр по отношению к прямой.

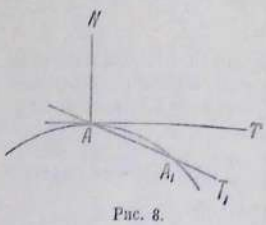


Рис. 8.

Итак, нормаль к кривой в точке A есть перпендикуляр, восстановленный к касательной в этой точке. Нормалью к кругу является радиус.

Чтобы провести нормаль к точке A, лежащей на кривой поверхности, надо через эту точку провести плоскость, касательную к поверхности, и восстановить перпендикуляр к этой плоскости в точке A. Нормалью к поверхности сферы является ее радиус.

ОТДЕЛ I

МЕХАНИКА

ГЛАВА 2

НЕКОТОРЫЕ СВЕДЕНИЯ ИЗ КИНЕМАТИКИ И ДИНАМИКИ

§ 1. Движение вещества. Все тела вселенной находятся в непрерывном движении, даже такие, которые нам кажутся неподвижными. В самом деле, мы хорошо знаем, что все так называемые неподвижные предметы на земле как-то: дома, деревья, горы, на самом деле совершают весьма сложные движения, участвуя вместе с землей в ее суточном и годовом движении. Но, может быть, солнце и звезды неподвижны? Вопрос вполне законный, так как тысячелетия назад финикияне определяли ночью путь своих кораблей по Полярной звезде, а египтяне за тысячелетия до начала нашей эры любовались теми же созвездиями, что и мы. Что это так, показывают дошедшие до нас наблюдения египетских жрецов. И тем не менее современная астрономия с несомненностью установила, что звезды движутся со значительными скоростями порядка нескольких десятков километров в секунду. То же обстоятельство, что видимое положение звезд за истекшие тысячелетия заметным образом не изменилось, объясняется их колоссальной удаленностью. В самом деле, до ближайшей от нас звезды свет идет $3^1/_2$ года, а скорость света — около 300 000 *км* в секунду. Итак, действительно все тела нашей вселенной движутся. Но, кроме этих движений, присущих всему телу в целом, имеются еще движения внутренние. По нашим современным представлениям вещество состоит из мельчайших частиц — молекул, величина которых мала по сравнению с их взаимными расстояниями. Молекулы находятся в непрерывном движении, причем их скорость зависит от температуры. Чем выше температура, тем быстрее движутся молекулы. Вечное движение является одним из важнейших основных свойств вещества.

Если все тела движутся, то, очевидно, можно говорить только об относительном движении тел. Обычно одно из них условно принимают за неподвижное и определяют по отношению к нему движения других тел. Например, разбирая движения тел на земной поверхности, обычно считают землю неподвижной. При этом сознательно игнорируют годовое и суточное движение земли,

что вполне допустимо при решении очень многих механических задач.

Мы тоже в дальнейших рассуждениях будем считать землю неподвижной, так как явлений, на которых сказывается вращение земли, мы разбирать не будем.

§ 2. Равномерное прямолинейное движение. Равномерным и прямолинейным называется такое движение, в котором тело перемещается по прямой, проходя в равные промежутки времени равные расстояния. Из этого определения следует, что пройденный телом путь s прямо пропорционален времени t, в течение которого тело двигалось. Введя коэффициент пропорциональности u, можем написать

$$s = ut. \tag{1}$$

Физический смысл постоянной u мы найдем, разделив обе части этого равенства на t:

$$u = \frac{s}{t}.$$

Таким образом, u численно равно пути, проходимому телом за единицу времени. Эту величину мы называем *скоростью*. В физике обычно пользуются абсолютной системой единиц, в основу которой положены единицы—сантиметр, грамм (масса) и секунда. Поэтому за единицу скорости следует принять скорость такого равномерного движения, когда тело в одну секунду проходит путь в один сантиметр:

$$u = \frac{s}{t}\ см/сек. \tag{2}$$

Все величины, с которыми нам придется встречаться в дальнейшем, распадаются на две группы: скаляров и векторов. Под скаляром понимают величину, которая вполне характеризуется своим численным значением. Сюда относятся, например, объем, температура, масса и др. Действительно, если сказано, что объем равен 50 $см^3$ или температура равна 16° С, то эти величины вполне определены.

Векторами называют величины, которые, кроме численного значения, имеют еще определенное направление. Так, например, скорость есть вектор, ибо для ее характеристики необходимо указать не только ее величину, но и направление. К векторам относятся также сила, ускорение, импульс и др. Все эти величины удобно изображать в виде стрелок, направление которых указывает направление вектора, а длина изображает в условных единицах его численное значение. Изобразим, например, стрелкой скорость тела, движущегося кверху под углом в 45° к горизонту со скоростью 40 *м/сек*. В данном случае удобен такой масштаб: миллиметр длины стрелки приравнять скорости в 1 *м/сек*. При таком условии скорость тела изобразится стрелкой в 4 *см*

длиной, наклоненной под углом в 45° к горизонту, как показано на рис. 9.

§ 3. Сложение скоростей (векторов). Допустим, что тело одновременно участвует в двух равномерных прямолинейных движениях[1]. Если бы оно участвовало только в одном из них, то оно пришло бы через секунду из точки O в точку A (рис. 10). Если бы оно участвовало только во втором движении, то пришло бы через секунду из точки O в точку B. Спрашивается: куда оно при-

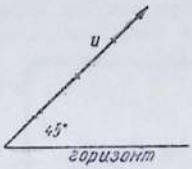


Рис. 9.

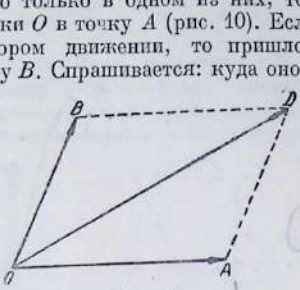


Рис. 10.

дет, участвуя одновременно в обоих движениях? Здесь мы должны руководствоваться принципом независимости перемещений, установленным опытным путем. Этот принцип гласит, что перемещение тела в данном движении происходит совершенно независимо от того, участвует ли тело в одном только этом движении или сразу в нескольких.

Отсюда следует, что результат нескольких одновременных перемещений будет такой, как если бы эти перемещения выполнялись последовательно друг за другом.

Наше тело переместится так, как если бы оно сначала перешло в точку B, а затем прошло путь $BD=OA$. Таким образом, тело, участвуя одновременно в двух движениях, окажется через секунду в вершине параллелограма, построенного на перемещениях OA и OB. Можно доказать, что оно все время двигалось по диагонали OD. Заметим, что OA и OB изображают пути за секунду, т. е. скорость тела в первом и во втором движениях. Будем их называть составляющими скоростями. OD есть скорость составного движения, получившегося в результате «сложения» составляющих скоростей. Таким образом: если тело участвует в двух движениях, то его составная скорость по величине и направлению изображается диагональю параллелограма, построенного на составляющих скоростях, как на сторонах.

Это правило можно распространить на случай сложения любого количества скоростей. Все они изображаются стрелками и затем последовательно складываются по правилу параллело-

[1] Например, матрос, бегущий по палубе, движется с некоторой скоростью относительно парохода и одновременно участвует в его движении.

грама, как это показано на рис. 11, где u'—равнодействующая или составная скорость первых двух скоростей, а u — равнодействующая всех трех скоростей. Можно сказать, что u есть геометрическая сумма составляющих скоростей, и написать:

$$\bar{u} = \bar{u}_1 + \bar{u}_2 + \bar{u}_3.$$

Чтобы не спутать этой записи с обычным арифметическим сложением, ставят наверху черточки.

Если две скорости можно сложить, заменив одной равнодействующей, то можно выполнить и обратную операцию, т. е. раз-

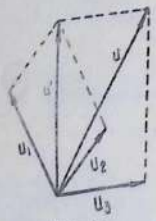


Рис. 11.

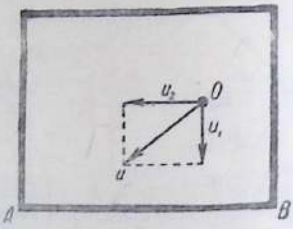


Рис. 12.

ложить данную скорость на две составляющих. Геометрически задача сводится к нахождению сторон параллелограма по данной диагонали. В общем виде эта задача неопределенна, так как по данной диагонали можно построить бесчисленное количество параллелограмов. Нужны еще добавочные условия, которые обычно и даются в задачах.

Решим пример. По биллиарду катится шар O со скоростью u (рис. 12). Надо определить ту скорость, с которой шар приближается к борту AB. Для этого проведем из точки O две линии—параллельную и перпендикулярную к AB, и разложим скорость u по этим направлениям. Чтобы сделать это, из конца вектора u проведем линии, параллельные тем, которые мы провели через O. Образуется параллелограм, стороны которого u_1 и u_2 представляют собой составляющие скорости. Очевидно, u_1 и есть та скорость, с которой шар O приближается к борту AB.

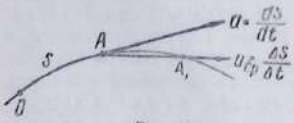


Рис. 13.

Все, что изложено в этом параграфе о сложении и разложении скоростей, может быть распространено без всяких изменений на любые векторы.

§ 4. Скорость в переменном движении. Допустим, что тело движется с переменной скоростью по кривой, изображенной на рис. 13. На этой кривой возьмем какую-нибудь точку O и усло-

вимся измерять длину пути s, пройденного телом, от этой точки. Время движения t условимся отсчитывать, начиная с того момента, когда тело находилось в точке O. Допустим, что в некоторый момент времени t тело находится в точке A. Расстояние OA представляет собой путь s, пройденный телом за t секунд. Надо определить скорость, которую имеет тело в точке A. В первом приближении это можно сделать так: надо определить малый промежуток времени Δt, в течение которого тело переходит из точки A в близко расположенную точку A_1, и считать, что тело двигалось на пути AA_1 равномерно. Расстояние AA_1 представляет собой малое приращение пути Δs, соответствующее малому приращению времени Δt. Если разделить Δs на Δt, то получим среднюю скорость движения тела на участке пути AA_1:

$$u_{\text{ср}} = \frac{\Delta s}{\Delta t}. \qquad \text{(a)}$$

Что касается направления средней скорости, то следует считать, что оно совпадает с секущей AA_1.

В действительности скорость на участке AA_1 меняется как по величине, так и по направлению, поэтому истинная скорость может значительно отличаться от средней. Понятно, что чем ближе мы возьмем точку A_1 к точке A, тем меньше будет отличаться средняя скорость от истинной. В пределе, когда A_1 подойдет бесконечно близко к A, отношение (a) дает нам истинное значение скорости в точке A.

На языке математики это записывается так:

$$u = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta s}{\Delta t}. \qquad \text{(b)}$$

Таким образом, скорость переменного движения в какой-нибудь точке пути определяется как отношение бесконечно малого участка пути, взятого около этой точки, к соответствующему бесконечно малому промежутку времени. Направление скорости совпадает с бесконечно малым отрезком пути около точки, т. е. с направлением касательной.

Мы уже условились в § 3 предыдущей главы обозначать бесконечно малые приращения величин буквой d. Так, ds будет обозначать бесконечно малый прирост пути, или бесконечно малый отрезок пути, а dt — бесконечно малое приращение времени. Теперь мы можем написать выражение (b) проще:

$$u = \frac{ds}{dt}. \qquad (3)$$

Можно сказать, что скорость есть отношение бесконечно малого отрезка пути к соответствующему бесконечно малому промежутку времени. Иногда скорость определяют еще как

путь, отнесенный к единице времени. Что под этим подразумевается, мы сейчас выясним на примере.

Допустим, движется поезд, скорость которого в некоторой точке A мы хотим определить. Для этого фиксируем на пути вторую точку B, лежащую на расстоянии 10 *м* от A. Движение поезда на таком коротком участке достаточно приближается к движению равномерному. С помощью секундомера определяем промежуток времени, в течение которого поезд проходит эти 10 *м*. Пусть этот промежуток времени равен $^4/_5$ секунды.

По формуле (а) найдем:

$$u=\frac{10}{4/5}=12{,}5 \text{ м/сек}.$$

Итак, поезд в точке A имел скорость, равную 12,5 *м* в секунду, т. е. если бы поезд в течение секунды сохранял ту скорость, которую он имел в точке A, он прошел бы за секунду 12,5 *м*. Это и значит отнести путь к единице времени.

§ 5. Прямолинейное равномерно переменное движение. Равномерно переменным движением называется такое движение, скорость которого изменяется на одинаковые величины за одинаковые промежутки времени. Прирост скорости за единицу времени (секунду) называется ускорением. Мы будем обозначать ускорение буквой a. Пусть в названный момент времени скорость тела равна u_0. Через секунду скорость увеличится на a единиц и будет равна $u+a$, через 2 секунды будет равна $u+2a$ и т. д. Отсюда следует, что скорость, которую тело будет иметь через t секунд, запишется так:

$$u=u_0+at. \tag{4}$$

Решив это равенство относительно a, получим

$$a=\frac{u-u_0}{t}. \tag{4а}$$

Единица ускорения получится, если в этом равенстве положить $u-u_0=1$ *см/сек* и $t=1$ *сек*. За единицу ускорения принимается ускорение в таком движении, где скорость изменяется на единицу за секунду:

$$\text{ед. ускор.}=\frac{\text{см/сек}}{\text{сек}}.$$

Символически правую часть можно переписать так:

$$\text{ед. ускор.}=\text{см/сек}^2.$$

Квадрат показывает, что в измерении данной величины секунда фигурирует два раза.

Определим путь s, проходимый телом за t секунд. Так как тело движется равномерно ускоренно, то результат получится, очевидно, такой, как если бы оно двигалось t секунд равномерно

со скоростью, средней между ее начальным значением u_0 и конечным значением u, т. е. со скоростью

$$u_{ср} = \frac{u + u_0}{2}.$$

Применив формулу пути в равномерном движении (1), получим

$$s = \frac{u + u_0}{2} t.$$

Вставляя сюда значение u из равенства (4) и сделав приведение, найдем

$$s = u_0 t + \frac{at^2}{2}. \qquad (5)$$

Формулы (4) и (5) вполне решают вопрос о равномерно переменном движении. Если a положительно, то движение равномерно ускоренное; если a отрицательно, то движение равномерно замедленное.

Опыт показывает, что падение всех тел представляет собой равномерно ускоренное движение, с ускорением $g = 980$ *см/сек*^{2}. Предполагается при этом, что падение происходит в пустоте. То, что все тела, падающие в пустоте, движутся с одинаковым ускорением, можно доказать следующим опытом: в длинную стеклянную трубку через кран с широким отверстием кладут пушинку и свинцовую пулю. Затем кран соединяется с воздушным насосом и воздух откачивается. Перевертывая трубку, можно убедиться в том, что пушинка падает с такой же скоростью, как и пуля.

В воздухе пушинка падает гораздо медленнее пули вследствие того, что у пушинки при малом весе очень большая поверхность и сопротивление воздуха для нее относительно очень велико.

Строго говоря, формулы (4) и (5) применимы только к телам, падающим в пустоте. Но с достаточным приближением их можно применить и в случае падения тяжелых тел в воздухе, если поверхности тел невелики и высота падения не превышает нескольких десятков метров.

Определим скорость тела, упавшего без начальной скорости с высоты h. Перепишем формулы (4) и (5), приняв во внимание, что теперь $a = g$, $u_0 = 0$ и $s = h$:

$$u = gt; \quad h = \frac{gt^2}{2}.$$

Подставив значение t из первого равенства во второе, получим:

$$h = \frac{g}{2}\left(\frac{u}{g}\right)^2 = \frac{u^2}{2g}.$$

Решая относительно u, найдем:

$$u = \sqrt{2gh}. \qquad (6)$$

Скорость в этом случае пропорциональна корню квадратному из пройденного пути.

§ 6. Ускорение в неравномерном движении. Чтобы определить ускорение в общем случае неравномерного прямолинейного

движения, можно воспользоваться формулой (4а), помня, однако, что ускорение теперь переменное. Повторяя рассуждения параграфа 4 о скорости в неравномерном движении, мы придем к заключению, что для определения ускорения тела в данной точке пути надо расчеты производить для очень малого промежутка времени Δt и соответствующего малого изменения скорости $\Delta u = u_2 - u_1$. В этом более общем случае отношение

$$a_{ср} = \frac{\Delta u}{\Delta t} \qquad (а)$$

представляет собой среднее значение ускорения на малом участке пути около рассматриваемой точки. Чтобы найти истинное ускорение, надо перейти к пределу, т. е. найти отношение бесконечно малого приращения скорости du к соответствующему бесконечно малому промежутку времени dt.

$$a = \frac{du}{dt} \qquad (7)$$

Ускорение есть отношение бесконечно малого прироста скорости к соответствующему бесконечно малому промежутку времени.

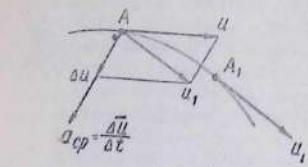


Рис. 14.

В случае криволинейного движения эти определения можно сохранить, только под Δu и du надо понимать геометрическое приращение скорости. Поясним это следующим рисунком (рис. 14). Для определения ускорения тела в точке A возьмем близкую точку A_1 и проведем векторы u и u_1, изображающие скорость тела в первом и втором положениях. Чтобы узнать, насколько изменилась скорость u, перенесем начало вектора u_1 в точку A.

Из рисунка ясно, что к вектору u надо прибавить вектор Δu, чтобы получить вектор u_1.

$\Delta \bar{u}$ называется *геометрическим приращением скорости*. Вектор $a_{ср}$, равный отношению геометрического приращения скорости к соответствующему промежутку времени, называется *средним ускорением*

$$a_{ср} = \frac{\Delta \bar{u}}{\Delta t}.$$

Предел, к которому стремится это отношение, когда точка A_1 неограниченно приближается к точке A, есть истинное ускорение тела в точке A:

$$a = \frac{d\bar{u}}{dt}. \qquad (7а)$$

Ускорение есть отношение бесконечно малого геометрического приращения скорости к соответствующему бесконечно ма-

лому приращению времени, или короче: геометрическое приращение скорости, отнесенное к единице времени.

§ 7. Первый закон Ньютона[1]. Всякое тело пребывает в состоянии покоя или равномерного и прямолинейного движения, пока какая-нибудь внешняя причина не выведет его из этого состояния.

Способность тела сохранять состояние покоя или равномерного прямолинейного движения называется *инерцией*. Всякая причина, изменяющая скорость тела[2], называется *силой*. Таким образом, этот закон определяет качественно два основных понятия—инерцию и силу. В своей первой части, где говорится о покоящемся теле, закон кажется очевидным. Из обыденных наблюдений мы хорошо знаем, что неподвижное тело само по себе, без действия какой-нибудь силы, с места не сдвинется.

Далеко не так ясна вторая часть закона, потому что все движущиеся на земле тела рано или поздно останавливаются. Однако если присмотреться к любому движению, то мы увидим, что движущееся тело находится под непрерывным воздействием внешних сил трения, сопротивления воздуха и других тормозящих сил, которые постепенно уменьшают его скорость. Если принять меры к уменьшению этих сил, то движение продолжается дольше и более походит на равномерное. Например, шар, брошенный по поверхности льда, пролетит во много раз большее расстояние, чем по поверхности земли. Можно поэтому думать, что, устранив все воздействия на тело, мы действительно осуществим идеальное равномерное движение.

Это рассуждение разъясняет смысл первого закона, но не является, конечно, его строгим доказательством. Все три закона динамики можно рассматривать как постулаты, в справедливости которых мы убеждаемся по их соответствию опытным фактам. Теоретическая и практическая механика, оперирующая с обычными макроскопическими телами, неизменно приходит к выводам, оправдывающимся на практике.

Надо оговориться, что за последние 40 лет были открыты некоторые явления, которые не укладываются в рамки так называемой классической физики, опирающейся на законы Ньютона. Оказалось, что законы классической физики на самом деле законы приближенные, о чем будет сказано подробнее в последних главах курса. Однако степень приближения такова, что для всех явлений, с которыми мы сталкиваемся в обыденной жизни и в технике, механика Ньютона может рассматриваться как абсолютно правильная. Только в том случае, когда приходится иметь дело

---

[1] Обычно три основных закона динамики называются законами Ньютона, который первым ясно их сформулировал и положил в основу механики.

[2] Надо помнить, что скорость—вектор. Поэтому под изменением скорости надо понимать как изменения по величине, так и изменения по направлению.

с телами, движущимися с очень большими скоростями, сравнимыми со скоростью света, или когда изучаются явления, происходящие внутри атомов и молекул, механика Ньютона должна быть заменена более точной механикой Эйнштейна.

§ 8. Второй закон Ньютона. Из первого закона следует, что сила, действующая на свободное тело, изменяет его скорость[1], т. е. сообщает ему ускорение. Второй закон устанавливает соотношение между силой и вызываемым ею ускорением. Его можно сформулировать так: ускорение, вызываемое действующей на тело силой, пропорционально величине силы и совпадает с ней по направлению. Если обозначим силу через F, а вызываемое ею ускорение через a, то математическая запись второго закона будет такова:

$$F = ma; \tag{8}$$

коэффициент пропорциональности m называется *массой* тела. Таким образом, о массе тела мы судим на основании формулы (8). Чем большее ускорение вызывает определенная сила, действующая на тело, тем меньше его масса, и наоборот.

Формула (8) связывает между собой две новых для нас величины—массу и силу, для которых следует выбрать единицы. Так как одна формула связывает между собой две величины, то единицу одной из них мы можем выбрать по своему усмотрению, руководствуясь теми или иными практическими соображениями. В так называемой абсолютной системе за единицу массы принимают грамм, равный тысячной доле массы эталонного килограмма, хранящегося в Севре, близ Парижа. Единица силы является уже единицей производной, определяемой из формулы (8), если в ней положить $m = 1$ *г* и $a = 1$ *см/сек*^{2}. Отсюда: за единицу силы следует принять такую силу, которая сообщает массе в один грамм ускорение в 1 *см/сек*^{2}. Эта единица носит название *дины*.

$$\text{дина} = \frac{г \cdot см}{сек^2}. \tag{8а}$$

Выражения, подобные $\frac{г \cdot см}{сек^2}$, показывающие, какие комбинации основных единиц входят в измерение данной производной единицы, называются размерностью производной единицы.

Нам надо еще познакомиться с понятием *размерность физической величины*. Под этим термином понимают выражение, указывающее, какая комбинация основных единиц входит в измерение данной физической величины. Но в этом случае указывается только физическая природа основных единиц, а не их численное

[1] Покой следует рассматривать как частный случай движения со скоростью, равной нулю.

значение. В разбираемой нами системе основными единицами являются единица массы M, единица длины L и единица времени T.

Если в (8а) мы напишем вместо слова «дина» F, а вместо *г*, *см*, *сек* соответственно M, L и T, то получим выражение, определяющее размерность силы:

$$[F] = \frac{ML}{T^2} = MLT^{-2}.$$

Квадратные скобки показывают, что дело идет о размерности физической величины, в данном случае силы.

Определим также размерности скорости и ускорения. Из формулы $u = \frac{s}{t}$ следует, что $[u] = LT^{-1}$, так как путь имеет размерность L. Чтобы определить размерность ускорения, воспользуемся формулой $a = \frac{du}{dt}$. Разность двух однородных величин измеряется, очевидно, теми же единицами, что и сами величины. Поэтому размерность бесконечно малого приращения скорости равна размерности самой скорости $[du] = [u]$, а размерность $[dt] = T$. Подставляя эти значения в выражение ускорения, получим

$$[a] = \frac{[u]}{T} = \frac{LT^{-1}}{T} = LT^{-2}.$$

Вернемся еще раз к вопросу об измерении масс и сил. Согласно второму закону Ньютона, сила тяжести P, действующая на тело с массой m, может быть выражена так:

$$P = mg. \tag{9}$$

Согласно точнейшим опытам, ускорение g, которое вызывает сила тяжести в данном месте земной поверхности, одинаково для всех тел. Следовательно, сила тяжести прямо пропорциональна массе тел. Это обстоятельство дает возможность сравнивать между собой массы тел путем их взвешивания.

Очень часто силы измеряются в весовых единицах, которые, к сожалению, носят те же названия, что и соответствующие массы. Так, например, килограмм-сила представляет собой вес килограмма-массы, или силу, с которой земля притягивает массу в один килограмм. Во избежание путаницы начинающие физики, встречая в формулах или в тексте названия *кг*, *г* и т. д., должны каждый раз уяснить себе, о каких единицах силы или массы идет речь.

Перевод весовых единиц в абсолютные и обратно делается весьма просто на основании выражения (9). Определим, например, скольким динам равна сила в один грамм. Для этого подставим в (9) $m = 1г$ и $g = 980$ *см/сек*^{2}. Получим:

$$1 \text{ } \textit{грамм-сила} = 980 \text{ } \textit{дин}.$$

В механике часто употребляется техническая система единиц, в которой за основные единицы принимается сила K (килограмм-сила), длина L (метр) и время T (секунда). В этой системе

единица массы уже является производной единицей, определяемой из формулы (8), для чего в ней следует положить F, равной 1 *кг-силе*, а ускорение a положить равным 1 *м/сек²*. Получим:

$$1\ кг\text{-}сила = [m'] \cdot 1\ м/сек^2, \quad \text{или} \quad [m'] = 1\ \frac{кг\text{-}сила \cdot сек^2}{м};$$

m' означает массу, выраженную в технических единицах.

Таким образом, в технической системе единиц за единицу массы надо принять такую массу, которой сила в один килограмм сообщает ускорение в 1 *м/сек²*. Чему же равняется эта единица в *кг-массах*? Рассуждаем так: сила в один килограмм, приложенная к массе в один килограмм, сообщает ей ускорение в 9,8 *м/сек²*. Так как при одинаковых силах ускорения обратно пропорциональны массам, то ясно, что массе в 9,8 *кг* сила в 1 *кг* сообщит требуемое ускорение в 1 *м/сек²*. Следовательно, за единицу массы в технической системе надо принять массу, равную 9,8 килограмма. Эта единица специального названия не имеет. Поэтому массу, как обычно, выражают в килограммах, но делят число килограммов на 9,8, чтобы привести к техническим единицам.

Второй закон Ньютона в технической системе можно записать так:

$$F' = \frac{m}{9,8} g'.$$

Здесь сила F' выражается в *кг-силах*, ускорение g' в *м/сек²*. Дробь $m/9,8$ представляет собой массу, измеренную в технических единицах, причем m выражается в *кг-массах*.

§ 9. Сложение и разложение сил. Сила—величина направленная, стало быть, вектор. Поэтому в том случае, когда к одной точке приложено несколько сил, они складываются по правилу параллелограма (§ 3). Может возникнуть только сомнение, не меняется ли величина приложенной к телу силы, когда на это тело начинают действовать другие силы. Допустим, например, что две силы F_1 и F_2, действующие на тело в отдельности, сообщают ему ускорения a_1 и a_2. Спрашивается, будут ли эти силы сообщать телу прежние ускорения, если они действуют на него одновременно. На этот вопрос ответ может дать только опыт, и опыт показывает, что ускорения будут прежними.

Отсюда вытекает так называемый *принцип независимости действия сил*: каждая сила действует на тело так, как будто бы других сил, кроме нее, не было.

Таким образом, геометрическое сложение сил, приложенных к точке, вполне закономерно. Составная, или равнодействующая, сила заменяет по своему действию на тело все составляющие силы.

Можно и обратно заменить данную силу действием двух или нескольких других сил. Подобная операция называется разложением силы на составляющие.

Разберем пример, имеющий практический интерес. Пусть на плоскости, образующей с горизонтом угол α (рис. 15), лежит тело O, вес которого равен P. Спрашивается: какую силу X, параллельную плоскости, надо приложить к телу, чтобы удержать его от соскальзывания? Трением между телом и плоскостью пренебрегаем.

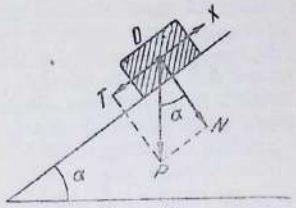


Рис. 15.

В этом случае надо силу P разложить по двум направлениям: по направлению, нормальному к плоскости, куда тело двигаться не может, и по направлению, параллельному плоскости, по которому тело может двигаться беспрепятственно. Разложение выполняем обычным путем, проведя из точки приложения силы линии, перпендикулярную и параллельную плоскости, а затем из конца вектора P линии, параллельные проведенным. Стороны параллелограма N и T изобразят составляющие силы. Искомая сила X, очевидно, равна T. Угол между векторами P и N равен углу α, так как их стороны взаимно перпендикулярны. Из прямоугольного треугольника PON найдем:

$$PN = T = P \sin \alpha.$$

Из этой формулы следует, что с уменьшением угла α уменьшается и составляющая T. Отсюда ясно, что чем меньше угол наклонной плоскости с горизонтом, тем легче по ней поднимать тяжести. Как известно, этим свойством наклонной плоскости широко пользуются в технике.

§ 10. Третий закон Ньютона. Возьмем обыкновенный пружинный безмен, зацепим его за крюк, вбитый в стену, и потянем за кольцо. Пружина безмена вытянется и покажет, скажем, 2 *кг*. Мы можем сказать, что действие нашей руки на стену равно двум килограммам. Но пружина безмена, сокращаясь, тянет в обе стороны с одинаковой силой. Поэтому на нашу руку действует та же сила в 2 *кг*, направленная в сторону стены. Можно сказать, что стена противодействует с той же силой. Вместо безмена можно взять каучуковый шнур или палку; механизм передачи силы будет аналогичен и результаты такие же. Действие будет равно противодействию.

Результаты подобных опытов могут быть сформулированы так: всякий раз, когда тело испытывает действие какой-нибудь силы, можно указать другое тело, которое является источником этой силы и которое в свою очередь испытывает равное и противоположно на-

правленное воздействие со стороны первого тела. Или, короче: всякому действию имеется всегда равное и противоположно направленное противодействие. Этот закон справедлив независимо от того, находятся ли взаимодействующие тела в покое или в движении.

Случай движения мы рассмотрим несколько подробнее. Пусть на поверхности стола лежит какое-нибудь тело. Мы зацепляем его крючком безмена и медленно тащим по столу с постоянной скоростью. Безмен отметит некоторую силу f. Эту силу надо приложить к телу, чтобы преодолеть его трение о стол. Понятно, что рука испытывает равное противодействие f, так как действие пружины двустороннее. Теперь будем ускорять движение тела. Кроме трения придется преодолеть его инерцию, поэтому безмен отметит силу $f' > f$. Чтобы двигать тело ускоренно, рука должна применить большее усилие и в свою очередь испытывает со стороны тела более сильное противодействие.

§ 11. Силы трения. Если два тела соприкасаются своими поверхностями, то в поверхности соприкосновения между ними возникают силы трения. Представим себе следующий опыт (рис. 16): на горизонтальной поверхности стола лежит какое-нибудь тело, например, кирпич. К нему привязана нить, перекинутая через блок и натянутая чашкой с грузами. Пока вес чашки и грузов мал, тело остается в покое, действующая в плоскости соприкосновения тела и стола сила трения T уравновешивает натяжение нити F. С увеличением тяги нити F сила T тоже возрастает и тело остается неподвижным. Силы T называются силами трения покоя. Увеличивая нагрузку, мы дойдем до такого значения F, которое мы назовем F_{max}, при котором тело сдвинется с места и начнет скользить по столу. Силу трения покоя принято измерять величиной F_{max}.

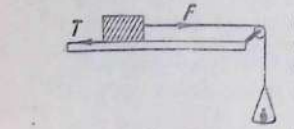


Рис. 16.

Принимая во внимание вес самого тела и помещая на тело добавочные грузы, можно установить, что сила трения приблизительно пропорциональна нормальному давлению N, производимому телом на ту поверхность, по которой оно должно двигаться.

$$T = F_{max} = \gamma N. \tag{11}$$

γ называется коэфициентом трения покоя. Он зависит от материала соприкасающихся поверхностей, от обработки поверхностей (шлифовка, полировка и пр.), а также от того, смазаны поверхности или сухие. Для иллюстрации привожу несколько цифр:

Таблица 1

Коэфициенты трения покоя γ

Сталь по стали—сухие поверхности	0,15
» » » — поверхности, смазанные маслом	0,12
Металл по дереву — сухие поверхности	0,5
» » » —поверхности, смазанные маслом	0,1
Сталь по льду	0,027

Когда началось скольжение, силы трения, конечно, тоже существуют и тоже могут быть измерены на описанном выше приборе. Нагрузку подбирают так, чтобы тело двигалось с постоянной скоростью. В этом случае сила трения численно равна натяжению нити F, так как при равномерном движении равнодействующая всех сил, движущих тело, должна равняться нулю. Здесь тоже применима формула

$$T = \gamma_1 \cdot N, \qquad (11a)$$

но коэфициент трения скольжения γ_1 несколько отличается от γ, и, кроме того, он меняется с изменением скорости движения. При небольших скоростях он несколько меньше γ и убывает с увеличением скорости, а при дальнейшем возрастании скорости начинает увеличиваться.

Направление силы трения противоположно направлению скорости. Действие трения всегда сводится к уменьшению относительных скоростей соприкасающихся тел.

В настоящее время ведется энергичная борьба за уменьшение всякого рода трения в частях машин, в колесах экипажей и пр. Действительно, эти трения являются досадными помехами, заставляющими производить добавочную, совершенно ненужную работу. Среди широкой публики создалось даже мнение об абсолютной вредности трения. Между тем это совершенно не соответствует истинному положению дел. Наоборот, многие существенно важные для нас процессы не могли бы осуществляться в отсутствие трения. Мы не могли бы ходить, паровозы и автомобили не могли бы двигаться. Действительно, под действием внутренних сил, как мы узнаем в одном из ближайших параграфов, тела не могут двигаться поступательно. Если же такое движение осуществляется пешеходом или паровозом, то только благодаря наличию трения между колесами паровоза и рельсами или подошвами ног человека и полом. Трение и является той внешней силой, которая дает возможность двигаться как животным, так и механическому транспорту.

С другими видами трения мы познакомимся в главе о вращении тел и в главе о движении жидкостей.

§ 12. Импульс и количество движения. Пусть на тело с массой m действует постоянная по величине и направлению сила F в течение t секунд. Скорость тела изменяется в зависимости от величины силы и продолжительности ее действия. Произведение силы на время ее действия будем называть *импульсом силы* и обозначать буквой I:

$$I = Ft.$$

Посмотрим, как связан импульс со скоростью тела и его массой. По формуле (8):

$$F = am.$$

В равномерно-ускоренном движении $a = \frac{u_1 - u}{t}$. Вставив это значение в предыдущую формулу, можем написать:

$$F = \frac{m(u_1 - u)}{t} = \frac{mu_1 - mu}{t}. \qquad (12)$$

Произведение массы на скорость называется *количеством движения*. Выражение (9) показывает, что сила равна изменению количества движения за единицу времени. Если помножить обе части равенства (12) на t, то получим:

$$I = Ft = mu_1 - mu. \qquad (12а)$$

Отсюда мы видим, что импульс численно равен изменению количества движения.

Выражения (12) и (12а) выведены для случая постоянной силы, но они годны для любых сил. Только в этом случае вычисления надо делать для очень малых промежутков времени, в течение которых можно считать силу постоянной, а движение — равномерно ускоренным. Обозначив бесконечно малое приращение количества движения $mu_1 - mu$ через dmu, а соответствующий бесконечно малый промежуток времени через dt, мы можем переписать выражение (12) в следующем виде:

$$F = \frac{dmu}{dt}. \qquad (13)$$

В случае криволинейного движения надо учитывать, что количество движения есть вектор, совпадающий по направлению со скоростью. Поэтому в формуле (13) вместо бесконечно малого алгебраического приращения количества движения надо взять бесконечно малое *геометрическое* приращение количества движения $\overline{mu}_1 - \overline{mu}$, которое мы обозначим $d\overline{mu}$.

Таким путем мы получим формулу

$$F = \frac{d\overline{mu}}{dt}. \qquad (13а)$$

Действующая на тело сила равна бесконечно малому приращению количества движения (импульсу), полученному телом, деленному на соответствующий бесконечно малый промежуток времени. Именно в этой форме был сформулирован Ньютоном второй закон динамики.

Помножив обе части равенства (13а) на dt, получим

$$Fdt = d\overline{mu} = \overline{mu}_1 - \overline{mu}, \qquad (14)$$

т. е. импульс силы за бесконечно малый промежуток времени равен бесконечно малому геометрическому приращению количества движения.

§ 13. Закон сохранения количества движения. Рассмотрим систему, состоящую из нескольких тел. Силы, действующие между телами системы, будем называть внутренними. Силы, действующие между телами системы и окружающими ее телами, будем называть внешними. В дальнейшем мы будем часто рассматривать так называемые *изолированные системы*, т. е. такие, между телами которых и окружающим миром нет никаких взаимодействий. Ясно, что понятие «изолированная система» есть некоторая абстракция, так как на практике невозможно изолировать какие бы то ни было тела от всех внешних воздействий. Однако разбор процессов, протекающих в подобных идеальных системах, может привести к уяснению важных закономерностей, как мы в этом сейчас убедимся.

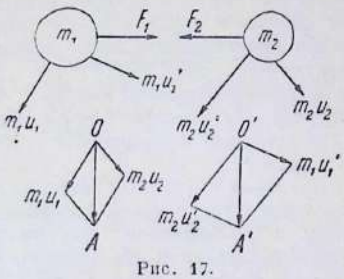


Рис. 17.

Рассмотрим изолированную систему, состоящую из двух тел (рис. 17). Стрелки m_1u_1 и m_2u_2 изображают количество движения того и другого тела, а стрелка $OA = m_1u_1 + m_2u_2$ изображает количество движения всей системы. Если эти тела действуют друг на друга, то они получают равные по величине и противоположно направленные импульсы. Действительно, силы F_1 и F_2 равны по величине и противоположно направлены, а время взаимодействия одинаково для обоих тел. Поэтому мы можем написать:

$$I_1 = -I_2,$$

$$m_1u_1' - m_1u_1 = -(m_2u_2' - m_2u_2).$$

Буквы u со значками означают скорости тел в конце рассматриваемого промежутка времени. Сделав в написанном выше равенстве перестановку членов, получим:

$$m_1u_1' + m_2u_2' = m_1u_1 + m_2u_2. \qquad (14а)$$

Левая часть равенства представляет собой полное количество движения системы в конце рассматриваемого промежутка времени. Оно изображено на чертеже стрелкой $O'A'$. Таким образом мы видим, что общий момент количества движения обоих тел не изменяется под влиянием действующих между ними сил.

Этот результат можно распространить на систему, состоящую из любого числа тел, и вывести такую общую теорему: количество движения тел, составляющих изолированную систему, есть величина постоянная. Или иначе: под влиянием внутрен-

них сил количества движения отдельных тел системы меняются, но так, что геометрическая сумма количеств движения всех тел системы сохраняет свою величину неизменной.

Это положение известно под названием *закона сохранения количества движения*. Из него вытекает весьма важное следствие: под действием внутренних сил покоящаяся система тел не может начать двигаться как целое в каком-нибудь одном определенном направлении.

В качестве примера разберем вопрос об откате орудия после выстрела. Пусть масса орудия M, масса снаряда m и скорость вылета снаряда u. Спрашивается: с какой скоростью U откатится орудие?

Давление пороховых газов при выстреле на орудие и на снаряд представляет собой действие внутренних сил системы. Поэтому к разбираемому случаю полностью применимо уравнение (14а), правая часть которого обращается в нуль, так как до выстрела пушка и снаряд скоростью не обладали.

$$Mu + mu = 0$$

$$U = -\frac{m}{M}u.$$

Орудие откатится в сторону, противоположную направлению движения снаряда, со скоростью, во столько раз меньшей скорости снаряда, во сколько раз масса пушки больше массы снаряда. Под влиянием внутренних сил системы оба тела начинают двигаться поступательно, но в разные стороны и с такими скоростями, что общее количество движения системы остается попрежнему равным нулю.

§ 14. Удар упругого шара о стенку. В направлении, нормальном к стенке, движется со скоростью u шарик. Он ударяется о стенку, и мы должны вычислить импульс, полученный при этом шариком и стенкой. Время, в течение которого происходит удар шарика о стенку, можно разбить на два периода. В течение первого периода шарик сплющивается, а стенка под ним прогибается. Благодаря этому возникают упругие силы, которые тормозят движение, и шарик останавливается. Первый период окончен. Теперь упругие силы в шарике и в стенке стремятся восстановить их прежнюю форму, вследствие чего шарик отскакивает от стенки. Если шарик и стенка идеально упруги, как мы предполагаем, то силы, действующие во втором периоде, в точности равны силам, действующим в первом периоде. Поэтому шарик отскакивает от стенки с такой же по величине скоростью, с какой он в нее ударил. Вычислим импульс, испытанный шариком за время удара. За положительное направление скорости примем направление справа налево (рис. 18). После удара скорость шарика u_1 имеет прежнюю величину, но обратное направление, т. е.

$$u_1 = -u.$$

Воспользовавшись формулой (12а), получим:

$$I = mu_1 - mu = m(-u) - mu = -2mu.$$

Значит, шарик испытает со стороны стенки импульс, направленный вправо и численно равный $2mu$. Если обозначить I' импульс, полученный во время удара стенкой, то он должен

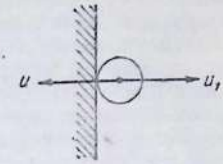


Рис. 18.

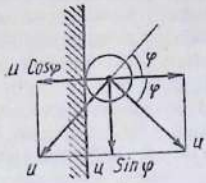


Рис. 19.

быть равен и противоположен импульсу, испытанному шариком, т. е.

$$I' = 2mu. \qquad (15)$$

Рассмотрим теперь более общий случай, когда шарик подлетает к стенке со скоростью u, образующей угол φ с нормалью. Скорость u разложим на составляющие параллельную и нормальную к стенке (рис. 19). Первая из них, равная $u \sin\varphi$, очевидно, в ударе никакого участия не принимает и после удара сохраняет свое прежнее значение. Вся сила удара обусловливается нормальной составляющей $u\cos\varphi$, которая меняет после удара свое направление на обратное. Значит, импульс определяется совершенно так, как и в предыдущем случае, но вместо u надо писать $u\cos\varphi$

$$I' = 2mu\cos\varphi. \qquad (15а)$$

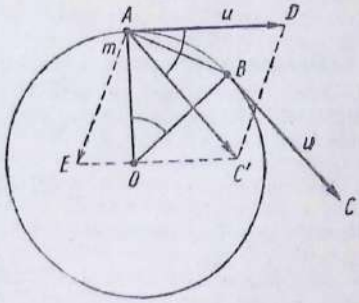


Рис. 20.

Что же касается направления движения шарика после удара, то легко видеть из чертежа, что скорость отраженного от стены шарика образует с нормалью угол, равный φ. Применяя известную из оптики терминологию, можно сказать, что угол отражения шарика от стенки равен углу падения.

Выведенными нами формулами мы воспользуемся в кинетической теории газов.

§ 15. Равномерное движение по окружности. Допустим, что тело с массой m движется равномерно по окружности со скоростью u (рис. 20). Так как это движение криволинейное, то оно

возможно только при действии на тело m некоторой силы. Сила же, как известно, равна произведению массы на ускорение. Дело сводится, таким образом, к определению ускорения.

Пусть тело за малый промежуток времени Δt перешло из точки A, где оно обладало скоростью $AD=u$, в точку B, где скорость его изменилась по направлению и стала равной BC. Чтобы сравнить между собой обе скорости, перенесем вектор BC в точку A, как мы делали это в параграфе шестом. Для этого из A проведем линию AC', равную и параллельную BC. Соединим D с C' и дополним полученный треугольник до параллелограма. Теперь мы видим, что к скорости, которой тело обладало в точке A, надо прибавить скорость, равную AE, чтобы получить AC', т. е. скорость в точке B. AE есть геометрическое приращение скорости. Если вести расчет в предположении, что Δt бесконечно мало, то

$$j=\frac{AE}{\Delta t} \qquad (a)$$

представит собой искомое ускорение.

Рассмотрим равнобедренные треугольники ABO и ADC'. У них углы при точках A и O равны, так как образованы взаимно перпендикулярными сторонами. Отсюда следует, что треугольники подобны, и мы можем написать:

$$\frac{DC'}{AD}=\frac{AB}{AO}.$$

Подставив в это равенство вместо AD скорость u и обозначив радиус круга AO буквой r, получим:

$$\frac{DC'}{u}=\frac{AB}{r}. \qquad (b)$$

Приняв во внимание, что при очень малом Δt точки A и B весьма близки, можно заменить хорду AB дугой $\overset{\smile}{AB}$. Далее $AE=DC'$. Подставив эти значения в формулу (b) и решив ее относительно AE, найдем:

$$AE=\frac{u\overset{\smile}{AB}}{r}.$$

Подставив в (a), получим:

$$j=\frac{u}{r}\cdot\frac{\overset{\smile}{AB}}{\Delta t}.$$

Заметив, что $\overset{\smile}{AB}/\Delta t=u$, получим окончательно:

$$j=\frac{u^2}{r}. \qquad (16)$$

Что же касается направления ускорения, то оно совпадает с радиусом и называется поэтому центростремительным. Действительно, наши рассуждения относятся к бесконечно малому промежутку времени Δt. Поэтому точка B находится бесконечно близко к точке A и линия AE сливается с AO.

Мы вывели формулу для определения центростремительного ускорения. Помножив его на m, найдем центростремительную силу

$$F = mj = \frac{mu^2}{r}, \qquad (17)$$

необходимую для того, чтобы круговое движение могло осуществиться. Она прямо пропорциональна массе и квадрату скорости и обратно пропорциональна радиусу окружности, по которой тело движется.

Эту формулу можно видоизменить, введя в нее вместо скорости период T, т. е. время обращения точки по кругу. В равномерном движении скорость равна пути, деленному на время. В рассматриваемом случае за промежуток времени T точка проходит путь, равный длине окружности $2\pi r$. Отсюда

$$u = \frac{2\pi r}{T}.$$

Подставив это значение скорости в формулы (16) и (17), получим:

$$j = \frac{4\pi^2 r}{T^2} \quad \text{и} \quad F = \frac{4\pi^2 rm}{T^2}. \qquad (18)$$

Если действие центростремительной силы на тело прекращается, то оно с этого момента движется по инерции равномерно и прямолинейно в направлении касательной к окружности. Хороший пример такого движения представляют собой искры, летящие от быстро вращающегося точила, когда на нем затачивается какой-нибудь инструмент.

Разберем несколько примеров. Допустим, что вокруг точки O по кругу движется шарик, связанный с точкой O каучуковым шнуром. В этом случае центростремительная сила, необходимая для осуществления кругового движения, создается натяжением шнура. При увеличении скорости движения шарика существующая центростремительная сила становится недостаточной, и шарик удаляется от центра вращения (точки O). Центростремительная сила с возрастанием r убывает, как показывает формула (17), а натяжение шнура увеличивается. Поэтому нарушившееся равновесие быстро восстанавливается и тело вновь движется равномерно по окружности несколько большего радиуса.

В качестве другого примера рассмотрим следующий широко известный опыт. Взяв полное ведро воды, можно вращать его в вертикальной плоскости на вытянутой руке, не проливая. При достаточной скорости вращения вода не выливается и в тот момент, когда ведро находится над головой экспериментатора, опрокинутое вверх дном. В этот момент центростремительная сила создается за счет силы тяжести, которая целиком идет на поддержание кругового движения.

Центростремительная сила осуществляется обычно с помощью какой-нибудь связи между вращающимся телом и центром вращения, например, резиновым шнуром в первом из разобранных

выше примеров, или взаимным тяготением солнца и планет, когда речь идет о движениях планетной системы, или притяжением разноименных электрических зарядов при движении электронов вокруг ядра атома и т. д. Но эта связь всегда двусторонняя.

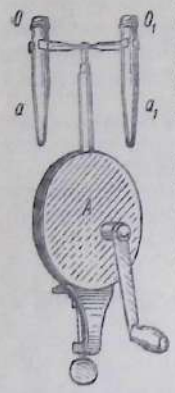


Рис. 21.

Если вращающееся тело испытывает притяжение со стороны центра вращения, то и самый центр вращения испытывает такое же притяжение со стороны вращающегося тела. Эта реакция со стороны вращающегося тела носит название *центробежной реакции*.

В заключение этого параграфа опишем весьма употребительный в лабораториях прибор—центрифугу (рис. 21). Она состоит из двух гильз a и a_1, укрепленных в двойной вилке, насаженной на ось. Ось приводится в очень быстрое вращение с помощью зубчатых передач, заключенных в коробке A. Число оборотов достигает 12 000—15 000 в минуту. Испытуемые жидкости наливаются в пробирки, вставленные в гильзы, и центрифуга приводится в действие. За отсутствием достаточной связи с осью вращения гильзы удаляются от нее и располагаются в горизонтальной плоскости. В этом положении связь с осью вращения (центростремительная сила) осуществляется упругими силами, развивающимися в вилке. Вследствие той же недостаточности связи тяжелые частицы, взвешенные в жидкости, удаляются от центра вращения и оседают на дне пробирки. Таким способом могут быть отделены, например, кровяные тельца от кровяной плазмы или твердые осадки в моче.

ГЛАВА 2

РАБОТА И ЭНЕРГИЯ

§ 1. Работа и энергия. Под работой мы понимаем преодоление различного рода сопротивлений. Например, поднимая тяжесть, мы совершаем работу, так как преодолеваем силу земного притяжения. Если мы тащим куль муки по полу, мы тоже совершаем работу, преодолевая силу трения. Если заставляем какое-нибудь тело двигаться ускоренно, то опять-таки совершаем работу, преодолевая инерцию тела, и т. д.

Всякое тело или система тел, способная произвести какую-нибудь работу, обладает энергией. Величину энергии измеряют работой, которую тело или система тел может произвести в определенных условиях. В качестве примера можно рассмотреть часы

с гирей. Гиря в течение суток опускается и тянет за собой цепочку, навернутую на вал, соединенный с системой зубчатых колес и со стрелками. В результате гиря совершает работу, заставляя часы итти, преодолевая в их механизме всевозможные трения. Значит, гиря обладает энергией, величина которой зависит от положения гири. Чем выше она поднята и чем ниже может опуститься, тем бо́льшую работу может произвести, тем большей энергией она обладает.

Познакомимся вкратце с важнейшими видами энергии, с которыми нам придется иметь дело в ближайших главах.

1. Энергия положения, или потенциальная. Как показывает само название, это такая энергия, которая зависит от взаимного расположения тел некоторой системы или от взаимного положения частей тела. Сюда, например, относится энергия гири часов и вообще энергия любого тела, поднятого на некоторую высоту над поверхностью земли.

Строго говоря, энергией обладает не само поднятое над землей тело, а система земля—тело, ибо работа совершается благодаря их взаимному притяжению. Только для краткости можно говорить, что энергией обладает поднятое тело.

К типу потенциальных принадлежат также энергии упруго измененных тел, например, энергия сжатой или растянутой стальной пружины.

2. Энергия движения, или кинетическая. Всякое движущееся тело обладает этой энергией, так как может в подходящих условиях произвести работу. Например, текущая в реке вода, ударяясь о лопасти мельничных колес, приводит их и связанные с ними жернова в движение. Летящая пуля пробивает толстые стены строений и т. д.

3. Энергия химическая. Паровоз движется за счет сгорания угля, т. е. за счет химического процесса соединения углерода с кислородом. Таким образом, уголь, находящийся в атмосфере кислорода, обладает запасом химической энергии, которая в разбираемом случае переходит в энергию движения паровоза.

4. Энергия тепловая. В предыдущем примере химическая энергия угля переходит сначала в тепло, которое затем передается пару, приводящему машину в движение. Таким образом, тепло представляет собой тоже одну из форм энергии.

§ 2. Работа и мощность. Если сила F перемещает тело на расстояние s, то говорят, что сила производит работу. В том случае, когда сила постоянна и совпадает с направлением движения тела, величина работы определяется как произведение силы на путь:

$$W = Fs. \qquad (1)$$

За единицу работы принимается *эрг*—работа, которую производит сила, равная дине, на пути, равном одному сантиметру. Эта единица очень мала. Когда человек моргает, то он уже производит работу, рав-

ную нескольким десяткам эргов. Поэтому на практике употребляют более крупную единицу:

$$джоуль = 10^7 эрг.$$

Другая практическая единица — *килограммометр* — равна работе силы в один килограмм на протяжении одного метра.

В том случае, когда сила постоянна, но образует с направлением движения угол α, ее надо разложить на две составляющих: одну — параллельную, другую — перпендикулярную к направлению движения, как это показано на рис. 22. Сила, нормальная к пути, работы не совершает. Работу производит только составляющая, параллельная пути. Стало быть,

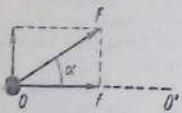


Рис. 22.

$$W = fs.$$

Принимая во внимание, что

$$f = F\cos\alpha,$$

получим:

$$W = Fs\cos\alpha. \qquad (2)$$

Работа равна произведению силы на путь и на косинус угла между ними. Пока угол острый, косинус положителен, работа тоже положительна, и сила является движущей силой. Если угол α становится равным 90°, $W = 0$, и сила работы не производит. Таков случай мы, например, имеем, когда шар катится по горизонтальному полу. Сила тяжести при этом никакой работы не производит.

Наконец, когда угол α становится тупым, сила уже не двигает, а задерживает движение тела, $\cos\alpha$ становится меньше нуля, т. е. работа становится отрицательной. В этом случае тело преодолевает сопротивление силы и само производит работу, причем его скорость уменьшается.

Если на движущееся тело одновременно действует несколько сил, то произведенная ими работа равна сумме работ отдельных сил. Это положение непосредственно вытекает из принципа независимости действия сил, по которому каждая сила действует так, как будто бы кроме нее других сил не было. Принимая затем во внимание, что равнодействующая во всех отношениях заменяет составляющие силы, мы можем сказать, что работа равнодействующей равна сумме работ составляющих.

Количество работы, которое может произвести тело или сила за единицу времени, измеряет их работоспособность, или мощность. Из этого определения следует, что мощность M равна:

$$M = \frac{W}{t}. \qquad (3)$$

Абсолютная единица мощности будет эрг в секунду. Техническая же единица

$$ватт = \frac{джоуль}{сек.}$$

или более крупная единица $киловатт = 1\,000\ ватт$.

Иногда употребляется техническая единица — *лошадиная сила*, равная 75 *кгм/сек*, или 0,735 киловатт (*квт*). Эта единица соответствует приблизительно мощности, которую может развить средняя лошадь при напряженной кратковременной работе. При нормальной работе лошадь развивает меньшую мощность, примерно равную половине лошадиной силы.

§ 3. Теорема живых сил. Кинетическая энергия. Допустим, что тело с массой m движется прямолинейно, находясь под действием постоянной силы, образующей угол α с направлением движения (рис. 22). В начале пути скорость была u, а в конце пути стала u_1. Определим связь между произведенной работой и изменением скорости. По уравнению (2)

$$W = Fs\cos\alpha = fs.$$

Составляющая f, параллельная направлению движения, вызывает ускорение a. Мы знаем, что

$$f = ma,$$

где a—ускорение. Подставив это выражение в предыдущее уравнение, получим:

$$W = mas. \qquad (а)$$

Воспользуемся формулами равномерно ускоренного движения, приведенными в § 5 главы 2, изменив в них индексы у букв u.

$$a = \frac{u_1 - u}{t} \quad \text{и} \quad s = \frac{u_1 + u}{2}\,t.$$

Теперь u означает начальную скорость, а u_1—скорость через t секунд. Перемножив эти равенства, получим:

$$as = \frac{u_1 - u}{t} \cdot \frac{u_1 + u}{2} \cdot t.$$

Сделав приведение и подставив результат в (а), получим:

$$W = \frac{mu_1^2}{2} - \frac{mu^2}{2}. \qquad (4)$$

Произведение массы на квадрат скорости, деленное пополам, называется *живой силой*. Выражение (4) носит название теоремы живых сил и читается так: работа силы измеряется приростом живой силы тела.

Эта важнейшая теорема механики доказана нами для частного случая постоянной силы, но она справедлива всегда.

Сколько бы сил на тело ни действовало, как бы оно ни двигалось, работа сил, действующих на него, измеряется разностью живых сил в конце и в начале движения.

Может случиться, что сила задерживает движение тела, уменьшая его скорость. В этом случае тело само производит работу, преодолевая сопротивление силы. Очевидно, работа тела

равна работе силы, взятой с обратным знаком. Обозначим ее W':

$$W' = -W = \frac{mu^2}{2} - \frac{mu_1^2}{2}, \qquad (5)$$

т. е. работа самого тела измеряется убылью живой силы.

Таким образом, движущееся тело может произвести работу, значит, оно обладает энергией. Величину энергии обычно определяют максимальной работой, которую может дать тело. В нашем случае ясно, что максимальная работа получится тогда, когда тело исчерпает всю свою скорость, т. е. когда значение u_1 в формуле (5) обратится в нуль.

Таким образом, $\frac{mu^2}{2}$ представляет собой энергию движения тела, или кинетическую энергию. Она измеряется в тех же единицах, что и работа.

§ 4. Закон сохранения энергии. В течение многих веков человечество стремилось изобрести двигатель, который производил бы работу из ничего, т. е без затраты какой бы то ни было энергии. Такая машина получила название «вечного двигателя», или по-латыни—perpetuum mobile.

Несмотря на усилия тысяч изобретателей, создать такой двигатель не удалось, и постепенно сложилось убеждение, что он вообще невозможен.

Из принципа невозможности perpetuum mobile непосредственно вытекает закон сохранения энергии, который может быть сформулирован для системы, обладающей одной механической энергией, так: если какая-нибудь система тел взаимодействует с окружающими телами и производит работу, то ее энергия уменьшается на величину произведенной работы. Математически этот закон может быть записан следующим образом:

$$W = E_2 - E_1. \qquad (6)$$

Здесь W обозначает внешнюю работу, производимую системой, E_1—полную энергию, т. е. сумму потенциальной и кинетической энергии в момент начала работы, E_2—сумму тех же энергий в момент окончания работы.

Если $W > 0$, то система производит работу и $E_2 < E_1$, т. е. энергия системы, должна убывать. Это и есть принцип невозможности perpetuum mobile.

Если $W < 0$, то $E_1 < E_2$. Отрицательное значение W означает, что фактически работу производят внешние силы, в результате чего энергия системы возрастает.

Наконец, если система изолирована, то

$$W = 0 \quad \text{и} \quad E_1 = E_2;$$

это равенство выражает собой *закон сохранения энергии*—энергия изолированной системы есть величина

постоянная. Конечно, и в этом случае различные тела системы действуют друг на друга и внутренние силы производят работу. В результате кинетическая и потенциальная энергия тел меняется, но так, что сумма энергий остается неизменной.

Многочисленными опытами, из которых некоторые будут описаны в дальнейшем, установлено, что закон сохранения энергии должен быть распространен на все без исключения формы энергии—тепловую, электрическую, химическую и т. д. В общем виде этому закону можно дать такую формулировку.

Энергия не возникает вновь и не исчезает, но только меняет свои формы и переходит от одних тел к другим.

§ 5. Система тел, обладающих одной механической энергией. Допустим, что тела системы обладают одной только механической энергией, кинетической и потенциальной и сил трения между телами не существует. Под влиянием внутренних сил система переходит из одного положения в другое. Ее энергию в первом положении обозначим E_1, во втором E_2. По закону сохранения энергии

$$E_1 = E_2.$$

По нашему предположению полная энергия системы складывается из энергии кинетической K и потенциальной $П$. Поэтому предыдущее выражение можно переписать так:

$$K_1 + П_1 = K_2 + П_2,$$

или

$$K_2 - K_1 = П_1 - П_2. \qquad (7)$$

Отсюда видно, что прирост кинетической энергии компенсируется убылью потенциальной.

Из теоремы живых сил нам известно, что прирост кинетической энергии $K_2 - K_1$ измеряет собой работу действующих на тело сил. В данном случае это внутренние силы системы. Поэтому из равенства (7) следует, что работа внутренних сил может измеряться как приростом кинетической, так и убылью потенциальной энергии системы.

В том случае, когда на тела системы действуют как внутренние, так и внешние силы, кинетическая энергия тел системы изменяется под влиянием всех сил. Поэтому прирост кинетической энергии $K_2 - K_1$ измеряет собой полную работу всех сил, как внутренних, так и внешних. Что же касается потенциальной энергии системы, то она связана только с внутренними силами, и поэтому работа внутренних сил попрежнему измеряется убылью потенциальной энергии $П_1 - П_2$. Таким образом, работа всех сил, действующих на систему тел, измеряется всегда приростом кинетической энергии системы. Работа внутренних сил измеряется всегда убылью потенциальной энергии системы. В частном слу-

чае, когда внешние силы не производят работы, работа внутренних сил может измеряться как убылью потенциальной, так и приростом кинетической энергии.

В заключение выясним еще один важный вопрос. Неподвижное тело может притти в движение только при условии, что действующая на него сила образует острый угол с возможным для тела направлением движения. В этом случае сила произведет положительную работу. Применим эти соображения к телам изолированной системы. Если покоящиеся тела изолированной системы начинают двигаться, то внутренние силы совершают положительную работу, — значит, потенциальная энергия системы убывает.

Отсюда следует весьма важный вывод, которым мы будем неоднократно пользоваться в дальнейшем: *если покоящиеся тела под действием внутренних сил начинают двигаться, то они движутся так, что потенциальная энергия системы убывает.*

§ 6. Потенциальная энергия. Всякое тело, поднятое над поверхностью земли, обладает, как мы знаем, *потенциальной энергией*. Ее *величину измеряют той работой, которую может совершить тело, опускаясь под влиянием силы тяжести до поверхности земли*.

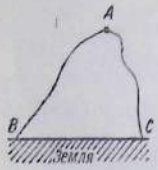


Рис. 23.

Чтобы это определение имело конкретный смысл, необходимо доказать, что работа, которую производят силы тяжести, не зависит от пути, по которому тело переходит на поверхность земли.

Сделаем это, применив доказательство от противного. Допустим, что при движении тела из точки A до поверхности земли по пути AB (рис. 23) силы тяжести совершат работу W_1, а по пути AC — работу W_2, причем $W_1 > W_2$. Дадим телу опуститься по пути AB. Силы тяжести совершат работу, которая в конце пути перейдет в кинетическую энергию тела. За счет этой энергии перенесем тело по поверхности земли в точку C, а затем обратно в точку A. Работа по пути BC равна нулю, так как силы тяжести нормальны к поверхности земли[1]. Работа, которую надо затратить, чтобы вопреки силам тяжести перевести тело из C в A, равна W_2.

В конечном итоге силы тяжести создадут кинетическую энергию W_1, часть которой, численно равную W_2, придется употребить на то, чтобы поднять тело в исходное положение A, а остающаяся часть энергии $W_1 - W_2$ может быть употреблена на производство какой-нибудь работы. Заставляя тело непрерывно дви-

[1] Силами трения пренебрегаем.

гаться по пути $ABCA$, мы, очевидно, получим машину, дающую даровую работу, или perpetuum mobile. Такая машина невозможна, значит, наше предположение неверно.

Совершенно так же невозможно и другое предположение, что работа по пути AC больше работы по пути AB. В этом случае опять можно было бы получить perpetuum mobile, заставляя тело двигаться по пути $ABCA$, но только в обратном направлении.

Если W_1 не может быть ни больше, ни меньше W_2, то остается единственная возможность, что

$$W_1 = W_2.$$

Таким образом, мы доказали, что работа сил тяжести не зависит от пути, по которому тело переходит на поверхность земли.

Поэтому, чтобы вычислить потенциальную энергию тела, поднятого на высоту H, мы можем вычислить работу в простейшем предположении, что тело падает на землю вертикально вниз

$$\Pi = FH = mgH. \tag{8}$$

Здесь F обозначает вес тела, равный произведению массы тела на ускорение силы тяжести.

Надо заметить, что энергия принадлежит не только поднятому телу, но и земле, так как она (энергия) является результатом их взаимного притяжения. Строго говоря, если тело падает под влиянием притяжения земли, то и земля с равной силой притягивается к телу и должна двигаться ему навстречу. Движением земли можно, конечно, пренебречь. Ее масса колоссально велика, и поэтому скорость, которую она получает благодаря притяжению к телу, фактически равна нулю.

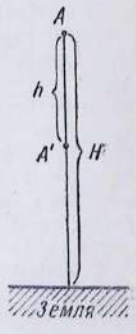


Рис. 24.

§ 7. Изолированная система земля — тяжелое тело. В качестве примера, иллюстрирующего сказанное в двух предыдущих параграфах, рассмотрим систему, состоящую из земли и камня, поднятого на высоту H (рис. 24). Эта система обладает некоторой потенциальной энергией, которая при движении камня переходит в кинетическую. Если рассматривать только механическую энергию и пренебрегать сопротивлением воздуха, то эту систему можно считать изолированной, так как никакого обмена энергией с окружающим пространством здесь не будет. Докажем закон сохранения энергии для этой системы[1]. Пусть в положении A камень неподвижен. Полная энергия системы E будет равна потенциальной энергии, так как кинетическая энергия камня равна нулю:

$$E = \Pi = mgH.$$

[1] Закон сохранения энергии может быть доказан во многих частных случаях, но не в общем виде.

В положении A' падающий камень приобрел уже некоторую скорость u_1, в этот момент энергия системы

$$E_1 = K_1 + \Pi_1 = \frac{mu_1^2}{2} + mg(H-h).$$

Скорость тела, упавшего с высоты h, по формуле (6) (стр. 25) равняется $\sqrt{2gh}$. Подставляя это значение в предыдущее выражение, найдем:

$$E_1 = mgh + mg(H-h) = mgH = E.$$

В положении A' система имеет ту же самую энергию, что и в исходном. Положение A' взято совершенно произвольно, значит, энергия системы земля — камень во время движения камня остается неизменной. После падения камня на поверхность земли механическая энергия исчезает, но взамен выделится эквивалентное количество тепловой энергии, о чем подробнее будет сказано дальше.

Если заменить камень гирей, подвешенной к часам, то часы можно рассматривать как тело, внешнее по отношению к системе земля — гиря. Теперь полная энергия рассматриваемой системы уменьшается, так как потенциальная энергия убывает, а кинетическая остается все время постоянной, соответствующей той малой, но постоянной скорости, с которой опускается гиря. Исчезнувшая в системе энергия затрачивается на внешнюю работу, за ее счет приводятся в движение часы.

§ 8. О нормировке энергии. Величина энергии определяется работой, которую система может совершить. Но это определение явно недостаточно, так как работа зависит как от начального, так и от конечного состояния системы. Начальное состояние, энергию которого надо определить, дано. Выбор же конечного состояния зависит всецело от нашего произвола и определяется соображениями удобства. Так, например, потенциальная энергия камня (земли—камня) определялась как работа, которую совершает сила тяжести при опускании камня до поверхности земли. Здесь за конечное состояние системы мы принимаем камень, лежащий на поверхности земли.

Это положение мы будем называть нулевым положением, так как соответствующую ему энергию системы мы считаем равной нулю. Однако выбирать за нулевое положение камня поверхность земли совершенно не обязательно. С таким же успехом можно конечное положение камня отнести к любому горизонтальному уровню как выше, так и ниже поверхности земли. Например, за нулевое состояние системы можно принять такое, когда камень находится на уровне, лежащем на l метров ниже поверхности земли (например, дно шахты).

Рассмотрим работу силы тяжести при переходе камня из точки A в точку B (рис. 25). Потенциальная энергия камня в точке A по отношению к поверхности земли

$$\Pi_1 = mgH.$$

По отношению к новому условному уровню

$$\Pi_1' = mg(H+l) = \Pi_1 + mgl.$$

Потенциальная энергия камня в точке B выразится соответственно

$$\Pi_2 = mgh.$$

$$\Pi_2' = mg(h+l) = \Pi_2 + mgl.$$

Мы видим, что изменение условного конечного состояния системы влечет за собой появление в выражении потенциальной энергии постоянного слагаемого mgl.

Работа силы тяжести определяется разностью потенциальных энергий, и поэтому постоянные слагаемые в выражении энергии при вычислении работы никакой роли не играют. Действительно, работа на пути AB

$$W = \Pi_1' - \Pi_2' = (\Pi_1 + mgl) - (\Pi_2 + mgl) = \Pi_1 - \Pi_2,$$

в обоих случаях имеет одинаковое значение.

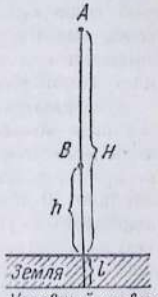


Рис. 25.

Численное значение энергии определяется работой, которую может произвести система, переходя из данного положения в некоторое условное, нулевое. С изменением нулевого положения в выражении энергии появляется постоянное слагаемое, не играющее никакой роли при вычислении работы.

Надо особо подчеркнуть тот факт, что энергия системы может иметь как положительные, так и отрицательные значения, в зависимости от того, какое положение системы мы выберем за нулевое. Например, если за нулевое положение камня мы выберем положение в центре земли, то потенциальная энергия будет всегда положительна. Где бы ни находился камень—над землей или внутри земли, силы тяжести всегда совершат положительную работу при переходе камня в центр земли. Если мы относим потенциальную энергию к поверхности земли, то камень, опущенный на глубину l в колодезь, будет иметь отрицательную энергию. В этом случае какая-нибудь внешняя сила должна произвести работу против силы тяжести, равную mgl, для того, чтобы поднять камень до уровня земли. Значит, внутренние силы системы совершат отрицательную работу, т. е. потенциальная энергия будет отрицательна:

$$\Pi = -mgl.$$

Энергия камня, поднятого над землей, будет, конечно, положительна.

Наконец, можно считать энергию камня равной нулю, когда он находится на бесконечно большом расстоянии от земли. В этом случае энергия камня на любом конечном расстоянии от центра земли будет отрицательна, так как работа, совершаемая силами тяжести при перемещении камня из данного положения в бесконечность, всегда отрицательна.

Таким образом, мы видим, что абсолютное значение и знак энергии зависят от выбора условного нулевого положения системы. Это замечание относится не только к потенциальной энергии силы тяжести, но и вообще к любому виду энергии.

При решении различного рода задач широко пользуются свободой в выборе условных уровней. Например, разбирая движение маятника, его потенциальную энергию относят не к поверхности земли, а к наиболее низкому положению самого маятника (к положению равновесия).

§ 9. Работа, производимая человеком. Установлено, что нормальный человек за восьмичасовой рабочий день может произвести работу, в среднем равную 280 000 *кгм*. Разделив эту работу на время, найдем, что средняя мощность человека равна приблизительно 10 *кгм/сек*, или около $^1/_7$ лошадиной силы. При кратковременных усилиях человек может развить значительно большую мощность. Так, например, человек весом в 75 *кг* может без особого труда за 2 секунды взбежать по лестнице на высоту 4 *м*. Выделяемая им в этом случае мощность будет равна 75·4/2 = 150 *кгм*, т. е. 2 лошадиным силам.

При ходьбе даже по ровному месту тоже затрачивается энергия, главным образом на периодическое поднятие центра тяжести тела и на создание ускорения ног. При каждом шаге центр тяжести тела поднимается, а затем опускается. На подъем центра тяжести организм человека затрачивает некоторую энергию. Конечно, эта энергия выделяется обратно при опускании тела, но бо́льшая ее часть бесполезно переходит в теплоту вследствие наличия различных «сопротивлений» как внутри, так и вне организма. Точно так же в начале шага нога отрывается от земли и ускоренно выбрасывается вперед, на что организм должен затратить определенную энергию. Когда шаг заканчивается и нога ставится на землю, скорость ее движения убывает, а исчезнувшая кинетическая энергия опять-таки превращается в теплоту. Таким образом, при каждом шаге человек затрачивает некоторую энергию, правда, весьма незначительную.

При нормальной скорости в 5 *км/час* человек весом в 75 *кг* развивает мощность около 60 *ватт* или $^1/_{12}$ лошадиной силы. С возрастанием скорости эта мощность быстро возрастает, достигая при скорости марша в 7 *км/час* 200 *ватт*.

При езде на велосипеде положение центра тяжести тела меняется гораздо меньше, чем при ходьбе, и ускорение ног тоже меньше. Поэтому мощность, затрачиваемая при езде на велосипеде, значительно меньше. При скорости в 9 *км/час* затрачивается всего 30 *ватт*, а при 18 *км/час*—120 *ватт*.

ГЛАВА 4

НЕКОТОРЫЕ СВЕДЕНИЯ ИЗ СТАТИКИ

§ 1. Изменение точки приложения силы. В этой главе будет разобрано действие сил на абсолютно твердое тело, т. е. на такое тело, которое не изменяется ни по форме, ни по объему под влиянием действующих на него сил.

Принимаем за очевидную истину, что в любой точке абсолютно твердого тела можно приложить две равные и прямо противоположные силы без нарушения установившегося равновесия. Воспользуемся этим положением, чтобы доказать возможность перенесения точки приложения силы в твердом теле. Пусть на тело действует сила F, приложенная в точке A (рис. 26). Проведем линию AB, совпадающую по направлению с действующей силой, и приложим в точке B две силы F, равные по величине и противоположные

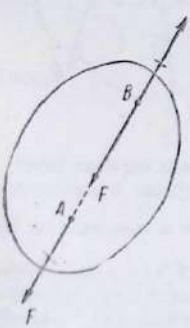


Рис. 26.

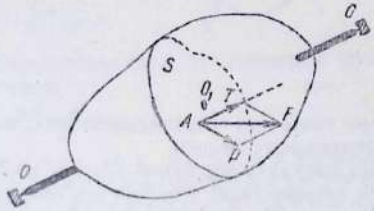


Рис. 27.

по направлению. Сила F, приложенная в точке A, и сила F, приложенная в точке B кверху, взаимно уничтожают действие друг друга. Действительно, эти силы не могут вызвать ни движения тела, так как они равны и противоположны по направлению, ни растяжения, так как тело абсолютно твердо. В результате останется одна сила F, приложенная в точке B книзу. Таким образом, мы доказали, что точка приложения силы может быть перенесена вдоль по ее направлению в любую точку внутри твердого тела.

§ 2. Равновесие тела, могущего вращаться около оси. Рисунок 27 изображает тело, насаженное на ось OO, закрепленную в подшипниках. Не всякая сила, действующая на тело, заставит его вращаться. В самом деле, если направление силы проходит через ось, то мы можем считать такую силу приложенной к самой оси (см. § 1). Если ось достаточно прочна, что мы, конечно, предполагаем, то приложенная к ней сила уничтожится ее сопротивлением и никакого движения не вызовет.

Совершенно так же не вызовет вращения тела и сила, параллельная оси. В общем случае, если на какую-нибудь точку тела A действует сила F, мы должны ее разложить на составляющую, параллельную оси T, и на другую составляющую P, лежащую в плоскости S, перпендикулярной к оси. Вторая составляющая вызовет вращение тела, если ее направление не проходит через ось (на чертеже через точку O_1).

Поэтому в дальнейшем мы будем принимать во внимание только силы или составляющие сил, лежащие в плоскостях, перпендикулярных к оси.

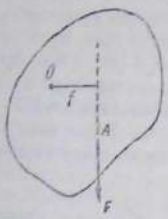


Рис. 28.

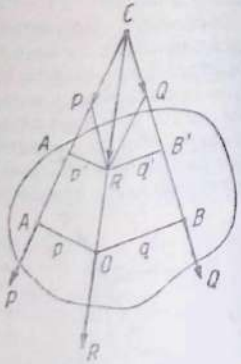


Рис. 29.

На рисунках мы будем обычно изображать перпендикулярное к оси сечение тела, а самую ось обозначать маленьким кружком.

На рис. 28 дано такое сечение тела. Ось вращения, перпендикулярная к плоскости чертежа, обозначена буквой O. К точке A приложена сила F. Перпендикуляр l, опущенный из оси (точки O) на направление силы F, носит название *плеча силы относительно оси*[1]. Произведение из силы на плечо называется *моментом силы относительно оси*, или *вращающим моментом*. Обозначим момент буквой M.

$$M = F \cdot l. \qquad (1)$$

Точку приложения силы, как известно, можно переносить по направлению силы в любую другую точку. Поэтому мы можем считать точку приложения силы, лежащей на конце плеча l, что зачастую весьма облегчает рассуждения.

Пусть на твердое тело, могущее вращаться вокруг оси O, действуют силы P и Q, стремящиеся повернуть тело в противоположные стороны (рис. 29). Чтобы выяснить условие равновесия, перенесем силы в точку C и сложим. Если их равнодействую-

[1] Это определение плеча силы относительно оси годится только для сил, лежащих в плоскостях, перпендикулярных к оси вращения. Но мы и условились рассматривать только такие силы.

щая пройдет через ось, то никакого вращения не будет. Это и есть условие равновесия. Постараемся облечь его в математическую форму. Опустим из конца равнодействующей R на направления сил перпендикуляры p' и q'. Произведения Pp' и Qq' равны между собой, так как каждое из них представляет собой удвоенную площадь треугольника, составляющего половину параллелограмма $PCQR$ (P—основание, p'—высота треугольника).

$$Pp' = Qq'. \qquad (a)$$

Если направление равнодействующей R проходит через ось O, то, опуская из O перпендикуляры p и q на направление сил, получим две пары подобных треугольников. Из подобия треугольников OCA и RCA' и треугольников OCB и RCB' следует, что

$$\frac{p}{p'} = \frac{OC}{RC}; \quad \frac{q}{q'} = \frac{OC}{RC}.$$

Отсюда

$$\frac{p}{p'} = \frac{q}{q'}. \qquad (b)$$

Перемножив почленно выражения (a) и (b), получим условие равновесия в следующем виде:

$$Pp = Qq. \qquad (2)$$

Тело, закрепленное на оси, находится в равновесии, если моменты действующих на него сил равны по величине и стремятся повернуть тело в противоположных направлениях. Равнодействующую R можно считать приложенной к оси O. Величина ее будет равна

$$R = \bar{P} + \bar{Q}. \qquad (3)$$

Этот вывод не зависит от угла при точке C, т. е. от угла, который образуют между собой силы P и Q. В частном случае, когда силы P и Q параллельны, точка C уходит в бесконечность, а угол при C обращается в нуль. Теперь геометрическая сумма $\bar{P} + \bar{Q}$ превращается в арифметическую

$$R = P + Q. \qquad (4)$$

Таким образом, мы приходим к заключению, что равнодействующая двух одинаково направленных параллельных сил равна их сумме. Аналогичные рассуждения приводят к заключению, что равнодействующая двух параллельных сил, направленных в противоположные стороны, равна их разности.

§ 3. Рычаги. Рычагом называется прямолинейный или криволинейный стержень, могущий вращаться около оси. Если точки

приложения сил лежат с разных сторон от оси вращения, то рычаг называется рычагом первого рода (рис. 30); если точки приложения сил находятся по одну сторону от оси вращения,— рычагом второго рода (рис. 31).

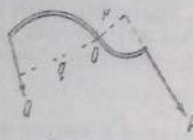


Рис. 30.

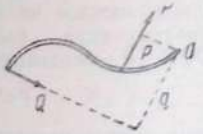


Рис. 31.

Ясно, что к рычагам можно непосредственно приложить выводы предыдущего параграфа. Рычаг будет в равновесии, если выполнено условие (2):

$$Qq = Pp,$$

которое можно переписать так:

$$\frac{Q}{P} = \frac{p}{q}. \qquad (5)$$

Значит, для равновесия рычагов необходимо, чтобы плечи приложенных к ним сил были обратно пропорциональны самим силам.

В качестве примера сложного рычага рассмотрим плечо и предплечье (рис. 32). Предплечье приводится в действие двуглавой мышцей B, прикрепленной к бугорку r лучевой кости, которая может вращаться в локтевом суставе около точки d. Плечо рычага, на которое действует мускул, гораздо короче плеча,

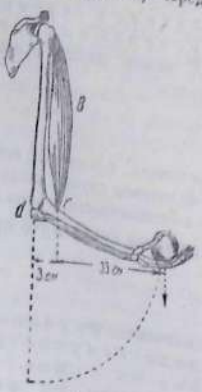


Рис. 32.

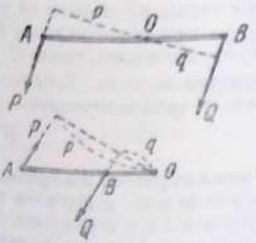


Рис. 33.

на которое действует вес шара. Их отношение приблизительно равно 1 : 12. Отсюда следует, что мышца должна развивать силу, в двенадцать раз бо́льшую, чем вес груза. Этот проиг-

рыш в силе искупается способностью руки производить большие размахи при малых сокращениях мышцы.

В заключение рассмотрим частный случай прямолинейных рычагов, на которые действуют параллельные силы (рис. 33). К ним, конечно, применима общая формула (5), но в данном случае ее выгодно изменить, введя вместо плечей сил p и q плечи рычагов OA и OB[1]. Из рисунка видно, что

$$\frac{OA}{OB} = \frac{p}{q}.$$

Поэтому вместо выражения (5) можно написать

$$\frac{Q}{P} = \frac{OA}{OB}. \qquad (6)$$

Прямолинейный рычаг находится в равновесии, если его плечи обратно пропорциональны приложенным к ним силам.

§ 4. Сложение параллельных сил. На твердое тело действуют две одинаково направленные параллельные силы P и Q (рис. 34). Возьмем на прямой AB точку O так, чтобы ее расстояние до точек приложения сил удовлетворяло условию равновесия рычага (6). Если эту точку закрепить, то наше тело превратится в рычаг первого рода и будет находиться в равновесии. Отсюда заключаем, что равнодействующая сил P и Q проходит через точку O. Что же касается величины равнодействующей, то она определяется выражением (4).

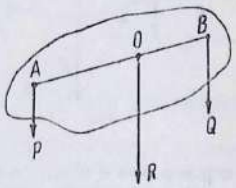


Рис. 34.

Таким образом, мы доказали, что две одинаково направленные параллельные силы дают равнодействующую, равную их сумме. Точка ее приложения делит линию, соединяющую точки приложения составляющих, на части, обратно пропорциональные силам.

Совершенно аналогичные рассуждения приводят к заключению, что две противоположно направленные параллельные силы дают равнодействующую, равную их разности. Точка ее приложения лежит на линии, соединяющей точки приложения составляющих сил, за большей из них. Расстояния от точки приложения равнодействующей до точек приложения составляющих обратно пропорциональны составляющим силам.

Особо надо отметить случай, когда на тело действуют две равные параллельные силы, направленные в противоположные сто-

[1] Плечом рычага называется расстояние от точки приложения силы до оси вращения.

роны. Такие две силы составляют так называемую *пару сил*. Под ее влиянием тело не получает поступательного движения, но будет вращаться вокруг некоторой оси.

§ 5. Центр параллельных сил. Центр тяжести. Если на тело действует несколько параллельных сил (рис. 35), то их можно последовательно сложить и получить равнодействующую R, приложенную в точке C и равную сумме всех составляющих сил. Точка C называется *центром параллельных сил*. Повернем теперь все силы на один и тот же угол, оставляя их величину и точки приложения неизменными, и произведем опять сложение сил в прежнем порядке. Мы увидим, что получающиеся при этом составляющие силы повернутся на тот же угол, но их величина и точки приложения останутся без изменения. Действительно, точка приложения равнодействующей определяется выражением (6), которое от направлений сил не зависит. Таким образом, центр параллельных сил занимает определенное положение в теле, не изменяющееся при повороте всех сил на один и тот же угол при условии, что их величина и точки приложения не изменяются.

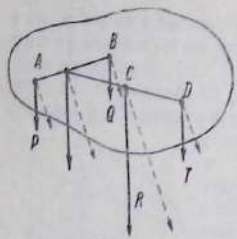


Рис. 35.

Силы тяжести, действующие на тело не очень больших размеров, можно считать параллельными. Их равнодействующая равна весу тела и приложена в центре параллельных сил, занимающем по доказанному определенное положение в теле. В этом случае он называется *центром тяжести*. Движение тела под влиянием притяжения земли происходит так, как будто бы вес тела был сосредоточен в его центре тяжести. Поэтому изменения в потенциальной энергии тяжелого тела рассчитываются всегда по опусканию или поднятию его центра тяжести.

§ 6. О равновесии тел под действием силы тяжести. Разберем несколько частных случаев, начав с тяжелого тела, могущего вращаться около оси O (рис. 36). Силу тяжести P, приложенную в центре тяжести C, разложим на две составляющие: одну вдоль по линии OC, соединяющей ось вращения с центром тяжести, другую—по направлению, перпендикулярному к этой линии. Если ось достаточно прочна, то действие силы S уничтожится ее сопротивлением. Сила же T ничем не уравновешивается, и под ее влиянием тело начнет двигаться. Обозначим α угол, образованный линией OC с вертикалью. В треугольнике CSP угол PCS равен α. Отсюда можно определить сторону PS, численно равную силе T.

$$T = P \sin \alpha.$$

Тело может находиться в равновесии только при условии, что сила T равна нулю:

$$T = P \sin \alpha = 0.$$

Это равенство удовлетворяется в том случае, когда угол α равен 0° или 180°. При $\alpha = 0$ центр тяжести находится ниже оси вращения, в одной вертикальной плоскости с ней. Это—положение устойчивого равновесия, так как тело, выведенное из него, возвращается обратно под действием силы T.

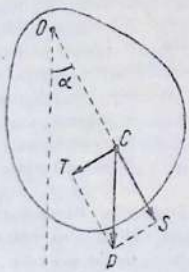


Рис. 36.

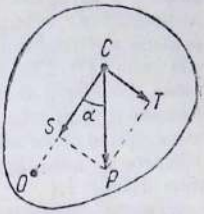


Рис. 36а.

При $\alpha = 180°$ центр тяжести находится над осью вращения в одной вертикальной плоскости с ней. Это положение неустойчиво, так как тело, выведенное из него, не возвращается обратно, а переходит в положение устойчивого равновесия, как это ясно из рис. 36а.

Может еще случиться, что центр тяжести совпадает с осью. В этом случае тело находится в равновесии при любом положении, так как сила тяжести проходит через ось и уничтожается ее сопротивлением. Это случай так называемого безразличного равновесия.

Итак, тяжелое тело, закрепленное на оси, находится в равновесии, когда его центр тяжести лежит в одной вертикальной плоскости с осью. Если он лежит ниже оси, то равновесие устойчивое; если выше,— то неустойчивое. Если же центр тяжести совпадает с осью, то равновесие безразличное.

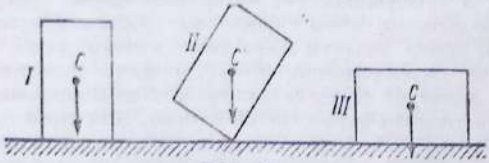


Рис. 37.

Разберем еще важный случай равновесия тела, опирающегося несколькими точками на плоскость. Простейший случай прямоугольного параллелепипеда, например, кирпича, стоящего на горизонтальной плоскости, изображен на рис. 37. Очевидно,

кирпич находится в равновесии, если вертикаль, опущенная из центра тяжести, проходит внутри контура опоры. Под контуром опоры понимают контур, образованный линиями, соединяющими крайние точки, которыми тело опирается на плоскость. Чтобы опрокинуть кирпич, его надо сначала поставить в положение II, соответствующее неустойчивому равновесию, и дать легкий толчок вправо. Поворот кирпича в положение II совершается с затратой работы, так как его центр тяжести при этом поднимается, и приходится преодолевать силу тяжести. Чем больше необходимая для этого работа, тем устойчивее равновесие тела. Отсюда ясно, что устойчивость тела тем больше, чем ниже его центр тяжести. Величина площади опоры также не безразлична, так как при опрокидывании тела с широким основанием приходится выше поднимать его центр тяжести. В этом легко убедиться, взглянув на рис. 37 и сравнив между собой положения III и I.

Таким образом, устойчивость тяжелого тела, стоящего на плоскости, тем больше, чем его центр тяжести ниже, а площадь опоры шире. Это правило хорошо известно, например, борцам, которые во время борьбы широко расставляют ноги и несколько сгибают их в коленях.

Рассматривая разобранные в этом параграфе примеры, мы видим, что устойчивому равновесию соответствует самое низкое положение центра тяжести из всех, которые при данных условиях для него возможны. Тяжелое тело, предоставленное самому себе, всегда стремится перейти в положение устойчивого равновесия. Поэтому оно должно двигаться так, чтобы его центр тяжести занял по возможности самое низкое положение. Приняв во внимание, что с высотой центра тяжести связана величина потенциальной энергии, можно высказать такое положение: предоставленное самому себе тело, выходя из состояния покоя, движется так, чтобы его потенциальная энергия приняла по возможности малое значение.

§ 7. Определение центра тяжести. Определение центра тяжести тел путем вычислений обычно очень сложно, и мы его касаться не будем. У однородных тел правильной формы центр тяжести часто определяется очень просто из соображений симметрии. Например, центр тяжести шара или плоского диска, очевидно, лежит в их геометрическом центре, а центр тяжести круглого цилиндра лежит на середине его оси и т. д. В сложных же случаях центр тяжести определяется опытом. Для этого тело подвешивается за какую-нибудь точку, и в нем определяется направление вертикальной линии, проходящей через эту точку. Центр тяжести, как известно, лежит на этой прямой. Затем тело подвешивают за другую точку и опять определяют положение соответствующей вертикали. Пересечение обеих вертикалей определит центр тяжести тела. В том случае, если сами тела не могут быть подвешены, опыт производят с моделями.

Аналогичным способом определяют центр тяжести человека. Для этого на ребро призмы кладут доску в положении неустойчивого равновесия, а на доску кладут человека (рис. 38). Его передвигают по доске до тех пор, пока опять не восстановится неустойчивое равновесие. В этот момент центр тяжести человека, как мы знаем, должен лежать в вертикальной плоскости над точкой опоры.

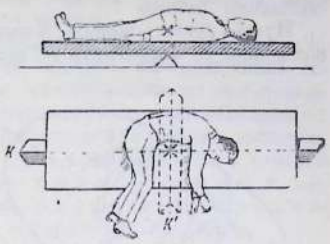


Рис. 38.

Положение центра тяжести в теле человека меняется при всех движениях в зависимости от положения туловища и конечностей. Если, например, человек согнется, как изображено на нижней части рисунка, то его центр тяжести будет находиться вне тела, в месте, обозначенном крестиком. Для этого определения придется человека уравновесить на призме дважды в двух ее положениях K и K'.

То обстоятельство, что центр тяжести тела лежит вне его, не должно смущать читателя. Ведь на самом-то деле силы тяжести действуют на все точки тела, а не только на центр тяжести. Поэтому представление о равнодействующей силе тяжести, приложенной в центре тяжести, просто условное допущение, очень удобное при расчетах. Все вычисления можно делать так, как будто бы полный вес тела был приложен к одной точке. Лежит ли эта точка внутри или вне тела,—для расчетов безразлично.

ГЛАВА 5

О ВРАЩЕНИИ ТЕЛ

§ 1. О моментах сил. Рассмотрим твердое тело, могущее вращаться вокруг оси OO'[1] (рис. 39). Мы уже знаем, что вращающее действие могут производить только силы или составляющие сил, лежащие в плоскостях, перпендикулярных к оси вращения. Поэтому, так же как в § 2 главы 4, мы будем рассматривать только силы, лежащие в перпендикулярных к оси плоскостях, и будем считать, что эти силы приложены к концам их плеч.

Прежде всего покажем, что вращающее действие силы определяется всецело ее моментом. Для этого поставим себе такую задачу: к точке тела A приложена сила F с моментом

$$F \cdot O_1A = Ff.$$

[1] Осью вращения называется такая линия в теле, все точки которой неподвижны. В данном случае мы имеем дело с постоянной осью вращения, которая не меняет своего положения в теле. В общем же случае положение оси вращения в теле может меняться.

Требуется заменить эту силу другой силой T, приложенной в точке B так, чтобы новая сила вызвала точно такое же вращение тела около оси OO, как и старая. Плечо новой силы O_2B обозначим буквой t.

Нужно решить вопрос, возможно ли найти такую силу, и если возможно, то определить ее величину. Рассуждаем так: под действием новой силы за определенный промежуток времени скорость вращения тела, а значит, и его кинетическая энергия, должны возрасти так же, как и под действием старой силы. Отсюда приходим к заключению, что *новая сила должна за определенный промежуток времени произвести такую же работу, как и старая.*

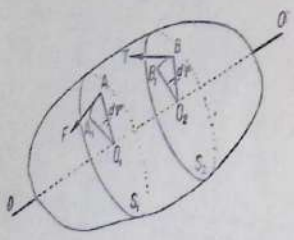


Рис. 39.

Этот вывод мы положим в основу наших рассуждений.

Пусть тело повернулось на бесконечно малый угол $d\varphi$. Плечо силы F повернулось в плоскости, перпендикулярной к оси, на угол $d\varphi$, точка приложения силы описала бесконечно малую дугу AA_1, которую мы можем считать совпадающей по направлению с силой. Работа силы F будет равна

$$F \cdot AA_1.$$

Совершенно таким же образом найдем, что работа силы T равна

$$T \cdot BB_1.$$

Эти работы должны быть равны, откуда

$$F \cdot AA_1 = T \cdot BB_1. \qquad (a)$$

Вспомним, что центральная дуга равна радиусу, помноженному на угол. Значит,

$$AA_1 = f \cdot d\varphi; \quad BB_1 = t \cdot d\varphi.$$

Подставив эти значения дуг в выражение (а) и сократив на $d\varphi$, получим:

$$Ff = Tt, \qquad (1)$$

т. е. моменты сил должны быть равны. Точка B была выбрана нами совершенно произвольно, поэтому мы можем сказать: силу F, приложенную к какой-нибудь точке тела, можно заменить другой силой, приложенной в любой другой точке тела при условии, что момент новой силы относительно оси будет равен моменту старой.

Можно показать, что момент силы относительно оси — вектор, стрелка которого совпадает с осью вращения. Направление

стрелки должно быть выбрано так, чтобы наблюдателю, смотрящему по ее направлению, вращение тела казалось происходящим по часовой стрелке.

Например, на рис. 28 момент силы F представляет собой вектор, перпендикулярный к плоскости чертежа, проходящий через точку O и направленный от нас за чертеж.

Если на тело действует несколько, например, три силы F, T и P с моментами Ff, Tt, Pp, то векторы, изображающие эти моменты, мы изобразим стрелками, отложенными на оси вращения. По закону сложения одинаково направленных векторов их равнодействующая будет равна алгебраической сумме векторов.

Отсюда мы заключаем, что равнодействующий момент нескольких сил, приложенных к телу с неподвижной осью, равен алгебраической сумме моментов отдельных сил.

Моменты сил, вращающих тело по часовой стрелке, обычно считаются положительными, против часовой стрелки — отрицательными.

Напомним здесь еще раз, что в наших рассуждениях мы имеем в виду только силы или проекции сил, лежащие в плоскостях, перпендикулярных к оси вращения.

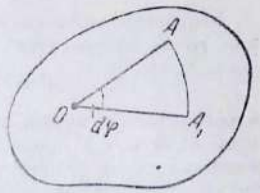


Рис. 40.

§ 2. Кинематика вращения. В теле, вращающемся около оси O (рис. 40), возьмем какую-нибудь точку A и будем следить за ее перемещением. Пусть за бесконечно малый промежуток времени dt она перешла в положение A_1, описав дугу круга AA_1. Линейную скорость точки A мы найдем, поделив дугу AA_1 на dt:

$$u = \frac{AA_1}{dt}. \qquad (a)$$

Дуга круга, как мы знаем, равна произведению радиуса на центральный угол:

$$AA_1 = r d\varphi.$$

Здесь r обозначает радиус, соединяющий ось вращения O с точкой A, $d\varphi$ представляет собой бесконечно малый угол, описанный радиусом r за промежуток времени dt.

Подставив в равенство (а) $r d\varphi$ вместо AA_1, получим:

$$u = r \cdot \frac{d\varphi}{dt}; \qquad (2)$$

$d\varphi/dt$ есть так называемая *угловая скорость* ω, численно равная углу, описанному радиусом r, отнесенному к единице времени. Мы можем переписать выражение (2) так:

$$u = r\omega. \qquad (2a)$$

Угловая скорость всех точек вращающегося тела одинакова, линейная же скорость u различна. Чем дальше точка от оси вращения, тем быстрее она движется.

Мы примем без доказательства, что угловая скорость есть вектор, параллельный оси вращения. Обычно стрелку вектора откладывают по оси вращения так, чтобы наблюдателю, смотрящему по ее направлению, вращение тела казалось происходящим по часовой стрелке. На рис. 40 угловая скорость должна изображаться вектором, проходящим через точку O и идущим за плоскость чертежа.

Если тело вращается неравномерно, то все его точки имеют ускорение, которое выражается обычным образом:

$$a = \frac{du}{dt}.$$

Подставив сюда вместо u выражение (2a), получим:

$$a = \frac{dr\omega}{dt}. \qquad (b)$$

Выражение $dr\omega$ обозначает небольшой прирост произведения $r\omega$ за промежуток времени dt:

$$dr\omega = r\omega_1 - r\omega = r(\omega_1 - \omega);$$

ω обозначает угловую скорость тела в начале промежутка времени dt, а ω_1—в конце этого промежутка, после того, как тело повернулось на бесконечно малый угол $d\varphi$. Расстояние рассматриваемой точки тела от оси r в процессе вращения остается неизменным. Принимая во внимание, что разность $\omega_1 - \omega$ представляет собой бесконечно малый прирост скорости $d\omega$, можно предыдущее равенство переписать так:

$$dr\omega = r\,d\omega.$$

Вставив это значение в выражение (b), получим:

$$a = r\frac{d\omega}{dt}. \qquad (3)$$

Отношение бесконечно малого приращения угловой скорости к соответствующему бесконечно малому приращению времени $\frac{d\omega}{dt}$ называется угловым ускорением.

Из равенства (3) следует, что линейное ускорение точек вращающегося тела равно угловому ускорению тела, помноженному на расстояние соответствующих точек тела от оси вращения.

§ 3. Кинетическая энергия и момент инерции. Вычислим кинетическую энергию вращающегося тела. Для этого мысленно разобьем его объем на очень малые части и вычислим в отдельности энергию каждой такой частицы.

На рис. 41 изображена частица тела, обладающая массой m_1, выделенная около точки A. Энергия этой частицы равна $\frac{m_1 u_1^2}{2}$. Сумма энергий всех частиц, образующих тело, очевидно, представляет собой искомую энергию K.

$$K = \frac{m_1 u_1^2}{2} + \frac{m_2 u_2^2}{2} + \frac{m_3 u_3^2}{2} + \ldots = \sum \frac{mu^2}{2}.$$

Для сокращения письма употребляется знак Σ, обозначающий сумму. Принимая во внимание равенство (2а) и помня, что угло-

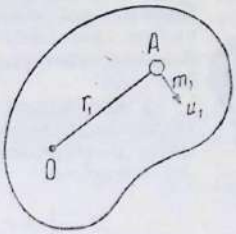


Рис. 41.

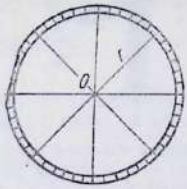


Рис. 42.

вая скорость всех точек тела одинакова, можно предыдущее выражение переписать так:

$$K = \frac{m_1 r_1^2 \omega^2}{2} + \frac{m_2 r_2^2 \omega^2}{2} + \frac{m_3 r_3^2 \omega^2}{2} + \ldots =$$

$$= \frac{\omega^2}{2}(m_1 r_1^2 + m_2 r_2^2 + m_3 r_3^2 \ldots) = \frac{\omega^2}{2} \cdot \sum mr^2.$$

Сумма $m_1 r_1^2 + m_2 r_2^2 + m_3 r_3^2 \ldots = \sum mr^2$ носит название *момента инерции* тела относительно оси. Обозначая его буквой J, можем переписать предыдущее выражение так:

$$K = \frac{J\omega^2}{2}. \qquad (4)$$

Сравним это выражение с кинетической энергией тела, движущегося поступательно:

$$K = \frac{mu^2}{2}.$$

Мы видим, что в процессе вращения тела момент инерции играет роль массы, а угловая скорость ω—роль линейной скорости u.

Вычислим момент инерции колеса, состоящего из тонкого, но массивного металлического обода и легких спиц (рис. 42). Обод разобьем на маленькие отрезки с массами m_1, m_2, m_3 и т. д. Каждый такой отрезок можно считать с достаточным приближением за точку, находящуюся на расстоянии r от оси вращения. Применяя формулу момента инерции, найдем:

$$J = \sum mr^2 = m_1 r^2 + m_2 r^2 + m_3 r^2 \ldots = r\,(m_1 + m_2 + m_3 \ldots).$$

Стоящая в скобках сумма масс, очевидно, равна массе обода. Отсюда

$$J = Mr^2, \tag{5}$$

т. е. момент инерции колеса равен произведению из массы обода на квадрат его радиуса. Моментом инерции спиц мы пренебрегли.



Рис. 43. Моменты инерции человека в положениях *a*, *b* и *c* равны соответственно 1,2 *кг·м²*, 8 *кг·м²* и 2,3 *кг·м²*.

Расчет момента инерции в большинстве случаев представляет собой значительные математические трудности. Поэтому мы сообщим без вывода значение моментов инерции некоторых простейших тел.

a) Однородный диск, ось вращения проходит через его центр и перпендикулярна к его плоскости:

$$J = \frac{1}{2} Mr^2. \tag{6}$$

Здесь M обозначает массу, r—радиус диска. Та же самая формула выражает момент инерции круглого цилиндра относительно его оси. В этом случае M обозначает массу цилиндра, а r—радиус его кругового сечения.

b) Однородный шар, ось проходит через его центр:

$$J = \frac{2}{5} Mr^2. \tag{7}$$

В этом выражении M—масса, r—радиус шара.

c) Однородный длинный и тонкий стержень, ось вращения которого проходит через его центр тяжести и перпендикулярна к его длине:

$$J = \frac{1}{12} Ml^2. \tag{8}$$

M обозначает массу, l—длину стержня.

Чтобы выразить момент инерции в абсолютных единицах, массу надо выражать в граммах, длину—в сантиметрах. Эти единицы весьма малы, поэтому массу обычно выражают в килограммах, длины—в метрах.

Для тел неправильной формы, в том числе для животных и человека, существуют способы опытного определения моментов инерции. На рис. 43 приведены силуэты человека в различных позах и указаны моменты инерции относительно осей, отмеченных на рисунке стрелками.

§ 4. Основное уравнение движения вращающегося тела. В поступательном движении величину ускорения и работы определяет сила, действующая на тело. При вращении тела ускорение

и работа определяются моментом силы M относительно оси, как мы это узнали в § 1. Таким образом, момент M в процессе вращения тела играет роль силы в поступательном движении. В предыдущем параграфе было показано, что угловая скорость ω и момент инерции J аналогичны линейной скорости и массе тела. Оказывается, эта аналогия может быть применена и при выводе основного уравнения вращения. Оно может быть получено из второго закона Ньютона, если вместо силы F в него подставить вращающий момент M, вместо массы m момент инерции J и вместо линейной скорости u угловую скорость ω.

Мы писали уравнение Ньютона в двух формах [гл. 2 (8) и (13)]:

$$F = am = m\frac{du}{dt} \quad \text{и} \quad F = \frac{dmu}{dt}.$$

Сделав указанную выше подстановку, получим основное уравнение вращения, которое можем написать тоже в двух формах:

$$M = J \cdot \frac{d\omega}{dt} \tag{9}$$

и

$$M = \frac{dJ\omega}{dt}. \tag{10}$$

Первым из них удобно пользоваться, когда момент инерции тела постоянен, вторым—когда момент инерции тела в процессе вращения может меняться.

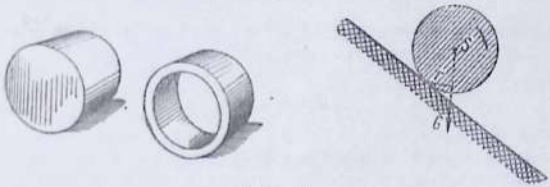


Рис. 44.

Влияние момента инерции на скорость вращения тела можно показать на следующем простом опыте. На наклонную плоскость кладут рядом два цилиндра так, чтобы их оси совпадали (рис. 44). Размеры и массы цилиндров одинаковы, но один сплошной, деревянный, другой—полый, металлический. Оба цилиндра катятся без скольжения по наклонной плоскости, причем деревянный значительно опережает полый металлический. Объяснение сводится к следующему: в разбираемом случае осью вращения является линия, по которой цилиндр касается в данный момент наклонной плоскости. Это непосредственно вытекает из определения оси вращения, данного в § 1, как линии, все точки которой неподвижны. Так как цилиндр катится без скольжения, то те точки, которыми он в данный момент времени касается плос-

кости, неподвижны, стало быть, лежат на оси вращения. Последовательно все линии, образующие поверхность цилиндра, становятся осями вращения. Здесь мы имеем более сложный случай движения тела, когда ось вращения меняет свое положение в теле. Вращающий момент силы тяжести относительно этих осей равен Gr, где G—сила тяжести, приложенная в центре тяжести S, лежащем на оси цилиндров, r—плечо силы относительно оси. Величины вращающего момента для обоих цилиндров одинаковы. Что же касается момента инерции, то он значительно больше у полого цилиндра, так как его массы в среднем расположены дальше от оси вращения, чем в цилиндре сплошном. Из выражения (9) ясно, что при одинаковых моментах получит большее ускорение то тело, у которого момент инерции меньше.

Если момент инерции тела может меняться во время вращения, то надо пользоваться формулой (10). Умножив обе ее части на dt, получим

$$Mdt = dJ\omega. \tag{11}$$

Выражение Mdt, аналогичное импульсу силы Fdt, называется *моментом импульса*. Величина $J\omega$, аналогичная количеству движения mv, называется *моментом количества движения*.

Надо заметить, что момент количества движения—вектор, который изображается стрелкой, отложенной по оси вращения так, чтобы наблюдатель, смотрящий в направлении стрелки, видел вращение тела происходящим по часовой стрелке.

Если момент действующих на тело сил M равен нулю, то

$$dJ\omega = 0,$$

т. е. изменение момента количества движения равно нулю или, иными словами, момент количества движения имеет постоянную величину:

$$J\omega = \text{const}. \tag{12}$$

Таким образом, если на вращающееся тело не действует никакой вращающий момент, то оно продолжает двигаться неопределенно долгое время, сохраняя постоянным имеющийся у него момент количества движения. Если тело неизменной формы, то J постоянно и движение происходит с постоянной угловой скоростью. Если же тело может менять во время движения свою форму, то при этом должен меняться и его момент инерции J. В этом случае, как показывает выражение (12), угловая скорость вращения должна меняться обратно пропорционально J, чтобы произведение $J\omega$ сохраняло постоянную величину.

Соответствующий опыт можно продемонстрировать, воспользовавшись стулом-вертушкой, который может вращаться с очень малым трением вокруг вертикальной оси. На такой стул ложится человек, как это показано на рис. 45. В этом положении его момент инерции относительно оси вращения велик. Человеку сообщают толчок, и он начинает вращаться с небольшой угловой скоростью.

Через 2—3 секунды человек поднимается и садится на стул, как это изображено на рис. 46. Теперь его момент инерции примерно раза в 3 меньше, так как массы его тела значительно ближе к оси вращения. Соответственно с этим и скорость вращения увеличивается в 3 раза.

Легкоатлеты при своих упражнениях на турнике широко используют связь между моментом инерции и угловой скоростью, только что разобранную нами.



Рис. 45.



Рис. 46.



Рис. 47.

§ 5. **Закон сохранения момента количества движения.** При поступательном движении тел имеет место закон сохранения количества движения. В случае вращения тел момент количества движения играет роль, аналогичную количеству движения. Это тоже вектор, и для него тоже справедлив закон сохранения, который может быть формулирован так: общий момент количества движения, которым обладает система тел, может измениться только под влиянием действия внешних сил. Под влиянием взаимодействий между телами самой системы моменты количества движения отдельных тел могут изменяться, но только так, чтобы общий момент количества движения системы оставался неизменным.

Поясним это следующим примером: на стуле-вертушке сидит человек и держит в правой руке неподвижный волчок, сделанный из велосипедного колеса, на обод которого надето свинцовое кольцо для увеличения момента инерции (рис. 47). Ось волчка параллельна оси стула. Общий момент количества движения системы—нуль. Теперь человек левой рукой приводит волчок в быстрое вращение, сообщая ему момент количества движения $J_1\omega_1$. Внутренние силы не могут изменить общего момента количества движения системы. Поэтому человек должен получить и действительно получает момент количества движения $J_2\omega_2$, равный и противоположный по направлению тому, который он сообщил волчку. В результате стул с человеком начинает вращаться в направлении, обратном волчку, и общий момент количества движения системы попрежнему нуль. Если человек прижмет обод колеса к груди, то движение волчка остановится, но в то же время прекратится и вращение самого человека. Из разо-

бранного примера видно, что внутренние силы не могут изменить момента количества движения системы, но могут вызвать поворот системы около оси. Действительно, человек, сидящий на стуле, может затормозить волчок и тем самым остановить свое движение при любом угле поворота.

Нет даже надобности прибегать к услугам волчка, можно повертываться на стуле, пользуясь движением собственных рук. Подобный опыт изображен на рис. 48, только для наглядности человек, сидящий на стуле, пользуется тяжелым молотком на длинной ручке (большой момент инерции), который он держит перед собой. Человек поворачивает молоток на некоторый угол в горизонтальной плоскости и сам поворачивается на соответствующий угол в противоположном направлении. Когда молоток останавливается, понятно, останавливается и человек. Все происходит так, как в предыдущем опыте с волчком. Для того чтобы повернуться еще раз в том же направлении, надо молоток сначала возвратить в исходное положение. Сделать это, двигая молоток в обратном направлении, нельзя, так как при этом и человек вернется в исходное положение. Можно, однако, поднять сначала молоток в вертикальной плоскости, а затем опустить в другой вертикальной плоскости, так, чтобы он оказался по отношению к человеку, сидящему на стуле, в первоначальном положении. При вращении молотка в вертикальной плоскости ему сообщается определенный момент количества движения, человек на стуле испытывает равный и противоположно направленный момент. Но момент этот стремится повернуть человека около горизонтальной оси. Так как такой поворот невозможен, то человек остается неподвижным при перемещении молотка в вертикальных плоскостях. Повторяя в указанной последовательности движения молотка, человек может неопределенное число раз повертываться вместе со стулом.



Рис. 48.

§ 6. Трение качения. Качение круглого тела по поверхности другого тела представляет собой сложное движение, которое можно разложить на более простые. В разбираемом случае удобно разложить движение катящегося тела на поступательное движение и на вращение вокруг его геометрической оси. За скорость поступательного движения надо принять скорость, с которой движется геометрическая ось тела; скорость вращения надо определять относительно этой оси.

В качестве катящегося тела возьмем колесо и допустим, что на него действует сила F, параллельная поверхности земли (рис. 49). Под ее влиянием колесо стало бы двигаться поступательно, скользя по поверхности, если бы не было трения. Но благодаря трению появляется сила T, приложенная к колесу в той его точке, которой оно в данный момент касается земли. Это знакомая нам по гл. 2 сила трения. Она создает момент вращения Tr относительно оси колеса, заставляющий колесо катиться. Если сила трения достаточна велика, то точки колеса, последовательно касающиеся земли, неподвижны. Колесо катится без скольжения. Сила T в разбираемом случае не может замед-

лять движения колеса, так как создаваемый ею момент Tr способствует движению колеса вперед. Однако мы знаем, что в отсутствие силы F колесо замедляет свое движение и через некоторое время останавливается. Что же замедляет его движение? Само колесо в точке A и поверхность земли под этой точкой деформируются. При этом возникают силы, равнодействующие которых создают момент M относительно оси, тормозящий движение. Формально дело происходит так, как будто бы к катящемуся телу приложена сила T', обратная направлению его движения. Эту силу называют силой трения качения. Опыты показывают, что она пропорциональна нормальному давлению N катящегося тела на поверхность и может быть записана так:

$$T' = \gamma' N, \qquad (13)$$

γ' называется коэфициентом трения качения. Опыт показывает следующее:

1) при одинаковом давлении на поверхность γ' обычно значительно меньше коэфициента трения скольжения;

2) коэфициент γ' обратно пропорционален радиусу катящегося тела и зависит от материала и свойств как самого тела, так и той поверхности, по которой оно катится.

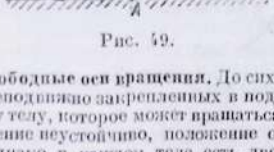


Рис. 49.

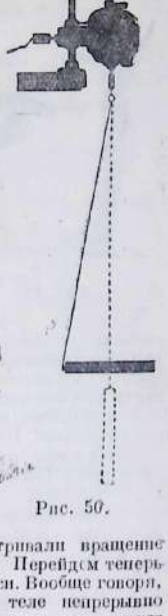


Рис. 50.

§ 7. Свободные оси вращения. До сих пор мы рассматривали вращение тел около неподвижно закрепленных в подшипниках осей. Перейдем теперь к свободному телу, которое может вращаться около любой оси. Вообще говоря, такое вращение неустойчиво, положение оси вращения в теле непрерывно меняется. Однако в каждом теле есть две оси, около которых оно может вращаться устойчиво. Эти, так называемые свободные, оси вращения проходят через центр тяжести тела. По отношению к одной из них тело обладает наибольшим моментом инерции, по отношению к другой—наименьшим. Теоретического доказательства этого факта мы привести не можем, постараемся доказать его на опыте.

На рис. 50 изображен силуэт мотора, к оси которого на шнурке подвешена палочка за один из ее концов (положение, изображенное пунктиром). В данном случае осью с наименьшим моментом является продольная ось, а с наибольшим моментом—ось, перпендикулярная к середине палочки. Если точка подвеса лежит на конце продольной оси, то палочка вращается устойчиво в положении, отмеченном пунктиром. Однако вращение палочки в этом положении устойчиво только по отношению к малым воздействиям. Если же ее из этого положения насильственно вывести, то она располагается в горизонтальном положении и устойчиво вращается вокруг оси с наибольшим моментом, несмотря на действие силы тяжести (рис. 50).

Животные тоже могут вращаться около свободных осей и легче всего около оси с наименьшим моментом инерции[1]. Хорошо известен тот факт,

[1] Наиболее устойчиво тело вращается около оси с наибольшим моментом инерции, но поворачивается, конечно, легче всего вокруг оси с наименьшим моментом.

что кошка всегда падает на ноги. У кошки ось наименьшего момента инерции горизонтальна. Когда кошка хочет повернуться относительно этой оси, она работает хвостом и задними ногами совершенно так, как человек, сидящий на стуле-вертушке, молотком (см. предыдущий параграф). Человек тоже во время прыжка или падения легко может повернуться около оси наименьшего момента инерции, но только эта ось у него вертикальна.



Рис. 51.

Вращением около этой оси пользуются балерины, делая на носке пируэт. В начале пируэта балерина становится на носок и, отталкиваясь другой ногой от пола, сообщает себе некоторый вращательный импульс. В этот момент ее поза несколько напоминает позу человека, изображенного на рис. 43, *б*. Этой позе соответствует большой момент инерции, и поэтому начальная скорость вращения балерины невелика. Через несколько мгновений балерина опускает ногу и прижимает к телу руки. Момент инерции уменьшается примерно в 7 раз (см. рис. 43, *а*), во столько же раз увеличивается угловая скорость, и балерина быстро делает несколько оборотов на носке. Когда же она хочет остановиться, то опять поднимает ногу и руки, скорость вращения уменьшается, и она спокойно становится на пол.

Другой пример использования свободной оси вращения—это прыжок акробата, известный под названием сальто-мортале. Готовясь к прыжку, артист наклоняется несколько вперед, поднимает руки и затем прыгает, сообщая себе одновременно вращение около оси с наибольшим моментом инерции (рис. 51, ось отмечена белой точкой). Через мгновение акробат скорчивается, переходя в положение *б*. Ось остается все еще осью с наибольшим моментом, но самый момент уменьшается раза в три, а угловая скорость во столько же раз возрастает. Искусному акробату удается сделать таким образом до трех оборотов в воздухе. После последнего оборота он распрямляет тело, скорость вращения в три раза уменьшается, и он спокойно становится на ноги.

ГЛАВА 6

ГАРМОНИЧЕСКОЕ КОЛЕБАТЕЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ

§ 1. Гармоническое колебание. Представим себе, что по окружности движется с постоянной скоростью шарик (рис. 52). От удаленного источника света, находящегося в плоскости окружности, на шарик падают лучи света, и мы видим на экране тень шарика, которая движется взад и вперед по прямой с переменной скоростью. Движение тени шарика представляет собой простое гармоническое колебание. Чтобы изучить это движение, рассмотрим окружность с радиусом a, по которой движется с постоянной скоростью точка N.

Проекция точки N на вертикальный диаметр, которую мы назовем n, совершает, очевидно, гармонические колебания (рис. 53). Условимся о терминах. Центр круга O по соображениям, которые будут понятны в дальнейшем, мы будем называть *положением равновесия*. Расстояние точки от положения равновесия будем называть *смещением* s. Наибольшее расстояние колеблющейся точки

от положения равновесия OA или OB будем называть *амплитудой* смещения и обозначать буквой a. Наконец, *периодом* T будем называть время полного колебания, т. е. время, в течение которого точка n проходит взад и вперед по диаметру, или, лучше сказать, проходит путь, равный четырем амплитудам.

Обратимся к выводу формулы, определяющей смещение s. Пусть в начальный момент времени, т. е. в тот момент, начиная

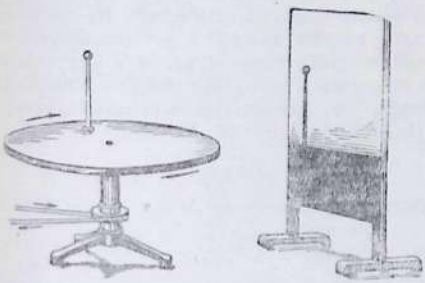


Рис. 52.

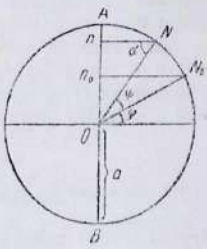


Рис. 53.

с которого мы следим за движением, точка на окружности находится в положении N_0, а колеблющаяся точка в положении n_0. $On_0 = s_0$ называется начальным смещением, соответствующим начальному моменту времени $t = 0$. Через t секунд обе точки приходят в положение N и n. Из треугольника ONn находим, что

$$On = ON \sin \alpha, \quad \text{или} \quad s = a \sin \alpha. \tag{a}$$

По рисунку видно, что

$$\alpha = \psi + \varphi. \tag{b}$$

Угол φ постоянный; он определяет начальное смещение колеблющейся точки. Угол ψ меняется со временем. Подвижной радиус описывает за время T угол 2π, а за секунду угол, равный $2\pi/T$. Угол ψ описан за t секунд, значит

$$\psi = \frac{2\pi}{T} \cdot t.$$

Подставив найденное значение в (b), а (b) в (a), получим искомую формулу для смещения колеблющейся точки:

$$s = a \sin \left(\frac{2\pi t}{T} + \varphi \right). \tag{1}$$

Заметим, что все выражение, стоящее под знаком синуса, называется фазой, а вели-

чина φ—начальной фазой колебания. Начальная фаза определяет смещение точки в начальный момент времени. Действительно, подставив в выражение (1) значение t, равное нулю, и обозначив смещение в этот момент времени s_0, получим:

$$s_0 = a \sin \varphi. \qquad (1a)$$

Значение начальной фазы для данного колебания мы можем выбирать по произволу, в зависимости от того, с какого положения колеблющегося тела мы хотим начинать счет времени. Поясним это двумя примерами. Допустим, что время мы отсчитываем по секундомеру, специальным часам, большая стрелка которых показывает секунды, маленькая—минуты. Нажимом на головку часов они пускаются в ход, вторым нажимом останавливаются.

Мы начинаем счет времени, стало быть, пускаем в ход секундомер в тот момент, когда точка n проходит через положение равновесия O и идет вверх[1]. Это значит, что начальное смещение $s_0 = 0$. Из формулы (1a) следует, что

$$a \sin \varphi = 0, \quad \text{откуда} \quad \sin \varphi = 0.$$

Это равенство удовлетворяется, если $\varphi = 0$, π, 2π и т. д., т. е. если

$$\varphi = m\pi,$$

где m любое целое число.

Однако не все решения, соответствующие этой формуле, удовлетворяют поставленному выше условию. Положим,

$$\varphi = 0.$$

В этом случае формула (1) упростится и примет вид:

$$s = a \sin \frac{2\pi t}{T}. \qquad (2)$$

При $t = 0$ смещение равно нулю. Когда t возрастает, начиная от нуля, s тоже увеличивается и имеет положительный знак. Это значит, что колеблющееся тело движется вверх от положения равновесия согласно поставленному выше условию.

Очевидно, этому условию будет удовлетворять решение

$$\varphi = 2m\pi$$

и формула

$$s = a \sin \left(\frac{2\pi t}{T} + 2m\pi \right). \qquad (a)$$

Из тригонометрии известно, что прибавление четного числа π к аргументу синуса не меняет его значения. Поэтому мы считаем все фазы, отличающиеся друг от друга на четное число π, одинаковыми и вместо формулы (а) пользуемся более простой формулой (2).

---

[1] Смещения вверх от положения равновесия считаются положительными, вниз—отрицательными. Скорости и ускорения, направленные вверх, тоже считаются положительными, вниз—отрицательными.

Посмотрим теперь решение

$$\varphi = \pi.$$

В этом случае формула (1) принимает вид

$$s = a \sin\left(\frac{2\pi t}{T} + \pi\right). \qquad \text{(b)}$$

При $t = 0$ смещение тоже нуль, но с возрастанием t смещение s принимает отрицательные значения, т. е. колеблющееся тело движется не вверх, а вниз от положения равновесия, что противоречит нашему условию. По той же причине негодны и решения

$$\varphi = (2m + 1)\pi.$$

Нетрудно сообразить, что формула (b) соответствует такому условию: секундомер пускается в ход в тот момент, когда колеблющееся тело проходит через положение равновесия и движется вниз.

Прибавление π или $(2n+1)\pi$ к аргументу не меняет абсолютной величины синуса, но изменяет его знак. Фазы, отличающиеся друг от друга на нечетное число π, мы называем противоположными. Колебания, соответствующие формулам (2) и (b), обладают по этому определению противоположными фазами. Математически это значит, что они всегда отличаются друг от друга знаком. С физической же точки зрения это обозначает, что смещения, скорости и ускорения колеблющихся тел имеют всегда противоположные направления.

Итак, мы считаем фазы одинаковыми, если они равны или отличаются на четное число π, и противоположными, если они отличаются на π или вообще на нечетное число π.

Полезно заметить, что изменение времени t на период T изменяет фазу колебания на 2π.

Посмотрим еще, какой вид примет формула (1), если считать время с того момента, когда маятник находится в крайнем верхнем положении, т. е. когда $s_0 = a$.

Подставляя это значение в (1a), получим

$$a = a \sin\varphi; \quad \sin\varphi = 1; \quad \varphi = \frac{\pi}{2}.$$

Формула (1) примет теперь такой вид:

$$s = a \sin\left(\frac{2\pi t}{T} + \frac{\pi}{2}\right) = a \cos\frac{2\pi t}{T}. \qquad \text{(2a)}$$

Отсюда ясно, что в описании колебательного движения синус и косинус совершенно равноценны. Изменив начальную фазу, мы можем при желании перейти от синуса к косинусу и наоборот.

Формуле (1) можно придать другой вид, введя вместо периода T *частоту* колебания ν. Под частотой надо понимать число коле-

баний, производимых телом за секунду. Между этими величинами существует такая зависимость:

$$T = \frac{1}{\nu} \text{ сек.}, \quad \text{или} \quad \nu = \frac{1}{T} \text{ сек.}^{-1} \tag{3}$$

Действительно, если частота равна, например, 30 колебаниям в секунду, то период, очевидно, равен $^1/_{30}$ секунды. Подставив выражение (3) в формулу (1), получим:

$$s = a \sin (2\pi\nu t + \varphi). \tag{4}$$

Иногда формулу (4) еще упрощают, обозначая $2\pi\nu$, или $\frac{2\pi}{T}$ одной буквой ω

$$s = a \sin (\omega t + \varphi). \tag{4а}$$

ω называется *круговой частотой колебания*.

Гармоническое колебание можно изобразить графически. Для этого вычислим по формуле (1) значения s для определенных моментов времени t и отложим эти значения на осях координат. По горизонтальной оси будем откладывать время, выраженное в долях периода, по вертикальной—соответствующие смещения. Допустим сначала, что начальная фаза равна нулю и произведем расчет по упрощенной формуле (2). Время будем выражать в долях периода T, вычисляя смещения через каждую восьмую периода. Результаты вычислений следующие:

t	0	$^1/_8T$	$^2/_8T$	$^3/_8T$	$^4/_8T$	$^5/_8T$	$^6/_8T$	$^7/_8T$	$^8/_8T$	$^9/_8T$
$\frac{2\pi t}{T}$	0	45°	90°	135°	180°	225°	270°	315°	360°	405°
$\sin \frac{2\pi t}{T}$ . . .	0	0,7	1	0,7	0	−0,7	−1	−0,7	0	0,7
s	0	0,7a	a	0,7a	0	−0,7a	−a	−0,7a	0	0,7a

Кривая, вычерченная по этим данным, изображена на рис. 54. Получилась известная уже нам синусоида, с построением которой мы познакомились в § 2 математического введения.

Теперь изобразим то же колебание, но только с начальной фазой $\varphi = 45°$. Формула (1) в этом случае будет иметь вид:

$$s = a \sin \left(\frac{2\pi t}{T} + 45° \right).$$

Вычисляя попрежнему положение колеблющейся точки через каждую восьмую периода, получаем:

t	0	$\frac{1}{8}T$	$\frac{2}{8}T$	$\frac{3}{8}T$	$\frac{4}{8}T$	$\frac{5}{8}T$	$\frac{6}{8}T$	$\frac{7}{8}T$	$\frac{8}{8}T$
$\frac{2\pi t}{T} + 45°$	45°	90°	135°	180°	225°	270°	315°	360°	405°
$\sin\left(\frac{2\pi t}{T} + 45°\right)$	0,7	1	0,7	0	−0,7	−1	−0,7	0	+0,7
s	0,7a	a	0,7a	0	−0,7a	−a	−0,7a	0	+0,7a

Из этой таблицы видно, что уже в начальный момент времени колеблющееся тело находилось на расстоянии $0{,}7a$ от положения равновесия. Нанося найденные значения на график, получим такую же синусоиду, как и в предыдущем случае, но сдвинутую влево на восьмую периода (рис. 54, пунктирная кривая).

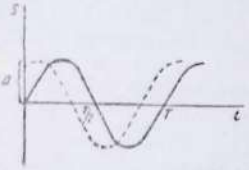


Рис. 54.

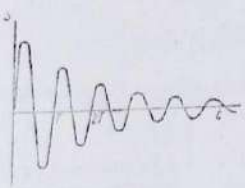


Рис. 55.

Можно заставить само колеблющееся тело нарисовать график своего движения. Для этого можно воспользоваться маятником, к нижнему концу которого приделана кисточка, смоченная чернилами. Маятник подвешивают так, чтобы кисточка чертила по листу белой бумаги, который движется равномерно, перпендикулярно плоскости колебаний маятника. Подобная запись воспроизведена на рис. 55. Мы видим, что получилась кривая, напоминающая синусоиду, только ее амплитуды постепенно убывают. Мы говорим, что маятник совершает *затухающее колебание*.

Вообще колебания всех тел, предоставленных самим себе, затухают, потому что их энергия постепенно расходуется на преодоление всякого рода сопротивлений. Чтобы получить незатухающие колебания, надо все время пополнять убыль энергии тела. Такой пример мы имеем в движении маятника часов, энергия которого пополняется при каждом колебании за счет работы, производимой опускающейся гирей. В тех явлениях, которые нас будут главным образом интересовать в дальнейшем, затуханием

обычно можно пренебречь. Поэтому мы будем рассматривать почти исключительно идеальный случай незатухающих колебаний.

§ 2. Скорость и ускорение гармонического колебания. Скорость точки n представляет собой проекцию на горизонтальный диаметр скорости u', с которой движется точка N по окружности. Действительно, разложим скорость u' на горизонтальную и вертикальную составляющую (рис. 56). Ясно, что на точку n переносится только вертикальная составляющая

$$u = u' \cos \alpha' \qquad (a)$$

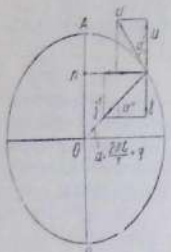


Рис. 56.

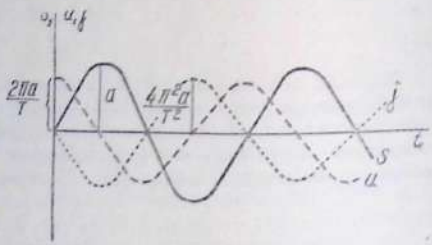


Рис. 57.

Точка N за период T проходит расстояние $2\pi a$, значит

$$u' = \frac{2\pi a}{T}.$$

Углы α' и α равны как углы со взаимно перпендикулярными сторонами, а угол α, как мы знаем, равен $2\pi t/T + \varphi$. Приняв все это во внимание, получим:

$$u = \frac{2\pi a}{T} \cos\left(\frac{2\pi t}{T} + \varphi\right), \quad \text{или} \quad u = \frac{2\pi a}{T} \sin\left(\frac{2\pi t}{T} + \varphi + \frac{\pi}{2}\right). \qquad (5)$$

Максимальное значение скорости $2\pi a/T$, которой тело обладает в момент прохождения через положение равновесия, называется *амплитудой скорости*.

Скорость колеблющейся точки изменяется тоже по закону синуса, но фаза скорости на 90° больше фазы смещения. Изменение фазы на 90° соответствует изменению по времени в четверть периода. Значит, изменение скорости идет на четверть периода впереди изменения смещения, т. е. скорость достигает максимальных значений на четверть периода раньше, чем смещение. На рис. 57 представлены графики скорости и смещения, соответствующие формулам (1) и (5) при значении начальной фазы $\varphi = 0$.

Перейдем к ускорению. Точка N, движущаяся по кругу, должна обладать центростремительным ускорением [(18) стр. 39]

$$j' = \frac{4\pi^2 a}{T^2}. \qquad (b)$$

На точку n переносится только вертикальная составляющая

$$j = -j' \cdot \sin \alpha''. \qquad (c)$$

Все векторные величины, характеризующие колебание, направленные вверх, мы считаем положительными, вниз—отрицательными. Ускорение j направлено вниз, поэтому в выражении (c) поставлен знак минус.

Принимая во внимание (b) и равенство углов α и α'', получим:

$$j = -\frac{4\pi^2 a}{T^2} \sin\left(\frac{2\pi t}{T} + \varphi\right), \quad \text{или} \quad j = \frac{4\pi^2 a}{T^2} \sin\left(\frac{2\pi t}{T} + \varphi - \pi\right). \qquad (5a)$$

Выражение $4\pi^2 a/T$ называется *амплитудой ускорения*.

Ускорение отстает в своем развитии от смещения по фазе на 180°, а по времени на полпериода. График ускорения тоже приведен на рис. 57. Он соответствует формуле (5a) при $\varphi = 0$. Мы видим, что смещение и ускорение достигают максимальных значений одновременно, но они всегда имеют противоположные направления. Когда колеблющаяся точка находится над положением равновесия, ускорение направлено вниз, и наоборот. Иными словами, ускорение всегда направлено к положению равновесия.

В заключение мы выведем одну математическую формулу, которая нам понадобится в дальнейшем. С этой целью мы воспользуемся равенствами (1) и (5) и общим выражением скорости

$$u = \frac{ds}{dt}. \qquad (d)$$

В равенстве (1) и (5) мы введем вместо $\frac{2\pi}{T}$ круговую частоту ω:

$$s = a \sin(\omega t + \varphi), \quad u = \omega a \cos(\omega t + \varphi).$$

Подставим значения s и u в (d). Получим:

$$\frac{d\{a \sin(\omega t + \varphi)\}}{dt} = \omega a \cos(\omega t + \varphi). \qquad (6)$$

Левая часть равенства представляет собой определенную математическую операцию—бесконечно малое приращение функции $a \sin(\omega t + \varphi)$, деленное на соответствующее бесконечно малое приращение переменной dt. Правая часть показывает результат этой операции. Поэтому формула (6) годится для любой функции типа $a \sin(\omega t + \varphi)$, независимо от ее физического смысла и значения входящих в нее букв.

§ 3. Сила и энергия в гармоническом колебании. При каких же условиях материальное тело будет совершать гармонические колебания? Ответ заключается в предыдущей формуле. Колеблющееся тело должно обладать ускорением j, а стало быть, на него должна действовать сила

$$F = mj,$$

где m—масса тела. Подставляя сюда значение j из (5а) и принимая во внимание (1), получим.

$$F = -\frac{4\pi^2 m}{T^2} \cdot s. \qquad (7)$$

Чтобы тело совершало простые гармонические колебания, на него должна действовать сила, направленная к положению равновесия и пропорциональная расстоянию тела от положения равновесия.

Силы подобного типа возникают нередко и прежде всего в упруго деформированных телах. Примером может служить пружинный маятник, изображенный на рис. 58. Он представляет собой мас-

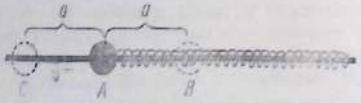


Рис. 58.

сивный шарик, просверленный по диаметру и насаженный на гладкий стержень. На стержень надета стальная пружина, закрепленная у его конца и на шаре. В положении A шар находится в покое. При растяжении или сжатии пружины развиваются упругие силы, пропорциональные ее удлинению, т. е. расстоянию шара от положения равновесия. Поэтому, если сместить шар из положения равновесия и предоставить самому себе, то он начнет колебаться. Если бы не было трения, то колебания совершались бы согласно формуле (1) и продолжались бы неопределенно долго. Но так как трение существует, то колебания будут затухать, т. е. их амплитуда будет постепенно убывать.

Меньше затухают колебания вертикального пружинного маятника, представляющего собой шарик, подвешенный к концу пружины. Еще меньше затухание у так называемого математического маятника, т. е. небольшого шарика, висящего на конце нити и совершающего небольшие размахи.

Вычислим кинетическую энергию тела, совершающего незатухающие колебания, когда оно проходит положение равновесия. В этом положении оно обладает наибольшей скоростью

$$u_{max} = \frac{2\pi a}{T}.$$

Подставляя это значение в выражение кинетической энергии, получим

$$K = \frac{mu^2}{2} = \frac{2\pi^2 a^2 m}{T^2}. \qquad (8)$$

Полная энергия колеблющегося тела не меняется, но только периодически переходит из кинетической в потенциальную и обратно. В тот момент, когда тело проходит через положение равновесия, его потенциальная энергия равна нулю и, значит, полная энергия

равна кинетической. Таким образом, выражение (8) представляет собой полную энергию колеблющегося тела. Важно заметить, что она пропорциональна квадрату амплитуды.

§ 4. Сложение двух одинаково направленных колебаний равных периодов (графический метод). Допустим, что точка участвует одновременно в двух одинаково направленных колебаниях. Пусть s_1 означает смещение, которое имела бы точка в первом колебании, а s_2—во втором колебании. По законам механики два одинаково направленных перемещения складываются алгебраически. Значит, результирующее смещение s равно сумме составляющих смещений

$$s = s_1 + s_2.$$

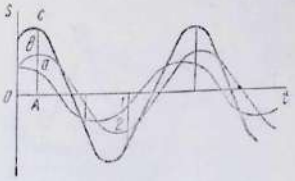


Рис. 59.

Задача состоит в том, чтобы определить характер составного движения. Однако аналитическое решение довольно сложно. Поэтому мы прибегаем к графическому методу решения. Пусть синусоиды *1* и *2* на рис. 59 изображают оба составляющих колебания. Чтобы получить составное колебание, проведем несколько вертикалей и будем на них откладывать суммы обоих перемещений. Например, в момент времени, соответствующий A, колеблющаяся точка в первом движении имела бы перемещение Aa, во втором Ab. Участвуя одновременно в обоих движениях, она будет иметь перемещение $Aa + Ab = Ac$. Таким образом находится точка c, принадлежащая графику составного движения. Соединив между собой полученные подобным способом точки, найдем искомый график составного колебания. Он представляет собой тоже синусоид с тем же периодом T и с амплитудой a, величина которой лежит между значениями $a_1 - a_2$ и $a_1 + a_2$ в зависимости от разности фаз составляющих колебаний.

Описанный метод сложения колебаний годится и в том случае, когда периоды составляющих колебаний различны. Этим вопросом мы займемся в § 6.

§ 5. Сложение одинаково направленных колебаний равных периодов (метод векторных диаграмм). Описанный в предыдущем параграфе способ сложения колебаний, несмотря на свою простоту и универсальность, страдает одним большим недостатком—он отнимает чрезвычайно много времени. Поэтому мы приведем еще другой метод, дающий возможность определить графически амплитуду и фазу составного колебания, а также выразить их аналитически. К сожалению, мы не можем его обосновать теоретически и приводим без вывода. По этому способу амплитуды составляющих колебаний изображают стрелками, как это делают с векторами, а при помощи начальных фаз ориентируют

эти стрелки определенным образом на плоскости и складывают геометрически. Делается это так: проводят из какой-нибудь точки O в любом направлении прямую линию OP, которую мы назовем условно «опорной» линией (рис. 60). Стрелку, изображающую амплитуду a_1, проводим из O так, чтобы она образовала с опорной линией угол φ_1, равный начальной фазе колебаний. Если начальная фаза положительна, то угол откладывается от линии OP в сторону, противоположную движению часовой стрелки: если начальная фаза отрицательна, то угол отклады-

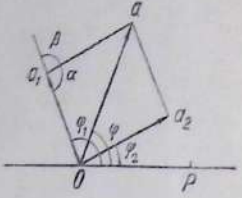


Рис. 60.

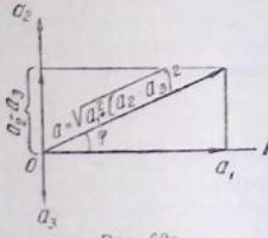


Рис. 60а.

вается по часовой стрелке. Таким способом изображены обе амплитуды составляющих колебаний a_1 и a_2 на рис. 60. Геометрическая сумма

$$a = \bar{a}_1 + \bar{a}_2$$

представляет собой амплитуду составного колебания. Фаза составного колебания φ представляет собой угол, образованный стрелкой a с линией OP. Таким образом, задача нахождения амплитуды и фазы составного колебания решается очень просто. Если же вспомнить известную теорему геометрии, дающую выражение для квадрата стороны косоугольного треугольника, то можно найти и аналитическое выражение для амплитуды:

$$a^2 = a_1^2 + a_2^2 - 2a_1a_2\cos\alpha = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2\cos\beta.$$

Угол β, как это видно из чертежа, равен углу между стрелками a_1 и a_2, этот же последний равен $\varphi_1 - \varphi_2$. Подставив значение β в предыдущее выражение, получим окончательно

$$a^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2\cos(\varphi_1 - \varphi_2). \qquad (9)$$

Величина амплитуды составного колебания, как мы видим, существенно зависит от разности фаз. Если

$$\varphi_1 - \varphi_2 = 2m\pi, \quad \text{то} \quad \cos(\varphi_1 - \varphi_2) = +1 \quad \text{и} \quad a = a_1 + a_2. \qquad (10)$$

Если же

$$\varphi_1 - \varphi_2 = (2m+1)\pi, \quad \text{то} \quad \cos(\varphi_1 - \varphi_2) = -1 \quad \text{и} \quad a = a_1 - a_2.$$

Резюмируем полученные выше результаты: при сложении двух одинаково направленных колебаний одного периода с амплитудами a_1 и a_2 получается гармоническое колебание того же периода с амплитудой a. Если оба колебания находятся в одинаковых фазах, то

$$a = a_1 + a_2,$$

если же они находятся в противоположных фазах, то

$$a = a_1 - a_2.$$

При других разностях фаз амплитуда a принимает промежуточные значения, лежащие между $a_1 + a_2$ и $a_1 - a_2$.

Метод векторных диаграмм может быть применен и к сложению многих одинаково направленных колебаний с равными периодами. В качестве примера решим такую задачу. Найти амплитуду и начальную фазу составного колебания, получающегося в результате сложения трех колебаний, заданных уравнениями

$$s_1 = a_1 \sin \omega t; \quad s_2 = a_2 \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) \quad \text{и} \quad s_3 = a_3 \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right).$$

Начальная фаза первого колебания равна нулю, поэтому амплитуду a_1 откладываем вдоль по опорной линии OP, как это изображено на рис. 60а. Начальная фаза второго колебания равна $+90°$, поэтому стрелку, изображающую амплитуду a_2, повертываем на 90° по отношению к опорной линии в направлении, противоположном движению часовой стрелки. Стрелка, изображающая a_3, повертывается на 90° по часовой стрелке, так как начальная фаза третьего колебания равна $-90°$. Рассматривая диаграмму, видим, что задача сводится к сложению трех векторов. Из чертежа без дальнейших пояснений понятно, что

$$a = \sqrt{a_1^2 + (a_2 - a_3)^2} \quad \text{и} \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{a_2 - a_3}{a_1}.$$

§ 6. Сложение колебаний различных периодов. Сложение двух одинаково направленных колебаний разных периодов может быть тоже произведено графически (рис. 61, 62 и 63).

Для ясности синусоиды составляющих колебаний и их результирующая нарисованы теперь друг под другом. Сложение производится так же, как и раньше. Чертятся вертикальные линии, соответствующие определенным моментам времени, и отрезки этих линий между горизонтальной осью и синусоидой, изображающие одновременные отклонения колеблющейся точки, складываются алгебраически. Полученные таким образом кривые показывают, что составное движение представляет собой сложное негармоническое колебание. На рис. 61 складываются два колебания с частотами $\nu_1 = 45$ *сек*$^{-1}$ и $\nu_2 = 10$ *сек*$^{-1}$ (периоды $^1/_{45}$ *сек*

и $^1/_{10}$ сек). Нижняя кривая, изображающая составное колебание, показывает, что через время $T_r = 0{,}2$ сек, колебания повторяются в тех же фазах, поэтому время T_r называется основным периодом составного колебания.

На рис. 62 и 63 складываются колебания с частотами 20 и 10 в секунду. Разница только в том, что изображенные на первом рисунке колебания начинаются в одинаковой фазе, а на вто-

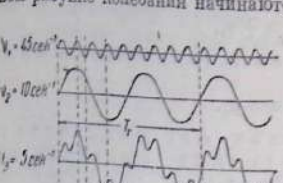


Рис. 61.

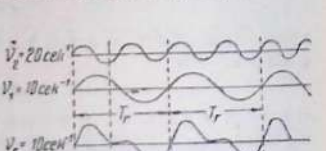


Рис. 62.

ром рисунке отстают друг от друга на четверть периода. Форма кривых совершенно различна, но основные периоды одинаковы.

Наконец, на рис. 64 изображено сложение двух колебаний с одинаковой амплитудой, мало разнящихся по частоте. Здесь $\nu_1 = 70$ сек$^{-1}$, $\nu_2 = 60$ сек$^{-1}$. Получаются так называемые *биения*,

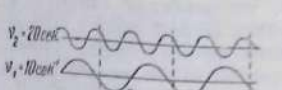


Рис. 63.

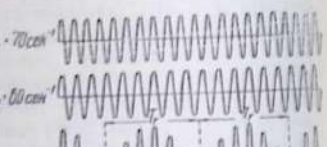


Рис. 64.

т. е. колебание, напоминающее простое гармоническое, но с периодически меняющейся амплитудой. Их происхождение легко себе представить и без графика. Действительно, вначале фазы обоих колебаний совпадают и их амплитуды складываются. Затем второе колебание начинает отставать по фазе, и составная амплитуда убывает. Когда разность фаз станет равна π, то составная амплитуда будет равна разности амплитуд, т. е. нулю. При дальнейшем увеличении разности фаз амплитуда колебаний снова возрастает и при разности фаз, равной 2π, вновь становится равной сумме амплитуд и т. д. Словом, отставанию второго колебания на один период будет соответствовать одно биение. В нашем примере второе колебание отстанет за секунду от пер

вого на десять периодов (колебаний), значит, число биений в секунду будет равно десяти. Таким образом, число биений в секунду ν_r будет равно разности частот обоих колебаний.

$$\nu_r = \nu_1 - \nu_2. \tag{11}$$

Вышеописанный метод можно распространить на сложение какого угодно количества одинаково направленных колебаний.

Задачу о сложении колебаний можно обратить и поставить вопрос о разложении данного составного колебания на простые гармонические. Из разобранных выше рисунков ясно, что изображенные там сложные колебания могут быть заменены двумя простыми синусоидальными. Математика же учит нас, что в общем случае, как бы сложно ни было какое-нибудь колебание, оно всегда может быть представлено рядом простых синусоидальных колебаний.

Это положение, оформленное математически, известно под названием *теоремы Фурье*.

§ 7. **Вынужденные колебания. Резонанс.** До сих пор мы все время говорили об идеальном случае незатухающих колебаний, которые, раз начавшись, продолжаются неопределенно долгое время без всякой затраты энергии. Реальные колебания всегда более или менее быстро затухают. Поэтому на колеблющееся тело должно действовать какое-нибудь другое тело, поддерживающее его колебания. Колеблющееся тело в свою очередь действует на возбуждающее, и в результате получается весьма сложная картина, разбирать которую во всех подробностях мы здесь не в состоянии. Ограничимся рассмотрением очень важного случая, когда возбуждающее тело настолько велико и мощно или поставлено в такие условия, что обратным действием колеблющегося тела можно пренебречь. Такой пример мы имеем в качелях и в человеке, который их раскачивает. С увеличением размахов качаний человек отходит и таким образом избегает неприятного для него обратного действия. Качели, подобно маятнику, имеют определенный период собственных колебаний, и для того, чтобы их как следует раскачать, необходимо сообщать им ритмические толчки ровно через период. Так фактически и поступают.

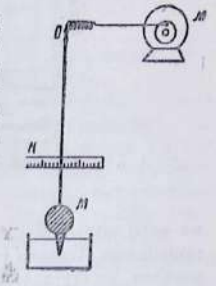


Рис. 65.

Толчки, сообщенные качелям через иные промежутки времени, не могут их сильно раскачать, так как в этом случае направление части толчков будет обратно направлению движения качелей и поэтому уменьшает их скорость.

Чтобы подробнее выяснить влияние периода колебаний возбуждающего тела на амплитуды колеблющегося тела, сделаем

такой опыт (рис. 65). Возьмем не особенно тяжелый маятник M длиной около 100 *см*, закрепленный на оси O. Внизу он имеет конусообразный отросток, который может быть опущен в сосуд с водой для увеличения затухания. Чем выше уровень воды в сосуде, тем больше затухание. К стержню маятника, на расстоянии 3—4 *см* над осью, прикреплена пружинка, другой конец которой надет на стержень, посаженный эксцентрично в шкиве мотора. При вращении мотора пружина растягивается и маятник начинает двигаться под влиянием периодически действующей

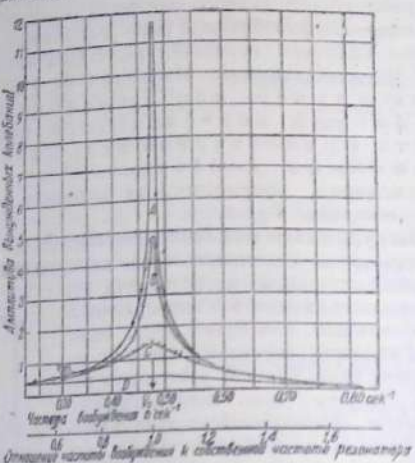


Рис. 66.

на него силы. Мы говорим, что маятник совершает вынужденные колебания. Задача сводится к тому, чтобы определить, как влияет частота возбуждающих колебаний на амплитуды вынужденных колебаний маятника. Опыт начинают с того, что от маятника отцепляют пружинку, совершенно свободный маятник отводят в сторону и отпускают. Определяют с помощью секундомера частоту свободно колеблющегося маятника, которая и является его собственной частотой колебаний ν_0. После этого маятник опять соединяется со шкивом мотора, который пускается в ход и делает ν оборотов в секунду. Теперь маятник совершает вынужденные колебания с частотой ν. По шкале K отмечают амплитуду вынужденных колебаний. Затем частоту вращения мотора увеличивают, опять определяют соответствующую амплитуду и производят таким образом целый ряд наблюдений. Результаты таких опытов изображены на рис. 66. На вертикальной оси отложены амплитуды колебаний маятника, на горизонтальной—частоты возбуждающих колебаний. Собственная частота колебаний маятника ν_0 равна 0,48 *сек*$^{-1}$. На чертеже имеются четыре кри-

вые, которые относятся к четырем опытам, произведенным при различных затуханиях колебаний. Кривая D соответствует самому большому затуханию, кривая A—самому малому. На всех четырех кривых мы видим, что амплитуды вынужденных колебаний постепенно возрастают, достигают максимума и затем вновь убывают. Наибольшие размахи наблюдаются в тот момент, когда частота возбуждающих колебаний равна частоте собственных колебаний маятника. Мы говорим, что в этот момент маятник находится *в резонансе* с возбуждающими колебаниями. Чем меньше затухание, тем резче выражен резонанс (кривые A и B). При больших затуханиях, как это видно по кривой C и в особенности по кривой D, резонанс очень слабо выражен.

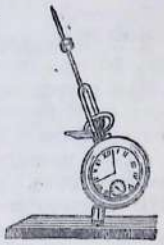


Рис. 67.

Влияние затухания объясняется следующим образом: в резонансе амплитуды колебаний маятника быстро увеличиваются. Но с увеличением амплитуды увеличиваются и всякие потери энергии на преодоление трения, сопротивления воздуха и воды и т. п. Очень скоро наступает момент, когда получаемая маятником энергия становится равной теряемой и дальнейшее возрастание амплитуды прекращается. Чем сильнее затухание, тем скорее наступает этот момент. При большом затухании маятник теряет всю получаемую им энергию уже при малых размахах и резонанс становится практически незаметным.

Полученные на рис. 66 кривые годны для описания любых вынужденных колебаний с соответствующими затуханиями. поэтому внизу начерчена вторая горизонтальная ось и дан другой масштаб, не зависящий от числовых данных нашего прибора. На ней отложены частоты вынужденных колебаний, выраженные в долях собственной частоты, т. е. нанесены числа, дающие отношения частот возбудителя к частоте собственных колебаний.

Резонанс чрезвычайно широко распространен и наблюдается в самых разнообразных явлениях природы. Всякое тело может совершать колебательные движения и обладает одним, а в большинстве случаев несколькими периодами собственных колебаний. Подходящие возбуждения могут вызвать резонанс тела и привести его в сильные колебания. Разительный пример такого резонанса наблюдался в 1907 г., когда над залом заседаний Государственной думы в Таврическом дворце обвалилась вся штукатурка с потолка. Виновником этой катастрофы был сравнительно небольшой мотор, установленный над потолком и служивший для целей вентиляции. Оказалось, что период его вращения совпал с одним из собственных колебаний потолка, который стал так сильно резонировать, что обвалилась штукатурка.

Очень интересный опыт можно проделать с резонансом часов. Для этого карманные часы подвешиваются так, чтобы они могли вращаться около специально сделанной оси (рис. 67). В часах,

как известно, имеется вращательный маятник, так называемый балансир. Можно часы подвесить с таким расчетом, что частота их колебаний около оси будет равна частоте балансира, и мы будем наблюдать резонанс. Часы под влиянием возбуждений, идущих от крошечного балансира, сами начинают колебаться, отклоняясь градусов на 30 от положения равновесия.

ГЛАВА 7

СТАТИКА ДЕФОРМИРУЕМЫХ ТЕЛ

§ 1. Молекулярные представления о веществе. Как известно, все тела состоят из мельчайших частичек—*молекул*, которые в свою очередь складываются из еще более мелких частичек—*атомов*. Например, молекула воды H_2O состоит из двух атомов водорода H и одного атома кислорода O.

Самое название «атом» в переводе обозначает «неделимый». Действительно, когда-то представляли себе атом как мельчайшую неделимую частицу вещества, имеющую форму шарика.

Теперь наука далеко отошла от таких наивных представлений. Мы знаем, что атом представляет собой очень сложное образование, в миниатюре напоминающее планетную систему. В его центре находится тяжелое ядро, заряженное положительным электричеством, вокруг которого двигаются мельчайшие отрицательно заряженные частицы—*электроны*. Строение атомов теперь хорошо изучено, и мы знаем, например, что размеры ядра—порядка 10^{-12} *см*, а размеры всего атома, считая от центра ядра до крайних электронов,—около 10^{-8} *см*.

Сумма зарядов электронов равна заряду ядра, так что в общем атом не заряжен. Иногда, благодаря тепловому движению или под влиянием разного рода излучений, от атома отрывается один или несколько электронов, и положительный заряд атома становится больше отрицательного. Получается положительно заряженная частица—так называемый *положительный ион*. Оторвавшиеся электроны могут присоединиться к нейтральным атомам, образуя *отрицательные ионы*.

Атомы элементов, соединяясь по два, по три и больше, образуют более сложные соединения—молекулы. При образовании молекул атомы обычно ионизуются.

Так, например, в молекуле поваренной соли NaCl атом хлора отнимает один электрон от атома натрия, в результате чего получается молекула, состоящая из отрицательного иона Cl и положительного иона Na. Вся молекула в целом не заряжена. Иногда молекула, так же как и атом, может потерять или присоединить к себе электрон, превратившись в отрицательный или положительный молекулярный ион.

Газы и чистые жидкости состоят из нейтральных молекул. Ничтожная часть этих молекул ионизована.

Твердые тела разделяются на два класса: аморфные и кристаллические. Аморфные тела состоят из молекул, хаотически, неправильно расположенных в пространстве. Кристаллические тела состоят из частиц[1], которые расположены правильными рядами, в строгом порядке, образуя так называемую пространственную кристаллическую решетку. Громадное большинство твердых тел, все металлы, минералы, соли и даже большинство органических веществ принадлежит к кристаллам. На рис. 68 изображена решетка кристалла каменной соли, состоящая из ионов натрия (темные кружки) и ионов хлора (светлые кружки). Мы видим, что они располагаются правильными рядами, чередуясь друг с другом.

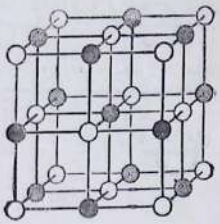


Рис. 68.

Типы кристаллических решеток весьма многочисленны и разнообразны, но в дальнейшее обсуждение этого вопроса мы вдаваться не будем. Заметим только, что кристаллические тела можно разделить на две группы: монокристаллы и поликристаллы. Монокристалл—тело, все частицы которого укладываются в одну общую решетку. Поликристалл—тело, состоящее из многих кристаллов, различным образом расположенных друг относительно друга.

Упоминутая выше каменная соль легко кристаллизуется, поэтому можно без особого труда получить монокристальные куски соли объемом до 1 $дм^3$ и больше. Если каменную соль растолочь, то получится масса мельчайших частичек, однако каждая из них содержит в себе еще миллионы ионов натрия, правильно расположенных друг относительно друга, т. е. представляет собой маленький кристалл. С помощью сильного пресса можно толченую соль спрессовать, и опять получить большой кусок твердой соли, но это уже будет многокристальное тело, или поликристалл. Его легко можно расколоть, но в месте раскола получится не гладкая поверхность, как при раскалывании каменной соли, а поверхность с зернистым строением. В увеличительное стекло видно, что эта поверхность состоит из громадного числа боковых граней маленьких кристалликов соли, из которых был спрессован кусок.

Застывающие после расплавления металлы образуют многокристальные тела, как это ясно видно по поверхности разлома. Впрочем, в последнее время найдены способы получения больших металлических монокристаллов.

В дальнейшем все эти вопросы будут освещены более подробно. В этом же отделе мы будем часто придерживаться упрощенной точки зрения, считая элементарные частицы за маленькие упругие шарики, нечто вроде микроскопических биллиардных шаров или мячиков, с диаметром порядка 10^{-8} *см*.

[1] Под частицами мы понимаем здесь как атомы и молекулы, так и всевозможные ионы.

Количество молекул в теле чрезвычайно велико. Оказывается, что в грамм-молекуле любого вещества заключается $6{,}06 \cdot 10^{23}$ молекул. Это так называемое число Авогадро.

Напомним, что под грамм-молекулой понимается количество граммов вещества, равное его молекулярному весу. Например, молекулярный вес кислорода 32, а водорода 2. Стало быть, 32 *г* кислорода представляют собой одну грамм-молекулу кислорода. 2 *г* водорода—одну грамм-молекулу водорода и т. д.

Между частицами действуют силы двух родов: с одной стороны, имеются силы взаимного притяжения частиц, а с другой стороны, силы взаимного отталкивания. В твердых телах, где эти силы велики, частицы располагаются на определенных расстояниях друг от друга так, чтобы притяжение и отталкивание взаимно уравновешивались. Подобное равновесие возможно только в том случае, если силы отталкивания изменяются с расстоянием быстрее, чем силы притяжения. Пусть рис. 69,*а* изображает две частицы, находящиеся на таком расстоянии, что силы притяжения S уравновешивают силы взаимного отталкивания O. Допустим, что расстояние между молекулами уменьшилось, тело сжалось (рис. 69, *b*). Если при этом сила отталкивания возрастет быстрее, чем силы притяжения, O' будет больше S' и частицы будут отталкиваться обратно к положениям равновесия. Если же расстояние между ними будет больше нормального, тело растянуто (рис. 69,*c*), то O'' станет меньше S'', и молекулы опять будут стремиться к положению равновесия.

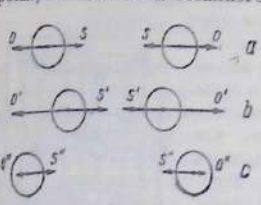


Рис. 69.

Внутри твердого тела частицы находятся под воздействием громадного числа соседних частиц, так что получается гораздо более сложная картина, чем та, которая нами только что описана. Однако результат всех взаимодействий будет тот же, т. е. для каждой частицы определится некоторая точка, в которой она будет находиться в равновесии. Не надо думать, что в этих точках частицы расположены неподвижно. Наоборот, все они находятся в непрерывном движении, колеблясь около своего положения равновесия.

Под действием внешних сил тела деформируются, т. е. изменяют свой объем и форму. При этом в них возникают так называемые упругие силы, стремящиеся уничтожить соответствующую деформацию. Так, например, растянутая резиновая трубка стремится сократиться, согнутый стальной прут—выпрямиться, сжатый газ—расшириться и т. д. Возникновение упругих сил нетрудно объяснить с точки зрения той картины, которая изображена на рис. 69. Например, при растяжении каучуковой трубки расстояния между молекулами становятся ненормально велики

(рис. 69,*с*), и силы сцепления берут перевес над силами отталкивания. Трубка стремится сократиться.

Перейдем теперь к газам, у которых молекулярные силы ничтожно малы. Если в большом пустом сосуде разбить маленькую ампулку, наполненную газом, то через ничтожно малую долю секунды газ равномерно распределится по всему объему сосуда. Это показывает, что молекулы газа двигаются совершенно свободно по любым направлениям, будучи ограничены только столкновениями со стенками сосуда и друг с другом. Они движутся прямолинейно до первого столкновения, после этого отскакивают друг от друга наподобие двух мячиков и снова летят по прямой линии до следующего столкновения. Если бы можно было проследить движение какой-нибудь молекулы, то получилась бы картина, подобная изображенной на рис. 70. Молекулы тончутся почти на одном месте наподобие тех мошек, рои которых можно наблюдать в хороший весенний день. Пробеги молекул между ударами очень малы, порядка 10^{-5} *см* для воздуха при нормальном давлении. Зато количество ударов, испытываемых молекулой за секунду, огромно—около 10^{10} (десять миллиардов) ударов за секунду.



Рис. 70.

Обратимся, наконец, к жидкостям, занимающим среднее положение между твердыми телами и газами. У них силы взаимного притяжения достаточно велики, чтобы удержать молекулы вместе и не дать им разлететься, но недостаточны для того, чтобы закрепить каждую молекулу около определенного положения равновесия. Поэтому жидкость может сохранять неизменным свой объем, но не может сохранять своей формы. Она всегда принимает форму того сосуда, в который налита. Впрочем, провести резкую грань по этому признаку между жидкостью и твердым телом нельзя, так как есть целый ряд тел, обладающих промежуточными свойствами. Сюда относится, например, сапожный вар. Если при обыкновенной комнатной температуре ударить по куску вара молотком, он рассыплется на большие осколки блестящего черного цвета с острыми углами. Если же куски сложить в стакан, то через несколько недель они все сольются и сплошь заполнят низ стакана. В первом опыте вар ведет себя как твердое тело, во втором—как жидкость.

Между жидким и газообразным состоянием тоже не существует резкого разграничения. Все жидкости, как правило, могут быть переведены в газообразное состояние так, что вещество все время остается однородным. Поэтому указать момент перехода жидкости в газ невозможно, или, вернее, такого момента не существует. Подробнее об этих вопросах будет сказано в главе 13.

§ 2. Передача давления в жидкостях и газах. Законы, которым подчиняются жидкости и газы, целиком определяются следующими их свойствами: 1. При сжатии они ведут себя как идеально упругое тело. Как только внешнее воздействие прекращается, они полностью восстанавливают свой объем. 2. При

Давление в тяжелой жидкости измеряется произведением ее удельного веса на глубину погружения. Направлено оно всегда нормально к той поверхности, на которую действует.

В формуле (1) давление выражается в граммах (сила) на квадратный сантиметр. Чтобы выразить давление в абсолютных единицах, вес столба жидкости надо выразить в динах:

$$P = vdg \text{ дин}.$$

Здесь d обозначает плотность, g—ускорение силы тяжести. Принимая во внимание, что $v = Sh$, получим:

$$P = Shdg \text{ дин},$$

откуда

$$p = hdg \text{ дин}/см^2. \qquad (2)$$

Снизу на площадку S действует та же сила, но направленная кверху.

Если на тяжелую жидкость снаружи действует давление p_0, то по закону Паскаля оно передается внутрь жидкости без изменения, складываясь здесь с давлением самой жидкости. Поэтому давление на глубине h будет равно

$$p = p_0 + h \cdot \delta. \qquad (3)$$

Для газов, находящихся в закрытых сосудах, давление, обусловленное их тяжестью, может быть рассчитано по формуле (2); но так как удельный вес газа мал, то обычно этим давлением можно пренебречь. Только в случае очень высоких газовых столбов давление может стать значительным. Атмосферный воздух представляет собой такой столб, высота которого достигает нескольких сот километров. Но в этом случае формула (2) неприменима, так как удельный вес воздуха с высотой быстро убывает. Опытным же путем давление атмосферы определить не трудно. Для этого служит опыт, проделанный впервые Торичелли около 300 лет назад. Запаянную с одного конца стеклянную трубку наполняют доверху ртутью, закрывают пальцем, опрокидывают и опускают нижним концом в более широкий сосуд с ртутью. Убрав палец, мы увидим, что уровень ртути в трубке будет примерно на 76 *см* выше, чем в сосуде (рис. 73). Над ртутью в трубке—пустота[1], на ртуть же в сосуде действует атмосферное давление H. Очевидно, как раз это давление уравновешивает столб ртути высотой CB. Применим сюда формулу (2), заметив, что в этом случае $h = CB$, δ для ртути равно 13,6 $г/см^3$ и p численно равно H.

$$H = h\delta = h \cdot 13{,}6 \ г/см^2.$$

[1] Строго говоря, над ртутью не пустота, но пространство, насыщенное парами ртути. При комнатной температуре давление паров ртути чрезвычайно мало и в данном случае не принимается во внимание.

Как известно, атмосферное давление зависит от высоты места над уровнем океана и, кроме того, день ото дня меняется. Поэтому за нормальное давление условились принимать такое атмосферное давление, при котором на уровне океана ртуть в барометрической трубке стоит на высоте 76 *см*. Подставив это значение в предыдущее выражение, найдем:

$$H = 13{,}6 \cdot 76 = 1033\ г/см^2 = 1{,}033\ кг/см^2. \qquad (4)$$

Это давление называется атмосферным давлением или просто технической атмосферой. Как видно из (3), она равна 1,033 атмосферы. Очень часто давление измеряется еще условно — в миллиметрах ртутного столба. Говорят, например, что давление газа равно 5 *мм* ртутного столба. Это значит, что в газе такое же давление, как на глубине 5 *мм* под поверхностью ртути.



Рис. 73.

Хотя атмосферное давление велико, мы его не замечаем, так как с рождения привыкли к нему и все внутренние полости нашего тела наполнены воздухом приблизительно под тем же давлением.

Организм человека может приспособляться к изменению давления в довольно широких пределах. Водолазы, например, работают при давлениях до 8 атмосфер. С другой стороны, в Тибете есть селения, расположенные на высоте около 5 000 *м* над уровнем океана, где давление воздуха лишь немногим больше половины атмосферы. Но изменение давления должно происходить медленно, чтобы давление во внутренних полостях тела и в крови поспевало выравниваться с внешним, иначе возможны серьезные нарушения в работе организма, в тяжелых случаях влекущие за собой смерть.

§ 4. О деформации сжатия. Под действием сил все тела деформируются, т. е. изменяют свой объем и форму. У жидкостей и газов можно, конечно, наблюдать только деформацию объема. У газа эти деформации наблюдать чрезвычайно легко, если собрать газ в цилиндрическом сосуде, закрытом хорошо притертым поршнем. Небольшого нажима на поршень достаточно, чтобы заметным образом уменьшить объем газа, причем его давление возрастает. Связь между объемом и давлением газа выражается известным из средней школы законом Бойля-Мариотта, о котором более подробно мы еще будем говорить в разделе кинетической теории газов. Укажем только, что давление газа на стенки сосуда обусловлено ударами молекул, налетающих на стенки. Молекулярные силы при сжатии газа никакой роли не играют. Просто с уменьшением объема увеличивается плотность газа, а вместе с тем увеличивается и число ударов молекул о стенку. Только при очень больших сжатиях, когда молекулы подойдут близко одна к другой, начинают проявляться молекулярные силы, вызывающие отступления от закона Бойля-

Мариотта. Совсем иначе происходит дело при сжатии жидкостей. Здесь молекулы так близки друг к другу, что главную роль играют именно молекулярные силы. Поэтому для получения ничтожно малых изменений объема приходится применять громадные давления.

На рис. 74 изображен прибор для определения сжимаемости жидкости. Он состоит из прочного цилиндрического сосуда с винтовым поршнем H и манометром. На дно сосуда ставится чашка с ртутью, в которую опускается горлышко стеклянного сосуда A, сделанное в виде тонкой градуированной трубочки. Сосуд A предварительно наполняется испытуемой жидкостью. После этого весь цилиндрический сосуд наполняют водой и приступают к опыту. Ввинчивая поршень H, сжимают воду, определяя по манометру получающееся в ней давление. По закону Паскаля, это давление передается через ртуть испытуемой жидкости, сжимая ее. В результате ртуть в горлышке сосуда A поднимается на высоту h. Объем самого сосуда A не изменится, так как давление на него двустороннее. По высоте поднятия ртути в трубочке мы определим изменение объема жидкости Δv, а по манометру—соответствующее изменение давления $p-p_0$. Деля изменение объема на первоначальный объем и на соответствующее изменение давления, мы получим так называемый *коэфициент сжатия* γ:

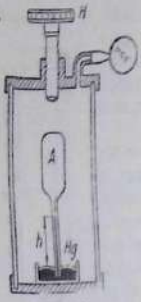


Рис. 74.

$$\gamma=\frac{\Delta v}{v\,(p-p_0)}.$$

Таким образом, коэфициент сжатия жидкости численно равен отношению изменения объема при увеличении давления на единицу к первоначальному объему. Обычно расчет ведется на 1 атмосферу. Для воды $\gamma=5\cdot10^{-5}$. Это значит, что при изменении давления на одну атмосферу объем изменяется на 5 стотысячных долей своей первоначальной величины. При давлении в 1000 атмосфер вода изменит свой объем всего на 5%. Сжимаемость других жидкостей того же порядка, что и воды.

Твердые тела под влиянием всестороннего сжатия тоже изменяют свой объем, но еще меньше, чем жидкости.

§ 5. Растяжение и одностороннее сжатие. В твердых телах возможны как деформации, изменяющие объем тела, так и деформации формы.

Рассмотрим несколько примеров деформаций, начав с простейшей—растяжения. Для опытного изучения тело берется в форме тонкого цилиндра или проволоки. Один из многочисленных при-

боров для изучения растяжения изображен на рис. 75. Он состоит из согнутого металлического стержня ABM, который привертывается своей верхней частью AB к прочному кронштейну, вделанному в стену. В точке O подвешивается изучаемая проволока, которая растягивается грузом P. На ней наносится метка D в виде тонкой черты, за перемещениями которой следят в микроскоп с небольшим увеличением, снабженный окулярным микрометром. Окулярным микрометром называется прозрачная шкала, деления которой видны в микроскоп одновременно с меткой D. Когда проволока растягивается, то метка D перемещается в поле зрения микроскопа по делениям шкалы. Цена деления шкалы известна, поэтому по перемещению метки D можно рассчитать, насколько удлинилась проволока (подробнее об окулярной шкале микроскопа будет рассказано на стр. 430). Меняя нагрузку чашки и одновременно отмечая удлинения проволоки ΔL, можно установить, что при небольших растяжениях удлинения пропорциональны растягивающему грузу:

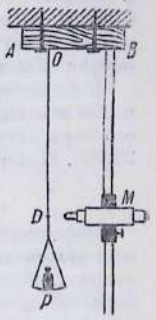


Рис. 75.

$$\Delta L \sim P.$$

Это выражение представляет собой частный случай общего закона, установленного Гуком, современником Ньютона. Закон Гука гласит: при малых деформациях величины, характеризующие эти деформации, прямо пропорциональны тем силам, которые их вызвали.

Вернемся к нашему опыту. Перемещая микроскоп, можно изменять длину того отрезка проволоки, который подлежит наблюдению. Опыт показывает, что те же самые грузы вызывают удлинения, пропорциональные длине проволоки L:

$$\Delta L \sim L.$$

Взяв, наконец, проволоку из того же материала, но с другим сечением S, убеждаемся, что

$$\Delta L \sim \frac{1}{S}.$$

Соединяя все наблюдения и вводя множитель пропорциональности k, можно написать:

$$\Delta L = k \frac{LP}{S}.$$

Характерная для данного вещества постоянная k называется *коэффициентом растяжения*. Эта формула решается обычно относительно P и пишется в виде:

$$P = \frac{1}{k} \cdot \frac{\Delta L \cdot S}{L}.$$

Вместо коэфициента растяжения k вводят обратную величину

$$E = \frac{1}{k},$$

которую называют модулем растяжения, или *модулем Юнга*. Формула растяжения окончательно приобретает такой вид:

$$P = E\frac{\Delta L \cdot S}{L}. \qquad (5)$$

Обычно в этом выражении сила P измеряется в килограммах, а сечение проволоки S—в квадратных миллиметрах. Удлинение и длина могут писаться в любых единицах, так как в формулу входит их отношение. В табл. I в конце книги даны значения модуля Юнга для некоторых материалов.

В качестве примера рассчитаем силу, необходимую для того, чтобы стальной стержень с сечением в 10 $мм^2$ удлинить на 0,001 его первоначальной длины. Примем модуль E для стали равным 20 000. Подставляя все данные в формулу (5), получим:

$$P = 20\,000 \cdot 0{,}001 \cdot 10 = 200\ кг.$$

Деформация, противоположная растяжению, носит название *одностороннего сжатия*. Наблюдается она, конечно, не на проволоках, а на достаточно коротких и толстых стержнях, которые сжимают в направлении их оси. Связь между укорочением стержня и вызвавшей его силой выражается также формулой (5) с теми же значениями модуля E.

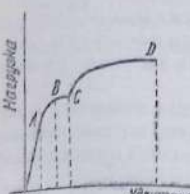


Рис. 76.

Продолжим теперь наш опыт в область больших деформаций, увеличивая постепенно нагрузку P, пока проволока не разорвется. Результаты опытов изобразим графически, откладывая по оси абсцисс наблюденные относительные удлинения, а по оси ординат — соответствующие нагрузки, рассчитанные на сечение в 1 $мм^2$. Соответствующая кривая изображена на рис. 76. До точки A идет прямолинейный участок кривой, показывающий, что здесь удлинения пропорциональны нагрузкам. Дальнейшие удлинения проволоки не следуют закону Гука, и проволока, освобожденная от груза, уже не возвращается точно к своей первоначальной длине. В ней остаются небольшие остаточные деформации, в данном случае небольшие удлинения. Говорят, что перейден предел упругости. Нагрузка, соответствующая точке A, называется пределом упругости. Для железа, например, предел упругости равен 32 $кг/мм^2$, а для стали—50 $кг/мм^2$. Дальнейший ход кривой до точки B ничего особенного не представляет, только удлинение проволоки с увеличением нагрузки возрастает несколько скорее, чем раньше. За этой же точкой начинается

горизонтальный участок кривой BC, показывающий, что здесь проволока некоторое время как бы течет, удлиняясь без увеличения нагрузки. Это явление объясняется перегруппировкой мельчайших кристалликов, из которых состоит металл. Под влиянием образовавшихся в проволоке напряжений кристаллики некоторое время скользят друг около друга, переходя к более устойчивой группировке. После этой перестройки проволока упрочняется, и кривая опять повертывает кверху, пока, наконец, проволока в какой-нибудь точке не разрывается. Момент разрыва соответствует точке D. Нагрузка, соответствующая ординате этой точки, называется пределом прочности. Из вышеупомянутой таблицы (в конце книги), например, видно, что предел прочности стали, в зависимости от сорта и способа обработки, колеблется от 50 до 160 *кг/мм*^{2}; для сухожилия он равен 6,5 *кг/мм*^{2}.

Пользуясь формулой (5) и приведенными в таблице данными, легко рассчитать, что удлинение стальной проволоки, соответствующее пределу упругости, будет равно

$$\Delta L = 0{,}0025L.$$

Значит, стальную проволоку в метр длиной можно растянуть, не переходя предела упругости, всего на 2,5 *мм*. Проволока из большинства других металлов растягивается еще меньше.

Здесь следует еще упомянуть о растяжении спиральных пружин, которое формально можно рассматривать как деформацию одностороннего растяжения с малым значением модуля упругости E и с большим значением предела упругости. Из стальной или даже из медной проволоки нетрудно изготовить такие пружины, для которых закон Гука выполняется даже при удлинениях, превышающих их начальную длину. Это свойство пружины широко используется в лабораторной технике, в первую очередь для устройства пружинных весов и силомеров.

§ 6. Деформация изгиба. На рис. 77 изображен стержень AB, вделанный одним концом в стенку. Под влиянием силы P он изгибается, как показано пунктиром. Расстояние между концами изогнутого и неизогнутого стержня называется стрелой прогиба S. Она измеряет собой величину деформации. Рассмотрим более подробно деформированный стержень, изображенный на рис. 78. Под влиянием силы P, поворачивающей стержень книзу, его верхние слои растягиваются, а нижние сжимаются. Поэтому в нем возникают упругие силы, стремящиеся повернуть его обратно. Рассмотрим какое-нибудь сечение QQ'. Сила P старается повернуть часть стержня $QQ'BB'$ вниз, часть же стержня $QQ'AA'$, укрепленная в стенке, противодействует этому стремлению. Растянутые верхние слои тянут часть $QQ'BB'$ к себе, а нижние, сжатые, слои отталкивают ее от себя. В результате возникает вращающий момент, противодействующий моменту силы P.

Из этого описания следует, что деформация изгиба в конечном счете сводится к деформации одностороннего растяжения и сжа-

тия и характеризуется той же материальной постоянной E, т. е. модулем Юнга.

По рис. 78 видно, что главное участие в создании противодействующего момента играют наружные, наиболее деформированные слои стержня. Нейтральный недеформированный слой и ближайшие к нему слои никакой почти роли не играют. Поэтому средние слои можно выкинуть, причем получившаяся из стержня трубка будет обладать почти таким же сопротивлением на изгиб, как и стержень. В смысле использования материала гораздо выгоднее употреблять трубки, так как при одинаковом весе они обладают гораздо большим сопротивлением на изгиб, чем стержни.

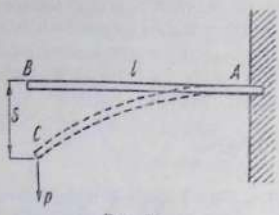


Рис. 77.

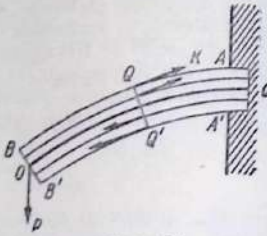


Рис. 78.

Учитывая это обстоятельство, техника широко использует всевозможные трубчатые конструкции. В качестве примера можно привести велосипед, рама которого делается из широких труб с тонкими стенками.

Природа путем естественного отбора пришла к тому же решению вопроса, собирая скелет животных из трубчатых костей. Математические расчеты показывают, что наибольшее сопротивление изгибу оказывают трубки, в которых отношение внутреннего диаметра к внешнему равно 8 : 11. Замечательно, что такое соотношение наблюдается в стеблях большинства растений, в стволе пера многих птиц, в длинных трубчатых костях животных. Впрочем, удивляться подобным совпадениям не приходится. Ведь в конечном счете физика описывает свойства вещества, познаваемые опытом, а природа в своем вечном развитии проявляет эти свойства. Так нет ничего удивительного в том, что их «выводы» совпадают.

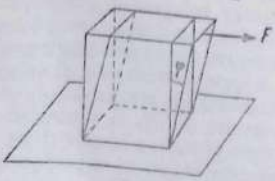


Рис. 79.

§ 7. Деформация сдвига и кручения. Допустим, что мы имеем тело кубической формы из какого-нибудь вещества, лежащее на столе и прочно связанное с его поверхностью (рис. 79). На верхнюю грань куба, параллельно его поверхности, действует сила F, под влиянием которой куб деформируется, превращаясь в парал-

лелепипед. Эта деформация называется сдвигом и состоит, очевидно, в том, что под влиянием силы F все плоскости тела, параллельные основанию куба, смещаются друг относительно друга, оставаясь параллельными своему прежнему положению и не изменяя своей величины и формы. Мерой деформации служит угол φ, на который отклоняются ребра куба от своего первоначального направления. Опыт показывает, что для малых деформаций

$$\varphi = \frac{1}{n} \cdot \frac{F}{S}. \qquad (6)$$

В этой формуле F/S есть вызывающая сдвиг сила, рассчитанная на единицу поверхности.

Величина n называется модулем сдвига. Это материальная постоянная, характеризующая наравне с модулем Юнга упругие свойства вещества.

Если закрепить неподвижно один конец проволоки или стержня, а к другому приложить вращающуюся пару с моментом M, то этот конец повернется на некоторый угол ϑ. В результате все сечения стержня, перпендикулярные к его длине, повернутся друг относительно друга на небольшие углы, оставаясь параллельными своему прежнему положению.

Отсюда видно, что кручение может быть сведено к деформации сдвига, подобно тому, как гнутие сводится к деформациям одностороннего растяжения и сжатия. Опыт показывает, что угол ϑ может быть выражен такой формулой:

$$\vartheta = \frac{1}{n} \frac{2L}{\pi r^4} \cdot M. \qquad (7)$$

Угол ϑ, на который закручивается конец стержня (проволоки), пропорционален вращающему моменту M и длине стержня L и обратно пропорционален четвертой степени радиуса стержня и модулю сдвига n.

Все остальные деформации, как бы сложны они ни были, могут быть сведены к той или иной комбинации рассмотренных нами четырех деформаций. Упругие свойства тел определяются двумя постоянными—модулем Юнга и модулем сдвига.

Если исследовать сдвиг и кручение или изгиб в области больших деформаций, как мы это делали для одностороннего растяжения, то результаты получатся, примерно, такие же, как и там. Для каждой деформации существует предел упругости, предел прочности, и ход деформации в общих чертах изображается кривой, похожей на ту, которая приведена на рис. 76.

ГЛАВА 8

ДВИЖЕНИЕ ЖИДКОСТЕЙ И ГАЗОВ

§ 1. О внутреннем трении. Одним из основных свойств жидкостей является полная подвижность их частиц. Это значит, что относительное перемещение частиц жидкости может быть вызвано

сколь угодно малыми силами. В этом заключается отличие жидкостей от твердых тел. Чтобы привести в относительное движение два наложенных друг на друга твердых тела, надо приложить конечную силу, по меньшей мере равную силе трения покоя. Для жидкостей сила трения покоя равна нулю.

Однако, если два соприкасающихся слоя жидкости движутся друг относительно друга с конечной скоростью, то в границе раздела между ними возникают тангенциональные силы внутреннего трения. Жидкость, обладающая внутренним трением, называется **вязкой**.



Рис. 80.

Существование внутреннего трения нетрудно показать на следующем опыте: в стеклянную трубку с квадратным сечением[1] наливают слой какой-нибудь бесцветной вязкой жидкости, например, глицерина. Сверху наливают подкрашенный глицерин так, чтобы между слоями получилась резкая граница. Затем открывают не показанный на рисунке кран в нижней части трубки. Через некоторое время слой окрашенного глицерина в нижней своей части принимает форму вытянутого языка (рис. 80). Это значит, что с наибольшей скоростью глицерин течет по оси трубки. С приближением к стенке скорость течения уменьшается и около самой стенки обращается в нуль. Можно себе представить, что жидкость разбивается на очень тонкие слои, параллельные стенке. Первый из них прилипает к стенке и остается неподвижным. Второй слой скользит по первому с небольшой скоростью, испытывая некоторое трение. Третий слой скользит по второму, двигаясь с несколько большей скоростью и тоже испытывая трение, и т. д. Такое движение, при котором слои жидкости скользят друг по другу, не перемешиваясь, называется **слоистым**, или **ламинарным**. В этом случае скорость жидкости меняется от слоя к слою в направлении, перпендикулярном направлению движения. Чтобы характеризовать это изменение, определяют разность скоростей Δu в двух близких друг к другу слоях жидкости и делят ее на расстояние Δn между слоями. Таким путем определяется среднее изменение, или *средний градиент* скорости между слоями жидкости:

$$\text{средний градиент скорости} = \frac{\Delta u}{\Delta n}.$$

Чтобы найти истинный градиент скорости, надо перейти к пределу, сделав расстояние между слоями бесконечно малым:

$$\text{градиент скорости} = \frac{du}{dn}. \qquad (1)$$

Перейдем к опытному определению сил внутреннего трения. В сосуде с исследуемой жидкостью на горизонтальной пружине укреплена небольшая пластинка B с площадью s (рис. 81). На не-

[1] Трубка с квадратным сечением удобна для демонстрации.

большом расстоянии за ней помещается длинная пластина A. Если заставить пластину A двигаться кверху, то благодаря внутреннему трению она приведет в движение прилегающие слои жидкости, которые в свою очередь будут действовать на пластинку B. В результате пластинка B испытывает направленную кверху силу F и сместится несколько из положения равновесия. По положению на шкале C конца пружины можно определить величину силы F, если пружина была предварительно проградуирована. Результаты опытов показывают, что сила F обратно пропорциональна расстоянию между пластинами Δn, прямо пропорциональна площади s пластинки B и прямо пропорциональна разности скоростей обеих пластин. Таким образом получается формула

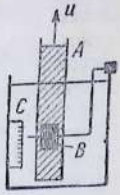


Рис. 81.

$$F = \eta s \frac{\Delta u}{\Delta n}. \qquad (a)$$

Отношение $\frac{\Delta u}{\Delta n}$ представляет собой средний градиент скорости между пластинами. Постоянная η, входящая в эту формулу, называется коэфициентом вязкости или коэфициентом внутреннего трения.

Формула может быть применена для определения силы внутреннего трения между двумя скользящими друг по другу плоскими слоями жидкости, только средний градиент надо заменить истинным

$$F = \eta s \frac{du}{dn}. \qquad (2)$$

Описанные опыты можно произвести и с газами, которые тоже обладают внутренним трением, хотя и гораздо меньшим, чем жидкости. В табл. 2 приведены коэфициенты вязкости некоторых жидкостей и газов.

Таблица 2

Коэфициент вязкости *(дин. сек/см²)*

Вода при	0°	$1.8.10^{-2}$	Водород при	−1°	$8{,}3.10^{-5}$
»	» 100°	$0.3.10^{-2}$	»	» 251°	13.10^{-5}
Ртуть при	0°	$1.7.10^{-2}$	Углекислота при	0° . . .	14.10^{-5}
»	» 100°	$1{,}0.10^{-2}$	»	» 302° . . .	27.10^{-5}
Касторовое масло при 17,5°		$1225{,}0.10^{-2}$	Воздух при	0°	18.10^{-5}
			»	» 671°	42.10^{-5}
То же при 50°		$122{,}7.10^{-2}$			

В этой таблице обращает на себя внимание большая разница в коэфициентах вязкости жидкостей. Так, касторовое масло обладает вязкостью, примерно в 1 000 раз большей, чем вода. Коэфициент вязкости газов в тысячи раз меньше, чем у жидкостей. Наконец, обращает еще на себя внимание различное пове-

дение жидкостей и газов при нагревании. С возрастанием температуры вязкость жидкостей быстро падает, тогда как у газов она возрастает.

§ 2. **Реальные и идеальные жидкости.** Сжимаемость жидкостей, как мы знаем, чрезвычайно мала. Так, под влиянием давления в 1000 *ат* объем воды уменьшается всего на 5%. Поэтому в дальнейшем мы будем считать жидкости несжимаемыми.

Газы, как известно, сжимаются легко. При обычных условиях достаточно увеличить давление на одну атмосферу, чтобы уменьшить объем воздуха вдвое. Тем не менее в этой главе мы можем рассматривать и газы как несжимаемые жидкости. Дело в том, что весьма незначительные разности давлений в двух соседних областях пространства, вызывающие лишь ничтожные изменения объема, способны привести газ в весьма быстрое движение. Теория и наблюдения показывают, что до скоростей порядка 100 *м/сек* расчеты можно делать так, точно газ — несжимаемая жидкость. Поэтому в дальнейшем мы будем под словом жидкость понимать как собственно жидкость, так и газ. В дальнейшем мы будем называть несжимаемую жидкость *идеальной*.

В механике твердого тела мы всегда стремимся упростить задачу, исключив, хотя бы в начальной стадии рассмотрения, силы трения. Так же поступают и в гидродинамике, разбирая сначала движение жидкости, не обладающей внутренним трением.

§ 3. **О способах наблюдать течение жидкости. Линии тока.** Один из способов наблюдать течение жидкости состоит в том, что к жидкости подмешивают алюминиевый порошок и следят при сильном освещении за движением алюминиевых блесток. Если сделать с небольшой выдержкой фотоснимок, то каждая блестка даст на нем небольшую черточку, длина которой пропорциональна скорости частиц жидкости, а направление совпадает с направлением скорости. Словом, каждую черточку можно рассматривать как вектор скорости. Полученная таким образом фотография дает наглядную картину распределения скоростей, существующих в данный момент в жидкости. В качестве примера на рис. 82 приведена фотография текущей жидкости в области сужения трубы. Длина черточек ясно показывает, что наибольшая скорость наблюдается в самом узком сечении трубы.

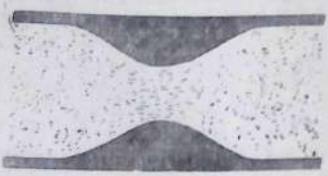


Рис. 82.

При более длинной выдержке черточки сливаются, образуя так называемые линии тока. Под этим термином

понимают линии, проведенные так, что касательные к ним совпадают по направлению со скоростями частиц жидкости в соответствующих точках пространства.

Если распределение скоростей частиц жидкости в пространстве не меняется с течением времени, то движение жидкости называется *установившимся* или *стационарным*. В этом случае, очевидно, линии токов сохраняют свое положение в пространстве неизменным. Всякая частица жидкости, находящаяся на определенной линии тока, будет и дальше двигаться по этой линии, так как ее скорость все время совпадает по направлению с соответствующими элементами токовой линии. Таким образом, в случае установившегося течения линии токов можно рассматривать как траектории, по которым движутся частицы жидкости.

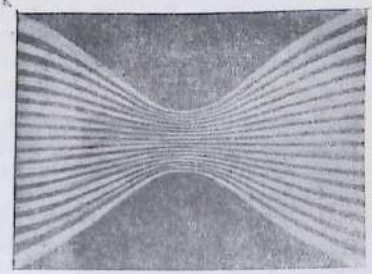


Рис. 82а.

В общем случае распределение скоростей меняется с течением времени, значит, и линии токов меняют свое положение в пространстве. Поэтому в общем случае их нельзя рассматривать как траектории частиц.

Часто вместо алюминиевых блесток прибегают к помощи окрашенных струек. Из ряда тоненьких трубочек пускают в текущую жидкость окрашенные струйки, которые дают весьма наглядную картину токовых линий. На рис. 82а приведена полученная таким способом картина около сужения трубы. За линии токов мы должны принимать осевые (средние) линии струек. В самом сужении трубы, где скорость течения жидкости наибольшая, линии тока сближаются. Здесь их плотность, т. е. число линий, рассчитанное на единицу площади сечения трубы, наибольшая. Таким образом, направление линии токов дает возможность судить о направлении скорости частиц, а плотность линий тока—о величине скорости.

§ 4. О внутренней потенциальной энергии жидкости. Жидкость, как всякое весомое тело, обладает потенциальной энергией тяжести. Но, кроме того, она обладает еще другим «сортом» потенциальной энергии, зависящей от давления p, под которым она находится. В самом деле любой объем v жидкости при подходящих условиях может быть вытолкнут окружающей жидкостью в пространство с меньшим давлением и может при этом произвести работу, значит, он обладает энер-

гией. Ее величину условимся измерять той работой, которую произведет жидкость, выталкивая рассматриваемый объем жидкости в пустоту, или, что то же самое, той работой, которую надо затратить, чтобы объем жидкости v из пустоты ввести в пространство, занятое жидкостью, находящейся под давлением p. Воспользуемся этим определением, чтобы найти численное значение *«внутренней потенциальной энергии»*. Пусть рис. 83 изображает сосуд с жидкостью, находящейся в пустоте. К его стенкам припаян маленький цилиндр, тоже наполненный жидкостью и закрытый поршнем. Проделаем в основании цилиндра отверстие и, нажав на поршень, заставим его медленно двигаться, вгоняя жидкость из цилиндра в сосуд. Таким образом мы введем из пустоты в сосуд небольшой объем жидкости. Остается только вычислить совершенную при этом работу. Если на поршень действовала сила F, а высота цилиндра l, то произведенная работа

$$W = lF.$$

Сила F должна была уравновешивать давление жидкости на поршень ps, где p—давление жидкости в том слое, на уровне которого припаян цилиндр, а s—сечение поршня.

Отсюда

$$W = lps.$$

Произведение ls есть объем введенной жидкости v. Поэтому предыдущая формула перепишется так:

$$W = pv. \tag{3}$$

Отсюда видно, что внутренняя потенциальная энергия жидкости равняется ее объему v, умноженному на то давление p, под которым она находится.

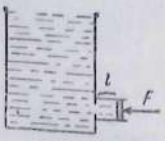


Рис. 83.

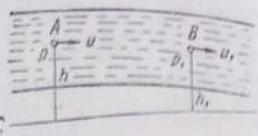


Рис. 84.

Если жидкость вытекает не в пустоту, а в пространство, где давление равно p_1, то движение жидкости будет обусловлено разностью давлений $p - p_1$. Повторяя приведенные выше рассуждения, мы найдем, что работа W при переходе объема жидкости v из пространства, где давление p, в пространство, где давление p_1, выразится формулой

$$W = vp - vp_1. \tag{3a}$$

Этим выражением мы воспользуемся в следующем параграфе.

§ 5. Уравнение Бернулли. Рассмотрим общий случай установившегося движения жидкости, текущей без трения.

Проследим за движением какой-нибудь частицы жидкости с массой m, которая в данный момент находится в точке A (рис. 84), а через некоторое время переходит в точку B. В положении A она находилась под давлением p, имела скорость u и была на высоте h над уровнем CD[1]. В положении B значения тех же величин соответственно равны p_1, u_1, h_1. Какова зависимость между этими величинами? Ответить на этот вопрос нетрудно. Рассматриваемая нами частица жидкости находится под действием сил тяжести и давлений. Работа сил тяжести измеряется убылью потенциальной энергии

$$mgh - mgh_1.$$

Работа сил давления измеряется согласно (3а) разностью

$$pv - p_1 v.$$

Сумма обеих работ должна равняться приросту кинетической энергии частицы

$$mgh - mgh_1 + pv - p_1 v = \frac{mu_1^2}{2} - \frac{mu^2}{2}.$$

Отсюда получаем

$$pv + mgh + \frac{mu^2}{2} = p_1 v + mgh_1 + \frac{mu_1^2}{2}.$$

Части этого равенства представляют собой полные энергии частицы в положениях A и B. Отсюда мы можем сделать такой вывод: полная энергия частиц невязкой жидкости при установившемся движении есть величина постоянная. Это положение, известное под названием уравнения Бернулли, математически выражается так:

$$pv + \frac{mu^2}{2} + mgh = \text{const}. \qquad (4)$$

Поделим обе части равенства (4) на v и заменим $\frac{m}{v}$ через плотность d. Получим:

$$p + \frac{du^2}{2} + dgh = \text{const}. \qquad (5)$$

Разделив на v члены левой части равенства (4), мы получили энергии жидкости, рассчитанные на единицу объема. В правой части опять получится постоянная величина, численно равная полной энергии кубического сантиметра жидкости. Приняв во внимание, что частицы жидкости движутся по линиям тока, равенству (5) можно дать такую формулировку: полная энергия жидкости, отнесенная к единице объема, есть величина постоянная на каждой линии тока[2].

[1] Напомним, что потенциальную энергию можно относить к любому горизонтальному уровню.

[2] Надо заметить, что в тех вопросах, которые в дальнейшем нас будут интересовать, постоянные в формулах (4) и (5) имеют одно и то же значение во всем потоке.

В дальнейшем мы будем рассматривать только такие движения жидкости, при которых ее потенциальная энергия совершенно не меняется или изменяется очень мало. Поэтому мы можем упростить уравнение Бернулли, включив член dgh в выражение постоянной

$$p+\frac{du^2}{2}=\text{const.} \qquad (6$$

Давление p, входящее в уравнение Бернулли, называется *статическим давлением*, так как оно имеет тот же самый физический смысл, что и в гидростатике. Его численное значение определяется силой, действующей на 1 см² поверхности тела, погружен-

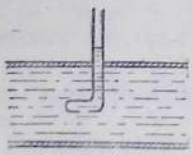


Рис. 85.

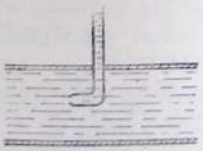


Рис. 86.

ного в жидкость и плывущего вместе с ней (покоящегося относительно жидкости). Принципиально это давление должно измеряться манометром, движущимся вместе с жидкостью. Практически же оно измеряется неподвижным манометром, соединенным с трубочкой, опущенной в жидкость[1]. Отверстие трубочки помещается в ту точку, в которой желают определить статическое давление жидкости. При этом отверстие трубочки должно быть расположено так, чтобы струи жидкости скользили параллельно отверстию. Для подобных измерений удобна трубка, предложенная Пито. Она изображена на рис. 85; ее устройство понятно из рисунка.

Если в подобной трубке сделать отверстие не на боковой поверхности, а на конце, и повернуть ее концом навстречу течению (рис. 86), то манометр отметит большее давление, чем в трубке Пито. Частицы жидкости тормозятся в отверстии трубочки, и потерянная ими кинетическая энергия создает добавочное давление. Сделаем соответствующий расчет. Напишем уравнение Бернулли (6) для какой-нибудь точки A внутри жидкости:

$$p+\frac{du^2}{2}=C. \qquad (a)$$

Поместим непосредственно за точкой A отверстие упомянутой выше трубочки (рис. 86). Частицы жидкости, приходящие теперь

[1] Часто можно обойтись без манометра, так как давление можно измерить по той высоте, на которую поднимается жидкость в самой трубочке.

в точку A, тормозятся, но никакой работы не совершают. Поэтому сумма

$$p' + \frac{du'^2}{2} \qquad (b)$$

имеет прежнее значение, равное C.

Заторможенная в отверстии трубочки частица с очень небольшой скоростью скользит в сторону и обтекает встретившееся препятствие. Это и есть скорость u', фигурирующая в равенстве (b). Она настолько мала, что величиной $\frac{du'^2}{2}$ можно пренебречь. Приняв это во внимание и приравняв выражения (a) и (b), получим

$$p' = p + \frac{du^2}{2}. \qquad (7)$$

Итак, там где текущая жидкость останавливается, получается добавочное давление $\frac{du^2}{2}$, которое называется *динамическим давлением*. Измерив последовательно в точке A статическое давление p, а затем давление p', можно по формуле (7) рассчитать скорость жидкости u. Этим приемом часто пользуются на практике.

§ 6. Установившееся движение жидкости в горизонтальных трубах с переменным сечением. При установившемся движении через каждое сечение трубы, очевидно, должно протекать одно и то же количество жидкости. В противном случае жидкость в некоторых местах стала бы накопляться, что противоречит условию стационарности.

Для того чтобы через различные сечения трубы протекали одинаковые количества жидкости, необходимо, чтобы скорости в этих сечениях были различны. В малом сечении скорость должна быть велика и наоборот. Нетрудно сообразить, что площади сечений s и s_1 должны быть обратно пропорциональны скоростям u и u_1

$$\frac{s}{s_1} = \frac{u_1}{u}. \qquad (8)$$

Вначале мы рассмотрим течение идеальной жидкости. На основании уравнения Бернулли (6) полное давление жидкости должно быть одинаково во всех сечениях трубы. Между тем скорость жидкости в различных сечениях различна. В узком сечении она велика, в широком мала. Поэтому в узком сечении трубы должна быть большая скорость и малое давление, а в широком сечении—малая скорость и большое давление. Рис. 87 воспроизводит соответствующий опыт. Он изображает соединенную с водопроводным краном стеклянную трубку, в средней части которой имеется сужение. К этой трубке припаяны три тонкие стеклянные трубочки, служащие манометрами. По положению уровней жидкости в манометрических трубочках видно, что давление в сужении действительно меньше, чем в широких частях трубки. В правом и левом манометрах жидкость должна была бы стоять на одном уровне, так как сечения трубки одинаковы, чего на самом деле нет. Здесь сказывается влияние внутреннего трения, так как вода—не идеальная жидкость.

Увеличивая скорость течения в трубе, можно сделать давление в перетяжке меньше атмосферного. Соответствующий опыт изображен на рис. 88. Стеклянная трубка с перетяжкой присоединена к крану водопровода. Манометрическая трубочка припаяна

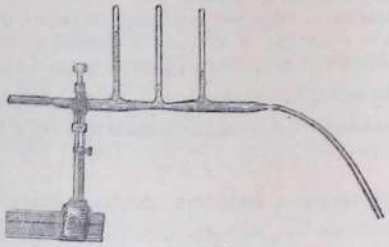


Рис. 87.

в перетяжке снизу и опущена в чашечку со ртутью. Во время опыта ртуть в манометре поднимается на несколько сантиметров, показывая, что в перехвате давление действительно меньше атмосферного. Можно сделать в перетяжке одно или несколько отвер-

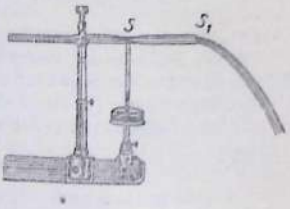


Рис. 88.



Рис. 89.

стий, и жидкость из них не польется; наоборот, в эти отверстия будет засасываться воздух. Если конец трубки отломить в самом узком месте перетяжки, то нет никакой причины, чтобы давление вытекающей из перетяжки струи увеличилось. Если оно было меньше атмосферного, то таким и останется и струя попрежнему будет засасывать окружающий воздух.

Подобные струи находят себе многообразные применения в лабораторной практике и технике. В качестве примера укажем на пульверизатор, инжектор и водоструйный насос. Последний изображен на рис. 89. Он представляет собой небольшой стеклянный баллон, в который впаяны три трубки. Струя воды, вырывающаяся под большим напором из верхней, конически суженной трубки, энергично засасывает воздух и уносит его с собой через нижнюю

трубку. Третья трубка O служит для того, чтобы соединить насос с тем сосудом, из которого откачивается воздух. Хорошие водоструйные насосы дают разрежения меньше 2 *см* ртутного столба.

На рис. 90 изображен пульверизатор. Через горизонтальную трубку продувают воздух, струя которого, пройдя через конически суженный конец трубки, имеет давление ниже атмосферного. Проходя мимо отверстия вертикальной трубки, опущенной в жидкость, она засасывает из нее воздух, а затем и жидкость и распыляет ее.

§ 7. Движение жидкости в трубах с постоянным сечением. В этом параграфе мы будем рассматривать установившееся движе-

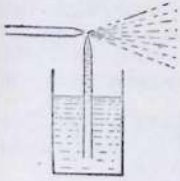


Рис. 90.

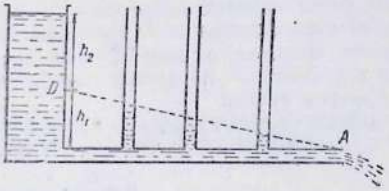


Рис. 91.

ние в жидкости, обладающей внутренним трением. На рис. 91 изображен широкий сосуд, к которому присоединена горизонтальная труба. К ней на равных расстояниях друг от друга припаяно несколько тонких трубочек, служащих манометрами, измеряющими статическое давление p. При небольших скоростях в трубах получается слоистое (ламинарное) течение, с которым мы уже встречались в § 1. С него мы и начнем.

Пока конец трубы закрыт, уровень жидкости во всех манометрических трубочках стоит на такой же высоте, как и в сосуде. Но как только пробка будет вынута и жидкость потечет, ее уровень во всех манометрах понизится и тем сильнее, чем ближе манометр к концу трубы[1].

Уровни жидкости в манометрических трубках лежат на прямой, которая при продолжении в одну сторону проходит через конец трубы, а в другую сторону проходит через некоторую точку D сосуда. Такое расположение уровней показывает, что падение давления в трубе пропорционально пути, пройденному в ней жидкостью. Скорость жидкости в трубе постоянна, так как сечение трубы всюду одинаково. Падение же давления обусловлено тем, что жидкость в своем движении должна преодолевать силы трения.

Точка D делит сосуд на две части с высотами h_1 и h_2. Высота h_1 называется *высотой давления*. Напор, вызываемый ею, тратится на то, чтобы преодолевать трение, встречаемое жидкостью при своем движении по трубе. Это трение одинаково по всей ее длине, чем и объясняется равномерное падение давления вдоль трубы.

[1] Чтобы течение было стационарно, в широкий сосуд во время опыта подливают жидкость, поддерживая ее уровень на постоянной высоте.

Высота h_2 называется *высотой скорости*, так как напор, вызываемый соответствующим столбом, идет на создание скорости движущейся в трубе жидкости. Чем труба длиннее и уже, тем больше в ней трение и тем меньше скорость вытекающей из нее жидкости. В этом случае точка D перемещается к поверхности жидкости в сосуде и линия DA опускается гораздо круче. Теперь нужны значительно большие разности давлений, чтобы продвигать жидкость по трубе.

Все высказанное справедливо, конечно, и в том случае, когда давление создается каким-нибудь механическим способом, например, нагнетательным насосом. Тогда причиной, движущей жидкость, будет избыток давления p у входного отверстия трубы, которое тоже разделится на две части. Одна из них p_2 пойдет на создание скорости, другая p_1 —на преодоление трения. Какая доля затрачивается на трение, зависит и от свойств жидкости, и от размеров трубы.

Средняя скорость слоистого течения жидкости в трубах небольшого сечения можно рассчитать по формуле, данной Пуазелем:

$$u=\frac{\Delta p}{l}\cdot\frac{r^2}{8\eta}. \qquad (9)$$

Здесь l означает длину трубы, Δp—разность давлений в начале и конце трубы, r—радиус трубы и η—коэфициент вязкости.

Помножив обе части равенства на площадь сечения трубы $S=\pi r^2$, найдем объем жидкости v, вытекшей из трубы за секунду:

$$v=\frac{\Delta p}{l}\frac{\pi r^4}{8\eta}. \qquad (10)$$

Этой формулой пользуются для определения коэфициента вязкости η, так как все остальные величины, входящие в нее, легко определяются на опыте.

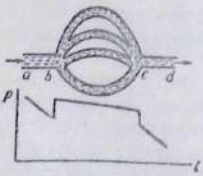


Рис. 92.

Заметим кстати, что вязкость крови при многих заболеваниях значительно изменяется. Поэтому измерение вязкости крови дает ценные диагностические указания.

Рассмотрим в заключение параграфа движение жидкости в разветвленной трубе, изображенной на рис. 92. Между b и c жидкость течет по четырем каналам, сумма сечений которых значительно больше сечений неразветвленных участков ab и cd. В этом случае разветвленная часть аналогична расширенной части трубы. Изменение давления схематически дано на кривой, изображенной внизу рисунка. На участке ab идет быстрое падение давления, затем оно возрастает скачком в том месте, где жидкость переходит в более широкую разветвленную часть канала. В разветвлении давление убывает очень медленно, так как общее сечение каналов велико и жидкость в них движется с относительно малым сопро-

тивлением. В точке *c* давление опять изменяется скачком и затем быстро падает на участке *cd*.

§ 8. Турбулентное течение. Числа Рейнольдса. Если постепенно увеличивать скорость течения жидкости в трубе, то наступает момент, когда правильное слоистое течение нарушается. Частицы жидкости получают добавочные скорости в радиальном направлении, и все слои перемешиваются. Такое движение называется турбулентным. Его удобно наблюдать с помощью простого прибора, изображенного на рис. 93. Он состоит из широкой стеклянной трубки, соединенной через боковой отросток с водопроводом. В заднюю часть трубки, впаяна тоненькая трубочка, соединенная с сосудом *A*, в который налита подкрашенная жидкость. Пока скорость воды невелика, струйка подкрашенной жидкости спокойно, не распадаясь, движется вместе с водой по трубе. Здесь мы имеем случай правильного движения без перемешивания различных слоев.

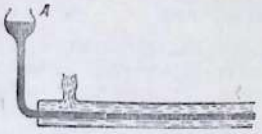


Рис. 93.

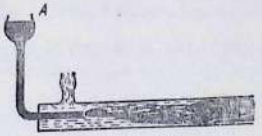


Рис. 93а.

Открывая постепенно водопроводный кран, мы можем так увеличить скорость движения воды, что возникает турбулентное течение, окрашенная струйка распадается и смешивается со всей массой воды (рис. 93а).

При возникновении турбулентного движения сопротивление трубы движению жидкости резко возрастает. При той же разности давлений количества жидкости, протекающей по трубе, уменьшаются в несколько раз. Жидкость, благодаря перемешиванию слоев, движется в большей части сечения трубы почти с одинаковой скоростью. Поэтому около стенок трубы получаются очень большие градиенты скорости, а следовательно, и очень большое внутреннее трение, которое пропорционально градиенту скорости [см. формулу (2) на стр. 101].

Нормальное кровообращение представляет собой слоистое течение. Только в случае острого малокровия возникает турбулентное движение крови в некоторых сосудах, которое можно определить по характерному шуму в шейных артериях.

Переход от слоистого движения к турбулентному определяется величиной одного выражения, установленного Рейнольдсом. Это выражение, называемое *числом Рейнольдса*, таково:

$$R = \frac{l \cdot d \cdot u}{\eta}. \qquad (11)$$

Здесь l означает длину, определяющую размеры тела, например, диаметр трубы или диаметр шара, если дело идет о движении в жидкости шара и т. д.; d есть плотность, η—коэфициент вязкости жидкости, u—скорость жидкости относительно твердого тела. Все перечисленные величины обычно выражаются в абсолютных единицах.

Замечательно, что значение чисел Рейнольдса, при которых происходит переход ламинарного течения в турбулентное, одинаково для тел геометрически подобной формы. Так, например, для воды, текущей в обычных водопроводных трубах, значение R колеблется в пределах 1 200—2 000 [1].

Примем его равным 2 000 и рассчитаем максимальную скорость слоистого течения воды в трубах с радиусами в 1 *см* и 0,1 *см*. Для воды $d = 1$ *г/см*^{3};

[1] Значение R зависит от характера стенок трубы, от наличия искривлений и выступающих ребер, от устройства входного отверстия и целого ряда других факторов.

$\eta = 1{,}8 \cdot 10^{-2}$ *дин. сек/см*^{2}. Подставим эти значения в равенство (11), решив его предварительно относительно u:

$$u = \frac{R\eta}{ld} = \frac{2\,000 \cdot 1{,}8 \cdot 10^{-2}}{2 \cdot 1} \approx 20 \text{ см/сек}.$$

Таким образом, в трубе с радиусом в 1 *см* движение становится турбулентным, когда скорость воды превышает 20 *см/сек*. В тонкой трубочке с радиусом в 0,1 *см* турбулентное движение начинается при значительно большей скорости—около 200 *см/сек*.

Значение чисел Рейнольдса отнюдь не ограничивается вопросом о течении жидкости по трубам. Эти числа играют большую роль при всякого рода количественных опытных исследованиях над течением жидкости и движением в жидкости твердых тел. Дело в том, что опыты можно делать над небольшой моделью интересующего нас тела, а затем найденные результаты путем соответствующих расчетов перенести на изучаемое тело.

§ 9. Течение жидкости по трубам с эластичными стенками. Мы рассмотрим здесь нестационарное, прерывистое течение жидкости. Начнем с опыта, изображенного на рис. 94. Из бутыли жидкость течет по двум, рядом расположенным, трубкам—одной стеклянной, другой тонкой каучуковой с эластичными стенками. Нажимая рычагом в месте соединения обеих трубок, можно периодически прерывать течение жидкости. Однако эти перерывы будут заметны только на струе, вытекающей из стеклянной трубки. Струя из каучуковой трубки будет течь непрерывно, что объясняется эластичностью ее стенок, раздувающихся под напором жидкости. Когда доступ жидкости прекращается, стенки каучуковой трубки начинают сокращаться, поддерживая скорость вытекающей струи. Таким образом, трубки с эластичными стенками выравнивают движение жидкости, уменьшая ее «пульсацию».

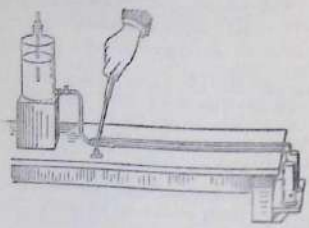


Рис. 94.

Сердце животных представляет собой периодически работающий насос, толчками посылающий кровь в аорту. Однако пульсации давления в крови, вызванные периодичностью работы сердца, сглаживаются эластичностью артерий. На некотором расстоянии от сердца периодические изменения давления становится мало заметными и окончательно исчезают в капиллярах кровеносной системы.

ОТДЕЛ ВТОРОЙ

МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА И ТЕПЛОТА

ГЛАВА 9

КАПИЛЛЯРНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

§ 1. Поверхностный слой жидкости. Свободные поверхности всех жидкостей находятся в особом напряженном состоянии и в некоторых отношениях могут быть уподоблены тонким каучуковым пленкам[1]. Это можно доказать, например, такими опытами. Положим осторожно плоскую спираль из тонкой проволочки, слегка смазанную жиром, на поверхность воды. Несмотря на свой большой удельный вес, спираль не тонет, поддерживаемая поверхностным слоем. Присмотревшись, увидим, что поверхность воды опустилась под каждой проволочкой так, как могла бы это сделать эластичная каучуковая пленка. Если капнуть на спираль спиртом или эфиром, то поверхностная пленка меняет свои физические свойства, становится менее прочной и спираль тонет. Надо заметить, что поверхностная пленка жидкости крайне чувствительна ко всякого рода загрязнениям, которые обычно ее ослабляют.

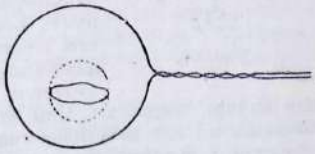


Рис. 95.

Для второго опыта сделаем петельку из тонкой нитки и осторожно положим ее на поверхность мыльной пленки, затягивающей проволочное кольцо. Петелька примет совершенно случайную форму вроде той, которая изображена на рис. 95. Если коснуться пленки внутри контура, образованного петелькой, раскаленной иглой, то пленка прорвется, петля растянется и примет форму круга, как это изображено пунктиром. Этот опыт доказывает существование в поверхностном слое натяжения, стремящегося сократить поверхность жидкости. Пока пленка была цела, натяжения действовали на нить в обе стороны одинаково и петля находилась в равновесии. Когда же пленка внутри контура была разрушена, взяли перевес силы натяжения наружной пленки, под влиянием которых петля растянулась в круг.

[1] В дальнейшем мы будем часто называть поверхностный слой жидкости поверхностной пленкой.

Поверхностные силы нормальны к контуру, на который они действуют, и лежат в плоскостях, параллельных поверхности жидкости.

Поверхностную силу, рассчитанную на единицу длины контура, мы будем называть поверхностным натяжением и обозначать буквой α. Для воды, например, $\alpha = 75$ *дин/см*. Это значит, что поверхностная пленка воды тянет за каждый сантиметр контура, к которому прилипла, с силой в 75 *дин*.

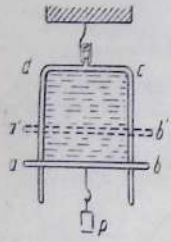


Рис. 96.

Механизм образования поверхностного слоя до сих пор не совсем ясен. Повидимому, в грубых чертах дело сводится к следующему: молекула, находящаяся в глубине жидкости, подвержена воздействию соседних молекул со всех сторон в одинаковой мере. Поэтому равнодействующая всех молекулярных сил, действующая на нее, равна нулю. Если же молекула лежит у поверхности жидкости, то притяжение со стороны нижележащих молекул перевешивает и получается равнодействующая, направленная внутрь жидкости. Чем ближе к поверхности молекула, тем бо́льшая на нее действует сила. Таким образом, все молекулы, лежащие у поверхности, испытывают силы, стремящиеся втянуть их внутрь жидкости. Под влиянием этих сил поверхностный слой жидкости приходит в особое напряженное состояние, напоминая собой растянутую каучуковую пленку, стремящуюся сократиться. Кроме того, он давит с большой силой на находящуюся под ним жидкость, создавая в ней так называемое *внутреннее молекулярное давление*. Опытным путем это давление обнаружено быть не может, но косвенные расчеты показывают, что оно очень велико, порядка 10 000 атмосфер для воды.

Этим объясняется чрезвычайно малая сжимаемость жидкостей. Они уже очень сильно сжаты собственным молекулярным давлением, и дальнейшее заметное сжатие может быть вызвано только внешними давлениями, имеющими тот же порядок величины, что и давления молекулярные.

Толщина поверхностного слоя очень мала, так как молекулярные силы, от которых зависит его образование, убывают чрезвычайно быстро с расстоянием.

Некоторые жидкости, например, мыльная вода с глицерином, очень легко образуют пленки. Они состоят из очень тонкого слоя мыльной воды, с двух сторон затянутого поверхностными пленками. С помощью контура, изображенного на рис. 96, можно определить поверхностное натяжение мыльного раствора. Натяжением пленки проволочка *ab* поднимается кверху, так что приходится подобрать добавочный груз, чтобы наступило равновесие. Когда

же равновесие наступило, то общий вес P груза и проволочки должен равняться натяжению пленки. Обозначив ширину пленки, приставшей к проволочке ab, через l и приняв во внимание, что пленок две, с передней и задней стороны проволочки, найдем

$$F = 2\alpha l = P.$$

Отсюда

$$\alpha = \frac{P}{2l} \ дин/см.$$

В этой формуле вес P должен быть выражен в динах.

Установившееся равновесие не нарушится, если проволочку ab поднять кверху или опустить книзу. Таким образом, натяжение пленки не зависит от ее величины. В этом отношении поверхностная пленка совершенно не похожа на каучуковую, натяжение которой возрастает по мере ее удлинения. Это различие объясняется следующим образом: растяжение каучуковой пленки происходит за счет увеличения расстояний между ее частицами, что влечет за собой увеличение упругих сил. Растяжение же поверхностной пленки происходит за счет новых молекул жидкости, поднимающихся из глубины на поверхность, поэтому физическое состояние пленки не меняется.

Определим энергию пленки. Для этого дадим проволочке передвинуться на s *см* из положения ab в положение $a'b'$ и вычислим совершенную силами поверхностного натяжения работу. Она будет равна

$$Fs = 2l\alpha s \ эрг.$$

В то же самое время исчез участок двойной пленки $aba'b'$ общей площадью $2ls$. Отсюда ясно, что пленка с поверхностью $2ls$ обладает энергией, равной $2l\alpha s$. Поделив вторую величину на первую, найдем, что энергия пленки, рассчитанная на 1 $см^2$, как раз равна α. Таким образом, мы приходим к заключению, что энергия поверхностной пленки, рассчитанная на квадратный сантиметр поверхности и выраженная в эргах, численно равна поверхностному натяжению[1].

§ 2. Давление под кривой поверхностью. Величина внутреннего, молекулярного давления жидкости зависит от формы ее поверхности. Действительно, рассмотрим молекулу a, находящуюся на одинаковой глубине под вогнутой, горизонтальной и выпуклой поверхностями (рис. 97). Все молекулы, находящиеся ниже

[1] Опыт показывает, что при быстром растяжении пленка охлаждается, а при быстром сокращении — нагревается. Эти изменения температуры должны быть приняты во внимание при вычислении полной энергии пленки, которая оказывается больше α. Однако это обстоятельство для нас не играет роли, так как в дальнейшем мы рассматриваем только процессы, происходящие при постоянной температуре.

уровня *mn*, тянут нашу молекулу книзу, а находящиеся выше этого уровня тянут ее кверху. Из рисунка непосредственно видно, что при вогнутой поверхности количество молекул, тянущих кверху, больше, а при выпуклой поверхности—меньше, чем при горизонтальной. Значит, давление под вогнутой поверхностью меньше, а под выпуклой больше, чем под горизонтальной. Произведем численный расчет для сферической поверхности. Допустим, что в узенькую, закрытую снизу трубочку налита жидкость так, что она поднимается над ее верхним концом, образуя здесь сферическую шапочку (рис. 98). Эта шапочка, стремясь сократиться, тянет за

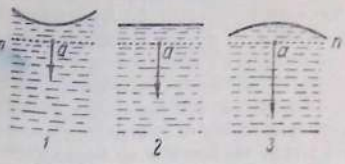
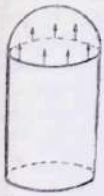


Рис. 97.


Рис. 98.

край трубочки, к которому прилипла, с силой $2\pi r\alpha$, где r—радиус трубочки. По третьему закону динамики трубочка с такой же силой притягивает к себе шапочку, которая давит таким образом на находящуюся под ней жидкость с силой $2\pi r\alpha$. Эта сила распределяется на все сечение трубки πr^2. Разделив друг на друга эти величины, мы найдем то добавочное давление p, которое существует в жидкости под сферической поверхностью

$$p=\frac{2\alpha}{r}\ дин/см^2. \qquad (1)$$

Оно прямо пропорционально постоянной α и обратно пропорционально радиусу поверхности. В том случае, когда поверхность сферическая вогнутая, получается та же формула, но со знаком минус. Формулу (1) можно непосредственно применить для вычисления давления в разных пузырях сферической формы.

При уменьшении радиуса пузыря давление в нем увеличивается, как это легко проверить на мыльных пузырях, соединенных с манометром. В очень маленьких пузырях и каплях давление может принимать весьма большие значения. Сделаем, например, расчет для пузырька воздуха в воде при радиусе в 10^{-5} *см*. Несмотря на такой малый объем, в нем еще содержится около 100 000 молекул воздуха при нормальном давлении. Применим формулу (1):

$$p=\frac{2\cdot 75}{10^{-5}}\ дин/см^2\approx\frac{2\cdot 75}{10^{-5}\cdot 10^6}\ ат=15\ ат.$$

§ 3. Образование капель. При медленном вытекании жидкости из тонкой трубочки к ее краям прилипает поверхностная пленка,

образуя нечто вроде мешочка с эластичными стенками. Постепенно увеличиваясь, этот мешочек провисает книзу, и образуется капля. Наконец жидкости накапливается так много, что пленка разрывается и капля падает. Незадолго до этого момента на ней образуется перетяжка AB (рис. 99), радиус которой обозначим через r. Разрыв пленки происходит в перетяжке по контуру, отмеченному на рисунке. За момент до разрыва вес капли P уравновешивается силами поверхностного натяжения, действующими по контуру AB, длина которого равна $2\pi r$. На каждый сантиметр контура действует сила поверхностного натяжения α. Вся же сила, уравновешивающая вес капли, будет равна $\alpha \cdot 2\pi r$. Отсюда

$$2\pi r\alpha = P$$

$$\alpha = \frac{P}{2\pi r} \text{ дин/см}.$$

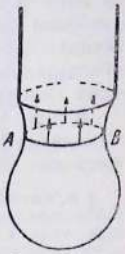


Рис. 99.

Эта формула может служить для определения поверхностного натяжения. Диаметр перетяжки перед разрывом определяется при помощи зрительной трубы, снабженной окулярным микрометром, а вес капли определяется взвешиванием и должен быть выражен в динах. Подобный метод определения α употребляется в медицинских лабораториях, при изучении с диагностическими целями поверхностного натяжения крови.

Перейдем к вопросу о том, какую форму принимает поверхность жидкости, не находящейся под действием внешних сил, в том числе и силы тяжести. В этом случае вид поверхности определяется поверхностным натяжением. Мы знаем, что энергия пленки прямо пропорциональна ее поверхности и что тело должно двигаться или изменяться так, чтобы его потенциальная энергия приняла наименьшее значение. В математике же доказывается, что из всех геометрических фигур при данном объеме шар имеет наименьшую поверхность. Принимая все это во внимание, мы должны притти к такому заключению: предоставленная самой себе невесомая жидкость должна принять форму шара. Проверить это утверждение можно на опыте, выпустив из пипетки некоторое количество масла в спирт, разбавленный водой. Если подобрать удельный вес спирта с водой так, чтобы он был равен удельному весу масла, то масло в такой смеси представляется невесомым (закон Архимеда) и действительно принимает форму шара. Этот опыт, впервые проделанный Плато, имеет большое историческое значение. Он рассматривался в свое время как доказательство справедливости теории Канта-Лапласа о развитии солнечной системы из туманности. Эта гипотеза, теперь уже оставленная, в свое время сыграла большую роль в развитии космогонических теорий и в философии.

Если выплеснуть тяжелую жидкость, например ртуть, на не смачиваемую ею поверхность, то она образует множество больших

и малых капель. Большие капли почти плоские, закругленные только на краях, капли поменьше имеют эллипсоидальную форму, а совсем маленькие представляют собой почти идеально правильные шарики. Объясняется такая форма капель борьбой двух сил. Поверхностные силы стремятся придать капле форму шара, а силы тяжести стремятся опустить центр тяжести жидкости как можно ниже, распластать ее по поверхности. Отношение этих сил зависит от величины капли. Действительно, уменьшим радиус капли в 100 раз. Объем, а стало быть, и вес капли пропорциональны кубу радиуса и уменьшатся поэтому в $100^3 = 1\,000\,000$ раз. Давление же поверхностной пленки, формирующее каплю, увеличивается в 100 раз благодаря уменьшению радиуса. Поэтому в больших каплях перевешивают силы тяжести, а в малых каплях — силы поверхностного натяжения.

В том случае, когда жикость смачивает поверхность, она расплывается по ней возможно тонким слоем и не образует капель, имеющих эллипсоидальную форму.

§ 4. Способ Рейея для определения размеров молекул масла. Если натяжение поверхностной пленки, приставшей к плавающему на поверхности воды телу, с различных его сторон различно, то тело начинает двигаться в ту сторону, где натяжение больше. Таким способом можно обнаружить влияние различных факторов на прочность пленки. Так, например, опуская в воду между двумя плавающими на ней пробками нагретое тело, мы замечаем, что пробки быстро отодвигаются одна от другой. Значит при нагревании поверхностное натяжение уменьшается. Такой же результат получается, если между пробками пустить капельку спирта или масла или подержать над поверхностью воды ватку, смоченную эфиром. Интересную картину представляют собой кусочки камфоры, брошенные на воду. Они быстро и неправильно вертятся и бегают по поверхности воды довольно продолжительное время. Камфора сильно испаряется уже при комнатной температуре, в чем можно убедиться по весьма сильному издаваемому ею запаху. Пары камфоры уменьшают поверхностное натяжение пленки, но вследствие неправильной формы кусков и разных случайных причин это уменьшение неодинаково с различных сторон куска. Камфора начинает двигаться в ту сторону, с которой натяжение пленки больше. Если пустить на воду капельку прованского масла, она растекается по ее поверхности и движение кусочков камфоры сразу прекращается. Масло изолирует пары камфоры от поверхности воды, уничтожая тем самым причину движения. Впрочем, если масла слишком мало, то оно покрывает не всю поверхность воды, и на некоторых участках кусочки камфоры продолжают свой танец. Рейей следующим образом использовал это явление: он бросал на поверхность воды в широком сосуде несколько кусочков камфоры, а затем пускал точно навешенные капельки масла. Путем повторных опытов Рейей определил наименьшее количество масла, останавливающее движение кусочков камфоры на всей поверхности воды. Отсюда можно было вычислить наименьшую толщину слоя масла, останавливающую движение камфоры. Она оказалась равной $2{\cdot}10^{-7}$ см. Если предположить, как это сделал Рейей, что для прекращения движения камфоры достаточно слоя масла в одну молекулу толщиной, то $2{\cdot}10^{-7}$ см представит собой длину молекул масла. Зная количество масла и его молекулярный вес, можно было определить количество молекул масла на поверхности воды и отсюда вычислить площадь, приходящуюся на долю каждой молекулы. Эта площадь оказалась очень маленькой, так что молекулу масла приходится рассматривать как образование, сильно вытянутое в длину, нечто вроде удлиненного эллипсоида или цилиндра. На поверхности воды они все располагаются «стоймя». Эта картина в общем отвечает современным представлениям химиков.

§ 5. Мениски. Капиллярные явления. Свободная поверхность жидкости должна быть нормальна к тем силам, которые действуют на частицы жидкости, находящиеся в этой поверхности. Иначе равновесие было бы невозможно, так как силы давали бы составляющие вдоль поверхности и частицы жидкости стали бы скользить в направлении этих составляющих. В средней части широких сосудов, где действуют только силы тяжести, поверхность жидкости горизонтальна. У стенок сосуда она всегда искривлена.

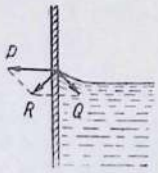


Рис. 100.

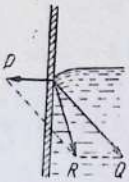


Рис. 100а.

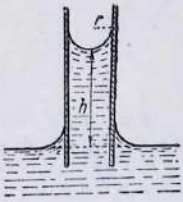


Рис. 101.

Здесь образуются мениски, изображенные на рис. 100 и 100а. Частицы жидкости, лежащие около стенок, испытывают притяжения как со стороны стенки, так и со стороны остальных молекул жидкости. Если перевешивает притяжение стенки (рис. 100), равнодействующая сила R направлена к стенке. Она дает составляющую, направленную вдоль по поверхности жидкости к стенке. Под влиянием этой составляющей частицы жидкости скользят к стенке, громоздясь друг на друга, пока не образуется поверхность, нормальная к равнодействующей R. Так образуется вогнутый мениск, характерный для жидкостей, смачивающих стенку.

В том случае, когда берут перевес молекулярные силы жидкости (рис. 100а), частицы около стенки отступают. Образуется выпуклый мениск, характерный для жидкостей, не смачивающих стенок.

В широких сосудах мениски, захватывающие только небольшую поверхность у самых стенок, не изменяют давления жидкости. В узких же сосудах, например, в тоненьких трубочках (капиллярах), мениск захватывает всю поверхность и влияет, таким образом, на давление жидкости, которое меняется под кривой поверхностью.

Разберем условия равновесия в капилляре, опущенном в более широкий сосуд, в том случае, когда жидкость смачивает его стенки. В капилляре образуется вогнутый мениск и давление становится меньше, чем в широком сосуде. Поэтому жидкость в трубочке поднимается до такой высоты, чтобы давление поднятого столба жидкости уравновесило уменьшение давления, вызванное кривизной поверхности (рис. 101). Можно принять, что поверхность жид-

кости в капилляре сферическая, и воспользоваться формулой (1) для вычисления уменьшения давления

$$p=\frac{2\alpha}{r}.$$

Давление же поднятого столба воды, как известно, выражается через hd $г/см^2$ или hdg $дин/см^2$. Приравнивая эти величины, получим

$$hdg=\frac{2\alpha}{r},$$

или

$$h=\frac{2\alpha}{rdg}\,см, \qquad (2)$$

т. е. высота поднятия жидкости в капиллярах прямо пропорциональна ее поверхностному натяжению, обратно пропорциональна ее плотности и радиусу капилляра.

Решив формулу (2) относительно α, найдем:

$$\alpha=\frac{hrdg}{2}.$$

Этим выражением можно воспользоваться для определения поверхностного натяжения по высоте поднятия жидкости в капиллярах.

Для жидкостей, не смачивающих стенок капилляра, можно повторить все вышеприведенные рассуждения. Получатся те же формулы, но с той разницей, что h будет обозначать не поднятие, а опускание жидкостей.

Капиллярное поднятие наблюдается, конечно, не только в тонких трубочках с круговым сечением, но в любых узких каналах, трещинах, щелях и порах. Благодаря капиллярным силам керосин поднимается на 10 *см* и больше по фитилю лампы, вода пропитывает пропускную бумагу и т. д.

В биологии капиллярные явления играют весьма важную роль, так как большинство растительных и животных тканей пронизано громадным количеством всякого рода каналов.

§ 6. Поверхностно активные вещества. Адсорбция. Поверхностное натяжение раствора обычно значительно отличается от поверхностного натяжения чистого растворителя. Так, прибавление мыла сильно уменьшает натяжение воды. В этом легко убедиться, пустив капельку мыльной воды между кусочками пробки, плавающими на поверхности чистой воды. Натяжение пленки между кусочками пробки ослабевает, и они разбегаются в стороны от места падения капли. Вещества, которые, подобно мылу, ослабляют поверхностное натяжение, называются *поверхностно активными*. К этим

веществам относится и упомянутая в предыдущем параграфе камфора.

Если повторить описанный опыт, но вместо мыльной воды пустить несколько капель сахарного сиропа, то эффект окажется обратным—кусочки пробки сбегаются к месту падения капель. Сахар увеличивает поверхностное натяжение воды. Такой же эффект оказывают и многие соли.

Возникает вопрос: как влияют описанные явления на концентрацию растворенных веществ? Формальный ответ не труден, если учесть *стремление поверхностной пленки уменьшать свою энергию*. В опыте Плато это уменьшение происходит за счет сокращения поверхности пленки, в разбираемом случае—за счет изменения самого поверхностного натяжения. В том случае, когда растворенное вещество увеличивает поверхностное натяжение жидкости, оно вытесняется с поверхности внутрь жидкости, где и получается наименьшая концентрация растворенного вещества. Когда же растворенное вещество уменьшает поверхностное натяжение, то оно вытесняется из раствора на поверхность, где и получается наибольшая концентрация. В некоторых случаях, например, в мыльной воде, пленка состоит из одних молекул растворенного вещества.

Если к раствору поверхностно активного вещества прибавить какое-нибудь вещество, увеличивающее натяжение жидкости, то поверхностно активное вещество еще энергичнее «выталкивается» на «поверхность» и иногда может быть таким образом отделено от растворителя. Прибавляя, например, к мыльной воде поваренную соль, увеличивающую натяжение воды, можно выделить мыло. Этот прием употребляется в мыловарении.

Поверхностная энергия твердого тела тоже стремится к минимуму. Сокращение поверхности здесь, конечно, невозможно, так как поверхностные силы слишком для этого малы. Остается второй путь—изменение поверхностного слоя. Так же как и в жидкости, многие вещества, загрязняя поверхность твердых тел, уменьшают натяжение и энергию поверхностного слоя. Молекулы таких веществ энергично притягиваются телом, образуя на его поверхности слой, уменьшающий поверхностную энергию. Это явление называется *адсорбцией*; говорят, что тело адсорбирует поверхностно активные вещества. В качестве примера можно указать, что на поверхности стекла всегда образуется тончайший слой адсорбированного пара. Этот слой так прочно связывается со стеклом, что для его удаления необходимо нагреть стекло в вакууме до 400° С.

Адсорбируются также и более грубые частицы, например, всякого рода загрязнения, находящиеся в жидкости. На этом основано устройство фильтров, в которых жидкость, подлежащая очистке, пропускается через слой различных пористых веществ.

Количество адсорбированного вещества зависит как от химического состава тела, так и от его поверхности. Особенно хорошо поглощают порошки и пористые тела, обладающие большой поверхностью. Само собой понятно, что, приходя в соприкосновение

одновременно с разного рода частицами и молекулами, поглощающее вещество в первую очередь адсорбирует те из них, которые особенно сильно понижают его поверхностную энергию. Так, угольный порошок, взболтанный с чаем, адсорбирует из него красящее вещество, которое может быть вместе с углем отфильтровано, после чего остается бесцветная жидкость. Этим свойством пористых тел широко пользуются в технике для очистки жидкостей от нежелательных примесей.

В медицинской практике в качестве поглотителя иногда дается больному порошок белой глины, адсорбирующий некоторые вредные для организма вещества.

В военной практике разные поглотители, и в первую очередь специально обработанный уголь, применяются при изготовлении противогазовых масок.

ГЛАВА 10

ТЕПЛОТА, ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ. ПЕРЕДАЧА ТЕПЛА

§ 1. Измерение температур. О температуре тела мы прежде всего судим на основании наших субъективных ощущений. Однако эти ощущения условны и поэтому совершенно непригодны для количественных определений.

За изменением температуры следят по расширению тел при нагревании, обычно по расширению ртути, заключенной в шарике и капилляре термометра. Сначала термометр помещают в тающий лед. Когда уровень ртути в капилляре установится, против него проводят черту и ставят отметку нуль. Затем термометр переносят в пары кипящей воды и против нового уровня ртути ставят отметку 100. Расстояние между отметками делят на 100 равных частей—градусов. Эти деления продолжают выше отметки 100 и ниже отметки 0. Если ртуть в капилляре поднимается или опускается на одно деление, то говорят, что термометр нагрелся или охладился на один градус.

Таким образом устанавливается температурная шкала Цельсия, принятая в настоящее время в науке.

Надо помнить, что термометр показывает всегда свою собственную температуру. Поэтому необходимо следить за тем, чтобы термометр принял температуру того тела, которое измеряют. Для этого необходимо, чтобы шарик термометра находился внутри тела достаточно продолжительное время. Термометры, шарики которых сделаны из толстого стекла и содержат много ртути, принимают температуру окружающей среды через 5—10 минут, медицинские термометры—через 1—2 минуты.

Мы приводим описание обычного медицинского термометра, изображенного на рис. 102. Особенностью этих приборов является сужение капилляра над резервуаром со ртутью, которое достигается в данном случае тем, что в резервуар впаивается стеклянная палочка, верхний конец которой входит в капилляр, образуя

здесь узкую щель. При нагревании термометра ртуть расширяется и под влиянием развившегося давления проходит через щель, наполняя капилляр. При охлаждении же термометра ртутный столбик разрывается ниже сужения. Таким образом, термометр отмечает максимальную температуру, до которой он нагрелся. Средняя нормальная температура человека 36,6° С. При некоторых болезнях температура поднимается до 42°, а при упадке сил падает иногда до 35°. Шкала термометра обычно содержит эти цифры как крайние точки, причем каждый градус подразделен на десятые части.



Рис. 102.

Заметим, что различные млекопитающие имеют нормальную температуру от 35° до 40,5°, птицы — от 39,5° до 44°. У рыб, живущих в холодной воде, температура гораздо ниже, но всегда несколько превышает температуру окружающей среды.

В настоящее время в большом ходу электрические термометры и в первую очередь различные термоэлементы и термостолбики. С устройством этих приборов мы познакомимся, когда будем изучать электричество.

В заключение укажем на те рекордные температуры, которых в настоящее время удалось достичь. Самая низкая температура была получена де Гаазом в 1935 г. в Лейдене — около 273° ниже нуля. Рекордом высокой температуры является 8 000°—вольтова дуга, горящая в атмосфере газа под давлением в 40 *ат*. На короткие мгновения (доли секунды) удается получить и еще более высокие температуры, пропуская сильный электрический разряд через тоненькие проволочки или капилляры, наполненные ртутью.

§ 2. Расширение твердых тел и жидкостей. Опыт показывает, что удлинение стержня $l - l_0$ пропорционально числу градусов $t - t_0$, на которое стержень нагрет, и его первоначальной длине l_0. Принято за начальную температуру t_0 считать 0° С, а за начальную длину l_0 — длину стержня при 0° С. Результаты опытов могут быть записаны так:

$$l - l_0 \sim t; \quad l - l_0 \sim l_0,$$

или, вводя множитель пропорциональности β, называемый *коэффициентом линейного расширения*, получим:

$$l - l_0 = \beta l_0 t,$$

откуда

$$\beta = \frac{l - l_0}{l_0 t}. \qquad (1)$$

Итак, мы видим, что коэффициент линейного расширения есть отношение удлинения стержня при нагревании на один градус к его длине при нуле градусов.

Значения коэфициентов расширения приведены в табл. II, в конце книги. Мы видим, что для всех тел они весьма малы.

Решая уравнение (1) относительно l, найдем формулу для определения длины нагретого стержня:

$$l = l_0(1 + \beta t). \qquad (2)$$

При расширении твердого тела его линейные размеры увеличиваются по всем направлениям одинаково[1]. Поэтому форма нагретого тела подобна его первоначальной форме. Объемы же подобных тел относятся как кубы их линейных размеров. Обозначая через v и v_0 объемы тела при t и 0° С, можем написать:

$$\frac{v}{v_0} = \frac{l^3}{l_0^3}.$$

Вставим сюда значение l из предыдущей формулы:

$$\frac{v}{v_0} = \frac{l_0^3(1+\beta t)^3}{l_0^3} = 1 + 3\beta t + 3\beta^2 t^2 + \beta^3 t^3.$$

Принимая во внимание, что β—величина очень малая, можно в этом выражении откинуть члены, содержащие β^2 и β^3. Окончательно получим:

$$v = v_0(1 + 3\beta t) = v_0(1 + \alpha t). \qquad (3)$$

Величина $\alpha = 3\beta$, характеризующая объемное расширение тела, называется *коэфициентом объемного расширения*.

При нагревании жидкостей можно говорить только о коэфициенте объемного расширения. Для его определения жидкость наливается в градуированную колбу с узким горлом и подогревается. При точных измерениях приходится принимать во внимание и расширение самого сосуда. Коэфициенты расширения жидкостей тоже малы, но все-таки значительно больше, чем у твердых тел (см. табл. III в конце книги). Важная аномалия замечается в расширении воды, объем которой уменьшается при нагревании от 0 до 4° С. При 4° С объем воды наименьший, а плотность наибольшая. При дальнейшем нагревании вода расширяется нормально. Это обстоятельство играет чрезвычайно важную роль в зимнем режиме водных бассейнов. Охлаждение воды до 4° С идет путем конвекции (смешения), так как холодные верхние слои обладают большей плотностью и поэтому опускаются на дно. При охлаждении ниже 4° верхние слои расширяются, становятся менее плотными и остаются на поверхности. С этого момента дальнейшее охлаждение происходит путем теплопроводности и идет весьма медленно, так как коэфициент теплопроводности воды очень мал.

---

[1] Мы рассматриваем только однородные тела, у которых все свойства одинаковы по всем направлениям. Такие тела носят название *изотропных тел*.

§ 3. Количество тепла. Калориметрия. Чтобы нагреть до кипения ведро воды, надо сжечь гораздо больше топлива, чем для нагревания одного стакана. Ведро кипятка, вылитое в ванну, гораздо сильнее ее нагреет, чем стакан кипятка. Подобные факты учат нас, что всякое нагревание сопровождается поглощением некоторого количества тепла, а охлаждение—выделением тепла. Количество поглощенного или выделенного телом тепла зависит от его массы, от изменения температуры и от того вещества, из которого тело состоит.

За единицу количества тепла условились считать калорию. Это такое количество тепла, которое способно нагреть один грамм воды на один градус Цельсия (С).

Иногда употребляют бо́льшую единицу, так называемую килограмм-калорию, или большую калорию.

Опыты показывают, что количество тепла Q, необходимое для нагревания m грамм вещества от t_0 до t градусов, прямо пропорционально массе и разности температур

$$Q \sim m; \quad Q \sim t - t_0.$$

Вводя множитель пропорциональности c, можно написать:

$$Q = cm(t - t_0). \tag{4}$$

Постоянная c называется *удельной теплоемкостью вещества*. Чтобы выяснить ее смысл, решим уравнение (1) относительно c:

$$c = \frac{Q}{m(t - t_0)}. \tag{4а}$$

Отсюда мы видим, что удельная теплоемкость численно равна количеству тепла, необходимого для нагревания одного грамма вещества на один градус. В дальнейшем мы обычно будем говорить просто «теплоемкость», опуская слово «удельная».

Способы определения теплоемкостей описаны в руководствах к лабораторным работам. Заметим только, что у газов приходится различать две теплоемкости: теплоемкость при постоянном объеме c_v и при постоянном давлении c_p. Непосредственными калориметрическими методами определяется только c_v. В дальнейшем мы еще будем иметь случай ближе познакомиться с теплоемкостями газов.

Большой интерес для медицины представляет собой вопрос о *теплопроизводительной* способности животных. Под этим термином понимают количество тепла, производимое животными за единицу времени и рассчитанное на единицу массы тела животного. Если животное, масса которого равна m *кг*, выделило за t часов q больших калорий, то его теплопроизводительная способность

$$П = \frac{q}{tm} \text{ б. кал/час.кг}.$$

Вот несколько цифр, относящихся к человеку и животным в спокойном состоянии:

Человек	1,4	б. кал/*час. кг*	
Лошадь	1,2	»	»
Воробей	32	»	»
Устрица	0,05	»	»

Мы опишем один из калориметров, употребляемых при таких исследованиях. Он состоит из колокола, под который помещают исследуемое животное (человека) (рис. 103). Над колоколом устроена труба, в выходном отверстии которой помещена легкая вертушка со счетчиком. Под влиянием тепла, выделяющегося из тела, воздух нагревается и поднимается кверху. Проходя через трубку, он приводит в движение вертушку, скорость которой отмечают по счетчику. После этого ставят под колокол вместо животного электрическую грелку и регулируют ток так, чтобы вертушка двигалась с отмеченной прежде скоростью. В этом случае теплота, выделяемая грелкой, равна теплоте, выделяемой животным. Количество же тепла, даваемое грелкой, легко определится по формуле Джоуля-Ленца: $q = 0{,}24 \cdot I^2Rt$ (стр. 221), где I—сила тока, а R—сопротивление грелки.



Рис. 103.

В конце книги, в табл. II, III и IV, приведены численные значения теплоемкостей некоторых веществ. Надо заметить, что теплоемкость тел сама меняется с температурой. Но в том интервале температур, где обычно работают биологи, изменения теплоемкостей очень малы, так что ими можно пренебречь.

§ 4. Механический эквивалент тепла. Закон сохранения энергии в механике был известен давно. Так, Стевин около 300 лет назад применил его, чтобы вывести условие равновесия тела на наклонной плоскости. Но дальше этого дело не пошло, так как теплоту в то время рассматривали не как форму энергии, а как невесомую жидкость. Поэтому считали, что во всяком реальном движении, сопровождающемся трением и нагреванием, происходит потеря энергии. Только после того, как гипотеза тепловой жидкости, или теплорода, была оставлена, что случилось в начале прошлого столетия, удалось распространить закон сохранения энергии сначала на тепловые, а затем и на все вообще явления природы.

Доказать, что теплота есть одна из форм энергии, можно путем ряда элементарных опытов. Например, около всякого нагретого тела, находящегося в воздухе или в жидкости, легко обнаружить струи нагретого воздуха или нагретой жидкости, поднимающиеся вдоль по их поверхности. Здесь тепловая энергия тела превращается непосредственно в кинетическую энергию движения воздуха или жидкости.

Другой пример: если по куску холодного металла, лежащему на наковальне, ударить несколько раз молотом, то металл становится горячим. В этом случае мы имеем переход кинетической энергии молота в энергию тепловую.

Эти же опыты дают возможность сделать некоторые заключения о связи температуры и молекулярного движения. Наиболее естественное объяснение второго опыта сводится к тому, что исчезнувшее движение падающего молота переходит в движение молекул самого молота и того куска металла, по которому он ударил. Скорость молекул возрастает, что и влечет за собой увеличение температуры этих тел. В следующей главе мы подробнее коснемся этого вопроса.

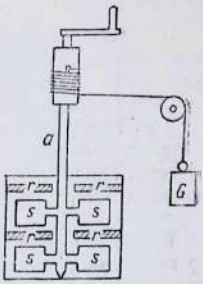


Рис. 104.

Определение опытным путем точных количественных отношений между тепловой и механической энергией было впервые сделано английским ученым Джоулем между 1840 и 1850 г. Один из его приборов изображен на рис. 104. Он состоял из закрытого калориметра с водой, в котором могли вращаться лопасти s, насаженные на ось a, проходящую через крышку сосуда. В калориметре был сделан ряд перегородок для увеличения трения. Лопатки приводились в движение грузом G, висевшим на шнурке, перекинутом через блок и навернутом на ось a. При опускании грузов с высоты h совершалась работа, равная Gh единицам. В то же самое время вода в калориметре, благодаря трению, нагревалась на Δt градусов. Если обозначить M массу налитой воды, а m и c—массу и теплоемкость калориметра, то количество тепла, полученное ими, запишется так:

$$(M + mc)\Delta t. \qquad \text{(а)}$$

Благодаря большому трению, испытываемому лопастями s в воде, грузы опускаются очень медленно, так что их кинетическая энергия в конце движения близка к нулю. Поэтому можно считать, что вся механическая работа опустившихся грузов Gh пошла на нагревание калориметра. Поделив эту работу на выражение (а), мы найдем число J, показывающее, сколько единиц работы соответствует тепловой энергии, равной одной калории:

$$J = \frac{Gh}{(M + mc)\,\Delta t}.$$

J называется *механическим эквивалентом тепла*. Итак, механический эквивалент есть число, показывающее, какое количество единиц механической энергии соответствует одной

калории. Мы приводим значение механического эквивалента, определенное из новейших, наиболее точных опытов:

$$J = 427 \text{ кг.м/б.кал},$$

$$J = 4{,}19 \text{ джоуль/кал}.$$

Чтобы перевести количество тепла Q, выраженное в калориях, в механические единицы энергии, нужно Q умножить на механический эквивалент тепла J:

$$W = JQ.$$

Наиболее общая формулировка закона сохранения энергии была дана в 1847 г. Гельмгольцем, показавшим, что не только теплота, но и все другие известные нам виды энергии подчиняются этому закону.

§ 5. Распространение тепла. Если поместить конец гвоздя в пламя, то через некоторое время другой его конец тоже нагреется. Такой способ передачи тепла, которое как бы течет от более нагретого места тела к более холодному, называется теплопроводностью.

Если повторить опыт с фарфоровой или стеклянной палочкой, то качественно получится тот же результат, но только скорость распространения тепла в этом случае будет во много раз меньше. Твердые тела можно разделить на две группы, резко различающиеся по своей способности проводить теплоту. Группу плохих проводников тепла составляют диэлектрики, т. е. тела, имеющие ничтожно малую электропроводность. Группу хороших проводников тепла составляют металлы, обладающие большой электропроводностью. Для первой группы процесс распространения тепла можно себе представить так: быстро движущиеся молекулы раскаленных газов спиртовки раскачивают своими ударами молекулы фарфорофой палочки. Эти молекулы начинают двигаться быстрее и в свою очередь раскачивают соседние молекулы, так что усиленное молекулярное движение постепенно распространяется по телу, которое благодаря этому нагревается. Тела второй группы, металлы, отличаются от изоляторов тем, что в них имеется значительное количество свободных электронов, могущих перемещаться по всему проводнику. Эти электроны являются носителями электрического тока, обусловливая высокую электропроводность металлов, и они же играют главную роль в явлениях теплопроводности. Процесс «раскачивания» атомов и ионов имеет место и здесь, но он чрезвычайно ускоряется благодаря наличию свободных электронов: дело в том, что электроны испытывают многочисленные удары об атомы и ионы металла, обмениваясь при этом с ним частично энергией. Таким образом, электроны играют роль своего рода транспорта, получающего избыточную тепловую энергию в нагретых частях тела и доставляющих ее к более холодным.

Рассмотрим простейший возможный опыт, когда тепло распространяется через плоскую стенку или пластинку, обе поверх-

ности которой находятся при постоянной температуре (рис. 105). Для этого нижняя поверхность пластинки омывается горячей водой, температуру которой от опыта к опыту можно менять. Сверху на пластинку положен измельченный тающий лед. Тепловой поток, прошедший через среднюю часть пластинки S, измеряется по количеству льда, растаявшего на соответствующем участке поверхности. Проделывая опыт с пластинками из одного и того же вещества, но меняя их толщину l, величину поверхности S, температуры t_1 и t_2, можно показать, что количество тепла Q, протекшее

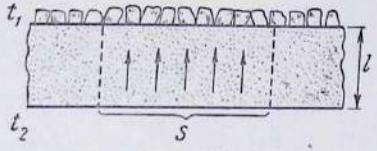


Рис. 105.

за время τ, пропорционально $S, t_2 - t_1$, τ и обратно пропорционально l. Вводя множитель пропорциональности k, можно написать:

$$Q = k \frac{t_2 - t_1}{l} S\tau. \qquad (5)$$

Причиной возникания теплового потока является разность температур $t_2 - t_1$, подобно тому как в гидродинамике причиной движения жидкости является разность давлений. Постоянная k, характеризующая данное вещество, называется *коэфициентом теплопроводности*. Чтобы определить его физический смысл, положим $t_2 - t_1 = 1^\circ C$, $\tau = 1$ *сек.*, $S = 1$ *см*^{2} и $l = 1$ *см*. В этом случае

$$k = Q'.$$

Коэфициент теплопроводности численно равен тому количеству тепла, которое протечет за секунду через площадку в 1 *см*^{2} при падении температуры в один градус на 1 *см*.

Значения коэфициентов теплопроводности некоторых тел даны в табл. 3[1].

Самой большой теплопроводностью обладает серебро. Теплопроводность железа уже в 10 раз меньше. Строительные материалы—бетон и кирпич—проводят тепло еще в 50 раз хуже.

Всего же хуже проводят тепло вата и шерсть. Впрочем, приведенные для них цифры весьма неточны и в сильной степени зависят от их физического состояния и обработки. Чем сильнее они спрессованы или скручены, тем лучше проводят тепло, так как их малая теплопроводность объясняется главным образом пористо-

[1] Более подробные данные приведены в табл. II и IV в конце книги.

стью и тем, что поры заполнены воздухом, очень плохо проводящим теплоту. Роль теплой одежды сводится главным образом к тому, что она удерживает в своих порах воздушную прослойку, препятствующую быстрому тепловому обмену между телом и окружающим воздухом. В ветреную погоду, когда эта прослойка выдувается и все время заменяется новыми порциями холодного воздуха, одежда плохо греет.

Таблица 3

Материал	Теплопроводность в кал / град·см·сек	Материал	Теплопроводность в кал / град·см·сек	Материал	Теплопроводность в кал / град·см·сек
Серебро	1,01	Бетон	0,001	Вода	0,00143
Медь	0,92	Кирпич	0,002	Вата	0,00009
Железо	0,13	Стекло	0,0016	Шерсть	0,000092
Свинец	0,084	Лед	0,0057	Воздух	0,000057

Теплопроводность жидкостей и газов наблюдать значительно труднее, так как здесь приходится считаться с *конвекцией*, или перемешиванием теплых и холодных слоев благодаря неравенству температур. Конвекцию можно значительно ослабить, если нагревать жидкости или газы сверху. Тогда нагретые, а потому и более легкие слои останутся наверху, перемешиваясь с нижними лишь благодаря диффузии. В жидкостях и газах теплота распространяется главным образом путем конвекции. Около всякого нагретого тела образуются восходящие токи воздуха (жидкости), которые уносят с собой значительные количества тепла, охлаждая тело. Около холодного тела, наоборот, образуются нисходящие потоки охлажденного воздуха (жидкости). Неохлажденный воздух притекает сверху, нагревая тело. Если желательно по возможности замедлить тепловой обмен между телом и окружающей средой, то надо принять меры к устранению или ослаблению конвекционных токов. Для этого, например, калориметр ставят в другой, несколько более широкий сосуд. Для той же цели служат и двойные рамы в окнах, уменьшающие конвекцию. Наконец, ту же цель преследует и человек, надевая в холодную погоду платье из шерсти или меха.

Мы рассмотрели два способа передачи тепла. Есть еще третий способ передачи—путем *лучеиспускания*. Так, например, передается к нам на землю солнечная теплота. Однако законов лучеиспускания мы здесь рассматривать не будем, перенеся изучение этого явления в одну из глав оптики.

§ 6. Сосуды Дюара. В последнее время большое распространение в лабораториях и в повседневной жизни получили теплонепроницаемые сосуды, названные по имени изобретателя дюаровскими (рис. 106). Они представляют собой стеклянные колбы или

цилиндры с двойными стенками. Воздух из пространства между стенками откачивается насосами через припаянную внизу трубочку, которая после откачки запаивается. Оставшиеся отростки видны на рисунке. Теперь через двойные стенки сосуда теплота не может пройти ни путем конвекции, ни путем теплопроводности. Если же до откачки высеребрить изнутри двойные стенки сосуда, то и передача тепла путем лучеиспускания будет в значительной мере ослаблена. Поэтому в таких сосудах чай или кофе сохраняются горячими в течение 2—3 суток. В лабораториях дюары употребляются главным образом для хранения жидкого воздуха, который может в них сохраняться несколько суток, несмотря на то, что его температура около 190° С ниже нуля. Конечно, и в дюаре жидкий воздух испаряется, но очень медленно.



Рис. 106.

ГЛАВА II

СВОЙСТВА ГАЗОВ

§ 1. Закон Бойля-Мариотта. Для того чтобы изучать связь между объемом и давлением определенной массы газа, можно воспользоваться прибором, изображенным на рис. 107. Он представляет собой цилиндрический сосуд с толстыми стенками. Верхняя стенка сосуда просверлена, и в нее вставлен манометр M. Снизу к цилиндру приделана трубка, соединенная с нагнетательным насосом, накачивающим ртуть. Поднимая уровень ртути в сосуде, мы сжимаем находящийся в нем газ и тем самым увеличиваем его давление. Опыт показывает, что, уменьшая объем газа в 2 или 3 раза, мы во столько же раз увеличиваем его давление. При этом надо следить, чтобы температура газа во время опыта не менялась. Отсюда следует, что при постоянной температуре давление газа обратно пропорционально его объему. Это закон Бойля-Мариотта, называемый так в честь двух ученых, открывших его почти одновременно и независимо друг от друга.



Рис. 107.

Обозначив давление газа через p, а объем через v, можем написать:

$$pv = C. \qquad (1)$$

Коэффициент пропорциональности C определяется по начальным условиям задачи. Например, при нормальном давлении в 1 атмо-

сферу объем газа равен 5 $м^3$. Какой объем будет занимать та же масса газа при давлении в p атмосфер? Для определения C пользуемся формулой (1), подставляя в нее начальные условия:

$$p_0 v_0 = C = 1 \cdot 5,$$

откуда

$$pv = 5 \text{ ат. } м^3.$$

Надо сказать, что формула Бойля-Мариотта справедлива только приблизительно и то для не слишком больших давлений. Результаты некоторых опытов при 0° С приведены в следующей таблице:

Давление в атмосферах	Произведение pv (p ат. и v в $м^3$)		
	воздух	водород	углекислота
0,01	1,000	1,000	1,007
0,1	1,000	1,000	1,006
1	1,000	1,000	1,000
10	0,995	1,006	
50	0,975	1,031	1,105
100	0,967	1,059	1,202
300	1,097	1,209	1,560
1 000	1,992	1,775	1,556

Мы видим, что постоянство pv очень хорошо удовлетворяется для воздуха и водорода вплоть до давлений, равных 100 атмосферам. Для углекислоты значительные отступления от закона Бойля начинаются уже при 50 атмосферах.

Газы, строго следующие закону Бойля, называются идеальными. Таких газов в природе не существует, но воздух и водород в обычных условиях по своим свойствам приближаются к ним. Сюда же можно причислить азот, кислород и все благородные газы. При малых давлениях все газы можно рассматривать как идеальные.

§ 2. Законы Гей-Люссака. Если нагревать газ в закрытом сосуде, то его повышенное молекулярное движение вызовет соответствующее увеличение давления.

Связь между изменениями давления и температуры газа при неизменном объеме впервые изучил Гей-Люссак и выразил следующей формулой:

$$p = p_0(1 + \alpha t). \qquad (2)$$

Давление газа при 0° С обозначено p_0, давление газа при $t°$ обозначено p. Величина α называется *термическим коэфициентом давления*. Решая (2) относительно α, получим:

$$\alpha = \frac{p - p_0}{p_0 t}.$$

Отсюда: термический коэфициент давления равен отношению изменения давления

газа при нагревании на один градус к начальному давлению при нуле градусов. Объем газа должен оставаться неизменным.

Если при нагревании давать газу расширяться так, чтобы его давление оставалось постоянным, то между изменениями объема и температуры газа существует такая связь:

$$v = v_0(1 + \alpha t). \tag{3}$$

Эта формула тоже установлена Гей-Люссаком. v_0 означает объем газа при 0° С, v—объем газа при $t°$, α—коэфициент объемного расширения.

Гей-Люссак из своих опытов заключил, что численные значения коэфициентов α в формулах (2) и (3) одинаковы и для всех газов равны

$$\alpha = \frac{1}{273}. \tag{4}$$

Теперь мы знаем, что коэфициенты в формулах (2) и (3) не равны между собой и у разных газов различны. Тем не менее мы будем пользоваться формулами Гей-Люссака (2), (3) и (4), считая их строго справедливыми для идеальных газов, упомянутых уже при обсуждении закона Бойля-Мариотта. Для реальных газов эти формулы дают хорошее приближение в довольно широком интервале температур и давлений, но для низких температур и высоких давлений становятся непригодными. Подробнее об этом в главе 13.

§ 3. Абсолютная температура. Из формулы $p = p_0(1 + \alpha t)$ следует, что с понижением температуры давление уменьшается и обращается в нуль при таком значении t, когда

$$1 + \alpha t = 0.$$

Отсюда

$$t = -\frac{1}{\alpha} = -\frac{1}{1/273} = -273°.$$

Давление газа становится равным нулю при температуре 273° ниже нуля Цельсия. Это так называемый *абсолютный нуль*. Температуры, отсчитываемые от абсолютного нуля, называются абсолютными и обозначаются буквой T. По этой шкале нуль Цельсия, очевидно, равен 273°, а $t°$ Цельсия соответствует $273 + t$ градусов абсолютной шкалы:

$$T = 273 + t.$$

Расчет, приведший нас к определению абсолютного нуля, произволен, так как мы воспользовались формулой для идеальных газов. Но совершенно другие рассуждения, базирующиеся на принципах термодинамики, дают для абсолютного нуля то же самое значение (точнее —273,16° С). В настоящее время удалось приблизиться к абсолютному нулю меньше чем на сотую градуса.

§ 4. Формула Клапейрона. Состояние газа определяется тремя величинами: давлением, объемом и температурой. До сих пор мы рассматривали изменение только двух величин, определяющих состояние газа, причем третья величина оставалась постоянной. Так, при постоянной температуре мы имели закон Бойля-Мариотта, при постоянном объеме или давлении — законы Гей-Люссака. Теперь же надо вывести формулу, описывающую поведение газа при одновременном изменении всех трех переменных p, v и t. Пусть значения этих переменных, определяющие начальное состояние газа, будут v_0, p_0 и 0° С. Затем газ, сохраняя свою массу постоянной, претерпел какие-то изменения, в результате которых его объем, давление и температура стали v, p, t. Мы можем совершить этот переход в два приема. Сначала, не меняя давления, изменим температуру от 0° С до $t°$. Получится некоторый объем газа v'. Затем, оставляя постоянной температуру, изменим давление от p_0 до p. В результате этих двух процессов давление и температура газа примут конечные значения p и t, значит, и объем примет конечное значение v, поскольку эти три величины связаны между собой определенным уравнением. Для наглядности составим следующую табличку:

I	v_0, p_0, 0°	Давление при этом переходе остается постоянным; применима формула (3).
II	v', p_0, $t°$	
II	v', p_0, $t°$	Температура при этом переходе остается постоянной; применим закон Бойля-Мариотта.
III	v, p, $t°$	

Первый переход происходит по формуле

$$v' = v_0(1 + \alpha t).$$

Второй переход — по формуле

$$pv = p_0 v'.$$

Подставив сюда вместо v' его значение из предыдущего равенства, найдем:

$$pv = p_0 v_0 (1 + \alpha t). \tag{5}$$

Это формула Бойля-Гей-Люссака, по которой может быть рассчитано любое изменение состояния идеального газа. Введем в нее вместо t абсолютную температуру $T = t + 273$, а вместо α его численное значение, равное $1/273$. Получим

$$pv = p_0 v_0 \left[1 + \frac{1}{273}(T - 273)\right] = \frac{p_0 v_0}{273} \cdot T. \tag{6}$$

Дальнейшее упрощение ввел Клапейрон, воспользовавшийся тем фактом, что грамм-молекула любого газа при 0° и нормальном давлении имеет объем, равный 22.41 литра.

Назовем этот объем греческой буквой ω:

$$\omega = 22{,}41 \text{ л} = 2{,}241 \cdot 10^4 \text{ см}^3.$$

Клапейрон предложил выражать начальный объем газа при 0° С и нормальном давлении через ω. Если масса газа, к которому относится формула (6), содержит n молей (грамм-молекул), то

$$v_0 = n\omega$$

и формула (6) принимает вид:

$$pv = \frac{np_0\omega}{273} \cdot T.$$

Величина $\frac{p_0\omega}{273}$ постоянна для всех газов и может быть раз навсегда вычислена. Ее обозначают буквой R и называют постоянной Клапейрона. Предыдущее уравнение можно написать так:

$$pv = nRT. \tag{7}$$

Эта формула известна под названием уравнения Клапейрона.

Из гидродинамики нам известно, что произведение pv имеет размерность энергии. Поэтому размерность постоянной R есть энергия, деленная на градус

$$[R] = \frac{\text{энергия}}{\text{градус}};$$

Вычислим R в абсолютных единицах. Значение ω в кубических сантиметрах приведено выше. Нормальное атмосферное давление p_0 в динах на квадратный сантиметр равно $1{,}012.10^6$ дин/см^2.

$$R = \frac{p_0\omega}{273} = \frac{1{,}012 \cdot 10^6 \cdot 2{,}24 \cdot 10^4}{273} \text{ дин. см}^3/\text{см}^2\text{. град.} =$$

$$= 8{,}32 \cdot 10^7 \text{эрг/град.} = 8{,}32 \text{ джоуль/град.} \tag{8}$$

Можно постоянную Клапейрона выразить и в калориях на градус. Для этого надо значение 8,32 разделить на механический эквивалент тепла, равный 4,19 джоуля на калорию.

$$\frac{R}{J} = R' = 1{,}98 \text{ кал/град.} \approx 2 \text{ кал/град.} \tag{9}$$

Значок, поставленный над буквой R, будет нам напоминать, что постоянная выражена в калориях на градус, т. е. в тепловых единицах.

§ 5. Газ с молекулярно-кинетической точки зрения. По нашим представлениям молекулы газа находятся в непрерывном беспорядочном движении, постоянно сталкиваясь друг с другом и со стенками сосуда, в котором газ заключен. Между ударами молекулы движутся прямолинейно, но после каждого удара направление движения и величина скорости резко меняются. В результате молекула в покоящемся газе описывает чрезвычайно сложный

путь, состоящий из небольших прямолинейных отрезков, образующих между собой самые разнообразные углы.

Одним из наиболее наглядных доказательств существования молекулярного движения может служить явление, открытое ботаником Брауном. Если рассматривать в сильный микроскоп дым или, вернее, те мельчайшие частицы угля, из которых он состоит, то можно наблюдать очень любопытное явление: частицы угля совершают быстрые зигзагообразные движения, наподобие тех, которые изображены на рис. 108.

Чем меньше частицы, тем быстрее они движутся и тем большие пробеги совершают. Здесь мы, несомненно, наблюдаем результат молекулярного движения газа, результат удара молекул, налетающих на частицу дыма.

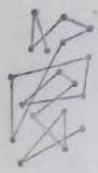


Рис. 108.

Если бы количество ударов, испытываемых частицей со всех сторон, и скорости налетающих молекул были одинаковыми, то частицы оставались бы в покое. Но молекулярное движение газа совершенно хаотично, скорости молекул весьма различны, и поэтому полной симметрии ударов нет. В результате частица получает больший импульс то с одной, то с другой стороны и мечется в поле зрения микроскопа, совершая неожиданные скачки и повороты. Чем больше масса и объем частиц, тем медленнее они движутся. При большой массе частиц получаемая ими начальная скорость очень мала, а сопротивление среды, благодаря относительно большому объему, велико. Наибольшие частицы, которые еще обнаруживают броуновское движение, имеют диаметр около 0,004 *мм*.

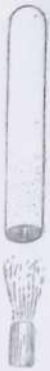


Рис. 109.

Не менее нагляден также опыт, придуманный Нипом. В стеклянной запаянной пробирке налито немного ртути, на поверхности которой плавает несколько маленьких кусочков стекла (рис. 109). Над ртутью высокий вакуум. Если подогревать ртуть снизу, то испаряющиеся с ее поверхности атомы своими ударами подбрасывают кверху кусочки стекла и не дают им спускаться, все время бомбардируя их снизу и поддерживая в состоянии бурного движения. Движения кусочков стекла хорошо заметны в проекции и производят на зрителя сильное впечатление. Удача опыта объясняется тем, что в верхней части пробирки пары ртути конденсируются на холодных стенках сосуда и количество атомов ртути, ударяющихся в кусочки стекла сверху, относительно очень мало.

Надо заметить, что в опыте Нипа мы имеем дело с движением молекул до некоторой степени упорядоченным, так как количество молекул, летящих снизу вверх, больше, чем в обратном направлении.

§ 6. Кинетическая теория газов. Если сделать несколько простых допущений о характере молекулярного движения, то закон

Бойля-Мариотта может быть легко выведен теоретически. Эти допущения следующие.

1. Движение молекул покоящегося газа хаотически неупорядоченное, т. е. по любому направлению в среднем движется одинаковое количество молекул.

2. Между молекулами газа нет никаких взаимодействий, за исключением моментов удара.

3. При ударах друг о друга и о стенку сосуда молекулы ведут себя, как идеально упругие шарики исчезающе малых размеров.

Каждая молекула, ударяясь о стенку, сообщает ей некоторый импульс. Сумма импульсов, полученных стенкой за секунду от ударяющихся о нее молекул, представляет собой силу, действующую на стенку. Это следует непосредственно из формулы 13а на стр. 34, где сила определена как импульс, полученный телом за единицу времени (секунду).

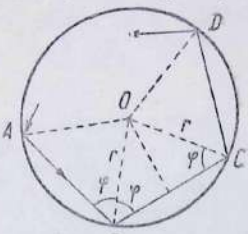


Рис. 110.

Давление численно равно силе, действующей на единицу поверхности ($см^2$). Значит, для определения давления газа надо найти импульс, получаемый квадратным сантиметром стенки за секунду.

p = импульсу, рассчитанному на 1 $см^2$ поверхности за 1 сек. (a).

В том случае, когда газ заключен в сосуд сферической формы, вычислить давление довольно просто. Предположим сначала, что в таком сосуде (рис. 110) движется одна единственная молекула. Ее пробеги между двумя ударами одинаковы, так как по законам упругого удара углы падения и отражения молекулы от стенок одинаковы, значит, треугольники AOB, BOC, COD... между собой равны. Отсюда

$$AB = BC = CD = \ldots = 2r\cos\varphi.$$

При каждом ударе молекула передает стенке импульс [см. (15а), стр. 37], равный

$$2mu\cos\varphi. \qquad (b)$$

Принимая во внимание, что в данном случае стенка испытывает одинаковые импульсы от каждого удара молекулы, можно переписать выражение (а) так:

p = числу ударов о $см^2$ поверхности за 1 сек. × импульс удара. (c)

Остается найти число ударов. Весь путь, проходимый молекулой за секунду, будет равен ее скорости u. От удара до удара она пролетает расстояние AB. Значит, если мы разделим u на AB, то найдем:

$$\textit{число ударов о стенки сосуда за 1 сек.} = \frac{u}{AB} = \frac{u}{2r\cos\varphi}.$$

Поделив это выражение на поверхность сферы $4\pi r^2$, найдем:

$$\text{число ударов, рассчитанное на 1 см}^2 \text{ и 1 сек} = \frac{u}{8\pi r^3 \cdot \cos\varphi}. \quad \text{(d)}$$

Помножив (d) на (b) и прибавив к буквам p и u значок 1, указывающий, что расчет сделан для первой молекулы, получим, согласно (e).

$$p_1 = \frac{u_1}{8\pi r^3 \cos\varphi} \cdot 2mu_1 \cos\varphi = \frac{mu_1^2}{4\pi r^3}.$$

Это выражение можно упростить, если вспомнить, что объем шара v равняется $^2/_3\,\pi r^3$.

$$p_1 = \frac{1}{3v} mu_1^2. \quad \text{(e)}$$

Заметим, что угол φ в эту формулу не входит, значит, она годна для молекулы, движущейся по любому направлению. Поэтому мы можем распространить наш вывод на любое число молекул. Пусть в сосуде будет N молекул, обладающих различными скоростями и движущимися по всевозможным направлениям. Каждая из них, согласно (e), внесет свою долю в общее давление газа p, которое будет равно сумме давлений, создаваемых ударами отдельных молекул. Отсюда

$$p = p_1 + p_2 + \ldots p_N = \frac{1}{3v}(mu_1^2 + mu_2^2 + \ldots\ mu_N^2).$$

Умножая обе части равенства на v и вынося m за скобку, получим:

$$pv = \frac{1}{3} m\,(u_1^2 + u_2^2 + \ldots\ u_N^2) \quad \text{(f)}$$

Разделив сумму квадратов скоростей всех молекул на их число, найдем среднее значение квадрата скорости $\overline{u^2}$.

$$\overline{u^2} = \frac{u_1^2 + u_2^2 + \ldots\ u_N^2}{N}, \quad \text{или} \quad N\overline{u^2} = u_1^2 + u_2^2 + \ldots\ u_N^2.$$

Величина $\overline{u}$ называется *средней квадратичной скоростью*. Подставляя в (f) вместо суммы квадратов скоростей $N\overline{u^2}$, получим окончательно:

$$pv = \frac{1}{3} N m \overline{u^2}. \quad \text{(10)}$$

Скорость молекул газа зависит только от температуры, поэтому при постоянной температуре правая часть равенства (10) постоянна. Таким образом мы вывели из простых теоретических предпосылок формулу Бойля-Мариотта. Правда, нам удалось это сделать только в предположении, что сосуд сферический и что молекулы газа между собой не встречаются, тогда как на самом деле каждая из них испытывает миллиарды ударов в секунду. Однако эти допущения совсем необязательны. С помощью высшей математики можно дать строгое доказательство формулы (10), исходя только из предположений, указанных в начале параграфа.

Преобразуем выражение (10), заметив, что mN есть масса газа, заключенного в сосуде, а mN/v есть его плотность d. Получим:

$$p = \frac{1}{3}\overline{u^2}d. \qquad (11)$$

Плотность газа при постоянной температуре прямо пропорциональна его давлению. Это уравнение может служить для определения средней квадратичной скорости движения молекул. Вычислим ее для водорода по следующим данным: при $p=1$ ат и $t=0°C$ плотность водорода $d=8{,}99 \cdot 10^{-5}$ $г/см^3$.

Вставляя эти значения в уравнение (11), получим:

$$\overline{u} = 1838 \text{ м/сек}.$$

Здесь надо еще раз подчеркнуть, что молекулы газа движутся с различными скоростями, начиная от скоростей, близких к нулю, до скоростей, превышающих во много раз значение $\overline{u}$. Более строгая кинетическая теория газов позволяет вычислить распределение скоростей, т.е. позволяет определить долю молекул газа, имеющих наперед заданную скорость. В этих вычислениях большую роль играет так называемая наиболее вероятная скорость U, связанная со среднеквадратичной следующим равенством:

$$U = 0{,}81\,\overline{u}.$$

Для молекул водорода наиболее вероятная скорость при 0°C

$$U = 1487 \text{ м/сек}.$$

Физический смысл этой скорости следующий: если подсчитывать количество молекул, скорости которых лежат в определенном интервале, например, от U *м/сек* до $U+10$ *м/сек*, то окажется, что количество молекул, имеющих скорости в интервалах от U до $U+10$ *м/сек* и от U до $U-10$ *м/сек*, наибольшее. Количество молекул, скорости которых лежат в интервалах от $U+10$ до $U+20$ и от $U-10$ до $U-20$, уже несколько меньше. Число молекул, обладающих скоростями в интервалах от $U+20$ до $U+30$ *м/сек* и от $U-20$ до $U-30$ *м/сек*, еще меньше и т.д. Для интервалов, далеких от наивероятнейшей скорости, например, от $3U$ до $3U+10$ *м/сек*, количество молекул становится чрезвычайно малым. Словом, большая часть молекул газа движется со скоростями, близкими к наиболее вероятной скорости U. Но и в газе всегда имеются молекулы, движущиеся как с очень большими, так и с очень малыми скоростями. Число таких молекул невелико и тем меньше, чем больше их скорости отличаются от наиболее вероятной скорости U.

§ 9. Энергия молекул газа. Рассмотрим совместно формулу Клапейрона и выведенную в предыдущем параграфе формулу (10), причем отнесем их к одному молю газа.

$$pv = \frac{1}{3}m\overline{u^2}N$$

$$pv = RT.$$

Здесь N обозначает число молекул в грамм-молекуле газа (число Авогадро), равное, как мы знаем, $6{,}06 \cdot 10^{23}$. Приравнивая правые части этих выражений, получим:

$$\frac{1}{3} m\bar{u}^2 N = RT. \qquad (12)$$

Поделив обе части равенства на число Авогадро N, получим

$$\frac{1}{3} m\bar{u}^2 = \frac{R}{N} T, \text{ или } \frac{1}{3} m\bar{u}^2 = kT. \qquad (13)$$

Величина $k = R/N$ представляет собой газовую постоянную, рассчитанную на одну молекулу газа. Это так называемая *постоянная* Больцмана. Выражение (13), которое может быть переписано так:

$$\frac{m\bar{u}^2}{2} = \frac{3}{2} kT, \qquad (13а)$$

показывает, что средняя энергия поступательного движения молекул зависит только от одной температуры. Значит, при одной и той же температуре молекулы всех газов обладают одинаковой средней энергией поступательного движения. Оказывается, что этот вывод можно распространить также на твердые и жидкие тела. Таким образом, средняя энергия поступательного движения молекул всех тел одинакова при одной и той же температуре и выражается формулой (13а).

Теперь вернемся к формуле (12). Приняв во внимание, что mN есть масса моля газа, численно равная молекулярному весу μ, перепишем упомянутую формулу так:

$$\bar{u}^2 = \frac{3RT}{\mu},$$

$$\bar{u} = \sqrt{3R} \cdot \sqrt{\frac{T}{\mu}}. \qquad (14)$$

Среднеквадратичная скорость газовых молекул прямо пропорциональна корню квадратному из абсолютной температуры и обратно пропорциональна корню квадратному из молекулярного веса.

Воспользовавшись этой формулой, можно вычислить среднеквадратичные, а по ним и наиболее вероятные скорости газов.

Таблица 4

Газ при 0°С	μ	$\bar{u}$ (в *м/сек*)	U (в *м/сек*)	λ (в *см*)	z (в *см*)
Водород	2	1 838	1 487	$1{,}123 \cdot 10^{-5}$	$2{,}3 \cdot 10^{-9}$
Азот	28	492	398	$0{,}599 \cdot 10^{-5}$	$3{,}1 \cdot 10^{-9}$
Кислород	32	461	377	$0{,}647 \cdot 10^{-5}$	$2{,}9 \cdot 10^{-9}$
Углекислый газ .	44	392	318	$0{,}397 \cdot 10^{-5}$	$3{,}2 \cdot 10^{-9}$

Из табл. 4 видно, что молекулы газов обладают весьма большими скоростями. Например, молекулы водорода движутся раза в три быстрее пули, вылетающей из трехлинейной винтовки.

Кинетическая теория дает также возможность вычислить длину среднего пробега молекул между двумя соударениями и диаметр молекул.

В пятом столбце приведена средняя длина пробега молекул между двумя соударениями λ для газа, находящегося при 0° и нормальном давлении. Эти пробеги очень малы, поэтому за секунду каждая молекула имеет колоссальное число столкновений с другими молекулами, порядка нескольких миллиардов.

С уменьшением давления уменьшается плотность газа и во столько же раз увеличивается средняя длина пробега. Так, длина свободного пробега молекул водорода при давлении в 0,001 *мм* ртутного столба, что соответствует примерно 10^{-6} ат, будет равна $1{,}1.10^{-5}.10^{6}=11$ *см*.

В последнем столбце таблицы приведены диаметры газовых молекул, определенные по данным кинетической теории газов. Надо заметить, что эти числа дают значительные колебания, но порядок величины, 10^{-8} *см*, остается постоянным, какие бы методы ни были применены при соответствующих определениях.

§ 8. Опыт Штерна. В 1920 г. Штерн произвел замечательный опыт, позволивший определить скорость молекул газов. Схема этого опыта такова. По общей оси двух медных цилиндров натягивалась платиновая посеребренная проволочка. Рис. 111 изображает сечение прибора плоскостью, перпендикулярной к оси цилиндров: точка O — сечение платиновой проволочки, a — узкая щель во внутреннем цилиндре. Оба цилиндра находятся в хорошо эвакуированном сосуде и могут вращаться с большой скоростью (45 оборотов в секунду) около вертикальной оси, проходящей через O. Платиновая проволочка раскаляется током до такой температуры, что с нее начинают испаряться молекулы серебра. Они летят по прямолинейным траекториям, осаждаясь на стенках внутреннего цилиндра. Часть же молекул проходит через узкую щель a, образуя так называемый молекулярный луч, который летит до стенки второго цилиндра и осаждается на ней, образуя узенькую полоску серебряного налета b. Если привести оба цилиндра в быстрое вращение по направлению часовой стрелки, то серебряная полоска сместится в положение b'. Действительно, пока молекулы пролетают путь ab, цилиндр успевает повернуться на некоторый угол и молекулы ударяются о стенку несколько позади точки b.

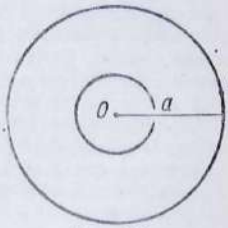


Рис. 111.

Молекула пролетает путь ab за время

$$t=\frac{ab}{u}, \qquad \text{(a)}$$

где u есть скорость молекулы. За тот же самый промежуток времени точка внешнего цилиндра b' приходит в точку b. Значит,

$$t=\frac{b'b}{v}, \qquad \text{(b)}$$

где v' — линейная скорость точек внешнего цилиндра. Если цилиндры совершают n оборотов в секунду, то

$$v = 2\pi rn,$$

где r означает радиус наружного цилиндра. Подставив это выражение в (b) и приравняв (a) и (b), получим:

$$\frac{ab}{a} = \frac{bb'}{2\pi rn}.$$

Здесь величины ab, r bb' и n могут быть легко измерены, а по ним может быть вычислена скорость u.

Полоска серебра b' размытая, в ее середине слой серебра толще, по краям тоньше. Причина—различная скорость движения молекул. Серебряный слой наибольшей толщины образуется, очевидно, молекулами, обладающими наивероятнейшей скоростью U. Таким образом Штерн определил величину наивероятнейшей скорости. По выше приведенным формулам она могла быть рассчитана теоретически, так как формулы кинетической теории могут быть применены и к парам. Результаты вычисления и опыта оказались в хорошем согласии.

§ 9. Диффузия. Молекулярно кинетические представления, с таким успехом применяемые в учении о газах, несомненно справедливы также для жидкостей и твердых тел. Хорошим подтверждением этих взглядов является опять-таки броуновское движение, которое можно легко наблюдать в жидкости. Для опыта можно взять очень слабый раствор красной краски кармина или слегка подбеленную молоком воду. Рассматривая каплю этих растворов в сильный микроскоп, мы увидим в поле зрения массу «танцующих» частичек, на первый взгляд производящих впечатление каких-то живых микроорганизмов. Объяснение этого явления такое же, как и для газов.

Другое доказательство молекулярных представлений, правда, не такое наглядное, но зато относящееся непосредственно к молекулам, мы находим в диффузии, которая наблюдается не только в газах, но также в жидкостях и твердых телах. Сделаем например, следующий опыт. Поставим высокий цилиндрический стакан в таком месте, где он не подвергается сотрясениям и где температура постоянна, и нальем в него сначала раствор медного купороса, а затем чистую воду. Через несколько часов резкая вначале граница между купоросом и водой исчезнет и синяя окраска распространится на несколько миллиметров выше первоначальной границы. Через несколько дней жидкости перемешиваются. Таким образом, медный купорос, несмотря на свой большой удельный вес, распространился по всему столбу жидкости, хотя обстановка опыта исключала возможность механического перемешивания. Это явление, называемое *диффузией*, с несомненностью доказывает наличие молекулярных движений в жидкостях. Очень медленно, испытывая миллиарды столкновений, по зигзагообразному пути пробирается молекула медного купороса в жидкости. Понятие о характере ее пути нам дает броуновское движение, описанное выше.

В аналогичных условиях можно наблюдать диффузию и в газах, наслоив друг на друга тяжелый и легкий газ. Конечно, в этом случае перемешивание произойдет гораздо быстрее благодаря большей подвижности газовых молекул.

Еще интереснее наблюдать диффузию в полутвердых и твердых веществах. Можно повторить опыт с раствором медного купороса и воды, превратив их с помощью добавления желатины в густой студень. Диффузия наблюдается и здесь, хотя идет много медленнее, но все-таки через несколько дней замечается смещение границы, доходящее до 1 *см* и больше.

Наконец, удалось наблюдать диффузию и в твердых телах. Золотой и свинцовый цилиндры пришлифовывались основаниями, прижимались друг к другу и помещались в термостат с температурой около 200° (температура плавления свинца 326°, золота 960°). Примерно через год цилиндры спаялись, и между ними образовался промежуточный слой из свинца и золота. Температура опыта была много ниже температуры плавления свинца, так что спаивания в обычном смысле этого слова не могло произойти. Несомненно, здесь наблюдалась диффузия молекул золота в свинец и обратно.



Рис. 112.

Значительно легче наблюдать диффузию в некоторых прозрачных кристаллах, например, в каменной соли (NaCl) или, лучше, в сильвине (KCl). Для этого в кристаллике сильвина сбоку высверливают канал около миллиметра диаметром и глубиной в 7—10 *мм* (рис. 112), в который закладывают кусочек медной проволоки. Открытый конец канала забивают толченым сильвином. В верхнем конце кристалла высверливают более широкое, но не глубокое отверстие, в которое закладывается металлический натрий. Это отверстие закрывают пришлифованной пластинкой сильвина, поверх которой накладывают еще железную пластинку с приклепанной проволокой. Кристалл вместе с обеими пластинками зажимают в железном станке, причем железную пластинку изолируют от станка кусочками кварцевой палочки и трубочки, хорошо заметными на рисунке. Подготовленный таким способом кристалл помещают в электрическую печь, нагретую предварительно до 700°[1]. Через 2—3 минуты из отверстия с натрием начинает распространяться синяя окраска. Оказывается, здесь мы наблюдаем замечательное явление—диффузию электронов, выходящих из натрия в сильвин. Эти электроны соединяются с ионами калия, образуя атомы калия, которые и окрашивают кристалл.

[1] Опыты с диффузией можно производить и при других температурах, но при более низких температурах диффузия идет слишком медленно, а при более высоких есть опасность расплавить кристалл.

В то же время в средней части кристалла происходит диффузия медных ионов, выходящих из проволочки в сильвин. Однако эти ионы не окрашивают кристалла и поэтому непосредственно не могут быть наблюдаемы. Их надо «проявить», что и делают с помощью электронов, выходящих из натрия. Действительно, минут через 6 после начала опыта нижний край синего электронного облака внезапно меняет свой цвет, приобретая густую синевато-красную окраску. В этот момент мы наблюдаем встречу электронов с ионами меди, в результате чего образуются атомы меди, окрашивающие сильвин в интенсивный красный цвет. Можно продолжать опыт, пропустив через кристалл ток так, чтобы верхняя железная пластинка была анодом. Тогда электроны уйдут

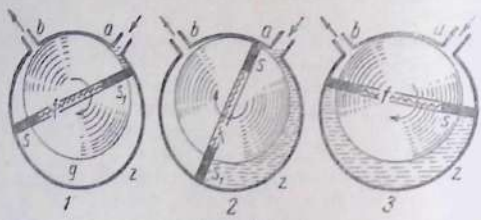


Рис. 113.

кверху и мы увидим на некотором расстоянии над медной проволочкой ярко-красную полоску выпавшей в сильвине меди.

§ 10. Масленый ротационный насос. На рис. 113 дана схема масленого ротационного насоса. В цилиндрической коробке, разрез которой изображен на рисунке, вращается цилиндр несколько меньшего диаметра, который касается коробки в ее верхней части. В цилиндре сделан прорез, в который вставлены два вкладыша s и s_1, прижимающиеся пружиной к стенкам коробки. Основания цилиндра и вкладыши весьма точно пришлифованы ко дну и крышке цилиндрической коробки и обильно смазываются маслом. Пространство внутри насоса делится линией, по которой цилиндр касается коробки, и двумя вкладышами на три части. При вращении цилиндра в пространство между a и s_1 (рис. 113, *1*) воздух засасывается, а из пространства sb выталкивается. Последовательные стадии этого процесса можно проследить на рис. 113, *2* и *3*. Насос может работать и как всасывающий, и как нагнетающий. Он дает весьма быстро разрежения до 0,01 *мм*, а как нагнетающий — давления до 1,5 *ат*. Подобного же типа двойные насосы дают разрежения до 0,0001 *мм* и давление до 3 *ат*.

§ 11. Насос Лангмюра. Вращающийся масленый насос дает предельные разрежения порядка 10^{-4} *мм*. С точки зрения современной вакуумной техники такое разрежение совершенно недостаточно. Поэтому в помощь масленому насосу, последовательно с ним, включаются ртутные конденсационные насосы, известные под на-

званием насосов Лангмюра. Такой «лангмюр», сделанный из стеклянных или кварцевых трубок, изображен на рис. 114. В широкую часть трубки наливается ртуть, которая кипятится с помощью грелки, не показанной на рисунке. Ртутные пары поднимаются кверху и вырываются через сопло S в более широкую трубку D. Эта трубка окружена муфтой, по которой циркулирует холодная вода, входящая в нее через отросток b и выходящая через отросток a. Ртутные пары, попавшие в трубку D, конденсируются на ее стенках и стекают через тонкую трубочку F обратно в резервуар E. Широкая трубка M соединяет насос с тем пространством, где нужно создать вакуум, а отросток B соединяется с масленым насосом.

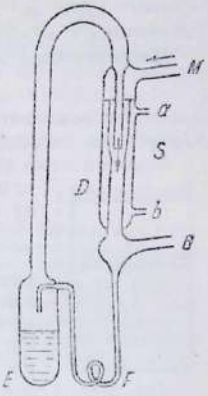


Рис. 114.

Предварительно масленый насос пускается в ход, и только после того, как он создает вакуум около 10^{-1} *мм*, начинают подогревать сосуд E. Образующиеся ртутные пары мощной струей устремляются из сопла S и увлекают с собой молекулы газа, которые диффундируют в них из пространства M через щель между S и D. В результате часть газа из пространства, соединенного с M, переходит в пространство, лежащее ниже сопла. Давление газа здесь становится выше, чем предельное давление масленого насоса, и газ откачивается этим последним. Таким образом удается достигнуть разрежений порядка 10^{-7} *мм* (около 10^{-11} ат.).

Несмотря на такое громадное разрежение, количество молекул газа, рассчитанное на 1 $см^3$, все еще громадно. В моле газа, занимающего при нормальных условиях объем в 22,4 *л*, или 22 400 $см^3$, содержится $6{,}06 \cdot 10^{23}$ молекул. Отсюда число молекул в 1 $см^3$ при нормальных условиях равно

$$\frac{6{,}06 \cdot 10^{23}}{22400} \approx 3 \cdot 10^{19},$$

при давлении же в 10^{-11} атмосферы число молекул будет равно

$$\frac{3 \cdot 10^{19}}{10^{11}} \approx 3 \cdot 10^{8}.$$

Таким образом, в кубическом сантиметре остается все еще около трехсот миллионов молекул. Тем не менее картина молекулярного движения значительно меняется. При нормальных условиях молекула испытывала миллиарды столкновений и пробегала от удара до удара в среднем долю миллиметра, теперь же число ударов за секунду всего несколько сот, а длина пробегов в среднем порядка нескольких сот метров. В таком разреженном газе молекулы пробегают от стенки к стенке сосуда практически без столкновений с другими молекулами.

ОСНОВНЫЕ ЗАКОНЫ ТЕРМОДИНАМИКИ[1]

§ 1. Первое начало термодинамики. Допустим, что какому-нибудь телу или системе тел сообщается количество тепла Q. Если эта система тел никакой внешней работы не совершает, то теплота идет на то, чтобы увеличить запас энергии системы (внутреннюю энергию системы).

Математически это можно записать так:

$$\Delta U = Q.$$

Здесь U обозначает внутреннюю энергию системы, а ΔU—прирост внутренней энергии.

Если система за то же время произведет внешнюю работу W, то прирост ее энергии будет меньше на величину этой работы:



Рис. 115.

$$\Delta U = Q - W, \qquad (1)$$

иными словами, прирост внутренней энергии системы равен количеству тепла, которое она получила извне, без той работы, которую сама произвела. Равенство (1), справедливое для всякой системы тел, совершающих внешнюю работу за счет полученной теплоты, выражает собой так называемое *первое начало термодинамики*.

Таким образом, первое начало термодинамики является несколько специализированным выражением общего закона сохранения энергии.

Применим первое начало к следующему частному случаю: сообщим газу, находящемуся под поршнем в цилиндре, некоторое количество тепла Q (рис. 115). Внутренняя энергия газа U увеличится, так как он нагревается, а следовательно, возрастет энергия его молекулярного движения. Кроме того, газ расширится, поднимет поршень и произведет, таким образом, некоторую работу, преодолевая внешнее давление. Определим эту работу, зная, что поршень поднялся на высоту l (трением поршня о стенки сосуда пренебрежем). Сила, с которой газ действует на поршень, равна давлению газа p, помноженному на сечение поршня S. Помножив силу на путь l, пройденный поршнем, найдем искомую работу:

$$W = pSl.$$

Произведение Sl представляет собой прирост объема газа Δv, поэтому предыдущее выражение примет такой вид:

$$W = p \cdot \Delta v. \qquad (1a)$$

[1] Термодинамика—учение о взаимной связи теплоты и работы.

Вставив это значение в равенство (1), получим

$$\Delta U = Q - p \cdot \Delta v,$$

или

$$Q = \Delta U + p \cdot \Delta v. \qquad (2)$$

Это выражение имеет весьма общее значение и может быть применено не только к газам, но также к твердым и жидким телам.

В равенствах (1) и (2) все члены должны быть выражены в одинаковых единицах, например, в эргах. Если же почему-нибудь желательно теплоту выражать в калориях, а энергию и работу в механических единицах, то необходимо ввести в выражения (1) и (2) механический эквивалент тепла J для превращения калорий в соответствующие механические единицы:

$$JQ = \Delta U + p\Delta v. \qquad (2a)$$

§ 2. Удельные теплоемкости газов; расчет Майера. В главе 10 мы уже упоминали, что у газов надо отличать две теплоемкости: теплоемкость при постоянном давлении c_p и теплоемкость при постоянном объеме c_v. Установим теперь теоретически связь между ними. Пусть в цилиндре под поршнем (рис. 115) находится грамм-молекула газа с молекулярным весом μ при температуре T и под давлением p. Закрепляем поршень неподвижно и нагреваем газ на ΔT градусов, для чего ему придется сообщить некоторое количество тепла Q. Обозначая теплоемкость газа при постоянном объеме c_v, можем написать:

$$Q = \mu c_v \cdot \Delta T. \qquad (a)$$

Подставляя найденное значение Q в равенство (2а) и принимая во внимание, что в этом случае газ не совершает никакой работы, так как его объем не изменяется, получим выражение, определяющее прирост внутренней энергии газа:

$$\Delta U = J\mu c_v \cdot \Delta T. \qquad (3)$$

В реальном газе между молекулами действуют силы, поэтому его внутренняя энергия складывается из двух частей—кинетической энергии движения молекул и потенциальной энергии, зависящей от наличия молекулярных сил.

В идеальном газе никаких сил между молекулами нет, поэтому его внутренняя энергия должна полностью определяться одной кинетической энергией движения молекул, зависящей только от температуры. Это положение мы примем в качестве дальнейшего определения свойств идеального газа, причем его теплоемкость будем считать постоянной. Отсюда следует, что *какие бы операции мы ни производили над идеальным газом, изменение его внутренней энергии всегда выражается формулой* (3).

Вернемся к нашему опыту. Охладим цилиндр до первоначальной температуры T, освободим поршень и будем снова очень медленно нагревать газ на ΔT градусов.

Расширяясь, он будет медленно поднимать поршень, так что давление в цилиндре все время выравнивается с давлением наружного воздуха, и можно принять, что расширение газа происходит при постоянном давлении p. Количество тепла Q, которое надо сообщить теперь газу, чтобы нагреть его на ΔT градусов, будет равно

$$Q = \mu c_p \cdot \Delta T,$$

где c_p—теплоемкость газа при постоянном давлении. Подставив значение Q в равенство (2а), получим:

$$J\mu c_p \cdot \Delta T = \Delta U + p\Delta v.$$

Дальнейшие расчеты поведем в предположении, что под поршнем цилиндра находится идеальный газ. Тогда в предыдущее выражение можно подставить значение ΔU, взятое из равенства (3):

$$J\mu c_p \cdot \Delta T = J\mu c_v \cdot \Delta T + p \cdot \Delta v. \qquad (b)$$

Для того чтобы определить значение произведения $p\Delta v$, воспользуемся формулой Клапейрона, написав ее для начальной температуры T и конечной температуры $T+\Delta T$ (давление остается постоянным)

$$pv = RT$$

$$p(v + \Delta v) = R(T + \Delta T).$$

Вычитая из нижнего равенства верхнее, получим

$$p \cdot \Delta v = R\Delta T.$$

Подставим найденное значение $p\Delta v$ в (b) и сократим на ΔT:

$$J\mu c_p = J\mu c_v + R.$$

Разделив на J и перенеся член, содержащий c_v, в левую часть, получим

$$\mu c_p - \mu c_v = \frac{1}{J} R. \qquad (4)$$

μ есть количество тепла, потребное для нагревания μ грамм газа, т. е. одной грамм-молекулы, на один градус,—это так называемая *молекулярная теплоемкость газа*. Величина R/J есть постоянная Клапейрона R', выраженная в тепловых единицах. Согласно равенству (9) на стр. 135, $R' = 2$ кал/град. Подставляя это значение в (4), найдем

$$\mu c_p - \mu c_v = R', \quad \text{или} \quad \mu c_p - \mu c_v = 2 \text{ кал/град}. \qquad (4a)$$

Отсюда заключаем, что разность молекулярных теплоемкостей всех газов при постоянном давлении и постоянном объеме есть величина постоянная, равная газовой постоянной, выраженной в тепловых единицах.

Для реальных газов этот закон справедлив только приближенно. Однако для трудно сжижаемых газов, как, например, для воздуха, водорода, благородных газов, степень приближения достаточно хороша, поэтому, определив из опыта c_p и c_v, можно из формулы (4a) вычислить механический эквивалент тепла. Когда-то так и поступил Р. Майер, определивший эту важную физическую величину за несколько лет до опытов Джоуля. Вероятно, медикам будет интересно узнать, что Майер, сделавший это великое открытие, был врачом.

§ 3. Адиабатный и изотермический процессы. Диаграммы. Состояние всякого тела описывается тремя переменными: объемом v, температурой t и давлением p. Эти величины связаны между собой уравнением, которое называется *уравнением состояния* тела. Для идеальных газов таким уравнением является формула Клапейрона. Для реальных газов точная формула неизвестна. В дальнейшем мы познакомимся с приближенной формулой ван дер Ваальса. Для всех жидких и твердых тел уравнения состояния несомненно тоже существуют, хотя пока они известны только в немногих частных случаях.

Отсюда вытекает важное заключение: чтобы определить состояние тела, необходимо знать

две из упомянутых выше переменных, так как третья может быть определена, хотя бы принципиально, по уравнению состояния. Выберем в качестве независимых переменных объем и давление. Для наглядности часто прибегают к графикам, откладывая на горизонтальной оси значения объемов v, на вертикальной — значения p, как это мы уже делали раньше. Каждая точка такой диаграммы изображает собой некоторое определенное состояние тела[1]. Если оно претерпевает ряд изменений, то точка, изображающая его состояние, описывает на графике некоторую кривую. Рассмотрим некоторые простейшие изменения тела, начальное состояние которого характеризуется на графике точкой A (рис. 116).

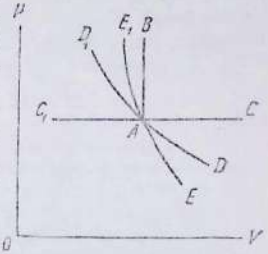


Рис. 116.

Допустим, что эта точка перемещается по линии AB, параллельной оси давлений. Это значит, что объем тела остается постоянным, а давление возрастает, т. е. тело нагревается при постоянном объеме. Точно так же нетрудно сообразить, что прямая C_1AC, параллельная оси объемов, описывает процесс расширения тела при постоянном давлении. Если тело — газ, то дуга гиперболы D_1D, изображает изотермическое изменение, соответствующее закону Бойля-Мариотта.

Применим к изотермическому процессу первое начало:

$$Q = \Delta U + W.$$

Температура газа не меняется, поэтому $\Delta U = 0$, как это следует из равенства (3). Отсюда

$$Q = W. \tag{5}$$

Это равенство обозначает, что при изотермическом процессе теплота, получаемая извне газом, целиком превращается в работу.

Рассмотрим, наконец, еще *адиабатный процесс*, с которым мы до сих пор не встречались. Это такой процесс, при котором система тел не получает извне и не отдает теплоты. Например, сжимая газ в цилиндре, стенки которого не пропускают теплоты, мы осуществляем адиабатный процесс — так называемое адиабатное сжатие газа. Конечно, цилиндр, не пропускающий теплоты, не осуществим, так что адиабатное изменение газа представляет собой иде-

[1] Какая пара переменных выбирается для характеристики состояния тела, зависит от соображений удобства. Часто вместо диаграмм $(p; v)$ пользуются диаграммами $(p; T)$ или $(v; T)$, но нам они не понадобятся. Важно только помнить, что состояние тела может быть описано при помощи двух переменных.

альный предельный случай, не осуществимый во всей строгости на практике. Однако если стенки цилиндра плохо проводят теплоту и сжатие (расширение) газа производится достаточно быстро, то развивающиеся в нем температурные изменения не успевают передаться цилиндру. В этом случае сжатие газа с хорошим приближением можно считать адиабатным. Посмотрим прежде всего, как сказываются адиабатные изменения газа на его температуре. Для этого воспользуемся равенством (1), приняв во внимание, что теплового обмена с окружающим пространством нет, т. е. Q равняется нулю:

$$\Delta U + W = 0, \quad \text{или} \quad W = -\Delta U. \tag{6}$$

ΔU со знаком минус обозначает убыль внутренней энергии газа, поэтому выражение (6) показывает, что при адиабатном процессе работа, которую совершает газ, производится за счет его внутренней энергии. Если работа, производимая газом, положительна, что соответствует расширению газа, то его внутренняя энергия, стало быть температура, убывает. Если W отрицательно, что соответствует сжатию, то газ нагревается. Это нагревание газа при адиабатном сжатии можно демонстрировать при помощи узкого стеклянного цилиндра с очень толстыми стенками и дном, в который вдвигается хорошо пригнанный поршень. Снизу у поршня имеется маленький крючок, к которому прицепляется вата, смоченная эфиром. При быстром вдвигании поршня в цилиндр вата вспыхивает.

Кривая, описывающая адиабатное изменение газа, называется адиабатой. Она изображена на рис. 116 линией EE_1, круче опускающейся к горизонтальной оси, чем изотерма. Так оно и должно быть, так как при изотермическом расширении давление уменьшается только благодаря увеличению объема, а при адиабатном—благодаря увеличению объема и одновременному уменьшению температуры.

Разберем частный случай адиабатного процесса, когда газ вытекает из сосуда в пустоту. Никакого тепла газ не получает и никакой работы не производит, поэтому в формуле

$$Q = \Delta U + W$$

надо Q и W положить равными нулю. Получим:

$$\Delta U = 0.$$

Это значит, что внутренняя энергия газа не изменится. По формуле (3)

$$\Delta U = J\mu c_v \Delta T,$$

откуда мы заключаем, что $\Delta T = 0$, т. е. температура газа при адиабатном расширении без совершения работы не изменяется. Надо только помнить, что этот вывод справедлив для газов, сле-

дующих закону Клапейрона, т. е. для идеальных газов. Между частицами такого газа не действуют никакие силы, поэтому всякая молекула газа, вылетающая из сосуда, сохраняет ту скорость, которой она обладала. Это и значит, что температура газа остается неизменной.

Иначе происходит дело в реальных газах, между частицами которых существуют хотя и очень малые, но вполне реальные силы взаимодействия. Внутренняя энергия таких газов складывается из двух частей—кинетической, зависящей только от температуры, и потенциальной, которая весьма сложным образом зависит как от температуры, так и от занимаемого газом объема. При расширении реального газа без совершения работы его полная внутренняя энергия, конечно, тоже остается неизменной, но относительная величина потенциальной и кинетической энергии может измениться. При расширении большинства газов при комнатной температуре их потенциальная энергия возрастает, а кинетическая настолько же убывает, и газы охлаждаются. Например, воздух при внезапном расширении с 200 до 50 *ат* охлаждается приблизительно на 30°.

Однако некоторые газы, например, водород и гелий, при расширении нагреваются, так как при этом их потенциальная энергия убывает. Надо, впрочем, оговориться, что в этих явлениях большую роль играет температура, при которой происходит расширение. Так, при высоких температурах воздух, расширяясь, нагревается, а водород, расширяясь при низких температурах (ниже —80°), охлаждается.

Только что описанные явления были впервые подробно изучены двумя английскими учеными Джоулем и Томсоном и известны в физике под названием *эффекта Джоуля-Томсона*.

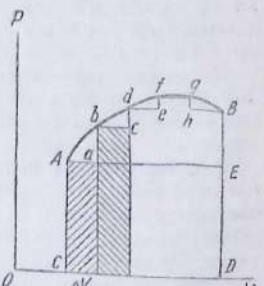


Рис. 117.

§ 4. **Диаграмма работы.** Посмотрим, как изображается на диаграмме работа, совершаемая телом. Допустим, что в результате некоторого процесса тело переходит от состояния, изображаемого на диаграмме точкой A, к состоянию, изображаемому точкой B. Между этими крайними состояниями тело прошло непрерывный ряд изменений, соответствующих точкам линии AdB (рис. 117). Мы заменим эту кривую ломаной линией, состоящей из чередующихся горизонтальных и вертикальных отрезков. Иными словами, мы предполагаем, что на участке Aa тело расширялось при постоянном давлении, на участке ab нагревалось при постоянном объеме и т. д. Работа на участке Aa выражается формулой (1а):

$$\Delta W = p \cdot \Delta v$$

(на чертеже она изобразится первым заштрихованным четырехугольником). Работа на всех вертикальных участках пути равна

нулю, так как объем тела здесь не меняется. Работа на участке bc равна площади второго четырехугольника и т. д. Вся работа, произведенная газом, будет численно равна площади $CAabcdefghBD$.

Найденное нами значение работы будет, конечно, только первым приближением. Если удвоить число сторон ломаной линии, то, очевидно, результат вычислений станет точнее, а сама ломаная линия ближе будет совпадать с точками кривой AdB. Вполне точный результат мы получим тогда, когда возьмем ломаную линию, состоящую из бесконечно большого числа отрезков. В этом случае ломаная линия совпадает с кривой, и работа, произведенная расширяющимся газом, будет численно равна площади $CAdBD$. Если газ сжимается по кривой BdA, то та же самая площадь изобразит работу, которую надо *затратить*, чтобы его сжать.

Переход тела из состояния A в состояние B может быть осуществлен самыми разнообразными способами и каждому переходу соответствует свое значение работы. Мы могли бы, например, заставить тело расширяться при постоянном давлении (переход AE), а затем нагревать его при постоянном объеме (переходе EB). Конечное состояние тела было бы то же самое, но работа, совершенная телом, выражалась бы теперь площадью $CAED$, т. е. была бы значительно меньше. Таким образом, работа, производимая телом при каком-нибудь изменении состояния, зависит от того способа, каким это изменение было произведено, или, как мы говорим, зависит от пути перехода.

Внутренняя энергия, само собой понятно, определяется всецело состоянием самого тела и поэтому ее изменение от пути перехода не зависит.

Количество тепла, получаемого телом, зависит от пути перехода. Это следует из того, что работа и теплота связаны между собой равенством (1), третий член которого ΔU от пути перехода не зависит.

§ 5. Коэфициент полезного действия тепловых машин. Впервые коэфициент полезного действия идеальной тепловой машины был определен Карно. Эта машина является идеализацией применяемых в технике паровых машин и двигателей внутреннего сгорания. По своему устройству она, конечно, отличается от реально применяемых двигателей, но правильно передает их существенную черту—преобразование тепловой энергии в работу.

Рабочая часть машины Карно представляет собой цилиндр, под поршнем которого находится идеальный газ. Стенки цилиндра и поршень абсолютно не пропускают тепла, дно цилиндра, наоборот, сделано из материала с большой теплопроводностью. В случае надобности дно цилиндра может быть закрыто не проводящей тепла заслонкой. Когда заслонка убрана, рабочее вещество машины (газ) может обмениваться теплом с одним из двух больших резервуаров тепла. Более нагретый резервуар мы называем нагревателем, менее нагретый—холодильником. Вначале цилиндр ставится своим проводящим дном на нагреватель (рис. 118) и через некоторое время

принимает его температуру T_1. Поршень находится в положении, отмеченном цифрой *1*, объем газа v_1, давление p_1. На диаграмме (рис. 119) это состояние газа изобразится точкой A. Газу дают очень медленно расширяться, так, чтобы его температура все время выравнивалась с температурой нагревателя. Изменение состояния газа происходит по изотерме AB, причем в этой стадии процесса газ производит работу за счет теплоты Q_1, полученной от нагревателя. Поршень цилиндра поднимается до положения *2*, объем газа становится равным v_2, давление равным p_2. Затем дно цилиндра закрывается не проницаемой для тепла заслонкой, и дальше газ расширяется адиабатически, совершая работу за счет своей внутренней энергии. Расширение теперь происходит по адиабате BC, температура газа убывает. Когда его температура выровняется с температурой холодильника, расширение газа прекращают. В этот момент поршень находится в положении *3*, объем газа v_3, давление p_3. На диаграмме состояние газа изображается точкой C. Теперь цилиндр ставят на холодильник, заслонку убирают и медленно изотермически сжимают газ до объема v_4 и давления p_4, соответствующих положению поршня *4*. Этот процесс на диаграмме изобразится изотермой CD. Работа, произведенная внешними силами, сжимающими газ, перейдет в теплоту Q_2, которая передается холодильнику. Наконец, закрывают дно цилиндра не проницаемой для тепла заслонкой и сжимают газ по адиабате DA. Положение точки D на изотерме, т. е. момент, в который цилиндр разъединяется с холодильником, должен быть выбран так, чтобы по завершении адиабатного сжатия газ возвратился в исходное состояние A. В результате выполненного газом процесса нагреватель потерял количество тепла Q_1, холодильник приобрел количество тепла Q_2 и произведена работа W. В самом газе никаких изменений не осталось, так как он возвратился в начальное состояние, соответствующее точке диаграммы A. Из равенства (1) следует, что работа, произведенная машиной, равна [1]:

$$W = Q_1 - Q_2. \qquad (7)$$

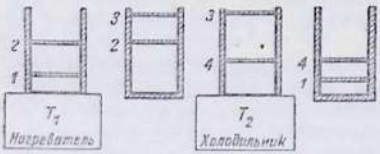


Рис. 118.

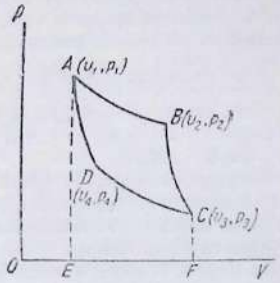


Рис. 119.

[1] В разбираемом случае $\Delta U = 0$, а полученная телом теплота $Q = Q_1 - Q_2$.

Это выражение есть общее следствие первого начала термодинамики, поэтому оно применимо к любой тепловой машине, работающей от одного нагревателя и с одним холодильником.

Докажем, что в рассматриваемом нами процессе Q_2 меньше Q_1, т. е. тело совершает положительную работу.

Из сказанного в предыдущем параграфе следует, что работа газа по пути ABC (рис. 119) численно равна площади фигуры $EABCF$. Работа, которую надо затратить, чтобы сжать газ по пути CDA, равна площади $EADCF$. Отсюда ясно, что полная работа W, совершенная газом, равна разности упомянутых площадей:

$$W = \text{площади } EABCF - \text{площадь } EADCF = \text{площади } ABCD.$$

Так как первая площадь больше второй, то работа положительна и численно равна площади цикла $ABCD$.

Описанный выше процесс, происходящий в идеальной машине, называется круговым процессом Карно, или циклом Карно. Заставляя машину раз за разом выполнять эти циклы, можно от нее получить неограниченное количество работы за счет теплоты нагревателя. Строго говоря, процесс Карно должен происходить бесконечно медленно, так как только при этом условии температура газа будет все время выравниваться с температурой нагревателя, а затем с температурой холодильника. Правда, такой процесс будет происходить бесконечно долго, но это обстоятельство не окажет никакого влияния на ход рассуждений, основанных на законе сохранения энергии, в который время не входит.

Можно заставить нашу тепловую машину совершить цикл Карно в обратном направлении. Для этого надо сначала дать газу адиабатно расширяться по кривой AD, затем изотермически по BA, затем сжимать по адиабате CB и, наконец, сжимать изотермически по BA. Этот процесс является обращением прямого цикла Карно и на диаграмме изобразится тем же четырехугольником $ABCD$, но только точка, описывающая состояние газа, будет двигаться по диаграмме против часовой стрелки. Теперь газ получает от холодильника количество тепла Q_2, отдает нагревателю большее количество тепла Q_1 и производит отрицательную работу $Q_2 - Q_1$. Отрицательное значение работы показывает, что работу производят внешние силы, приводя в действие машину. Можно сказать, что в этих условиях машина работает, как своего рода тепловой насос, переносящий теплоту от холодного тела к более нагретому. В технике подобные процессы осуществляются в холодильных машинах.

Формула (7) показывает, что теплота, отданная нагревателем газу, только частично превращается в работу. Чем больше разность $Q_1 - Q_2$ по сравнению с Q_1, тем экономичнее работает машина. Поэтому отношение разности $Q_1 - Q_2$ к количеству тепла Q_1, получаемому от нагревателя, называют *коэфициентом полезного действия машины*:

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}. \qquad (8)$$

Довольно сложные подсчеты, которых я здесь не могу приводить, позволяют выразить экономический коэфициент через температуры нагревателя и холодильника:

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} . \qquad (9)$$

§ 6. **Второе начало термодинамики.** Закон сохранения энергии устанавливает определенные количественные соотношения между различными видами энергий при их взаимных превращениях, но ничего не говорит о том, в каком направлении должны происходить эти превращения. Так, например, при падении камня весом в 1 *кг* с высоты в 427 *м* на поверхность земли должна выделиться 1 б. кал. тепла. Наоборот, за счет 1 б. кал. тепла тот же камень может быть поднят на высоту 427 *м*. Но первый процесс—падение камня—происходит сам по себе, причем соответствующая механическая энергия нацело обращается в тепло. Второй же процесс—поднятие камня за счет соответствующего охлаждения—сам по себе не происходит, хотя и не противоречит закону сохранения энергии. Таким образом, одного закона сохранения энергии (первого начала) недостаточно для суждения о том, в каком направлении пойдут процессы в той или иной системе тел.

Здесь на помощь приходит второе начало термодинамики, которое так же, как и первое начало, является обобщением многовекового опыта. Никому еще до сих пор не удалось сконструировать периодически действующую машину, которая бы целиком превращала тепловую энергию в какой-нибудь другой род энергии. Все машины должны иметь нагреватель и холодильник и могут работать только при наличии некоторой разности температур. Этот опытный факт возводится в принцип, известный под названием второго начала термодинамики: *невозможно построить периодически функционирующую машину, единственным результатом действия которой была бы произведенная работа и охлаждение какого-нибудь тела.*

Такая машина, хотя и не противоречит первому началу, была бы источником даровой энергии и потому называется вечным двигателем (perpetuum mobile) второго рода. При ее помощи мы могли бы использовать неисчерпаемые запасы теплоты в океане, в земной коре или в атмосфере. Если бы, например, все существующие на земле машины работали за счет теплоты океанов, то только через 2 000 лет температура океанов уменьшилась бы на одну сотую градуса.

Мы знаем, что в основе первого начала (закона сохранения энергии) лежит принцип невозможности perpetuum mobile. Аналогично и второе начало может быть кратко сформулировано так: *perpetuum mobile второго рода невозможен.* Это значит, что в системе тел процессы не могут итти так, чтобы их можно было использовать для устройства вечного двигателя второго рода.

С этой точки зрения понятно, почему камень сам по себе не может подскочить на высоту h за счет охлаждения земли. В этом случае можно было бы использовать поднятый камень для совершения какой-нибудь работы при его опускании на землю, а когда камень коснется земли, он вновь поднимается за счет нового охлаждения земли, и опять можно будет получить некоторую работу и т. д. Таким образом можно было бы производить работу за счет охлаждения земли, т. е. устроить perpetuum mobile второго рода, что невозможно. Совершенно так же невозможен самопроизвольный переход тепла от холодного тела к нагретому. Допустим, например, что тепло может переходить от земли к паровому котлу, который мы употребим в качестве нагревателя для машины, описанной в предыдущем параграфе. Земля пусть будет холодильником. Теперь можно обойтись без топки, надо только из земли передавать в котел при каждом цикле машины количество тепла Q_1, чтобы пополнять убыль тепловой энергии нагревателя. Земля как холодильник будет получать обратно при каждом цикле меньшее количество тепла Q_2, и будет поэтому охлаждаться. Таким образом, был бы осуществлен вечный двигатель второго рода.

§ 7. Коэффициент полезного действия реальных машин. Коэффициент полезного действия идеальной газовой машины, описанной в предыдущем параграфе, равен

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}.$$

Докажем, что тем же самым коэффициентом обладают все идеальные машины, совершающие обратимый цикл между температурами T_1 и T_2, каково бы ни было их рабочее тело. Поведем доказательство от противного, допустив, что есть машина с большим коэффициентом полезного действия η'. Пусть вторая машина работает от того же нагревателя и с тем же холодильником, что и первая, и получает от нагревателя при каждом цикле то же самое количество тепла Q_1:

$$\eta' = \frac{Q_1 - Q_2'}{Q_1}.$$

Q_2' обозначает количество тепла, переданное второй машиной холодильнику.

Так как по нашему предположению $\eta' > \eta$, то вторая машина превращает большую долю тепла, полученного от нагревателя, в работу и, стало быть, меньше тепла отдает холодильнику:

$$Q_2' < Q_2.$$

Заставим теперь вторую, более мощную машину производить работу и часть этой работы употребим на то, чтобы пустить первую машину обратным ходом. Запишем величину работ и тепловых изменений в нагревателе и холодильнике, происшедших в результате одновременного действия обеих машин:

Работа	II машина	I машина	Общий итог
	произведенная второй машиной $W' = Q_1 - Q_2'$	произведенная первой машиной[1] $W = -Q_1 + Q_2$	произведенная обеими машинами вместе $W' + W = Q_2 - Q_2'$
Нагреватель . .	теряет Q_1	получает Q_1	0
Холодильник . .	получает Q_2'	теряет Q_2	теряет $Q_2 - Q_2'$

Как показывает последний столбец этой таблицы, в общем итоге обе машины производят положительную работу $Q_2 - Q_2'$ и холодильник теряет такое же количество тепла. Таким образом, рассмотренная комбинация из двух машин производит работу за счет охлаждения одного тела, т. е. представляет собой perpetuum mobile второго рода. Это невозможно, поэтому не может быть машины с коэфициентом полезного действия бо́льшим, чем у идеальной газовой машины.

Совершенно таким же способом можно показать, что η' не может быть меньше η. В противном случае можно было бы опять получить perpetuum mobile, поменяв машины местами.

Таким образом, мы доказали, что все машины, работающие обратимым образом между одинаковыми температурами T_1 и T_2, обладают одинаковыми коэфициентами полезного действия.

Совершенно такие же рассуждения приводят к заключению, что коэфициент полезного действия реальных машин не может быть больше, чем у идеальных. Реальные машины работают необратимым образом и в них неизбежны утечки тепла на сторону, а также потери на преодоление всякого рода трений. Поэтому их коэфициент полезного действия всегда меньше, чем у машин, работающих обратимым образом между теми же тепловыми резервуарами. Результат наших рассуждений можно записать так:

$$\eta < \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \qquad (10)$$

Для машин, работающих по обратимому циклу, надо брать знак равенства, для реальных машин—знак неравенства.

В качестве примера рассчитаем максимальный коэфициент полезного действия паровой машины, работающей по типу цикла Карно. Пусть давление пара в котле равно 7 *am*, что соответствует температуре нагревателя в 165° (438° абс.). Пар выпускается прямо в воздух, температура которого 20° (293° абс.). Подставляя эти значения в вышеприведенную формулу, найдем:

$$\eta = \frac{438 - 293}{438} = 0{,}33,$$

или 33%.

[1] Фактически первая машина не производит, а потребляет работу, превращая ее в теплоту. Поэтому W отрицательно.

Самые лучшие паровые машины весьма далеки от идеальных тепловых машин, поэтому их коэфицент полезного действия много меньше. Для лучших неподвижно установленных машин он не превышает 15%, а на лучших паровозах—6—7%.

У двигателей внутреннего сгорания, в связи со значительно более высокой температурой нагревателя, коэфицент полезного действия достигает 30%.

Из формулы (9) следует, что η возрастает с увеличением T_1 и уменьшением T_2. Таким образом, рассмотрение идеального кругового процесса приводит к чрезвычайно важным практическим следствиям. Во-первых, формула (9) дает максимальное значение экономического коэфициента машин, к достижению которого должен стремиться всякий конструктор, во-вторых, она показывает, что выгодно температуру нагревателя брать насколько возможно высокой, а температуру холодильника по возможности низкой. Отсюда следует, что относительно выгодны должны быть паровые машины высокого давления, паровые турбины, работающие перегретым паром, и особенно двигатели внутреннего сгорания. Температура вспышки газовой смеси в этих двигателях достигает нескольких сот градусов Цельсия.

§ 8. О превращениях энергии. Сделаем теперь общие выводы из всего сказанного. Мы видим, что в ходе процессов существует определенная направленность. Механическая энергия сама по себе и нацело переходит в тепловую, теплота же может перейти в работу только при наличии некоторой разности температур и только частично. То же самое можно сказать и про все остальные виды энергии.

Рассмотрим, например, энергию электрическую, идущую со станции к потребителю. Она частично превращается в теплоту еще в проводах, не дойдя до потребителя. В квартире же потребителя электричество поступает в нагревательные приборы или в лампочки накаливания. В этих последних приблизительно 98% превращается в теплоту и 2%—в световую энергию, световая же энергия поглощается телами, на которые падает, и тоже превращается в теплоту. Таким образом, в квартире потребителя электрическая энергия целиком превращается в тепловую. То же самое получится и в том случае, если электрический ток поступил в электромотор. Сначала электрическая энергия превратится в механическую, а эта последняя, благодаря всяким трениям, превратится в тепловую либо непосредственно, либо испытав еще несколько разного рода превращений.

Обратный переход тепла в электрическую энергию возможен на тех же условиях, что и в механическую; обычно он и осуществляется при помощи тепловых машин. Возможен и непосредственный переход тепла в энергию электрического тока в термоэлементе, но и здесь имеется теплый и холодный спай (разность температур), и теплота только частично переходит в электрическую энергию.

Таким образом, в ходе всех процессов имеется определенно выраженная тенденция: все виды энергий нацело пре-

вращаются в тепловую, теплота же только частично превращается в другие формы энергии, поэтому количество тепловой энергии все время возрастает за счет других ее форм.

Были попытки распространить это положение, безусловно верное в земных условиях, на всю вселенную, что должно будто бы повести к так называемой «тепловой смерти». Рассуждения примерно таковы: все виды энергии, в конце концов, перейдут в теплоту, причем температуры всех тел вселенной выровняются. После этого обратный переход теплоты в другие формы энергии будет невозможным, так как нет тела, которое можно было бы употребить в качестве нагревателя. Вселенную постигнет «тепловая смерть», так как никакие процессы в ней не будут более возможны. Однако эти мрачные выводы нельзя признать достаточно обоснованными; крайне сомнительно, чтобы закон, являющийся обобщением нашего земного опыта, можно было переносить безоговорочно на всю безграничную вселенную. Кроме того, Больцман дал другое, статистическое, толкование второго начала, из которого следует, что процессы, противоречащие этому началу, возможны, хотя и мало вероятны, т. е. случаются чрезвычайно редко. Если же процессы, противоречащие второму началу, возможны, то, очевидно, неизбежность тепловой смерти отпадает.

ГЛАВА 13

ПЕРЕХОД ТЕЛ ИЗ ОДНОГО СОСТОЯНИЯ В ДРУГОЕ

§ 1. Испарение. Испарение жидкости происходит при всякой температуре, как мы хорошо это знаем хотя бы по высыханию воды. Самый процесс испарения состоит в том, что молекулы жидкости, преодолевая притяжение соседних молекул, вырываются с поверхности и улетают в окружающее пространство. Улетают, конечно, те молекулы, которые обладают наибольшими скоростями. В результате средняя скорость оставшихся в жидкости молекул уменьшается и жидкость охлаждается, поэтому температура испаряющейся жидкости всегда несколько ниже температуры окружающей среды. Это заключение подтверждается хотя бы тем фактом, что мокрая рука испытывает чувство холода. Если же на руку налить хлористый этил, который испаряется гораздо быстрее воды, то мы почувствуем резкий холод. Сильное охлаждение тканей животных делает их нечувствительными к боли, поэтому хлористым этилом пользуются как анестезирующим средством при мелких хирургических операциях.

Чтобы поддерживать температуру испаряющейся жидкости постоянной, необходимо ей сообщать некоторое количество тепла. Эта теплота, не вызывающая повышения температуры, идет на поддержание процесса испарения. Она называется *скрытой тепло-*

той испарения и рассчитывается обычно на 1 *г* образовавшегося пара. Таким образом, скрытую теплоту испарения мы измеряем тем количеством тепла, которое надо сообщить жидкости для того, чтобы, не изменяя ее температуры, получить 1 *г* пара.

Если жидкость получает больше тепла, чем затрачивается на испарение, то ее температура повышается, вместе с тем возрастает скорость молекул и процесс испарения идет быстрее. Подводя к жидкости достаточные количества тепла, можно ее нагреть до кипения, т. е. до такой температуры, при которой испарение происходит не только на поверхности, но и внутри жидкости, где образуются многочисленные пузыри пара, всплывающие кверху. Во время кипения испарение жидкости идет так быстро, что дальнейшее ее нагревание становится невозможным[1]—вся подводимая теплота затрачивается на процесс испарения.

Охлаждение жидкости, происходящее при испарении, можно объяснить и с другой точки зрения. Для того чтобы вырвать молекулу с поверхности жидкости, надо затратить некоторую работу на преодоление сил молекулярного притяжения. Единственным источником этой работы является тепловая энергия самой жидкости, которая должна поэтому убывать. Когда же пар конденсируется, его молекулы сближаются и под влиянием сил сцепления получают добавочную кинетическую энергию. Таким образом, при конденсации пара должно выделяться некоторое количество тепла. Это количество тепла, понятно, равно той тепловой энергии, которая была затрачена в процессе испарения.

Надо заметить, что скрытая теплота испарения зависит от той температуры, при которой жидкость испаряется. Действительно, с возрастанием температуры межмолекулярные силы убывают вследствие того, что жидкость расширяется и расстояния между молекулами увеличиваются. Поэтому теплота испарения должна уменьшаться с возрастанием температуры, что и наблюдается в действительности. Так, скрытая теплота испарения воды при 0° 598 кал/*г* вместо 539 кал/*г* при 100°.

§ 2. Пары, насыщающие пространство. Представим себе, что на дно цилиндра, закрытого поршнем, налито некоторое количество жидкости. Сейчас же часть жидкости начнет испаряться, и образовавшийся пар заполнит все пространство под поршнем. Испарение происходит независимо от того, находится ли в цилиндре над жидкостью какой-нибудь газ, или сосуд пустой, только в последнем случае процесс испарения происходит значительно быстрее.

С молекулярной точки зрения пар очень похож на газ: та же сутолока молекул, испытывающих миллиарды столкновений друг с другом и со стенками сосуда. Как и для газа, давление пара опре-

[1] Предполагается, что нагревание жидкости производится при постоянном давлении. В дальнейшем о кипении будет сказано подробнее.

деляется суммой импульсов, передаваемых молекулами поверхности тела. Количество молекул, испаряющихся за секунду с поверхности жидкости, определяется, с одной стороны, молекулярными силами, а с другой—скоростями молекул, т. е. температурой жидкости. При данной температуре количество вылетающих из жидкости молекул постоянно. Молекулы пара частью возвращаются обратно в жидкость и, так сказать, тонут в ней. Когда процесс испарения только что начинается, количество «тонущих» молекул очень мало и плотность пара постепенно увеличивается. Но вместе с тем возрастает и число молекул, залетающих обратно в жидкость. В конце концов, под поршнем образуется пар такой плотности, что количество «тонущих» молекул становится равным количеству вылетающих. С этого момента испарение в смысле уменьшения количества жидкости прекращается и пар приходит в равновесие с жидкостью. Пар, находящийся в равновесии с жидкостью, называется насыщающим пространство, или, короче,—насыщенным.

Давление пара на стенки сосуда можно вычислить так, как мы это делали для газов, и получатся те же формулы:

$$pv = nBT \quad \text{и} \quad p = \frac{1}{3} d\overline{u^2} \qquad \text{(а)}$$

Тем не менее свойства паров, насыщающих пространство отличны от свойств газов. Здесь мы имеем дело с веществом, находящимся одновременно в двух состояниях—жидком и парообразном. С изменением температуры и объема общее количество пара и жидкости остается неизменным, но часть жидкости может испариться или, наоборот, часть пара может конденсироваться. Таким образом, с изменением температуры и объема число молей пара n меняется, тогда как у газа оно остается неизменным.

Если мы увеличим объем газа, то его плотность уменьшится, что повлечет за собой уменьшение давления p. Если же мы увеличим объем, занимаемый насыщенным паром, то плотность пара изменится только в первый момент. Действительно, с уменьшением плотности число «тонущих» молекул становится меньше числа «вылетающих» и жидкость вновь начинает испаряться, пока не восстановится прежняя плотность, соответствующая состоянию равновесия. Если же объем уменьшить, то часть молекул пара перейдет в жидкость и опять установится прежняя плотность пара. Таким образом, жидкость, находящаяся в соприкосновении с паром, автоматически поддерживает его плотность, а стало быть, и давление на неизменном уровне. Давление паров, насыщающих пространство, не зависит от занимаемого ими объема.

Зависимость давления насыщенного пара от температуры тоже другая, чем у газов. При нагревании жидкости скорость молекулярного движения возрастает, поэтому с ее поверхности за еди-

нину времени вылетает больше молекул, чем раньше, и плотность насыщенного пара увеличивается.

Формула (а) показывает, что давление насыщенного пара при нагревании возрастает как благодаря увеличению скоростей молекул, так и благодаря увеличению плотности пара. Если же нагревать газ при постоянном объеме, его давление увеличивается только за счет скорости молекулярного движения, так как плотность газа не меняется. Отсюда следует, что давление насыщенного пара возрастает с температурой быстрее, чем давление газа. Численные значения плотности насыщенного пара приведены в табл. V в конце книги.

Резюмируя сказанное, мы приходим к заключению, что давление паров, насыщающих пространство, зависит только от температуры, но не зависит от объема.

Как было указано в начале параграфа, испарение происходит быстрее в пустоту, чем в пространство, занятое газом, но давление насыщенных паров получается то же самое. Оно складывается арифметически с давлением газа. Это можно доказать следующим образом. В бутыль, закрытую пробкой, через которую проходит трубка, соединенная с открытым манометром, кладется запаянная стеклянная ампулка с эфиром. Встряхиванием бутыли ампулка разбивается, часть эфира испаряется и образует пары, насыщающие пространство. По изменению разности уровней ртути в манометре можно определить давление паров эфира. Оно оказывается равным тому значению, которое должно было бы быть, согласно табл. V, при образовании паров эфира в пустоте.

Присутствие газа только замедляет парообразование, давление же насыщенного пара не зависит от присутствия другого пара или газа. При этом, конечно, предполагается, что пары и газы не действуют химически друг на друга.

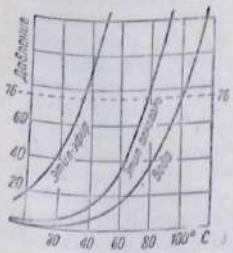


Рис. 120.

§ 3. Кипение. На рис. 120 даны диаграммы упругости насыщенных паров воды, алкоголя и эфира. Характер всех трех кривых одинаков: сначала давления возрастают медленно, затем очень быстро. По точкам пересечения кривых с пунктирной прямой, изображающей нормальное атмосферное давление, можно определить температуры, при которых давление пара становится равным атмосферному. Эти температуры будут для эфира 34,5° С, для алкоголя 78,3° С и для воды 100° С. Если же мы взглянем на табл. III в конце книги, то увидим, что это как раз температуры кипения соответствующих жидкостей. Мы приходим к заключению, что жидкость закипает при такой температуре, при которой дав-

ление ее паров становится равным атмосферному. Кипение отличается от простого испарения тем, что оно происходит не только с поверхности жидкости, но и внутри нее. В жидкости образуются пузыри пара, которые всплывают кверху, прорывая ее поверхность. В этом и состоит процесс кипения. Большую роль в нем играют пузырьки воздуха, растворенного в жидкости. Если продолжительным кипячением весь воздух из жидкости выгнан, то она начинает кипеть неравномерно, взрывами, но стоит в нее ввести какие-нибудь пористые тела вроде кусочков фарфора или фильтровальной бумаги, как нормальное кипение восстанавливается.

Допустим, что на стенке кастрюли сидит маленький пузырек, изображенный на рис. 121 в увеличенном виде. Полное давление в нем складывается из давления воздуха p и давления насыщенного пара Π. В стационарном состоянии сумма этих давлений, очевидно, равна наружному барометрическому давлению H:

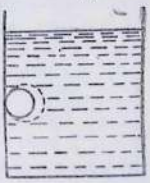


Рис. 121.

$$p + \Pi = H \quad \text{при } t_a \qquad \text{(a)}$$

$$p_1 + \Pi_1 = H \quad \text{при } t_1 \qquad \text{(b)}$$

$$p_k + \Pi_k \neq H \quad \text{при } t_k \qquad \text{(c)}$$

Увеличим несколько температуру до t_1. Равновесие нарушится, так как давление паров увеличится и станет Π_1. Пузырек несколько расширится, что в свою очередь вызовет уменьшение давления воздуха в пузырьке, которое станет равным p_1. При достаточном увеличении объема пузырька увеличение давления пара будет компенсировано соответствующим уменьшением давления воздуха и вновь наступит равновесие [уравнение (b)]. При дальнейшем росте температуры пузырек будет постепенно расширяться, автоматически восстанавливая равновесие. Наконец, жидкость нагреется до такой температуры t_k, при которой давление пара станет равным H. В этом случае равновесие, очевидно, невозможно [см. уравнение (c)], так как в левой части, кроме $\Pi_k = H$, имеется еще некоторое добавочное давление воздуха p_k. Пузырек сильно раздувается, прорывает поверхность жидкости, и начинается кипение.

Эти рассуждения приводят нас к заключению, что кипение жидкости начинается при такой температуре, при которой давление паров, насыщающих пространство, равно тому давлению, под которым находится жидкость. Отсюда следствие: изменяя давление, под которым находится жидкость, можно заставить ее кипеть при различных температурах. Нагревая, например, воду в закрытом котле под давлением ее собственных паров, можно поднять температуру на много выше нормальной температуры кипения. Этим широко пользуются в различных технических процессах (папинов котел, или автоклав, паровые машины высокого давления и пр.).

Уменьшая давление, под которым находится жидкость, можно значительно понизить температуру ее кипения. Очень поучителен следующий опыт (рис. 122). В колбу наливают немного холодной воды, а затем воздух из нее откачивают хорошим насосом. Чтобы облегчить работу насоса и чтобы водяные пары не попадали в него,

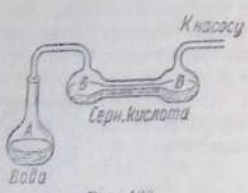


Рис. 122.

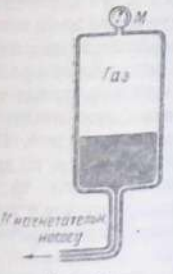


Рис. 123.

между насосом и колбой включается специальный сосуд с концентрированной серной кислотой, которая жадно поглощает водяные пары. При совместном действии насоса и серной кислоты давление в колбе быстро уменьшается.

Когда оно станет равно упругости насыщенного пара, соответствующего температуре воды в колбе, вода закипает. Скрытая теплота испарения в данном случае берется из тепловых запасов самой жидкости, которая при этом сильно охлаждается. Несмотря на это, кипение продолжается, так как давление продолжает уменьшаться вследствие совместного действия насоса и серной кислоты. Очень быстро температура воды падает до нуля, причем она продолжает кипеть. Теперь дальнейшее понижение температуры воды становится невозможным, кипение же продолжается за счет скрытой теплоты плавления, которая выделяется при замерзании воды. Таким образом, удается заморозить воду, кипятя ее под пониженным давлением.

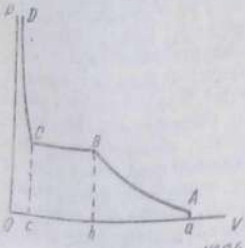


Рис. 124.

§ 4. Пары, не насыщающие пространство. Если в цилиндр, изображенный на рис. 123, ввести очень небольшое количество жидкости, то она испарится целиком и получится пар, не насыщающий пространство. По своим свойствам он вполне аналогичен газам, подчиняясь законам Бойля-Мариотта и Гей-Люссака. Пока пар далек от насыщения, он следует этим законам. Но с приближением к состоянию насыщения отступления становятся все больше и, когда пар насытит пространство, он перестает подчиняться газо-

вым законам. Поучительно проследить за изменением объема ненасыщенного пара при изотермическом сжатии. Опыт можно произвести с толстостенным стеклянным сосудом (рис. 123), наполненным хотя бы парами эфира, причем роль поршня играет ртуть, нагнетаемая в цилиндр насосом. По манометру, ввинченному в крышку сосуда, можно следить за давлением паров эфира. Результаты опыта изображены в виде диаграммы на рис. 124, где по оси абсцисс отложены объемы, по оси ординат—давления. Температура во время опыта постоянна. Начало опыта соответствует точке A, когда в цилиндре находится ненасыщенный пар, занимающий объем Oa и имеющий давление aA. С уменьшением объема пара его давление постепенно возрастает, приблизительно следуя закону Бойля-Мариотта, как это показывает участок кривой AB. Точка B соответствует тому моменту, когда пар стал насыщенным. Теперь его давление не зависит от объема, и поэтому при дальнейшем сжатии он постепенно превращается в жидкость, сохраняя давление постоянным. Процессу сжижения пара соответствует горизонтальная часть изотермы BC. В точке C этот процесс закончен—весь пар превратился в жидкость.



Рис. 125.

Последний участок кривой CD представляет собой изменение давления жидкости при уменьшении ее объема. Здесь кривая круто поднимается кверху, показывая, что малым изменениям объема соответствуют большие изменения давления.

§ 5. Уравнение ван дер Ваальса. Разобранная нами в предыдущем параграфе изотерма объединяет газообразное и жидкое состояние. К сожалению, до сих пор не удалось найти соответствующей точной аналитической формулы. Имеющаяся в нашем распоряжении формула Клапейрона описывает с достаточным приближением только поведение газа (пара), далекого от состояния насыщения.

Большой шаг вперед сделал ван дер Ваальс, видоизменивший формулу Клапейрона следующим образом:

$$(p + p')(v - b) = RT.$$

Значение букв p' и b следующее. Из опыта Джоуля-Томсона известно, что в реальных газах действуют силы притяжения между молекулами. Эти силы стремятся уменьшить объем газа, поэтому к внешнему давлению, сжимающему газ, следует прибавить еще внутреннее молекулярное давление p', возникающее благодаря взаимному притяжению молекул.

Нетрудно сообразить, что p' должно быть приблизительно пропорционально квадрату плотности газа. Действительно, рассмотрим два прилегающих слоя газа A и B (рис. 125). Сила F взаимного притяжения слоев A и B зависит от числа молекул в этих слоях. Допустим, что в слое A число молекул удвоилось. Тогда на каждую молекулу в слое B будет действовать в два раза большая сила и, стало быть, сила взаимодействия слоев будет $2F$. Если в два раза

увеличится число молекул и в слое B, то сила возрастет еще в два раза, потому что увеличенные вдвое молекулярные силы будут действовать теперь на вдвое большее число молекул в слое B. Отсюда следует, что сила взаимодействия слоев, а значит, и молекулярное давление возрастают в 4 раза с увеличением числа молекул в два раза. Вывод: молекулярное давление прямо пропорционально квадрату числа молекул в слоях, иными словами, прямо пропорционально квадрату плотности газа d или обратно пропорционально квадрату его объема v. Поэтому ван дер Ваальс полагает

$$p' = \frac{a}{v^2}.$$

Множитель пропорциональности a должен быть определен для каждого газа в отдельности. Перейдем к постоянной b. При выводе формулы Бойля-Мариотта в кинетической теории газов мы не учитывали объема, занимаемого самими молекулами. Мы считали, что пространство, в котором молекула может свободно двигаться, есть объем сосуда. На самом деле из этого объема надо выкинуть объем, занимаемый самими молекулами. Если же учесть движение молекул, то надо выкинуть несколько больший объем. Вот эту поправку на объем и представляет собой постоянная b. Окончательно формула ван дер Ваальса, отнесенная к одной грамм-молекуле, принимает такой вид:

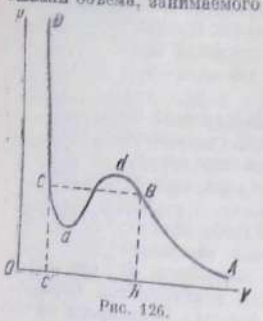


Рис. 126.

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT. \qquad (1)$$

Когда газ разрежен, его объем очень велик, поправки ничтожно малы и могут быть отброшены. Получается уравнение Клапейрона. С уменьшением объема поправки играют все большую роль. При переходе газа в жидкость его объем уменьшается примерно в 1 000 раз по сравнению с его объемом при нормальных условиях, поправка становится в миллион раз больше и p' во много раз превышает обычно внешнее давление p. На рис. 126 изображена изотерма, построенная по уравнению ван дер Ваальса. Часть изотермы AB соответствует ненасыщенному пару, часть CD—жидкости. Таким образом, формула ван дер Ваальса описывает не только газообразное, но и жидкое состояние вещества. Средняя часть изотермы значительно отличается от наблюдаемой на опыте, которая соответствует пунктирной прямой CB, однако это отличие значительно уменьшается, если принять во внимание, что участки изотермы Bd и aC могут быть реализованы на опыте.

Центрами конденсации пара служат пылинки и ионы. Если их число мало, то пар удается сжать до большего давления, чем это соответствует состоянию насыщения, без перехода части пара в

жидкость. Таким способом удается осуществить часть изотермы *Bd*, соответствующую пересыщенному пару.

Если итти с другого конца изотермы, постепенно уменьшая давление, то можно получить жидкость под давлением, меньшим давления насыщенного пара. Таким образом, можно на опыте изучить участок изотермы *Ca*, соответствующий перегретой жидкости. Часть изотермы *ad* не может быть получена, так как она соответствует неустойчивому состоянию вещества, при котором давление возрастает с увеличением объема.

Основная ценность уравнения ван дер Ваальса в его теоретическом значении, в том, что оно связывает между собой газообразное и жидкое состояние вещества. Практическое же значение определяется тем, что при его помощи можно описать поведение газа области более низких температур и более высоких давлений, чем это позволяет сделать уравнение Клапейрона. Свойства жидкостей оно не в состоянии правильно описать и годится здесь в лучшем случае для самых грубых приближенных расчетов.

Превращение ненасыщенного пара в насыщенный и дальнейшее его сжижение невольно наводят на мысль, что нет никакой принципиальной разницы между паром и газом, что всякий газ можно обратить в жидкость путем сжатия. Действительно, при достаточном давлении многие газы обращаются в жидкость при комнатной температуре или при небольшом охлаждении. Так, например, при 0° С хлор сжижается при 3,7 ат, циан—при 2,4 ат, сернистый газ—при 1,5 ат и углекислота (CO_2)—при 35 ат. Жидкая углекислота имеет многообразное применение в лабораторной практике и в технике. Сохраняется она в специальных стальных баллонах, выдерживающих большое давление. Если отвернуть вентиль баллона, то жидкая углекислота, вырывающаяся в виде струи, сейчас же превращается в «снег» углекислоты, напоминающий по своему виду обычный снег. Объясняется это быстрым испарением жидкой углекислоты, вследствие чего ее температура падает до —79° С, т. е. до температуры затвердевания. Углекислый снег, смоченный эфиром, имеет температуру около —80° С и применяется в лабораториях для получения низких температур.

Несмотря на удачное сжижение многих газов, оказалось, что многие другие газы не обращаются в жидкость даже под очень большим давлением. Так, например, воздух не превращался в жидкое состояние даже при давлении в 5 000 ат. Подобным же образом ведут себя азот, кислород, водород и все благородные газы. В чем тут дело, стало понятно только после работ английского физика Эндрьюса.

§ 6. Изотермы углекислоты. Критическое состояние. Эндрьюс поставил себе целью подробно изучить процесс сжижения углекислоты при различных температурах. Его прибор, изображенный схематически на рис. 123, во время опытов погружался в водяную баню, температура которой поддерживалась на желаемой высоте. Изотермы, соответствующие отдельным опытам, изображены на рис. 127. В области комнатных температур и ниже характер кри-

вых тождествен с описанной выше изотермой паров эфира. Пока объем велик, углекислота представляет собой ненасыщенный пар, который при сжатии достигает состояния насыщения и превращается затем в жидкость. Разница между объемом насыщенного пара Ob и получившейся из него жидкости Oc велика. В соответствии с этим велика разница и в плотности, и в других физических свойствах пара и получившейся из него жидкости, поэтому лучи света преломляются в них по-разному, и мы ясно различаем границу между жидкостью и паром. При более высокой температуре получается вышерасположенная изотерма $A'B'C'D'$, так как одному и тому же объему пара при большей температуре соответствует и большее давление. Прямолинейная часть изотермы, соответствующая процессу сжижения, стала короче, потому что при более высокой температуре пар необходимо сильнее сжать, чтобы достигнуть состояния насыщения, и, кроме того, получившаяся жидкость имеет больший объем благодаря термическому расширению. Теперь плотности и все вообще физические свойства пара и жидкости меньше отличаются друг от друга, чем раньше. Граница между паром и жидкостью становится менее заметной. С дальнейшим повышением температуры получаются кривые, у которых точки B и C все ближе придвигаются друг к другу, и вместе с тем все меньше становится разница в физических свойствах пара и жидкости. Наконец, при определенной температуре t_k получается изотерма $A''KD''$, у которой точки B и C слились в одну точку K. Теперь жидкость и насыщенный пар неотличимы друг от друга, и глаз уже не замечает процесса сжижения. Вещество, находящееся в цилиндре, все время представляется однородным, и мы считаем, что оно в жидкость не обращается. С дальнейшим увеличением температуры изотермы становятся похожими на изотермы идеального газа.

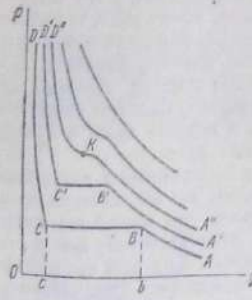


Рис. 127.

Таким образом, углекислота может быть превращена в жидкость только при температурах, лежащих ниже t_k. Эта температура называется *критической*. Для углекислоты она равна 31,1° С.

После работ Эндрьюса стало ясным, что одного сжатия недостаточно для превращения газа в жидкость, газ должен быть предварительно охлажден ниже критической температуры.

Состояние тела, соответствующее точке k, называется критическим. Оно определяется критической температурой t_k, критическим давлением p_k и критическим объемом v_k. Критическая температура и давление являются материальными постоянными вещества, объем же зависит от количества взятого вещества. Поэтому усло-

вимся под критическим объемом v_k понимать объем моля вещества, находящегося в критическом состоянии. В табл. 5 приведены критические данные некоторых веществ.

Таблица 5

Вещество	Критическая температура в °С	Критическое давление в ат	Критический объем в $см^3$/моль
Вода	+374	218	54
Эфир	+194	36	—
Углекислота . .	+ 31	73	97
Кислород	—118	51	77
Азот	—146	35	84
Водород	—241	15	60
Гелий	—268	2	—

Из этой таблицы видно, что азот, например, может быть обращен в жидкость, если его предварительно охладить ниже —146° С, а вода не может быть получена в жидком виде при температуре выше +374° С.

§ 7. Сжижение газов. Машина Линде. Впервые жидкий кислород был получен Пиктэ путем последовательного сжижения газов. Он превращал сначала в жидкость закись азота N_2O и затем испарял ее под низким давлением. При этом жидкая закись азота весьма сильно охлаждалась подобно тому, как охлаждается вода, кипящая под пониженным давлением. Полученной низкой температурой Пиктэ пользовался для того, чтобы охладить жидкую углекислоту. Испаряя ее в свою очередь под пониженным давлением, можно было получить температуру около —140° С, лежащую ниже критической температуры кислорода. Поэтому охлаждая в углекислоте кислород и применяя достаточное сжатие, можно было превратить его в жидкость. Подобным же образом были обращены в жидкость азот и водород. Однако описанный способ получения жидких газов технически весьма несовершенен и дорог.

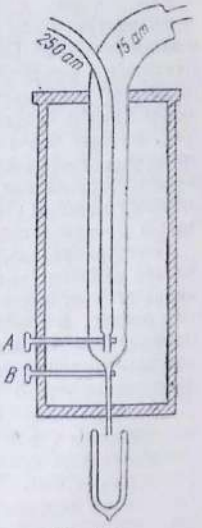


Рис. 128.

Совершенно на другом принципе основано действие машины Линде, находящейся в настоящее время во всеобщем употреблении. Линде использовал в своей машине так называемый эффект Джоуля-Томсона, состоящий в том, что многие газы, расширяясь, охлаждаются даже и в том случае, если они не совершают внешней работы. Кроме того, он применил принцип встречного тока для усиления охлаждения расширяющегося газа.

На рис. 128 изображена схема маленькой переносной машины Линде, существенной частью которой являются две медные трубы,

из которых широкая охватывает узкую. Для предохранения от нагревания извне обе трубы помещаются в деревянный ящик, наполненный шерстяной ватой. Узкая труба соединяется со стальным баллоном, содержащим сжатый до 250 ат воздух. Через небольшое отверстие в кране A воздух выходит в широкую трубу, давление его уменьшается до 15 ат, причем температура падает почти на 35°. Холодный воздух течет по широкой трубе кверху, охлаждая воздух во внутренней трубе. Теперь к крану подходит уже охлажденный воздух, расширяясь, он охлаждается еще больше, охлаждает в свою очередь еще сильнее притекающий воздух и т. д. Таким образом воздух, протекающий через аппарат, сам себя охлаждает. Когда его температура доходит до —190°, часть его обращается в жидкость, которая через кран B может быть выпущена в дюаровский сосуд.

Хранить жидкий воздух можно только в открытых сосудах, так как стальные баллоны не в состоянии выдержать того давления, которое в них получится, когда жидкий воздух нагреется до температуры выше критической. Наиболее подходящими сосудами оказываются дюаровские, описанные в одной из предыдущих глав. Налитый в них жидкий воздух может сохраняться несколько дней, медленно испаряясь. При этом азот, обладающий значительно более низкой критической температурой, испаряется гораздо скорее, поэтому через несколько дней в дюаре остается почти чистый кислород. Этот способ получения кислорода, имеющего в настоящее время колоссальное применение в технике, наиболее прост и дешев, поэтому машины Линде получили весьма широкое распространение в производстве.

Температура жидкого воздуха (—190° С) резко меняет физические свойства тел и прежде всего их упругие постоянные. Резиновый мяч, опущенный в жидкий воздух, становится хрупким, как стекло, и разбивается на мелкие осколки при ударе о пол. Звонок, отлитый из свинца, начинает звенеть; меняется окраска тел, многие тела начинают флюоресцировать под влиянием ультрафиолетовых лучей и т. д.

Машину Линде можно применить и для сжижения водорода, но для этого его необходимо предварительно охладить до —80° С, так как только при этой температуре начинает сказываться эффект Джоуля-Томсона. Еще труднее было обратить в жидкость гелий, требующий первоначального понижения температуры до —258° С. Эта температура была достигнута в ванне из жидкого водорода, испаряющегося под пониженным давлением, и таким образом был обращен в жидкость последний газ, долго противостоявший всем усилиям экспериментаторов. В настоящее время все газы, в том числе и гелий, получены не только в жидком, но и в твердом состоянии.

§ 8. О влажности воздуха. Водяные пары входят в состав земной атмосферы, причем их количество сильно меняется в зависимости от самых разнообразных факторов, как-то: высоты места,

географического положения, времени года и дня, температуры и пр. Процессы конденсации паров и испарения воды, сопровождающиеся выделением или поглощением громадных количеств тепла, имеют весьма заметное влияние на температурный режим атмосферы.

В организме человека, состоящем на 65% из воды, процессы испарения играют весьма существенную роль. Так, за сутки человек, в зависимости от рода работы, испаряет с поверхности кожи и легких от 800 до 2 000 *г* и больше воды. Скорость процессов испарения, а вместе с тем и самочувствие человека существенно зависят от влажности окружающего воздуха. Так, например, длительное пребывание в жарком воздухе, обильно насыщенном водяными парами, затрудняет процессы испарения и вместе с тем нарушает нормальный тепловой обмен в организме. Человек чувствует вялость, и его трудоспособность понижается. Изучение влияния влажности воздуха на организм человека представляет большой интерес для медицины.

Для численной характеристики влажности воздуха употребляется несколько величин:

1. Абсолютная влажность b—это наличное количество пара в воздухе. Мы будем измерять b давлением находящегося в воздухе пара, выраженным в миллиметрах ртутного столба.

2. Максимальная влажность B—это количество пара, насыщающее пространство при данной температуре. Значения максимальной влажности находятся прямо по таблицам и выражаются тоже в миллиметрах ртутного столба.

3. Относительная влажность О — это выраженное в процентах число, дающее отношение абсолютной влажности b к максимальной влажности B при той же температуре.

$$O = \frac{b}{B} \cdot 100\%.$$

В разных случаях мы должны считаться то с абсолютной, то с относительной влажностью. Так, например, кожное испарение зависит от относительной влажности—чем сильнее насыщен воздух парами, тем медленнее идет испарение. Наоборот, испарение с поверхности легких зависит от абсолютной влажности. Дело в том, что выдыхаемый воздух имеет постоянную температуру в 32° и полностью насыщен парами. Поэтому количество выводимого при выдохе пара будет равно тому количеству, которое насытит объем воздуха, введенного в легкие, без того количества пара, который в этом воздухе уже имелся.

Абсолютная влажность обычно возрастает с температурой, так как с повышением температуры усиливается испарение со всякого рода водных поверхностей. Поэтому в полдень абсолютная влажность, как правило, больше, чем утром или вечером, а в тропиках она больше, чем в умеренных или высоких широтах.

Относительная влажность с возрастанием температуры обычно уменьшается. Так, в течение суток относительная влажность наименьшая в послеполуденные часы, хотя абсолютная влажность в эти часы и наибольшая. Объяснение просто—хотя к полудню абсо-

лютная влажность и возрастает, но максимальная влажность возрастает еще быстрее, так что относительная влажность убывает. По аналогичной причине относительная влажность зимой больше, чем летом.

В качестве иллюстрации приведем несколько цифр. Относительная влажность в пределах нашего Союза в среднем около 65—75%, но в некоторых местностях наблюдаются резкие отступления. Так, в Закаспийской области относительная влажность не превосходит 23—28%.

Максимальная абсолютная влажность, равная 28 мм ртутного столба, наблюдается в Индийском океане. Максимальная относительная влажность в 94% наблюдается в западной части острова Суматра, наименьшая, в 22%, — в Хартуме на Ниле.

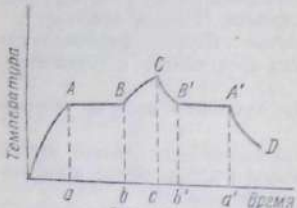


Рис. 129.

В заключение приведем описание одного из многочисленных приборов, служащих для измерения влажности,—гигрометра Ренью. Он состоит из сосуда, одна из стенок которого отполирована и вызолочена. В сосуд наливается эфир, помещается термометр и трубочка, через которую можно продувать воздух. Продувание воздуха усиливает испарение эфира, вызывая понижение его температуры. При некоторой температуре t_1 полированная стенка сосуда покрывается матовым налетом мельчайших капелек влаги. Это значит, что при температуре t_2 (точка росы) пары, находящиеся в воздухе, становятся насыщенными и частично конденсируются на стенке сосуда. Остается найти по таблицам давление насыщенного пара, соответствующего температуре t_2. Это и будет искомая абсолютная влажность воздуха.

§ 9. Плавление кристаллических тел. Представим себе, что в плоском сосуде лежит какое-нибудь кристаллическое тело, например, кусок олова, который мы медленно нагреваем. В высверленное в нем отверстие вставлен термометр, показания которого записываются через определенные промежутки времени и наносятся на график. Подобная запись изображена на рис. 129. Кривая температуры распадается на три части. Сначала олово нагревается довольно равномерно—кривая плавно поднимается до точки A. В этот момент появляются первые капли жидкого олова—начинается процесс плавления. Величина отрезка Aa изображает температуру плавления, равную в данном случае 231,8° С. После этого в течение некоторого промежутка времени термометр не меняет своих показаний, только количество жидкого олова увеличивается за счет твердого, пока все олово не расплавится. Этот момент соответствует на диаграмме точке B. Затем кривая опять поднимается, отмечая дальнейшее нагревание жидкого олова.

Если в момент времени c прекратить нагревание и дать олову медленно остывать, то ход температуры изобразится кривой $CB'A'D$. Жидкое олово сначала охлаждается до температуры $B'b'$, когда в нем появляются первые отвердевшие частицы, затем температура остается некоторое время постоянной, пока все олово не затвердеет. После этого начинается дальнейшее охлаждение уже твердого олова. Температура отвердевания $B'b'$ равна температуре плавления. На прямолинейном участке кривой AB, соответствующем процессу плавления, тело получает некоторое количество тепла, которое не вызывает нагревания, а расходуется на превращение тела из одного состояния в другое и называется поэтому *скрытой теплотой плавления*. Она рассчитывается обычно на 1 $г$ вещества. Когда расплавленное тело охладится до температуры плавления, начинается процесс кристаллизации, в продолжение которого скрытая теплота плавления выделяется в окружающее пространство. Температура тела остается постоянной, пока все вещество не затвердеет.

Таким образом, скрытой теплотой плавления мы называем рассчитанное на грамм вещества количество тепла, необходимое для того, чтобы твердое тело при температуре плавления превратить в жидкость той же температуры, или: рассчитанное на грамм вещества количество тепла, которое выделяется при температуре плавления в процессе кристаллизации тела.

Для олова скрытая теплота плавления равна 14,6 кал/$г$, а для воды 79,7 кал/$г$. Цифры, относящиеся к другим веществам, можно найти в табл. II, помещенной в конце книги.

Молекулярные процессы, происходящие при плавлении, до сих пор еще мало изучены, но в общих чертах, повидимому, происходит следующее. Когда тело нагреется до температуры плавления, скорости молекул становятся так велики, что начинают разрываться крепкие связи, существующие между молекулами твердого тела. Чтобы разрушить эти связи, нужно затратить некоторую работу, которая и производится за счет тепла, сообщаемого телу. В этом случае вся тепловая энергия тратится на преодоление внутримолекулярных сил, поэтому скорости молекул остаются неизменными, а вместе с этим остается постоянной и температура тела. Так в общих чертах объясняется процесс плавления.

§ 10. Температура плавления. Для определения температуры плавления может служить опыт, который мы описали в начале предыдущего параграфа. Температура, соответствующая прямолинейной части графика, и есть искомая температура плавления.

Из других многочисленных способов определения температуры плавления упомянем только один, применимый к проводникам электричества. Испытуемое вещество соединяет концы двух тугоплавких проволок, помещенных в специальной печи. По проволо-

ким пропускают слабый электрический ток, а печь в это время очень медленно нагревают, следя за ее температурой. Когда вещество расплавится, мостик между проволоками разорвется и ток прекратится. Температура печи, соответствующая этому моменту, и представляет собой температуру плавления испытуемого вещества.

Как показывают табл. II, III и IV, помещенные в конце книги, температуры плавления различных тел весьма различны. Одним из самых тугоплавких металлов является вольфрам, плавящийся при 3 400° С. Из него, между прочим, делаются проволочки, натянутые в лампах накаливания. Никель плавится уже при 1 450°, а калий всего при 80° С; лед плавится при 0° С, эфир при —116°, а твердый водород при —257° С.

Всякие примеси обычно понижают температуру плавления вещества. Так, многие сплавы плавятся при температуре, более низкой, чем температура плавления наиболее легкоплавкой составной части. Например, мягкий припой жестяников, состоящий из равных частей олова и свинца, плавится при 200° С, тогда как наиболее легкоплавкое олово плавится при 232° С. Особенно интересен сплав Вуда, состоящий из 1 части кадмия, 1 части олова, 2 частей свинца, 4 частей висмута. Ни одна из его составных частей не имеет точки плавления ниже 230° С, а между тем сплав превращается в жидкость уже при 76° С.

Из этого сплава можно сделать чайную ложку, похожую по внешнему виду на оловянную, но воспользоваться ею для размешивания горячего чая нельзя, так как она плавится и собирается на дне стакана в виде блестящей капли жидкого металла. Сплав металлов калия и натрия представляет собой жидкость уже при комнатной температуре.

Температура затвердевания растворов тоже ниже температуры затвердевания чистого растворителя. При небольших концентрациях наблюдается простая закономерность, открытая Раулем: понижение точки замерзания пропорционально числу растворенных в единице объема грамм-молекул вещества и для данного растворителя не зависит от рода растворенного вещества.

При значительных концентрациях понижение температуры замерзания растворов может стать весьма заметным. Так, насыщенный водный раствор поваренной соли замерзает около —20° С. Это значит, что смесь льда (снега) и соли может находиться в устойчивом состоянии только при температурах более низких, чем —20° С. Если смешать снег и соль при более высокой температуре, например, при 0° С, то сейчас же начнется процесс плавления. Необходимая для этого скрытая теплота плавления берется из тепловых запасов самой смеси, которая постепенно охлаждается до —20° С. Еще лучшая охлаждающая смесь, дающая температуру около —50° С, получается из снега и хлористого кальция.

§ 11. Температура плавления и давление. При плавлении объем большинства тел увеличивается, а при затвердевании уменьшает-

ся. Поэтому при затвердевании большинства тел, расплавленных и налитых в какую-нибудь форму, в верхних частях отливок образуются пустоты—так называемые усадочные раковины. Чтобы этого избежать, у отливочных форм делаются специальные придатки, куда наливается излишний металл, который втягивается в форму при застывании.

Немногие тела представляют собой исключение из общего правила, расширяясь при замерзании. Сюда относятся висмут, чугун и вода. Особенно резко это явление выражено у воды, которая, замерзая, увеличивает свой объем на 9%. Если вода замерзает в закрытом сосуде, то могут развиться очень большие силы. Демонстрируют, например, такой опыт: в небольшую чугунную бомбу со стенками около 1 см толщины наливается доверху вода и отверстие завинчивается специальной металлической пробкой. Затем бомбу кладут в ведро с охлаждающей смесью, дающей температуру около —20° С. Через некоторое время бомба лопается. Этот опыт объясняет нам роль воды в выветривании горных пород: вода, попавшая осенью в трещины камней и скал, при замерзании разрушает их.

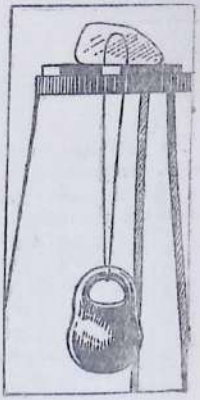


Рис. 130.

Изменяя давление, под которым находятся тела, можно определенным образом влиять на их температуру плавления. Если тела увеличивают свой объем при плавлении, то повышенное давление должно препятствовать этому процессу и температура плавления должна повышаться. Например, температура плавления парафина повышается с повышением давления. Тела же, которые уменьшают свой объем при плавлении, должны понижать температуру плавления с увеличением давления, в чем можно убедиться на следующем простом опыте. Через кусок льда перекидывается тонкая проволока, к которой подвешивается значительный груз (рис. 130). Благодаря большому давлению лед под проволокой тает и проволока постепенно прорезает лед. Растаявшая вода собирается сверху проволоки и здесь опять замерзает. Таким образом проволока проходит через кусок льда, который при этом остается целым.

Ниже приведены таблицы, показывающие изменение температуры плавления t от давления p для льда, уменьшающего свой объем при плавлении, и для бромоформа ($CHBr_3$), увеличивающего свой объем при плавлении.

Из этих таблиц видно, что при больших изменениях давления температура плавления может измениться на десятки и даже на сотни градусов. Но если сделать пересчет на 1 ат, то получатся совсем небольшие числа. Так, температура плавления льда меняется примерно на 0,008° при увеличении давления на 1 ат.

Лед

Давление в *ат*	1	336	615	890	1 455
Температура плавления	0°	−2,5	−5°	−7,5°	−10

Бромоформ

Давление в *ат*	1	1 000	4 000	7 000	10 000	11 000
Температура плавления . .	7,78°	31,5°	94,7°	147,3°	194°	209,1°

В таблицах температуры плавления даются обычно для нормального давления в 1 ат.

При высоких давлениях физические свойства тел меняются, меняется у некоторых тел и кристаллическая структура. Чрезвычайно интересный результат дали работы Таммана, а затем Бриджмена, подвергавших лед и воду чрезвычайно высоким давлениям, до 40 000 ат. При этом удалось обнаружить и изучить 6 модификаций льда, которые все плотнее воды. Лед VI Бриджмену удалось проследить до давлений в 20 000 ат, причем при этих давлениях он остается твердым даже при +75° С. Если воду сжимать при постоянной температуре в +60° С, то, по данным Бриджмена, она замерзает, когда давление становится равным 16 500 ат.



Рис. 131.

§ 12. Переохлаждение жидкостей. При очень осторожном охлаждении жидкости в чистом сосуде и без сотрясений можно понизить ее температуру значительно ниже точки замерзания. Хорошо прокипяченная чистая вода может быть охлаждена до −10° С и ниже, оставаясь жидкой. Удобно переохлаждение воды демонстрировать на приборе, изображенном на рис. 131. Если переохлажденную воду встряхнуть, то она сразу замерзнет, причем термометр отмечает повышение температуры до точки плавления, в данном случае до 0° С. Такое же быстрое замерзание происходит и в том случае, если в переохлажденную воду бросить маленький кристаллик льда, например, снежинку. Эффект встряхивания, повидимому, сводится к тому, что в переохлажденную воду попадают мельчайшие кристалляки льда, образовавшиеся на стенках сосуда над поверхностью жидкости. Гораздо легче наблюдать переохлаждение гипосульфита, который плавится при 48° С и без особых затруднений охлаждается без затвердевания до комнатной температуры. Если бросать в него кусочек твердого гипо-

сульфита, то сейчас же начнется процесс затвердевания. Брошенный кристалл гипосульфита на глазах разрастается во все стороны, пока не заполнит всего сосуда, причем температура гипосульфита поднимается вновь до 48° С.

§ 13. Плавление аморфных тел. До сих пор мы говорили о телах кристаллических, но в природе существует много аморфных тел, например, твердые смолы, стекла, которые также при нагревании плавятся. Однако процесс плавления в этих телах протекает совершенно иначе, чем в кристаллических. При медленном нагревании аморфного тела оно постепенно размягчается по всей массе, пока не превратится в жидкость, которая при высокой температуре обладает относительно небольшой вязкостью. При охлаждении этой жидкости ее вязкость постепенно возрастает, пока не получится твердое тело, способное сохранять свою форму. Для этих тел нет такой температуры, при которой было бы возможно одновременное существование твердой и жидкой фазы, а стало быть, нельзя говорить о температуре плавления, равно как и о скрытой теплоте плавления.

Известно, что многие твердые тела могут быть получены как в аморфном, так и в кристаллическом состоянии, например, кусковой сахар или сахарный песок—тела кристаллические, а сахар леденец—тело аморфное. Другой пример—кристаллический коденн. Если его расплавить, полученную жидкость охладить до температуры плавления и бросить в нее кристаллик коденна, то наступает нормальный процесс кристаллизации. Если же не вводить в жидкость кристаллика коденна и медленно вести охлаждение, то наступает явление переохлаждения, вязкость жидкости быстро возрастает, и она превращается в твердое аморфное стекловидное тело.

В аморфном теле молекулы расположены хаотически беспорядочно, так же как в жидкости; поэтому эти тела ничем принципиально не отличаются от жидкости, хотя, благодаря очень большой вязкости, они могут длительно сохранять приданную им форму. При нагревании никакой перегруппировки молекул не происходит; возрастают только их скорости; поэтому с повышением температуры подвижность молекул аморфного тела постепенно возрастает, а само тело размягчается и превращается, в конце концов, в легко подвижную жидкость; при охлаждении вязкость этой жидкости постепенно возрастает, пока опять не получится тело, способное сохранять свою форму. Ввиду всего изложенного считают, что аморфное тело представляет собой сильно переохлажденную, чрезвычайно вязкую жидкость.

УЧЕНИЕ ОБ ЭЛЕКТРИЧЕСТВЕ

ГЛАВА 14

ВВЕДЕНИЕ

§ 1. Основные свойства электрических зарядов в состоянии покоя. Основные явления электростатики мы считаем вообще известными, и поэтому ограничимся лишь кратким упоминанием о них.

Если привести в соприкосновение два разнородные тела, то оба они окажутся заряженными: на одном из них появится положительное, на другом отрицательное электричество. Положительным электричеством условились называть то, которое по своим свойствам тождественно с зарядами, возникающими на стеклянной палочке, потертой кожей. Отрицательным называют то, которое тождественно с возникающим на смоляной или эбонитовой палочке при натирании их мехом.

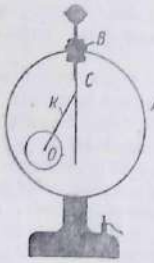


Рис. 132.

Электрические заряды взаимодействуют друг с другом, причем одноименные заряды отталкиваются, разноименные — притягиваются. Отсюда видно, что около заряженного тела возникает *электрическое поле*, т. е. пространство, в котором действуют электрические силы.

Простейшими приборами, служащими для изучения электрического состояния тел, являются электроскопы (электрометры), один из которых изображен на рис. 132. Он состоит из круглой металлической коробки A, в верхней части которой имеется отверстие, закрытое пробкой B из полированного янтаря. Через пробку проходит металлический стержень C, к которому приклеен алюминиевый листочек K. За отклонением листочка можно следить через окна O, вырезанные в передней и задней стенках коробки. Если коснуться наэлектризованным предметом шарика, которым оканчивается стержень C, то листочек наэлектризуется и отклонится от стержня. Этот опыт учит нас, что электричество распространяется, течет, по металлическому стержню.

С металлического же стержня электричество никуда не исчезает, — стало быть, по янтарю оно течь не может. Все металлы и немногие другие твердые вещества, например, уголь, хорошо проводят электричество и принадлежат к классу проводников; мрамор, стекло, эбонит, янтарь, фарфор, кварц, шелк и многие другие вещества принадлежат к разряду непроводников, или изоляторов, по которым электричество течь не может. Надо, впрочем, оговориться, что абсолютных изоляторов нет: точные опыты показывают, что во всяком изоляторе наблюдается течение электрических зарядов, но настолько слабое, что для большинства практических целей им можно пренебречь. Все перечисленные вещества—хорошие изоляторы, но лучшим из них является янтарь, употребляющийся в наиболее ответственных электрических приборах.

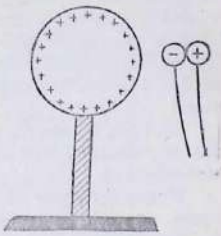


Рис. 133.

Благодаря указанному различию между проводниками и изоляторами становится понятным различие в распределении на них зарядов: заряд, сообщенный диэлектрику или возникающий в каком-нибудь месте диэлектрика (изолятора), на этом месте и остается; заряд, сообщенный проводнику, распространяется по всей его поверхности. Внутри проводника электричества нет, так как в силу взаимного отталкивания одноименных зарядов они стремятся уйти по возможности дальше друг от друга.

Напомним еще основные явления электростатической индукции. Если к заряженному телу поднести изолированный, незаряженный проводник, то на нем появятся заряды. На конце проводника, ближайшем к заряженному телу, появится разноименный заряд, на противоположном—одноименный. В этом не трудно убедиться на следующем опыте. Возьмем изолированный проводник, заряженный хотя бы отрицательным электричеством, и поднесем к нему два сложенных вместе металлических шарика, насаженных на длинные эбонитовые или стеклянные ручки (рис. 133). Если мы теперь раздвинем эти шарики, а затем вынем из электрического поля (удалим от проводника), то они окажутся заряженными. На ближайшем к заряженному проводнику шарике окажется положительный заряд, а на другом—такой же по величине отрицательный.

Всякий проводник, помещенный в электрическое поле, электризуется через влияние, и явление это носит название *электростатической индукции*.

Если отделить друг от друга оба конца проводника, пока он находится еще в поле, то получатся два разноименно заряженных тела, как это имело место в описанном выше опыте. Впрочем, можно зарядить проводник по индукции и не деля его на части. Для этого надо его поднести, держа за изолирующую ручку, к заряженному телу и затем коснуться пальцем другой руки. Элек

тричество, одноименное с наводящим зарядом, оттолкнется и уйдет в землю, а разноименное останется на теле.

При электризации трением тоже появляются разноименные заряды, как это легко демонстрировать на следующем опыте: берут укрепленный на стеклянной палочке металлический кружок, оклеенный амальгамированной кожей, и стеклянный кружок, тоже укрепленный на палочке. Взяв в руки палочки, трут оба кружка друг о друга, а затем касаются ими поочередно шарика электрометра. Теперь можно обнаружить положительный заряд на стеклянном кружке и отрицательный заряд на коже. Дальнейшими опытами можно убедиться в том, что оба заряда равны по абсолютной величине.

Вообще, каким бы путем ни получились электрические заряды, всегда одновременно появляются оба электричества и в одинаковых количествах.

Учитывая, что положительные и отрицательные электрические заряды взаимно нейтрализуют друг друга, мы приходим к заключению, что никакие процессы, протекающие в изолированной (замкнутой) системе, не могут изменить общей величины ее электрического заряда. Это есть так называемый *закон сохранения количества электричества*.

§ 2. Основные свойства электрических зарядов в состоянии движения. Если соединить металлическим проводом два различным образом наэлектризованных тела, то электрические заряды придут в движение, по проводу потечет электрический ток.

Подходящим источником тока для описанных дальше опытов является батарея аккумуляторов или гальванических элементов. Если полюсы батареи соединить металлическим проводником, то по нему потечет ток, за направление которого принимают то направление, в котором текут или должны были бы течь положительные заряды.

Действие тока сказывается прежде всего по тому нагреванию, которое он вызывает в проводнике и которое легко продемонстрировать, если в цепь батареи включить подходящую лампочку накаливания.

Второй характерный признак тока—его действие на магнитную стрелку (изучаемое в средней школе правило Ампера) или на железные опилки. На рис. 134 показан магнитный спектр подковообразного магнита, получаемый следующим образом: на белую бумагу кладут магнит, а сверху через ситечко сыплют железные опилки, которые располагаются правильными цепочками. Эти цепочки дают представление о величине и направлении магнитных сил, действующих около магнита.

На рис. 135 показан аналогичный магнитный спектр прямолинейного тока, проходящего по проводнику через отверстие, изображенное в центре рисунка, перпендикулярно к его плоскости. Под влиянием тока опилки расположились правильными це-

почками, охватывающими проводник. Отсюда ясно, что около тока возникает магнитное поле, действующее на железные опилки и, конечно, также на магнит.

В свою очередь магнит должен действовать на ток, что можно подтвердить, например, следующим опытом. На рис. 136,*а* изобра-



Рис. 134.

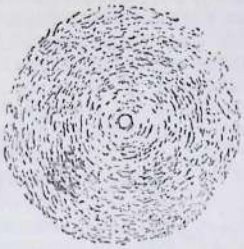


Рис. 135.

жен подковообразный магнит, между полюсами которого на тоненьких проволочках подвешена катушка из нескольких витков проволоки. Если через катушку пропустить ток по направлению от точки A к точке K, то она повернется (рис. 136, *b*), закручивая проволоку. Понятно, что угол поворота катушки зависит от силы тока, поэтому описанный нами прибор может служить указателем тока. Действительно, приделав к катушке маленькую стрелку и снабдив прибор шкалой, мы получим измеритель тока типа д'Арсонваля.

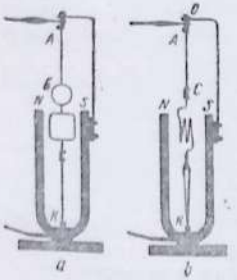


Рис. 136.

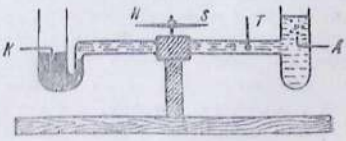


Рис. 137.

В зависимости от конструкции подобные приборы могут измерять токи от одной миллионной ампера до сотен ампер. Если над катушкой укрепить маленькое зеркальце и вместо стрелки пользоваться световым лучом, отраженным от зеркальца на шкалу, то можно сконструировать прибор (зеркальный гальванометр), способный отмечать токи порядка 10^{-10} ампера.

До сих пор мы говорили о токе в металлических проводниках, теперь же перейдем к электролитам, т. е. растворам солей и кислот в жидкостях, в большинстве случаев в воде. На рис. 137 изображен сосуд, наполненный раствором поваренной соли NaCl в воде. Отрицательный полюс батареи присоединен к проволоке K, опущенной в ртуть, налитую в левое колено сосуда. Положительный полюс батареи присоединен к проволоке A, впаянной в правое колено. Как только ток замыкается, так сейчас же магнитная стрелка отклоняется, согласно правилу Ампера, а через некоторое время термометр T отмечает некоторое повышение температуры. Таким образом, ток в электролите обладает теми же характерными признаками, что и ток в металлическом проводнике. Однако здесь мы обнаруживаем еще одно новое явление: на проволоке A, соединённой с положительным полюсом батареи, выделяются пузырьки газа, который при ближайшем исследовании оказывается хлором; в ртути можно обнаружить металлический натрий, а концентрация NaCl в растворе соответственно уменьшается. Отсюда мы должны заключить, что молекула NaCl распадается на заряженные частицы, которые движутся в электрическом поле и выделяются на электродах. Натрий, который идет в направлении тока, должен нести на себе положительный заряд; хлор, движущийся против тока, должен быть заряжен отрицательно. Подобные заряженные частицы носят, как известно, название ионов.

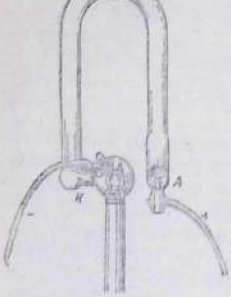


Рис. 138.

Перейдем, наконец, к токам в газах. На рис. 138 изображена стеклянная трубка, наполненная неоном под небольшим давлением. Если присоединить ее к батарее аккумуляторов, то через нее пойдет ток и газ в трубке начнет светиться кирпично-красным светом. Магнитная стрелка, укрепленная на трубке, отметит наличие магнитного поля, и через некоторое время трубка слегка нагреется. Кроме того, в газах, так же как и в жидкостях, наблюдается перенос вещества путем движения ионов.

Подведем итог сказанному. Из указанных выше трех характерных признаков тока наименее универсальным является перенос вещества, который наблюдается только у электролитов и газов. В металлических проводниках в обычных условиях никакого переноса вещества не наблюдается, поэтому приходится допустить, что в металлах ионы не могут двигаться, а носителями тока являются особые частицы, так называемые электроны. Подробнее об этом сказано в следующем параграфе.

Второй признак—выделение током тепла—имеет более общее значение, так как наблюдается и в металлических проводниках,

за одним, впрочем, исключением: при очень низких температурах, отличающихся всего на несколько градусов от абсолютного нуля, многие металлы становятся сверхпроводниками. В этом состоянии их сопротивление неизмеримо мало, поэтому они не нагреваются током.

Наконец, третий признак—магнитное поле — является наиболее универсальным признаком, характеризующим все без исключения токи.

§ 3. Элементарные частицы. По нашим современным понятиям атом представляет собой сложный мирок—нечто вроде миниатюрной солнечной системы. В его центре находится ядро, в котором практически сосредоточена вся масса атома и которое несет на себе положительный заряд (рис. 139).

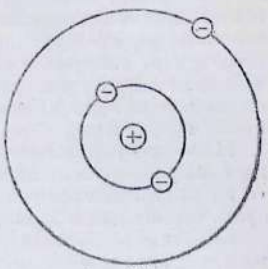


Рис. 139.

Вокруг ядра на разных от него расстояниях движутся мельчайшие частицы, заряженные отрицательно. Эти частицы носят название электронов. Все они обладают одинаковой массой, равной $^1/_{1840}$ части массы водородного атома, и одинаковым отрицательным зарядом, равным $4{,}8 \cdot 10^{-1}$ электростатических единиц. Заряд ядра равен по численной величине сумме зарядов электронов, так что общий заряд всего атома равен нулю. Атом в целом не заряжен.

Размер всего атома, понимая под этим расстояние от ядра до крайнего электрона, порядка 10^{-8} *см*. Поперечник ядра точно не известен, но должен быть около 10^{-12} *см*. Стало быть, размеры атома больше размеров ядра в 10^4, т. е. в сто тысяч раз. Интересно отметить, что это отношение приблизительно такое же, какое существует в солнечной системе между ее поперечником и поперечником солнца.

Атомы различных элементов отличаются друг от друга массой ядра и числом электронов. Простейший атом—атом водорода—состоит из ядра и одного электрона. Ядро водородного атома называется *протоном*. Протон несет на себе положительный заряд, численно равный заряду электрона в $4{,}8 \cdot 10^{-10}$ электростатических единиц. Заряды протона и электрона представляют собой наименьшие возможные количества электричества, как бы атомы электричества, из которых складываются все положительные и отрицательные заряды.

До последних лет существовало убеждение, что элементарный положительный заряд неотделим от вещества, так что протон и электрон являются теми элементарными частицами, из которых построена в конечном счете вся вселенная. Однако такой взгляд оказался неправильным, и недавно удалось открыть *позитрон*, или положительный электрон. Эта частица обладает массой, равной

массе электрона, и таким же по величине зарядом, только положительным

Почти одновременно с позитроном, немного раньше, была открыта еще одна элементарная частица—*нейтрон*. Нейтрон не имеет ни положительного, ни отрицательного заряда, масса же его равна массе протона[1].

По современным взглядам ядра атомов состоят из нейтронов и протонов, причем количество протонов равно числу электронов, вращающихся вокруг ядра.

За водородом, на втором месте в менделеевской системе элементов, стоит гелий. У него два электрона, и ядро несет на себе два положительных элементарных заряда. На третьем месте стоит литий с атомом, обладающим тремя электронами, и т. д. Оказывается, что число электронов, обращающихся вокруг ядра, равно порядковому номеру элемента в таблице Менделеева. В конце таблицы, на 92-м месте, стоит уран. Его атом представляет собой сложнейшую систему, состоящую из массивного ядра и 92 электронов, вращающихся вокруг него.

Молекулы различных тел, как известно, состоят из соединений двух или нескольких атомов, которые входит в состав молекулы со всеми своими электронами. Таким образом, общий заряд молекулы, так же как и атома, равен нулю.

Но если от молекулы или от атома отщепить один или несколько электронов, то остаток атома или молекулы окажется заряженным положительно, так как количество положительных зарядов в нем теперь больше количества отрицательных. Такой остаток носит название положительного иона. Отщепленные электроны могут вести самостоятельное существование, а иногда присоединяются к нейтральной молекуле или атому, образуя отрицательный ион. Причины, влекущие за собой ионизацию, т. е. отделение электронов от атомов и молекул, могут быть самые разнообразные, например, тепловое движение. При столкновении особенно быстро движущихся частиц иногда происходит катастрофа, в результате которой от обоих атомов или от одного из них отрывается электрон. Чем выше температура, тем чаще происходят подобные катастрофы и тем больше образуется ионов. Другой причиной ионизации являются всякого рода излучения. Так, например, молекулы и атомы ионизуются под влиянием освещения ультрафиолетовыми лучами, лучами Рентгена и излучениями радиоактивных веществ. Тепловое движение, а также и радиоактивные излучения, имеются всегда и всюду, поэтому во всех телах непрерывно идет процесс ионизации. Но одновременно с этим идет и обратный процесс — воссоединения, или рекомбинации, ионов. Когда положительный ион и электрон слу-

---

[1] Совсем недавно (в 1937 г.) была открыта еще одна элементарная частица—*мезон*. Ее масса примерно в 10 раз меньше массы протона. Заряд равен заряду электрона, причем мезон может быть заряжен и положительно, и отрицательно. Наконец можно, повидимому, считать установленным существование нейтральной частицы—*нейтрино*, масса которой меньше массы электрона.

чайно встречаются, они притягиваются друг к другу и вновь образуют нейтральный атом, или молекулу. Между обоими процессами—ионизацией и рекомбинацией—устанавливается, в конце концов, равновесие, в результате которого в теле, кроме нейтральных молекул, оказывается еще некоторое количество положительных и отрицательных ионов и электронов. Количества положительных и отрицательных зарядов в теле, как это ясно из всего вышесказанного, равны между собой. Все эти заряды хаотически перемешаны друг с другом, в результате чего тело представляется незаряженным.

Теперь мы в состоянии объяснить электризацию при соприкосновении двух тел и закон сохранения электричества.

Допустим, что два разнородных тела A и B приведены в соприкосновение друг с другом. Сейчас же начнется переход электронов как наиболее подвижных частиц из одного тела в другое. Но физико-химические свойства тел A и B различны, поэтому количество электронов, переходящих из A в B, не равно количеству электронов, переходящих из B в A. В результате на одном теле образуется избыток электронов, т. е. отрицательный заряд, а на другом теле—такой же недостаток электронов, т. е. равный по величине положительный заряд.

§ 4. О магнитных силах и магнитах. Мы видели (§ 2), что в пространстве вокруг тока всегда возникает магнитное поле, в чем нетрудно убедиться по его действию на магнитную стрелку. Современные тонкие методы исследования позволяют заключить, что магнитное поле образуется и в том случае, когда движется одна единственная элементарная частица—ион или электрон. Соответствующие опыты будут описаны в конце курса.

В проводнике или вообще в любом теле имеется великое множество ионов и электронов, которые находятся в непрерывном движении и создают около себя магнитные поля, но в пространстве около тел (если исключить постоянные магниты) никаких магнитных сил обнаружить нельзя. Дело в том, что направление магнитной силы, как известно, зависит от направления тока: если ток изменит свое направление на обратное, то и магнитные силы изменят свое направление на обратное. Ионы и электроны движутся в теле совершенно беспорядочно по всевозможным направлениям, и поэтому те магнитные силы, которые они вызывают во внешнем пространстве, взаимно уничтожаются. Совершенно другая картина получается тогда, когда по проводнику течет ток: электрические заряды движутся теперь преимущественно по одному определенному направлению, поэтому создаваемые ими магнитные силы в точках окружающего пространства совпадают по направлению и усиливают друг друга. Так объясняется возникновение магнитного поля около тока.

До сих пор мы говорили только о поступательных движениях электрических зарядов, но, кроме того, надо еще принять во внимание, что каждый электрон, вращающийся внутри атома или молекулы, тоже создает магнитное поле. Магнитные поля различных

электронов, движущихся по разным орбитам, накладываются друг на друга, причем к ним прибавляются еще поля, возникающие благодаря вращению электронов и ядра атома вокруг своей оси, — словом, картина получается весьма сложная. Нам достаточно пока знать, что частицы некоторых тел окружены сильными магнитными полями. Такие частицы можно назвать элементарными магнитами. В некоторых телах, как, например, в меди, газообразном и жидком кислороде, под «частицами» следует понимать атомы и молекулы. В других телах, например, в стали, элементарные магниты представляют собой большие комплексы атомов. Это микрокристаллики, из которых состоит сталь.

Сами по себе тела не являются магнитами, даже если их «частицы» обладают сильными магнитными полями. Эти частицы расположены в теле совершенно беспорядочно, поэтому создаваемые ими во внешнем пространстве магнитные поля взаимно уничтожают друг друга. Чтобы намагнитить тело, например, сталь, надо тем или иным способом ориентировать поля части элементарных магнитов в определенном направлении. Если это сделано, то одинаково ориентированные поля частиц взаимно усилят друг друга и кусок стали становится магнитом.

Магнитное поле элементарного магнита создается движением одного или нескольких электронов по замкнутым путям. Если поля элементарных магнитов одинаково направлены, то это значит, что электроны движутся в параллельных плоскостях. Таким образом, поле магнита возникает вследствие упорядоченного движения электронов. Траектории значительной части электронов должны быть расположены в параллельных друг другу плоскостях[1].

Резюмируя все сказанное в этой главе, мы придем к следующим важным заключениям.

1. Основой всех электромагнитных процессов являются элементарные электрические заряды и те поля, которые около них существуют. Если элементарные заряды, входящие в состав какого-нибудь тела, находятся в покое или, вернее, в беспорядочном тепловом движении, то около тела можно обнаружить одно только электрическое поле (конечно, в том случае, когда количество положительных и отрицательных зарядов не одинаково). Если же заряды в теле движутся в каком-нибудь преимущественном направлении, то, кроме электрического поля, возникает и поле магнитное. Иногда эти поля можно обнаружить в тысячах километров от того места, где происходит движение зарядов (радиотелефония).

---

[1] Надо заметить, что по современным взглядам сам электрон обладает определенным моментом вращения и определенным магнитным моментом. Эти моменты играют важную роль в создании магнитных полей.

2. Никакого магнетизма как особой субстанции не существует, так как поле постоянного магнита в конечном счете обязано своим существованием движению электронов.

ГЛАВА 15

ЭЛЕКТРОСТАТИКА

§ 1. Закон Кулона. Электрическое поле. Чтобы определить величину действующих между электрическими зарядами сил, можно сделать такой опыт. К чашке очень чувствительных весов (рис. 140) подвешен шарик, которому сообщается некоторый заряд q_1. Снизу подносится другой шарик, укрепленный на эбонитовой ручке, с зарядом q. Допустим, что заряды разноименны. Тогда шарики будут притягиваться, и указатель весов отклонится влево. На левую чашку придется положить груз p, чтобы восстановить равновесие. Вес этого груза, очевидно, равен силе, действующей между зарядами. Теперь возьмем второй, незаряженный, шарик на эбонитовой ручке, одинаковый по величине с нижним шариком, и коснемся им этого последнего. Так как шарики одинаковы, то заряды распределятся между ними поровну, и заряд шарика O станет равным $q/2$. Оказывается, что и сила, действующая между шариками, убудет вдвое. Таким образом,

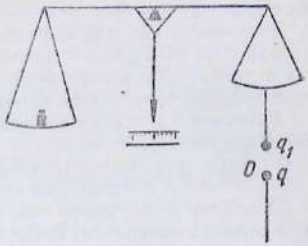


Рис. 140.

$$F \sim q.$$

Совершенно таким же путем мы убедимся, что

$$F \sim q_1.$$

Наконец, оставляя заряды шариков постоянными, но изменяя расстояние между ними r, мы убедимся, что сила обратно пропорциональна квадрату расстояния или

$$F \sim \frac{1}{r^2}.$$

Результаты всех этих опытов могут быть записаны формулой

$$F = \alpha \frac{qq_1}{r^2}. \qquad \text{(а)}$$

Выберем теперь единицу для количества электричества. За единицу электричества условимся счи-

тать такой заряд, который действует на равный себе заряд, помещенный от него на расстоянии одного сантиметра, с силой, равной одной дине.

При таком выборе единицы коэфициент пропорциональности также равен единице, в чем легко убедиться, подставив в формулу (а) значения $q=q_1=1$ и $r=1$. Окончательно наша формула принимает следующий вид:

$$F=\frac{qq_1}{r^2} \text{ дин.} \qquad (1)$$

Эта формула дана Кулоном. Она справедлива для так называемых точечных зарядов, т. е. для зарядов, находящихся на телах, размеры которых весьма малы по сравнению с их взаимным расстоянием. Форма тел (зарядов) роли не играет.

Установленная выше единица электричества носит название абсолютной электростатической единицы. Она очень мала и потому неудобна. На практике употребляется *кулон*$=3\cdot10^9$ абсолютным электростатическим единицам.

Размерность единицы электрического заряда устанавливается по формуле (1).

$$[q^2]=[F][r^2]=MLT^{-2}L^2, \text{ откуда } [q]=M^{1/2}L^{3/2}T^{-1} \qquad (1а)$$

Перейдем к изучению поля электрических зарядов. Исследовать электрическое поле значит определить те электрические силы, которые действуют в различных его точках. Делается это обычно при помощи пробного шарика с зарядом q, который помещают в различные точки поля и определяют действующие на него силы. Найденную силу делят на заряд q и получают таким образом величину, не зависящую от заряда пробного шарика. Эту величину, характеризующую электрическое поле, называют *напряженностью поля*. Мы будем ее обозначать буквой E. Пусть, например, в точке поля A на пробный шарик с зарядом q действует сила F. Напряженность поля в этой точке мы получим, разделив F на q.

$$E=\frac{F}{q}. \qquad (2)$$

Таким образом, мы можем сказать, что напряженность есть векторная величина, характеризующая поле. Численно она равняется силе, действующей на единичный положительный заряд, помещенный в рассматриваемой точке поля, а по направлению она совпадает с силой.

При определении напряженности заряд пробного шарика надо брать по возможности малым, чтобы не изменять заметным образом исследуемого поля.

Пример. Около заряженного тела Q в точке A (рис. 141) помещается пробный шарик с зарядом $q=3$ абс. ед. Сила F, действующая на шарик, равна 75 динам и по направлению изображается

стрелкой F. Найти напряженность поля в точке A. По формуле (2) находим, что

$$E = \frac{F}{q} = 75/3 = 25 \text{абс. ед. напряженности.}$$

На чертеже E изображается стрелкой, совпадающей по направлению с F.

В качестве второго примера определим напряженность поля около точечного заряда, воспользовавшись формулой (1). Будем считать, что надо определить напряженность поля около заряда q. Тогда заряд q_1 мы можем рассматривать как пробный. Воспользовавшись формулой (2), получим

$$E = \frac{F}{q_1} = \frac{qq_1}{r^2 q_1} = \frac{q}{r^2}. \qquad (3)$$

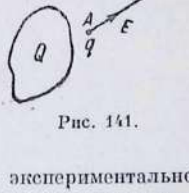


Рис. 141.

Строго говоря, выведенные нами формулы годны только для поля в пустоте. Однако влияние воздуха так ничтожно, что в большинстве случаев не может быть обнаружено экспериментально. Поэтому мы будем считать поля в воздухе и в пустоте тождественными. В редких случаях, когда это невозможно, будет сделана соответствующая оговорка.

В заключение определим по формуле (2) размерность напряженности

$$E = \frac{[F]}{[q]} = \frac{MLT^{-2}}{M^{1/2}L^{3/2}T^{-1}} = M^{1/2}L^{-1/2}T^{-1}. \qquad (4)$$

Мы видим отсюда, что размерность напряженности совершенно другая, чем силы. Напряженность не есть сила, подобно тому как плотность не есть масса. Только помножив напряженность на заряд, мы получим силу, как это видно из формулы (2).

§ 2. **Силовые линии.** При изучении различных полей весьма большие услуги оказывает их изображение при помощи силовых линий. Под силовой линией мы понимаем линию, проведенную в поле таким образом, что ее направление в каждой точке совпадает с направлением существующей в этой точке напряженности. Таким образом, напряженности поля совпадают по направлению с касательными, проведенными к силовым линиям.

Приблизительное представление о направлении силовых линий можно получить при помощи легкого бузинного шарика, подвешенного на шелковинке к потолку. Если такой шарик зарядить положительно и поместить в электрическое поле, то он начнет двигаться с небольшой скоростью вследствие значительного сопротивления воздуха и опишет кривую, довольно точно воспроизводящую сило-

вую линию. В теневой проекции движение шарика легко продемонстрировать аудитории. Рис. 142 изображает поле заряженного положительно шарика. Бузинный шарик отталкивается от него в радиальном направлении, стало быть, силовые линии выходят из положительно заряженного шарика и являются продолжением радиусов. Силовые линии отрицательно заряженного шарика тоже имеют радиальное направление, но идут к шару и оканчиваются на нем (рис. 142а).



Рис. 142.



Рис. 142а.

Более простой и наглядный способ проследить направление силовых линий состоит в применении плоских моделей. Если, например, нам хочется получить представление о силовых линиях между двумя разноименно заряженными шарами, мы вместо шаров берем два кружка из жести и накалываем их на стеклянную пластинку. Оба кружка электризуются разноименно, а затем посыпаются сверху порошком гипса, состоящим из маленьких продолговатых кристаллов. Эти кристаллы укладываются по направлению силовых линий, образуя цепочки, соединяющие между собой наэлектризованные кружки. Изображение полученной таким образом картины приведено на рис. 143. Силовое поле двух разноименно заряженных шаров имеет такой же вид для любой плоскости, проходящей через центры обоих шаров. На рис. 144 изображена плоская модель поля между разноименно заряженными пластинами.

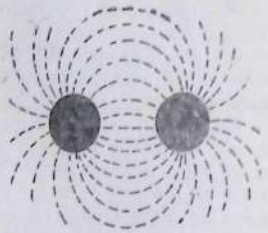


Рис. 143.

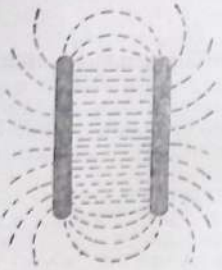


Рис. 144.

Рассматривая последние рисунки, мы замечаем, что силовые линии начинаются и кончаются на поверхности проводников, т. е. связывают между собой разноименные заряды. Это общее свойство силовых линий любого электростатического поля в пустоте. Однако как быть в том случае, когда мы имеем дело с одним положительным или одним отрицательным зарядом? Где, например, искать те

отрицательные заряды, на которых должны окончиться силовые линии, выходящие с поверхности уединенного положительно заряженного шара? (рис.142). Ответ на этот вопрос мы найдем в рис. 145, изображающем картину поля, полученную с помощью гипсового порошка, между заряженным проводником A и отведенной к земле металлической рамкой и фигурой человека. На рамке и на ближайшей к проводнику стороне фигуры по индукции появляются электрические заряды, противоположные по знаку тем, которые имеются на проводнике A. На этих-то зарядах и оканчиваются силовые линии, выходящие с поверхности проводника A.

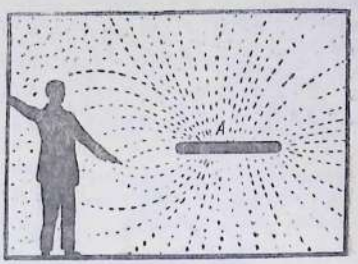
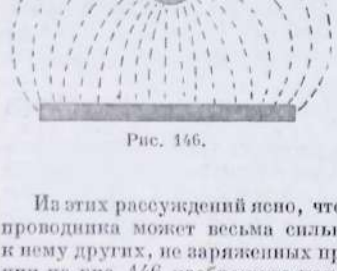


Рис. 145.

Таким образом, если имеется заряженный проводник, то на окружающих его предметах, на стенах комнаты, на теле экспериментатора по индукции появляются заряды противоположного знака, на которых и оканчиваются выходящие с поверхности тела силовые линии. Только в идеальном случае, если предположить, что во всем мировом пространстве имеется одно заряженное тело, мы получим поле, силовые линии которого нигде не оканчиваются, а уходят в бесконечность. Таково, например, радиальное поле заряженного шара, изображенного на рис. 142.


Рис. 146.

Из этих рассуждений ясно, что электрическое поле заряженного проводника может весьма сильно измениться при приближении к нему других, не заряженных проводников. В качестве иллюстрации на рис. 146 изображено поле заряженного шара, около которого находится металлическая пластина, отведенная к земле.

По представлениям Фарадея, высказанным еще около 80 лет назад, силовые линии реально существуют в так называемом светоносном эфире—гипотетическом веществе, заполняющем всю вселенную. По своим свойствам они напоминают растянутые каучуковые нити, стремящиеся сократиться. Кроме того, они отталкивают друг друга в поперечном направлении. Этих представлений совершенно достаточно для наглядного объяснения взаимодействий зарядов. Однако в настоящее время эти представления уже не могут удовлетворить нас, и мы рассматриваем силовые

линии просто как геометрические образы, с помощью которых удобно описывать электрические, а также и магнитные поля.

§ 3. Теорема Гаусса. Чтобы установить связь между величиной напряженности и числом силовых линий, введем следующее условие: будем проводить силовые линии так, чтобы их плотность в любой точке поля численно равнялась напряженности поля в этой точке. Под плотностью силовых линий надо понимать их число, проходящее через площадку в 1 $см^2$, поставленную нормально к направлению силовых линий.

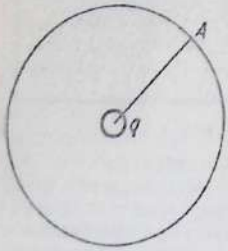


Рис. 147.

В качестве примера рассмотрим поле точечного заряда q. Напряженность в точке A, находящейся на расстоянии r от заряда (рис. 147), согласно формуле (3), равна

$$E = \frac{q}{r^2}.$$

Значит, плотность силовых линий в точке A, т. е. их число, проходящее через площадку в 1 $см^2$, нормальную к r, будет равно q/r^2. Теперь мы можем найти полное число линий, выходящих из заряда q. С этой целью проведем через точку A сферу с центром, совпадающим с зарядом q. Ее поверхность равна $4\pi r^2$, а через каждый сантиметр поверхности проходит q/r^2 силовых линий. Отсюда найдем полное число силовых линий N, проходящих через сферу, а значит, выходящее из заряда q:

$$N = 4\pi r^2 \cdot \frac{q}{r^2} = 4\pi q. \qquad (5)$$

Эта формула, выведенная для точечного заряда, справедлива для любого заряда. Таким образом, мы можем сказать, что число силовых линий, выходящих из любого заряда, равно величине заряда, выраженной в абсолютных единицах, умноженной на 4π.

Если заряд отрицателен, то и число силовых линий, выходящих из него, тоже отрицательно, т. е. силовые линии в этот заряд входят. Надо вообще помнить, что силовые линии всегда начинаются на положительном заряде и оканчиваются на отрицательном, никогда не обрываясь в пустоте.

Следует еще обратить внимание на то, как идут силовые линии у самой поверхности проводника (рис. 142—146). Оказывается, они всегда нормальны к его поверхности. Это означает, что электрические силы, действующие здесь, тоже нормальны к поверхности проводника. Действительно, не будь силы у поверхности проводника направлены по нормали, они давали бы составляющую, на-

раллельную поверхности. Под влиянием этой составляющей заряды на проводнике стали бы двигаться, что не соответствует изучаемой нами картине статического распределения зарядов.

§ 4. Потенциал. Непосредственное определение напряженности поля часто наталкивается на непреодолимые трудности. Обычно бывает выгоднее сначала определить некоторую вспомогательную величину, называемую *потенциалом поля*. Чтобы выяснить физический смысл этой величины, мы начнем несколько издалека. Допустим, что электрическое поле создается несколькими зарядами A, B, C (рис. 148).

В одной из точек поля G находится заряд q, который может под влиянием сил поля совершить работу, следовательно, обладает некоторой энергией $П$. Условимся эту энергию измерять работой, которую совершают силы поля, перемещая заряд из данного положения до поверхности земли. Чтобы данное нами определение имело смысл, необходимо доказать, что работа электрических сил не зависит от пути, по которому заряд переносится на поверхность земли.

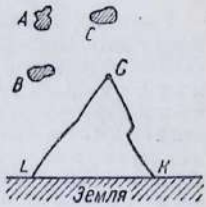


Рис. 148.

Доказательство поведем от противного, допустив, что работа W на пути GL больше работы W' на пути GK. Обведем заряд медленно по пути $GLKG$. На пути GL силы поля произведут работу W. На пути LK работа равна нулю, так как земля — проводник, и поэтому электрические силы нормальны к ее поверхности. Наконец, на пути KG надо произвести работу W' против сил поля, чтобы вернуть заряд в точку G. Отсюда следует, что часть работы W, полученной на пути GL, равную W', надо затратить на то, чтобы привести заряд в исходное положение. Остаток же работы $W-W'$ можно употребить на то, чтобы привести в действие какую-нибудь машину. В результате заряд вернется в точку G, никаких изменений в поле не останется, тем не менее силы поля произведут некоторую работу $W-W'$. Мы пришли к явному противоречию с законом сохранения энергии. Значит, наше предположение, что

$$W > W',$$

неверно. Обратное предположение, что $W<W'$, очевидно, тоже неверно, потому что и в этом случае можно было бы получить даровую работу, заставив заряд опускаться по линии GK и подниматься по LG. Если W не может быть ни меньше, ни больше W', то оно должно быть равно W':

$$W = W'.$$

Итак, работа сил поля не зависит от пути, по которому заряд переходит на поверхность земли. Значит, потенциаль-

ная энергия заряда $П$ имеет в поле определенную величину в любой точке поля.

Сила, действующая на заряженное тело, пропорциональна его заряду, следовательно, потенциальная энергия тоже пропорциональна заряду и мы можем написать

$$П \sim q, \text{ или } П = q \cdot V. \tag{6}$$

Множитель пропорциональности V называется потенциалом. Чтобы выяснить физический смысл этой величины, поделим обе части равенства (6) на q.

$$V = \frac{П}{q}. \tag{7}$$

V — величина скалярная, так как $П$ и q — скаляры. Теперь мы можем дать следующее определение потенциала: потенциал есть вспомогательная скалярная величина, характеризующая поле. Его численное значение равно потенциальной энергии положительного единичного заряда, помещенного в рассматриваемой точке поля. Или другое равноценное, но иногда более удобное определение: потенциал в данной точке поля измеряется работой, производимой силами поля при перемещении помещенного в этой точке единичного положительного заряда до поверхности земли.

Из данных определений следует, что потенциал самой земли мы должны считать равным нулю. Надо подчеркнуть, что выбор поверхности земли за условный нулевой уровень потенциала и энергии удобен, но отнюдь не обязателен. Иногда бывает выгоднее относить потенциал к бесконечно удаленному пространству, считая, что в бесконечности потенциал нуль. Изменение условного уровня влечет за собой появление в выражении потенциала добавочного постоянного слагаемого, что не имеет существенного значения, так как и работа, и напряженность поля определяются разностями потенциалов. При образовании разностей постоянное слагаемое сокращается и не оказывает никакого влияния на результат вычислений. Здесь можно повторить сказанное на стр. 49 о выборе нулевого уровня при определении потенциальной энергии поднятых над поверхностью земли тел.

За единицу принимается потенциал в таком месте поля, откуда единичный заряд переносится на поверхность земли с затратой одного эрга работы,—это так называемая *абсолютная электростатическая единица* потенциала. На практике употребляется

$$вольт = \frac{1}{300} \text{ абс. ед. потенциала.}$$

Если, например, работа при перемещении единичного заряда из какой-нибудь точки G до поверхности земли равна 5 эргам, а из

точки P до поверхности земли—2 эргам, то в первой из них потенциал равен 5 абс. ед., или 1 500 вольтам, а во второй 2 абс. ед., или 600 вольтам. Значение потенциала может быть и отрицательным, например, в поле отрицательных зарядов. В этом случае единичный положительный заряд притягивается к зарядам, создающим поле, и надо употребить какую-нибудь внешнюю силу, чтобы вопреки действию поля привести его на поверхность земли.

Размерность потенциала определяется по формуле (7), если принять во внимание формулы (1а) и вспомнить, что размерность энергии равна ML^2T^{-2}.

$$[V] = \frac{[H]}{[q]} = \frac{ML^2T^{-2}}{M^{1/2}L^{3/2}T^{-1}} = M^{1/2}L^{1/2}T^{-1}. \qquad (7а)$$

§ 5. Связь потенциала с работой и напряженностью. Вычислим работу, которую совершают электрические силы, когда заряд q переходит из какой-нибудь точки поля A в другую точку B (рис. 149). По известной теореме *работа внутренних сил системы измеряется уменьшением потенциальной энергии*. Эту теорему мы можем приложить к разбираемому случаю.

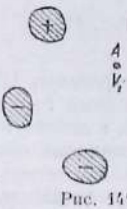


Рис. 149.

Пусть в положении A заряд обладал потенциальной энергией H_1, а в положении B—энергией H_2. Совершенная электрическими силами работа будет равна:

$$W = H_1 - H_2.$$

Из предыдущего параграфа мы знаем, что $H_1 = qV_1$ и $H_2 = qV_2$, где V_1 и V_2—потенциалы поля в точках A и B. Вставляя эти выражения в предыдущее равенство, получим

$$W = q(V_1 - V_2). \qquad (8)$$

Работа, производимая силами поля при перемещении заряда, равна произведению заряда на разность потенциалов в начальной и конечной точке его пути.

Если q и V выражены в абсолютных единицах, то работа выражается в эргах. Если же q выражено в кулонах, а V выражено в вольтах, то работа выражается в джоулях. Действительно, перейдем в формуле (5) от абсолютных единиц к практическим. Пусть q' и V' обозначают заряд и потенциал, выраженные в практических единицах. Тогда

$$q = q' \cdot 3 \cdot 10^9;\ V_1 = V_1' \cdot \frac{1}{300};\ V_2 = V_2' \cdot \frac{1}{300}.$$

Подставив значение этих величин в (8), получим:

$$W = q'(V_1' - V_2') \cdot 10^7 \text{ эрг}.$$

Поделив W на 10^7, мы найдем соответствующее количество джоулей W', т. е.

$$W' = q'(V_1' - V_2') \text{ джоулей}. \qquad (8a)$$

Этой весьма важной формулой мы будем часто пользоваться в дальнейшем.

Под влиянием внутренних сил тела, выйдя из состояния покоя, движутся так, чтобы их потенциальная энергия убывала или, что то же самое, чтобы работа внутренних сил была положительна. Стало быть, заряд q должен двигаться в электрическом поле так, чтобы работа W была положительна. Для этого необходимо, чтобы V_1 было больше V_2 при положительном заряде и V_1 было меньше V_2 при отрицательном заряде. Значит, положительный заряд, выйдя из состояния покоя, должен двигаться в ту сторону, в которую потенциал убывает, а отрицательный заряд—в ту сторону, в которую потенциал возрастает. Отсюда следует, что сила, действующая на положительный заряд, направлена в ту сторону, куда потенциал убывает, а действующая на отрицательный заряд,—в ту сторону, куда потенциал возрастает.



Рис. 150.

Перейдем теперь к выяснению связи между напряженностью поля и потенциалом. Допустим, что потенциал поля во всех точках известен, а нам требуется определить напряженность E в некоторой точке A (рис. 150). Проведем через эту точку силовую линию и возьмем на ней точку A', лежащую очень близко к A. Значение потенциала в точке A обозначим через V_1, а в точке A'—через V_2. Допустим теперь, что из точки A в точку A' перемещается заряд q, и вычислим совершаемую при этом работу W. По формуле (8) она равна:

$$W = q(V_1 - V_2). \qquad (a)$$

Но мы можем эту работу вычислить иначе. Действительно, на заряд в точке A действует сила, равная qE. Направление этой силы совпадает с силовой линией, а величину ее между точками A и A' можно считать постоянной, так как эти точки весьма близки друг к другу. В таком случае, как известно, работа равна произведению силы на путь

$$W = qE \cdot AA'. \qquad (b)$$

Приравнивая правые части выражений (a) и (b), сокращая на q и решая относительно E, найдем:

$$E = \frac{V_1 - V_2}{AA'}. \qquad (9)$$

Напряженность в данной точке поля равна разности потенциалов между этой

точкой и соседней точкой на силовой линии, деленной на расстояние между точками.

Если в формуле (6) потенциал выражен в абсолютных единицах, то и напряженность выражается в абсолютных единицах, о которых мы уже говорили. Если же потенциал выражен в вольтах, то получаются практические единицы напряженности:

$$E = \frac{V_1 - V_2}{AA'} \cdot \frac{\text{вольт}}{\text{см}} \qquad (9a)$$

читается: *вольт на сантиметр*.

При бесконечно малой величине AA', формулы (9) и (9a) дают истинное значение напряженности E в точке A. При малых, но конечных значениях AA' эти формулы дают среднее значение напряженности между точками A и A'.

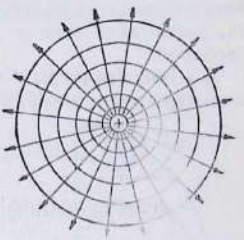


Рис. 151.

§ 6. Поверхности равного уровня и силовые линии. Поверхностью равного уровня называется геометрическое место точек, имеющих равный потенциал. В случае уединенного заряженного шарика поверхности равного уровня представляют собой сферы, описанные около него как центра. Они изображены на рис. 151, который в остальном является копией рис. 142. В общем случае построение поверхностей равного потенциала представляет собой довольно сложную задачу, не всегда разрешимую и с помощью высшей математики. На рис. 152 даны поверхности уровня двух разноименных зарядов. Бисквитообразные линии рис. 152а

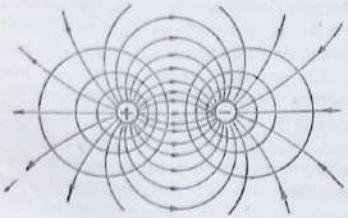


Рис. 152.

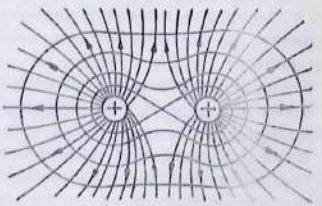


Рис. 152а.

тоже представляют собой поверхности равного уровня поля двух одноименных зарядов. Из рисунков видно, что силовые линии всюду перпендикулярны к поверхностям равного уровня как это и должно быть. Действительно, при перемещении заряда по поверхности уровня работа равна нулю, что непосредственно следует из

формулы (8), так как в этом случае $V_1 = V_2$. Если же работа равна нулю, то электрические силы не должны давать слагающей вдоль по поверхности уровня, иными словами, они должны быть перпендикулярны к ней. На проводнике потенциал тоже всюду должен быть одинаков, так как электрические заряды находятся на нем в покое. Таким образом, поверхность проводника является поверхностью равного уровня.

Из формулы (9) или (9а) видно, что чем больше напряженность поля, тем быстрее должен меняться потенциал. Можно характеризовать напряженность поля с помощью эквипотенциальных поверхностей, если условиться проводить их так чтобы разность потенциалов двух соседних поверхностей имела одну и ту же величину. Это условие соблюдалось при изображении всех рассмотренных в этом параграфе полей. Там, где плотность силовых линий велика, расстояния между поверхностями равного уровня малы, и наоборот.

§ 7. Электрометры и измерение потенциалов. Вернемся еще раз к электрометру, изображенному на рис. 132. С помощью установочных винтов электрометр устанавливается определенным образом по уровню (уровень и винты на рисунке не показаны). Корпус электрометра соединяется с землей. Если соединить стержень C с заряженным телом, имеющим потенциал V, то он примет тот же самый потенциал. Теперь между стержнем и отведенной к земле оболочкой электрометра имеется электрическое поле, под влиянием которого алюминиевый листочек отклонится на некоторый угол. Чем выше потенциал стержня, тем сильнее поле в электрометре и тем сильнее отклонится листочек.

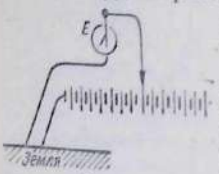


Рис. 153.

Чтобы пользоваться электрометром, надо его проградуировать, т. е. заставить листочек двигаться по какой-нибудь шкале и установить, какой потенциал соответствует тому или другому его положению. Чтобы следить за движением листочка, делаются два окошка O в противоположных стенках электрометра и около листочка помещается прозрачная шкала с делениями. В точных приборах за движением листочка следят с помощью микроскопа с окулярной шкалой. В качестве источников потенциала при градуировке пользуются аккумуляторами или, лучше, нормальными элементами, дающими строго определенные разности потенциалов. Градуировку ведут так: составляют батарею последовательно соединенных элементов и один ее полюс отводят к земле (рис. 153). Затем берут электрометр E, корпус которого также соединен с землей, присоединяют его стержень к одной из пластин батареи и отмечают деление шкалы, против которого находится листочек. Соответствующий потенциал определяется по числу взятых элементов. Если, например, приключено 5 элементов, а каждый элемент

дает разность потенциалов в 2 вольта, то всего будет 10 вольт. Итак, отмеченное положение листка соответствует потенциалу в 10 вольт. Взяв 4 элемента, мы найдем положение листка для 8 вольт и т. д.

Проделаем еще следующий опыт (рис. 154). Возьмем два заряженных проводника A и B и измерим их потенциалы электрометром E. Пусть потенциал первого из них будет V_1, второго—V_2. Теперь отключим корпус электрометра от земли и соединим его с проводником B (показано пунктиром)[1], а шарик электрометра—с проводником A и посмотрим, что показывает электрометр. Оказывается, что теперь его показание численно равно V_1-V_2, т. е. электрометр показывает разность потенциалов между проводниками A и B. В том случае, когда электрометр отведен к земле, он тоже не дает абсолютного значения потенциала, а лишь раз-

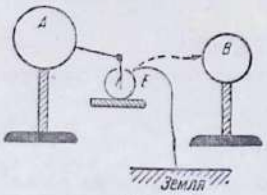


Рис. 154.

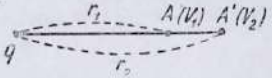


Рис. 155.

ность потенциалов проводника и земли. Только потенциал земли мы условно приняли за нуль, что очень удобно, но отнюдь не обязательно. Таким образом, мы всегда оперируем только с относительными значениями потенциалов. Это обстоятельство надо твердо помнить.

§ 8. **Поле точечного заряда.** Напряженность поля точечного заряда дается формулой (3)

$$E=\frac{q}{r^2}. \qquad (a)$$

Эта формула годится при всяком r, значит, делается предположение, что она соответствует так называемому уединенному заряду, находящемуся на бесконечно большом расстоянии от всех остальных тел вселенной.

Исследуем подробнее поле такого заряда, помещенного в точке O. Определим значение потенциала в точке A, находящейся на расстоянии r_1 от заряда (рис. 155). Для этого проведем силовую линию, проходящую через точку A, и воспользуемся формулой (9)

$$E=\frac{V_1-V_2}{AA'}, \qquad (b)$$

применив ее к небольшому участку силовой линии AA'. Как известно, в этих условиях формула определяет среднее значение напряженности между точками A и A', которую мы можем положить равной $\frac{q}{r_1 r_2}$. Действительно, это

[1] Конечно, при этом опыте электрометр должен стоять на изоляторе, иначе заряд с проводника уйдет в землю.

значение является средним между величиной напряженностей в точках A и A', равных соответственно $\frac{q}{r_1^2}$ и $\frac{q}{r_2^2}$. Подставив значение средней напряженности в формулу (b) и заметив, что $AA'=r_1-r_2$, получим

$$\frac{q}{r_1 r_2}=\frac{V_1-V_2}{r_2-r_1}, \text{ или } V_1-V_2=\frac{q}{r_1}-\frac{q}{r_2}. \qquad (c)$$

Потенциал V_1 в точке A может зависеть только от ее расстояния r_1 до заряженного тела, но, очевидно, не зависит от r_2. Точно так же V_2 зависит только от r_2. Отсюда следует, что в формуле (c) член $\frac{q}{r_1}$ входит в выражение потенциала V_1, а член $\frac{q}{r_2}$ — в выражение потенциала V_2. Кроме того, потенциалы V_1 и V_2 могут содержать в своем выражении одно и то же постоянное слагаемое C, которое при образовании разности V_1-V_2 исчезает. Таким образом, мы приходим к заключению, что

$$V_1=\frac{q}{r_1}+C;\ V_2=\frac{q}{r_2}+C,$$

где C — любое постоянное число. Действительно, вычитая друг из друга эти выражения, мы получим равенство (c).

Для точки, лежащей на расстоянии r от заряда q,

$$V=\frac{q}{r}+C. \qquad (d)$$

Чтобы определить значение постоянной C, необходимо условиться, какую поверхность мы будем считать поверхностью нулевого потенциала. Земля, потенциал которой мы до сих пор принимали равным нулю, явно не годится, так как по предположению мы рассматриваем уединенный заряд. В данном случае вводят вполне естественное условие, что на бесконечно большом расстоянии от заряда ($r=\infty$) потенциал равен нулю ($V_\infty=0$). Подставляя эти предельные значения в (d), получим:

$$0=\frac{q}{\infty}+C, \text{ или } C=0.$$

Вставляя найденное значение C в (d), найдем для потенциала поля, создаваемого точечным зарядом, следующее выражение:

$$V=\frac{q}{r}. \qquad (10)$$

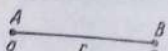


Рис. 156.

Определим теперь энергию двух точечных зарядов q и q_1, находящихся в точках A и B на расстоянии r друг от друга (рис. 156). Потенциальная энергия заряда q_1, находящегося в электрическом поле, по формуле (6) равна

$$\Pi=q_1 V,$$

где V означает потенциал поля в том месте, где находится заряд q_1. Согласно (10) он равен $\frac{q}{r}$. Отсюда находим, что

$$\Pi=\frac{qq_1}{r}. \qquad (11)$$

В разбираемом случае дело идет о взаимодействии двух зарядов, поэтому найденное выражение представляет собой их общую энергию. Таким образом, мы нашли, что потенциальная энергия двух зарядов равна произведению зарядов, деленному на расстояние между ними.

§ 9. Поле заряженного шара. Дан шар с радиусом R, на котором имеется заряд q. Определить поле шара. Из соображений симметрии следует, что заряд q совершенно равномерно распределен по поверхности шара и поэтому плотность силовых линий у его поверхности всюду одинакова. Число силовых линий, выходящих с поверхности шара, равно $4\pi q$, т. е. имеет такую же величину, как у равновеликого точечного заряда q. Все эти соображения приводят к заключению, что вне шара поле таково, как если бы оно было создано точечным зарядом q, помещенным в центре шара. Поэтому поле вне шара может быть определено формулами (10) и (3), выведенными для точечного заряда:

$$\textit{вне шара} \quad V=\frac{q}{r} \quad \text{и} \quad E=\frac{q}{r^2}. \tag{12}$$

На поверхности шара потенциал будет равен $\frac{q}{R}$ и такое же значение он будет иметь и внутри шара. Потенциал во всех точках проводника должен быть постоянен, иначе напряженность внутри проводника была бы отлична от нуля и электрические заряды находились в движении, чего на самом деле нет. Поэтому

$$\textit{внутри шара} \quad V=\frac{q}{R} \quad \text{и} \quad E=0. \tag{13}$$

В реальной обстановке формулы (10), (12) и (13) могут применяться только для небольших значений r. Чем ближе к зарядам окружающие тела, тем сильнее искажается поле и тем меньше та область около шара или точечного заряда, к которой применимы выведенные нами формулы.

В заключение определим напряженность поля около какого-нибудь одновалентного иона, например, иона калия. Радиус этого иона по данным кристаллографии равен 1,33 ангстрема, заряд равен $4{,}8\cdot10^{-10}$ абс. ед. Принимая ион калия за шарик с равномерно распределенным по поверхности зарядом, мы можем воспользоваться формулой (12) и вычислить напряженность поля около его поверхности

$$E=\frac{4{,}8\cdot10^{-10}}{(1{,}33\cdot10^{-8})^2}=3{,}6\cdot10^8 \text{ абс. ед.}=1{,}08\cdot10^9\ \frac{\text{вольт}}{\text{см}}.$$

Полученный результат не может претендовать на точность, поскольку в действительности ион не представляет собой шарика. Однако произведенный подсчет интересен тем, что дает возможность судить о порядке величин, определяющих поля элементарных заряженных частиц. Оказывается, эти поля колоссально велики, во много раз превышая все то, что может быть искусственно создано усилиями нашей электротехники.

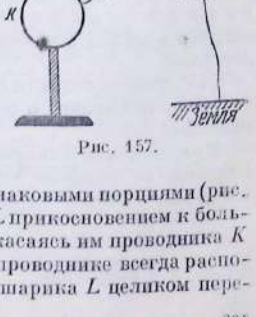


Рис. 157.

§ 10. Емкость. Если сообщить изолированному телу заряд, то на нем установится определенный потенциал. Чтобы установить связь между зарядом и потенциалом проводника, необходимо прибегнуть к опыту. Возьмем изолированный пустотелый проводник K, соединенный с электрометром, и будем его электризовать, увеличивая заряд одинаковыми порциями (рис. 157). Это можно сделать, заряжая шарик L прикосновением к большому заряженному проводнику, а затем касаясь им проводника K изнутри. Как известно, электричество в проводнике всегда располагается по поверхности, поэтому заряд шарика L целиком пере-

дается проводнику. Первый заряд создает на проводнике некоторый потенциал, который определяется по показанию электрометра. Второй заряд увеличит потенциал вдвое, третий—втрое и т. д. Отсюда ясно, что заряд проводника и его потенциал пропорциональны друг другу. Вводя множитель пропорциональности C, можно написать

$$q = CV, \tag{14}$$

или

$$C = \frac{q}{V}. \tag{14а}$$

Величина C носит название *емкости проводника*. Из формулы (14а) ясно, что чем больше заряд при том же потенциале, тем больше емкость проводника. Установим единицу емкости. Для этого в формуле (14а) положим $q=1$ абс. ед. и $V=1$ абс. ед., тогда и

$$C = 1 \text{ абс. ед. (сантиметр)}.$$

За абсолютную единицу емкости мы принимаем емкость такого проводника, на котором устанавливается потенциал, равный абсолютной единице при сообщении ему заряда в 1 абсолютную единицу.

Размерность емкости устанавливается по формуле (14а):

$$[C] = \frac{[q]}{[V]} = \frac{M^{1/2}L^{3/2}T^{-1}}{M^{1/2}L^{1/2}T^{-1}} = L.$$

Оказывается, что размерность емкости есть длина[1].

В предыдущем параграфе мы вывели выражение для потенциала шара

$$V = \frac{q}{R}.$$

Отсюда

$$R = \frac{q}{V}.$$

Сравнивая это выражение с (14а), видим, что емкость шара равна его радиусу. В абсолютных единицах шарик с радиусом в 1 *см* будет иметь емкость, равную единице. Очевидно, учитывая, что размерность емкости—длина, абсолютную единицу емкости назвали *сантиметром*.

Эта единица емкости оказалась удобной в некоторых областях техники, например, в радиотехнике, и поэтому получила права гражданства.

Практической единицей служит *фарада*—емкость такого проводника, на котором устанавливается потенциал в один вольт, когда ему сообщен заряд в один кулон. Эта единица непомерно

[1] В дальнейшем мы не будем делать расчетов размерностей. Размерности величин, характеризующих электрическое и магнитное поля, приведены в табл. X в конце книги.

велика, поэтому на практике за единицу принимается в миллион раз меньшая емкость—так называемая микрофарада. Мы предоставляем читателю самому доказать, что

$$\text{фарада} = 9 \cdot 10^{11}\ см,$$
$$\text{микрофарада} = 9 \cdot 10^{5}\ см.$$

Емкость различных проводников различна. Она зависит от величины их поверхности и формы, но не зависит от материала проводника, так как электричество располагается только по поверхности. Емкость зависит также от соседства других проводников, в том числе тела экспериментатора и стен здания. Поэтому проводник имеет строго определенную емкость только в том случае, если он достаточно удален от других проводников.

Если емкость электрометра известна, то при его помощи можно определять величину зарядов, сообщенных проводникам небольшого размера. Схематически подобный электрометр изображен на рис. 158. Заряженный проводник опускается в сосуд A, причем его заряд q переходит на внешнюю поверхность сосуда и на стержень электрометра. Листочек отклоняется, отмечая некоторый потенциал V. Формула (14)

$$q = C \cdot V,$$

где C, известная емкость электрометра, дает возможность определить заряд q.

§ 11. Конденсаторы. Если к изолированному проводнику A (рис. 159), заряженному до потенциала V, поднести другой, неза-



Рис. 158.

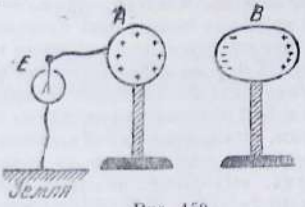


Рис. 159.

ряженный, проводник B, то электрометр, соединенный с первым, отметит уменьшение потенциала. Заряд проводника A остается прежний, а потенциал уменьшается. Из формулы (14а) следует, что емкость его увеличивается. Объясняется это явление следующим образом: по индукции на ближайшем к A конце проводника B появляется разноименное, в нашем случае—отрицательное, электричество, на дальнем конце—одноименное. Появившиеся заряды действуют в свою очередь на заряд проводника A, и сильнее действует, конечно, ближайший отрицательный заряд. Под его влиянием электрические заряды, которые до того равномерно распределялись по поверхности проводника A, переходят на ту его

сторону, которая обращена к проводнику B, причем на противоположной стороне остается сравнительно мало зарядов. Вместе с тем заряды, возникшие на проводнике B, создают добавочные электрические поля, которые накладываются на первоначальное поле проводника A. Отрицательные заряды создают на проводнике A добавочный отрицательный потенциал, а положительные заряды—добавочный положительный. Понятно, что более близкие отрицательные заряды влияют сильнее, поэтому потенциал на проводнике A убывает. Так объясняется влияние поднесенного незаряженного проводника на емкость заряженного. Если проводник B отвести к земле, то положительные заряды с него исчезнут и останутся только отрицательные. При этом потенциал проводника A должен еще уменьшиться, что в действительности и отмечается электрометром. Комбинация из изолированного проводника и находящегося рядом с ним проводника, отведенного к земле, носит название *конденсатора*, или сгустителя. Действительно, в этом случае емкость изолированного проводника возрастает и на нем можно собрать больше электричества, чем прежде, при том же потенциале.

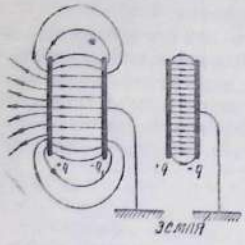


Рис. 160.

Рассмотрим плоский конденсатор, состоящий из двух параллельных металлических пластин, одна из которых отведена к земле. Мы начнем с изучения поля таких пластин, когда они находятся еще далеко друг от друга, как показано на рис. 160 слева. Под влиянием заряда $+q$ на левой пластине возникает заряд $-q_1$ на правой пластине. Под действием этого заряда бо́льшая часть электричества на левой пластине переходит на ее внутреннюю сторону. Силовые линии, выходящие с этой стороны, сцепляются с отрицательными зарядами, возникшими на другой пластине. Часть же силовых линий, выходящих с левой стороны пластины, идет в прежнем направлении, сцепляясь с наведенными зарядами на других ближайших проводниках, каковыми могут быть стол, ближайшие стены и тело экспериментатора. По мере того как пластины сближаются, влияние наведенного заряда $-q_1$ возрастает и все большее количество электрических зарядов левой пластины переходит на ее внутреннюю сторону. Они в свою очередь увеличивают наведенный заряд $-q_1$. Когда расстояние между пластинами становится мало, получается картина, изображенная на рис. 160 справа. Все заряды левой пластины перешли на ее внутреннюю сторону, и все силовые линии идут к правой пластине. Теперь наведенный заряд $-q_1$ по своей абсолютной величине равняется q. Электрическое поле между пластинами однородно, т. е. одно и то же во всех точках. Силовые линии—прямые, направленные от положительной пластины к отрицательной. Искажения поля

имеются только у самых краев пластины, как это видно из чертежа, но ими мы пренебрежем.

Выведем формулу, связывающую заряд конденсатора и его потенциал. Допустим, что заряд $+1$ переходит с левой пластины на правую по силовой линии, и вычислим работу, которая при этом совершается. Сила, действующая на этот заряд, численно равна напряженности поля E, которая между пластинами всюду одинакова. Расстояние между пластинами обозначим d. Работа равна в нашем случае произведению силы на путь, т. е. Ed. Можно рассуждать иначе: единичный полюс перейдет с пластины, где потенциал V, на пластину, где потенциал нуль, стало быть, по формуле (8) работа будет равна $1 \cdot V$. Приравнивая эти выражения, получим:

$$Ed = V \qquad \text{(a)}$$

Мы знаем [стр. 192, (5)], что из заряда q выходит $4\pi q$ силовых линий и что E равно числу силовых линий, проходящих через площадку в 1 $см^2$, поставленную перпендикулярно к их направлению. Поэтому для определения E надо число силовых линий, идущих между пластинами конденсатора, разделить на величину площади пластины S:

$$E = \frac{4\pi q}{S}. \qquad \text{(b)}$$

Подставим это выражение в (a) и, решив относительно q, найдем:

$$q = \frac{S}{4\pi d} V. \qquad (15)$$

Заряд, как это и должно быть, оказывается пропорциональным потенциалу. Множитель пропорциональности

$$C = \frac{S}{4\pi d} \qquad (16)$$

называется емкостью плоского конденсатора. Если S и d выражены в сантиметрах, то емкость выражается в абсолютных единицах—сантиметрах. Если хотят выразить емкость в микрофарадах, то надо разделить емкость, найденную по формуле (16), на $9 \cdot 10^5$:

$$C = \frac{1}{9 \cdot 10^5} \cdot \frac{S}{4\pi d} \text{ микрофарад.} \qquad (16a)$$

Надо заметить, что формулы (16) и (16a) годны не только для плоского конденсатора, но и для конденсатора, состоящего из любых искривленных пластин, лишь бы расстояние между ними было достаточно мало по сравнению с поверхностями пластин.

В формуле (15) потенциал левой пластины дан относительно земли, т. е. по существу представляет собой разность потенциалов между обеими пластинами. Поэтому выведенная нами формула годна и в том случае, если потенциал левой пластины будет какой-

нибудь V_1, а правой пластины V_2. В этом более общем случае в выражение (15) вместо V надо подставить $V_1 - V_2$, и мы получим

$$q = \frac{S}{4\pi d} \cdot (V_1 - V_2). \qquad (17)$$

Заряд конденсатора равен его емкости, помноженной на разность потенциалов его пластин.

§ 12. Влияние диэлектрической среды на электрическое поле. До сих пор мы рассматривали поле в пустоте, или, что практически одно и то же,—в воздухе. Познакомимся вкратце с тем влиянием, которое оказывает диэлектрик на электрическое поле. Вернемся к закону Кулона, но пусть теперь заряды q и q_1 находятся не в пустоте, а в какой-нибудь изолирующей жидкости. Повторив описанные в параграфе первом измерения, найдем силу взаимодействия зарядов:

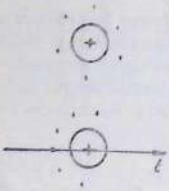


Рис. 161.

$$F = \frac{qq_1}{\varepsilon r^2}. \qquad (18)$$

Сила попрежнему пропорциональна величине зарядов и обратно пропорциональна квадрату расстояния между ними, но в ε раз меньше, чем в пустоте. Множитель ε есть материальная постоянная среды, так называемая *диэлектрическая постоянная*. Она для всех сред больше единицы, для пустоты равна единице.

Напряженность поля в диэлектрике и потенциал определяются совершенно так же, как и раньше, но их численные значения в ε раз меньше, чем в пустоте. Формулы, определяющие поле точечного заряда и шара в пустоте, пригодны и для поля в диэлектрике, если в их знаменателях ввести множитель ε.

Какие же собственно процессы в диэлектрике вызывают уменьшение электрических сил и потенциалов? Оказывается, это явления индукции. Изолятор или диэлектрик в электрическом поле тоже электризуется по индукции, хотя заряды в нем могут перемещаться только в пределах молекул. Вне поля электроны располагаются симметрично вокруг положительно заряженной центральной части молекулы, как это схематично изображено на рис. 161 вверху. Представим себе, что такая молекула попала в электрическое поле, направленное слева направо. Тогда ядро сместится несколько вправо, а электроны—влево (тот же рисунок внизу). Теперь частица поляризована, т. е. вытянута в направлении поля, и обладает двумя заряженными концами, или полюсами. Такую поляризованную частицу мы будем схематически изображать стрелкой, конец которой совпадает с положительным полюсом. Представим себе, что кусок диэлектрика вносится в электрическое поле, направление которого указывается четырьмя силовыми линиями (рис. 162). Молекулы диэлектрика поляризуются и вытягиваются по направлению силовых линий. Положительный полюс одной мо-

лекулы притягивает к себе отрицательный полюс соседней молекулы, и в результате поляризованные молекулы образуют в теле цепочки, как это показано на рисунке. Внутри диэлектрика разноименные полюса двух соседних молекул лежат так близко друг к другу, что их действия во внешнем пространстве взаимно уничтожаются. Действуют только заряды, находящиеся на концах молекулярных цепочек, на правом и левом конце тела. Эти заряды тоже равны между собой, но расстояние между ними значительно, и они оказывают заметное влияние на электрическое поле. Диэлектрик оказывается заряженным по индукции. Если его удалить из поля, то он разрядится, так как молекулы примут свой нормальный симметричный вид и цепочки распадутся.

Допустим теперь, что в безграничном диэлектрике находится заряженный проводник. Диэлектрик поляризуется, и в направле-



Рис. 162.

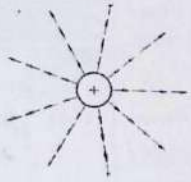


Рис. 163.

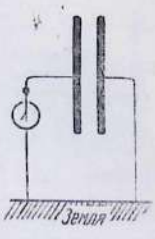


Рис. 164.

нии силовых линий, начинаясь у поверхности проводника, пойдут молекулярные цепочки, как изображено на рис. 163. В результате на поверхности диэлектрика у самого проводника появляется разноименный заряд q', который частично нейтрализует действие заряда проводника. Теперь поле определяется двумя зарядами — положительным q и отрицательным q'. Таким образом ослабление электрических сил в диэлектрике становится вполне понятным.

Посмотрим, как влияет диэлектрик на емкость проводника, которая попрежнему выражается формулой $C=q/V$. Заряд проводника не меняется, потенциал убывает в ε раз. Значит, емкость проводника в диэлектрике увеличивается в ε раз. Из этих соображений выгодно вводить между пластинами конденсатора диэлектрик. Проверим сделанное нами заключение опытом. Одну пластину конденсатора отведем к земле (рис. 164), другую же соединим с электрометром и зарядим. Вставим между пластинами конденсатора пластину из какого-нибудь диэлектрика такой толщины, чтобы она заполнила целиком пространство между ними. Мы увидим, что электрометр отметит уменьшение потенциала пластины в несколько раз. Если диэлектрик вынуть, то потенциал пластины возрастет до своей первоначальной величины. Отсюда ясно, что заряд пластины от введения диэлек-

трика не меняется, а уменьшается только ее потенциал. Значит, действительно емкость конденсатора увеличивается и, как показывает опыт, увеличивается в ε раз. Таким образом емкость конденсатора C с диэлектриком между пластинами выражается следующей формулой:

$$C = \frac{\varepsilon S}{4\pi d}. \qquad (19)$$

Простейшим способом для определения диэлектрической постоянной является сравнение емкости плоского конденсатора, между пластинами которого один раз помещается слой изучаемого диэлектрика, другой раз—просто воздушная прослойка. Отношение полученных емкостей дает искомое значение ε. В табл. 6 даны диэлектрические постоянные некоторых веществ.

Таблица 6

Вещество	Диэлектрическая постоянная	Вещество	Диэлектрическая постоянная	Вещество при 20° С	Диэлектрическая постоянная	Вещество при 20° С	Диэлектрическая постоянная
Парафин	2,1	Стекло	5—16	Бензол	2,28	Воздух 1 ат	1,00058
Сера	3,03	Эбонит	2,5	Вода	81	Воздух 100 ат	1,05494
Слюда	6,4—9,3	Янтарь	2,8	Спирт этиловый	25,8	Углекислота 1 ат	1,00099

Очень чистая вода—хороший изолятор и обладает громадной диэлектрической постоянной, равной 81. Из твердых тел большой диэлектрической постоянной обладают некоторые сорта стекла, а также сера.

Опишем устройство наиболее употребительных конденсаторов. До сих пор в большом ходу лейденские банки, изобретенные еще лет 300 назад. Они представляют собой толстостенные стеклянные цилиндры, дно и боковые стенки которых внутри и снаружи оклеены станиолем, как это показано на рис. 165. Наружный слой станиоля составляет наружную, а внутренний—внутреннюю обкладку конденсатора. Внутренняя обкладка заряжается через металлический стерженек с шариком наверху, соединенный с обкладкой пружинкой.

Часто емкость одного конденсатора недостаточна, тогда их соединяют в батареи. Наиболее употребительно так называемое параллельное соединение, при котором наружные обкладки всех конденсаторов соединяются между собой проводниками и так же соединяются внутренние обкладки (рис. 166). Батарея соединенных таким образом конденсаторов представляет собой как

бы один конденсатор с большой поверхностью пластин. Ее емкость равна сумме емкостей отдельных конденсаторов:

$$C = C_1 + C_2 + C_3 + \dots$$

Особенно удобно составлять батареи из плоских конденсаторов. Нарезают четырехугольные листы станиоля с небольшими «хвостами» с одной стороны и укладывают их стопкой, чередуя с тонкими пластинками слюды несколько большего размера. «Хвосты»

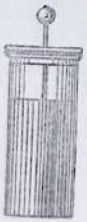


Рис. 165.

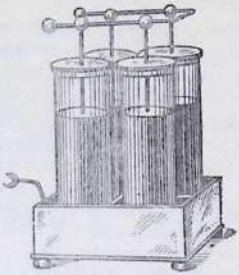


Рис. 166.

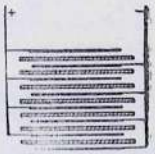


Рис. 166а.

двух соседних станиолевых листков должны быть обращены в противоположные стороны. Рис. 166а схематически изображает такую батарею. Черные линии представляют собой станиолевые листы, тонкие линии изображают «хвосты», а слюдяные пластинки, находящиеся между станиолевыми листами, показаны штриховкой. Все хвосты слева и справа соединяются между собой. Получается батарея параллельно соединенных конденсаторов, которая обычно помещается в хорошо изолированном ящике.

§ 13. О системе практических единиц. До сих пор мы в основном пользовались так называемой абсолютной электростатической системой единиц, связанной с основными единицами абсолютной системы—грамм, сантиметр, секунда, и с их производными единицами—дина, эрг.

Познакомились мы также и с основными практическими единицами—кулон, вольт, фарада и для напряженности—вольт на сантиметр. Этим единицам соответствует практическая единица работы джоуль. За единицу времени в этой системе выберем секунду, за единицу длины—сантиметр. Спрашивается, какую единицу мы должны выбрать для силы? Очевидно такую силу, которая на пути в 1 *см* производила бы работу, равную 1 джоулю:

$$[F'] \cdot см = \text{джоуль} = 10^7 \text{ эрг}.$$

Отсюда

$$[F'] = 10^7 \frac{\text{эрг}}{см} = 10^7 \text{ дин} = 1 \textit{ большой дине}.$$

Итак, за единицу силы мы должны принять силу, равную 10^7 дин, которую будем называть большой диной. Величины, выраженные в практических единицах, будем отмечать значками, поставленными над соответствующими буквами.

В табл. 7 приведены абсолютные и практические единицы величин, определяющих электростатическое поле, и указана связь между ними.

Таблица 7

Единицы	Абсолютные	Практические	Связь между единицами	Связь между величинами, определяющими поле
	Абс. ед. заряда	Кулон	Кулон $= 3 \cdot 10^9$ абс. ед. зар.	$q' = \frac{q}{3 \cdot 10^9}$
Потенциала	Эрг/абс. ед. заряда	Вольт	Вольт $= \frac{1}{300}$ абс. ед. пот.	$V' = 300 V$
Напряженности	Дина/абс. ед. заряда	Вольт / сантиметр	$\frac{\text{Вольт}}{\text{см}} = \frac{1}{300}$ абс.ед.	$E' = 300 E$
Емкости	$\text{Сантиметр} = \frac{\text{абс. ед. зар.}}{\text{абс. ед. пот.}}$	Фарада	Фарада $= 9 \cdot 10^{11}$ абс. ед. емк.	$C' = \frac{1}{9 \cdot 10^{11}} C$
Силы	Дина	Большая дина	Большая дина $= 10^7$ дин	$F' = 10^{-7} F$
Энергии	Эрг	Джоуль	Джоуль $= 10^7$ эрг	$W' = 10^{-7} W$
Длины	Сантиметр	Сантиметр		
Времени	Секунда	Секунда		

В последнем столбце таблицы указано соотношение величин, определяющих поле в обеих системах. Значками отмечены величины, выраженные в практических единицах.

В заключение приведем важнейшие формулы электростатического поля в практической системе единиц.

Число силовых линий, выходящих из заряда $N' = 9 \cdot 10^{11} \cdot 4\pi q'$

Сила, действующая на заряд $F' = q' E'$ б. дин.

Работа перемещения заряда $W' = q' (V_1' - V_2')$ джоулей

Емкость проводника $C' = \frac{q'}{V'}$ фарад

Емкость конденсатора $C' = \frac{S}{4\pi d \cdot 9 \cdot 10^{11}}$ фарад

Справедливость этих формул предлагается проверить самим учащимся.

Абсолютной системой единиц следует пользоваться при решении электростатических задач, во всех же остальных отделах учения об электричестве они оказываются неудобными. В дальнейшем мы будем пользоваться исключительно практической системой единиц.

ГЛАВА 16
ПОСТОЯННЫЙ ТОК

§ 1. Ток. Если соединить проволокой два проводника A и B, заряженных до различных потенциалов, то картина первоначального электростатического поля резко изменится. Потенциалы, которые имели постоянное значение во всех точках обоих проводников, теперь изменяются от точки к точке.

В связи с этим внутри проводников возникает электрическое поле, под влиянием которого начинается движение электрических зарядов.

Мы говорим, что по проводнику *течет электрический ток*. За направление тока условились считать то направление, в котором движутся или стали бы двигаться положительные заряды, т. е. направление, в котором убывает потенциал. В металлических проводниках, как мы уже упоминали в главе 14, движутся одни только отрицательные заряды—электроны. Но это обстоятельство отнюдь не противоречит данному выше определению, так как движение по какому-нибудь направлению положительных зарядов во всех отношениях эквивалентно движению отрицательных зарядов в прямо противоположном направлении.

Под *силой тока* мы понимаем количество электричества, протекающего через поперечное сечение проводника в секунду. Единица силы тока носит название *ампер*—это сила тока, при котором через поперечное сечение проводника в секунду протекает один кулон электричества. Чтобы дать конкретное представление об этой единице, укажем, что через обычные лампочки накаливания проходит ток от $^1/_4$ до $^1/_2$ ампера.

По мере того, как заряды с проводников A и B стекают, потенциалы на них выравниваются, и ток очень быстро прекращается. Но если соединить проводники A и B с каким-нибудь источником постоянного тока, например, гальваническим элементом или динамомашиной, то потенциалы можно поддерживать постоянными и осуществить таким образом в проволоке постоянный ток. Его характерным признаком является то, что через любое сечение проводника за одинаковые промежутки времени протекает одно и то же количество электричества. В самом деле, если бы дело обстояло иначе и через какое-нибудь сечение S протекало больше электричества, чем через сечение S_1, то где-то между S и S_1 происходило бы накопление электричества и потенциал проводника менялся.

Вместе с потенциалом изменяются и силы, движущие заряды, значит, должна измениться и сила тока. По нашему же предположению в проводнике течет постоянный ток, значит, электричество нигде не может накопляться.

Источник тока и тот ряд проводников и приборов, через которые проходит ток, составляют вместе гальваническую цепь. Изучим ее составные части, начав с источника тока, в качестве которого возьмем гальванический элемент. Прежде всего нам придется рассмотреть те разности потенциалов, которые возникают при соприкосновении различных проводников, входящих в цепь.

§ 2. О контактной разности потенциалов. Рассмотрим подробнее, чем в главе 14, те явления, которые происходят при соприкосновении двух различных металлов. По современным взглядам значительная часть электронов в металле находится в свободном состоянии. Они могут свободно перемещаться по всему куску металла, образуя нечто вроде электронного газа. Энергия электронов в различных металлах различна, например, в цинке она больше, чем в меди.

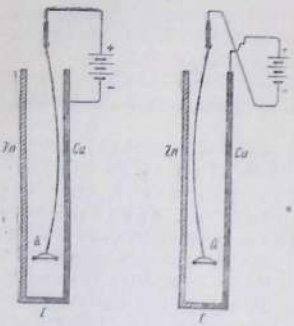


Рис. 167.

При соприкосновении металлов между отдельными точками их поверхностей получается весьма тесный контакт: атомы сближаются на молекулярные расстояния порядка 10^{-8} *см*. В этих точках образуются как бы мостики, по которым электроны могут свободно переходить из одного металла в другой. Электроны цинка, обладающие большей энергией, переходят частично в медь, в результате чего энергия электронов в обоих металлах выравнивается. При этом в меди получается избыток электронов, т. е. отрицательный заряд, а в цинке—положительный. Вместе с тем между обоими металлами устанавливается определенная, так называемая *контактная* разность потенциалов, которая зависит только от природы соприкасающихся металлов, но не зависит ни от их масс, ни от величины и формы соприкасающихся поверхностей, как это ясно из всего хода рассуждения. Не зависит она и от абсолютного значения потенциала, который сообщен пластинам, так как движение электрических зарядов обусловливается только изменением потенциала, но не его величиной.

На опыте контактную разность потенциалов можно продемонстрировать с помощью следующей установки (рис. 167). Две пластинки из меди и цинка спаяны между собой и изогнуты так, чтобы между ними образовалась щель в несколько миллиметров ширины. По середине этой щели натягивается тончайшая металли-

ческая нить диаметром 2—3 μ. Нижний конец нити прикрепляется к дужке Q, сделанной из тонкой кварцевой нити. Если зарядить нить положительно, то она притягивается к меди, если зарядить отрицательно—к цинку. Подобными опытами может быть измерена контактная разность потенциалов различных металлов, которая, вообще говоря, невелика—порядка 1—2 вольт.

Эти явления были открыты еще Вольтой около 150 лет назад. Уже он установил, что разность потенциалов, возникающая между какими-нибудь двумя металлами, не зависит от того, соприкасаются ли они непосредственно между собой или между ними помещается еще целый ряд других металлов. Если при наложении медной пластинки на золотую между ними получается разность потенциалов в несколько единиц, то та же разность потенциалов получится и в том случае, если на золото сначала положить хотя бы пластинку из свинца, потом из железа и только на эту последнюю—пластинку из меди. Это положение известно под именем первого закона Вольты[1]. Из него следует, что разность потенциалов на концах цепи, начинающейся и оканчивающейся одним и тем же металлом, равна нулю. Всякую замкнутую цепь из металлов мы можем разрезать так, чтобы образовалась разомкнутая цепь с одинаковым металлом на концах (рис. 168, разрез S). Потенциал на меди справа и слева от разреза будет одинаков, поэтому если мы опять замкнем цепь, то никакого движения электрических зарядов в ней не возникнет. Цепь, состоящая из одних металлических проводников, имеющих одинаковую температуру, не может служить источником тока.

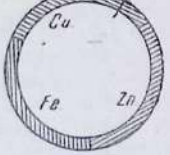


Рис. 168.

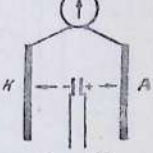


Рис. 169.

§ 3. Электродвижущая сила. Гальванический элемент. Источник тока должен тем или иным способом разделять имеющиеся в нем разноименные электрические заряды, заставляя их двигаться в противоположных направлениях. Силы, разделяющие заряды, могут иметь различную природу, но в этом параграфе мы будем иметь дело только с силами механическими и химическими.

Мы начнем с рассмотрения источника тока, состоящего из двух металлических пластин A и K, между которыми находятся две разноименно заряженные пробные пластинки (рис. 169). Пластины A и K соединены с весьма чувствительным гальванометром G.

[1] Закон Вольты и дальнейшие выводы из него справедливы только при условии, что температура всех металлов одинакова.

При перемещении заряженных пластинок в направлении, указанном стрелками, гальванометр отмечает ток, текущий от пластины A к пластине K. Здесь разделяющей силой является механическая сила, преодолевающая притяжение разноименных зарядов пробных пластинок. За счет работы этой силы получается текущий в цепи ток.

Описанный весьма несовершенный генератор (источник тока) интересен тем, что он является прототипом всевозможных электрических машин, использующих электризацию при трении, или явления электростатической индукции.

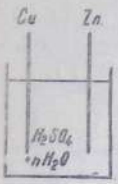


Рис. 170.

Перейдем к другому источнику тока, гальваническому элементу, который получится, если пластины A и K сделать из разных металлов и опустить в какой-нибудь электролит[1]. В этом случае в цепи потечет длительный и довольно сильный ток, так что гальванометр G надо будет заменить амперметром. Между пластинами и электролитом возникают химические реакции, в результате которых положительные и отрицательные ионы в электролите начинают перемещаться в противоположных направлениях.

В этом случае силами, разделяющими заряды, являются силы химические, и движение электрических зарядов происходит за счет той энергии, которая выделяется при химических реакциях между пластинками и электролитом.

В качестве примера рассмотрим простейший гальванический элемент, состоящий из водного раствора серной кислоты (рис. 170), в которую опущены две пластинки из меди и цинка. Эти пластинки называются *электродами*, или *полюсами элемента*. Между металлами и серной кислотой действуют так называемые химические силы. Как известно, молекулы кислот и солей в водных растворах диссоциируют, распадаются на ионы, поэтому молекула серной кислоты H_2SO_4 в воде распадается на два положительных иона H^+, несущих на себе по одному элементарному заряду, и на один отрицательный ион SO_4^{--}, несущий на себе два отрицательных элементарных заряда. Отрицательный ион SO_4^{--}, подойдя к металлу, хотя бы к цинку, соединяется с ним, образуя молекулу цинкового купороса $ZnSO_4$. Молекула в целом не заряжена, поэтому частица цинка, присоединившаяся к отрицательному иону SO_4, должна нести на себе равновеликий положительный заряд. Это значит, что частица цинка отрывается от пластинки в виде положительного иона Zn^{++}, оставляя на ней два из своих электронов. Образовавшаяся молекула $ZnSO_4$ переходит в раствор и тотчас диссоциирует на ионы Zn^{++} и SO_4^{--}. Таким образом, на цинке появляются избыточные электроны, образуется отрицательный заряд, а раствор серной кислоты заряжается положительно. Возникаю-

[1] Напомним, что электролитами называются растворы кислот, солей и щелочей. Мы будем рассматривать только водные растворы.

щее между цинком и электролитом поле затрудняет приближение ионов SO_4^{--}, реакция растворения цинка постепенно замедляется и при достижении определенной разности потенциалов V_1 совершенно прекращается. Эта разность потенциалов является мерой действия химических сил между металлом и кислотой. Она различна для разных металлов и разных кислот, но от величины пластин и сосудов, где налита кислота, понятно, не зависит. Не зависит она и от абсолютного значения потенциала пластины и электролита. Допустим, например, что для цинка и раствора серной кислоты V_1=0,1 вольта. Присоединим цинковую пластинку к электрической машине, наэлектризуем ее до 10 000 вольт и опустим в серную кислоту, которая при том тоже наэлектризуется до 10 000 вольт. Теперь цинк и электролит находятся при одинаковом потенциале, и между ними никаких электрических сил нет. Ясно, что в этих условиях силы химического сродства начнут действовать попрежнему, в результате чего между цинком и электролитом создастся та же разность потенциалов в 0,1 вольта, что и прежде. Окончательно на цинке установится потенциал в 10 000 вольт, а в электролите 10 000,1 вольта.

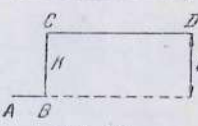


Рис. 171.

Нечто подобное происходит и с медной пластиной; между ней и электролитом устанавливается тоже определенный скачок потенциала. Но эти скачки потенциала между электролитом и металлами не удается измерить опытным путем ни вместе, ни в отдельности. Есть только основание думать, что они очень невелики по сравнению с контактной разностью потенциалов между металлами. Поэтому мы сделаем упрощающее предположение, что электролит выравнивает потенциалы опущенных в него металлов.

Всякую гальваническую цепь можно разомкнуть в любой точке, как мы это делали в начале параграфа с цепью из одних металлов. Поэтому всякий незамкнутый элемент можно считать начинающимся и оканчивающимся одним и тем же металлом. Рассмотрим такой, как говорят, правильно разомкнутый элемент, схематически изображенный на рис. 171 вверху. Под ним дано графическое изображение потенциала в различных частях элемента. В явлениях тока абсолютные значения потенциала совершенно безразличны, поэтому можно изобразить потенциальный уровень одного из металлов, например, меди, произвольно проведенной горизонтальной линией AB. Потенциал цинка будет на K вольт больше, причем K означает контактную разность потенциалов Cu—Zn. Электролит выравнивает потенциалы опущенных в него металлов. Поэтому цинк, раствор серной кислоты и медь справа имеют общий потенциальный уровень CD. Разность потенциалов на концах правильно разомкнутого элемента назы-

вается *электродвижущей силой элемента* $\mathcal{E}$. Из диаграммы следует, что

$$\mathcal{E} = K;$$

т. е электродвижущая сила элемента равна контактной разности потенциалов между входящими в элемент металлами.

Из всего вышеизложенного ясно, что электродвижущая сила элемента определяется исключительно физико-химическими свойствами веществ, из которых он сделан. Абсолютное значение потенциалов тоже никакого значения не имеет. Мы можем, например, соединить медь с землей, тогда на ней будет потенциал нуль, а на цинке—$\mathcal{E}$ (для рассматриваемого элемента—1 вольт). Если же соединить цинк с машиной, дающей 100 вольт, то на меди будет $100+\mathcal{E}$ вольт и т. д.



Рис. 172.

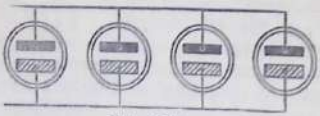


Рис. 172а.

§ 4. Батарея элементов. В том случае, когда электродвижущая сила одного элемента недостаточна, можно составить батарею из нескольких элементов, соединенных последовательно. Рис. 172 дает схему такого соединения. Штрихованные полоски изображают положительные (медные) пластины, а черные полоски—отрицательные (цинковые). Сосуды изображены кружками. При последовательном соединении отрицательный полюс первого элемента соединяется с положительным полюсом второго, отрицательный полюс второго соединяется с положительным полюсом третьего и т. д. С прибавлением каждого нового элемента напряжение батареи возрастает на $\mathcal{E}$ вольт. Действительно, две пластины элемента вместе с соединительной проволокой и медью второго элемента представляют собой правильно разомкнутый элемент, поэтому потенциал медной пластины второго элемента на $\mathcal{E}$ единиц меньше, чем в первом элементе. Потенциал меди в третьем элементе на $\mathcal{E}$ единиц меньше, чем во втором, и т. д. Следовательно, напряжение на полюсах батареи последовательно соединенных элементов равно сумме электродвижущих сил отдельных элементов.

Кроме последовательного соединения элементов, употребляется еще так называемое параллельное соединение (рис. 172а), при котором все отрицательные пластины соединяются между собой и так же соединяются все положительные. Очевидно, при таком соединении получается как бы один большой элемент. Электродвижущая сила батареи остается такой же, как и у одного элемента, но площадь пластин возрастает, что дает возможность брать от нее более сильные токи.

§ 5. Регулировка силы тока. Реостат. Чтобы регулировать силу тока в цепи, можно итти двумя путями. Во-первых, можно изменять электродвижущую силу, беря то или иное количество элементов, а во-вторых, можно изменять сопротивление цепи. Дело в том, что ток представляет собой движение ионов и электронов среди частиц тела. Понятно, что в своем движении они испытывают определенное сопротивление со стороны молекул, подобно тому, как отдельный пешеход, попавший в толпу, только с трудом прокладывает себе дорогу. Чем длиннее и тоньше проводник, тем больше его сопротивление.

Чем больше сопротивление проводника, тем меньший через него идет ток при той же электродвижущей силе. Поэтому, заставляя ток проходить через длинную тонкую проволоку и меняя ее длину, можно в широких пределах менять силу тока. На этом принципе устроены разного рода реостаты, из которых мы опишем два наиболее употребительных типа. Первый из них—реостат со скользящим контактом—изображен на рис. 173 . На деревянной или мраморной доске между двумя стойками A и B укрепляется фарфоровый цилиндр, на который навивается спираль из проволоки. Концы этой спирали присоединены к клеммам M и N. В тех же стойках над цилиндром укрепляется металлический прут, изолированный от них. По этому пруту может двигаться металлическая ползушка K, к которой приделаны снизу две пружины D, прижимающиеся к проволоке реостата. На конце стержня имеется клемма C. Если один полюс батареи присоединить к зажиму N, а другой к C, то ток пойдет от N по проволоке, навитой на фарфоровый цилиндр, до пружины D, затем по стержню к клемме C. Перемещая движок, мы можем по желанию укорачивать или удлинять путь тока, т. е. изменять сопротивление цепи.

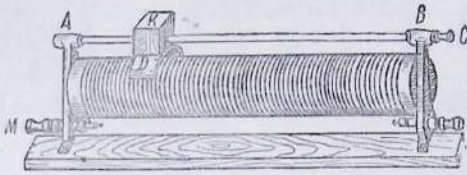


Рис. 173.

Другой тип реостата—штепсельный—употребляют обычно при разного рода измерениях. Он состоит из определенного числа точно измеренных сопротивлений, концы которых припаяны к толстым медным пластинам (рис. 174). Между пластинами находится небольшой просвет, который может быть закрыт с помощью штепселей C. Обычно сопротивления делаются в виде небольших катушек, которые укрепляются внутри деревянного ящика. На крышке этого ящика монтируются медные пластины. Сопротивление реос-

ственно $r_1 I$ и $r_2 I$. Напряжение на участке CK равно rI. Очевидно, напряжение между точками C и K равно сумме напряжений между точками C и D и точками D и K. Отсюда $rI = r_1 I + r_2 I$ или, после сокращения, $r = r_1 + r_2$, что и надо было доказать.

§ 8. Закон Ома для полной цепи. Составим цепь из элемента, ключа, амперметра и реостата (рис. 178). Непосредственно к полюсам элемента приключим вольтметр с большим сопротивлением. Так как идущий через него ток ничтожно мал, то можно считать, что он показывает электродвижущую силу элемента (строго говоря, электродвижущую силу надо было бы измерять электрометром). Если замкнуть ключ K, показания вольтметра уменьшатся, в цепи потечет ток, и в элементе начнутся энергичные химические реакции. С увеличением силы тока химические реакции протекают все энергичнее, а напряжение на полюсах батареи все уменьшается.

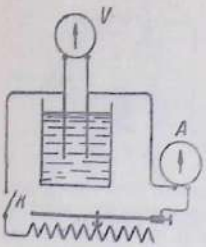


Рис. 178.

Физико-химические силы, разделяющие электрические заряды в неработающем элементе, действуют и в том случае, когда элемент замкнут и в цепи течет ток I. Теперь за счет создаваемой ими электродвижущей силы $\mathcal{E}$ перемещаются электрические заряды как во внешней цепи, так и внутри самого элемента. Значит, $\mathcal{E}$ равно сумме потерянных напряжений во внешней цепи rI и в элементе $r_0 I$.

$$\mathcal{E} = rI + r_0 I. \qquad (2)$$

В этой формуле буквы r и r_0 обозначают сопротивления внешней цепи и элемента. Выражение (2) представляет собой закон Ома для полной цепи, который может быть еще переписан так:

$$\mathcal{E} = (r + r_0) I, \text{ или } I = \frac{\mathcal{E}}{r + r_0}. \qquad (3)$$

Теперь нетрудно объяснить, почему показания вольтметра уменьшаются при возрастании тока в цепи. Вольтметр показывает напряжение во внешней цепи, равное rI. Согласно (2)

$$rI = \mathcal{E} - r_0 I.$$

Когда мы уменьшаем внешнее сопротивление r, ток увеличивается, потерянное напряжение внутри элемента $r_0 I$ тоже увеличивается, а значит разность $\mathcal{E} - Ir_0$ уменьшается.

§ 9. Работа тока. Если заряд, равный q кулонам, переносится с места поля, где потенциал имеет значение V_1 вольт, к месту, где он имеет значение V_2 вольт, то, как известно, силы поля совершают работу.

$$W = q(V_1 - V_2) \text{ джоулей.} \qquad (a)$$

Ток представляет собой движение электрических зарядов, встречающих на своем пути определенное сопротивление. Посмотрим, какую надо затратить работу, чтобы в участке цепи AB с сопротивлением R поддерживать ток силой в I ампер в течение t секунд. Потенциалы в точках A и B обозначим V_1 и V_2 (рис. 179).

I есть количество электричества, протекающее в цепи в течение одной секунды. Стало быть, за t секунд протечет количество электричества

$$q = I \cdot t. \tag{4}$$

Это количество электричества перейдет от точки A с потенциалом V_1 к точке B с потенциалом V_2. Совершенная работа, согласно формулам (а) и (4), будет равна:

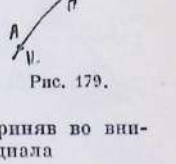


Рис. 179.

$$W = It(V_1 - V_2). \tag{5}$$

Если в данном участке цепи не производится никакой внешней работы, то вся выделяющаяся здесь энергия превращается в тепло. Количество тепла, выраженное в джоулях, непосредственно дается формулой (5). Ее можно преобразовать, приняв во внимание, что между точками A и B падение потенциала

$$V_1 - V_2 = IR.$$

Подставив это значение в (5), получим:

$$W = IRt. \tag{6}$$

Нетрудно также определить в калориях количество тепла, выделяющееся в цепи за t секунд, если вспомнить, что джоуль равен 0,24 калорий:

$$Q = 0{,}24I^2Rt \text{ кал}. \tag{6а}$$

Это выражение известно под названием *закона Джоуля-Ленца*.

В рассмотренном нами простейшем случае формулы (5) и (6) одинаково выражают полную работу, выделяющуюся в данном участке цепи. Не то будет, если в рассматриваемом участке ток, кроме нагревания, производит какую-нибудь внешнюю работу. Допустим, например, что между точками A и B работает электромотор M. Сопротивление всех проводов на этом участке вместе с обмотками мотора обозначим R. Мы можем здесь в точности повторить прежние рассуждения, приведшие нас к формуле (5), которая и теперь выражает собой полную работу, произведенную током на участке AB. Что же касается напряжения $V_1 - V_2$, то теперь оно делится на две части: одна из них идет на продвижение электричества по проводникам и попрежнему выражается через IR, а другая идет на то, чтобы заставить мотор работать. Назовем эту часть $\mathcal{E}'$. Таким образом, напряжение на концах рассматриваемого участка

$$V_1 - V_2 = IR + \mathcal{E}'.$$

Подставив это значение напряжения в (5), получим:

$$W = I^2Rt + I\mathcal{E}'t, \qquad (7)$$

В общем случае, как мы видим, работа, выделяющаяся в цепи, частью идет на производство внешней работы ($I\mathcal{E}'t$), а частью на нагревание проводников (I^2Rt).

Нагреванием проводников током в настоящее время пользуются весьма широко для устройства различных электрических печей, кухонь, утюгов, чайников и пр. Все эти приборы сейчас широко известны и в описаниях не нуждаются.

§ 10. Разветвленная цепь. На практике почти всегда приходится иметь дело со сложными цепями, состоящими из многих разветвленных проводников и нескольких источников тока. На рис. 180 изображена часть такой цепи, в которой действуют два элемента с электродвижущими силами $\mathcal{E}_1$ и $\mathcal{E}_2$. В точках A, B, C проводники разветвляются, так что токи из контура ABC могут уходить во внешнюю цепь, не показанную на рисунке, а частью могут пополняться оттуда. Поэтому в участках контура AB, BC, CA силы токов могут быть различны. Обозначим их соответственно I_1, I_2, I_3, а сопротивления участков через r_1, r_2, r_3.



Рис. 180.

Прежде всего ясно, что для любой узловой точки

$$\Sigma I = 0, \qquad (8)$$

т. е. алгебраическая сумма токов, притекающих к точке разветвления, равна нулю. При этом токи, притекающие к точке, надо считать положительными, а утекающие—отрицательными. Действительно, мы имеем дело с постоянным током, значит, нигде в цепи электричество скопляться не может, так как такое скопление зарядов вызвало бы изменение потенциалов, а значит, и изменение тока. Формула (8) как раз и выражает эту мысль, показывая, что сумма притекающих токов должна равняться сумме утекающих. Выражение (8) известно под названием *первого закона Кирхгофа*.

Второй закон Кирхгофа даем без вывода, по аналогии с выражением (2). Это последнее мы можем истолковать так: действующая в замкнутом контуре электродвижущая сила равна сумме потерянных в контуре напряжений. Оказывается, это положение можно обобщить для любого замкнутого контура, сколько бы в нем электродвижущих сил ни действовало.

Поэтому *второй закон Кирхгофа* можно сформулировать так: сумма электродвижущих сил в замкнутом контуре равна сумме потерянных напряжений. В применении к рассматриваемому контуру этот закон дает:

$$\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 = I_1r_1 + I_2r_2 + I_3r_3. \qquad (9)$$

При составлении подобных выражений необходимо обращать внимание на направление токов и электродвижущих сил. Токи,

которые кажутся нам текущими по контуру в направлении движения часовой стрелки, обычно считаются положительными, текущие в обратном направлении—отрицательными. Точно так же электродвижущая сила, направляющая ток по часовой стрелке, считается положительной, направляющая ток в противоположном направлении—отрицательной. Если по ходу задачи направления токов и электродвижущих сил неизвестны, надо их считать положительными. Знак полученного результата покажет, в каком направлении они текут на самом деле.

С помощью законов Кирхгофа можно найти распределение постоянных токов в любой разветвленной цепи.

§ 11. Параллельно включенные проводники. Шунт. Рассмотрим разветвленный участок цепи между точками A и B (рис. 181). В неразветвленной части идет ток I. Сопротивление верхней

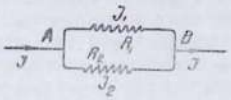


Рис. 181.

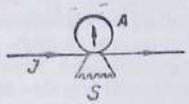


Рис. 181а.

ветви равно R_1, нижней R_2. Спрашивается, как распределится ток между обеими ветвями и каково общее сопротивление участка между A и B? Потерянное напряжение в обеих ветвях одинаково, так как точки A и B у них общие. Если обозначить потенциалы в этих точках соответственно через V_1 и V_2, то потерянное напряжение в верхней ветви будет:

$$I_1R_1 = V_1 - V_2. \qquad \text{(a)}$$

а в нижней

$$I_2R_2 = V_1 - V_2. \qquad \text{(b)}$$

Отсюда следует, что

$$I_1R_1 = I_2R_2$$

или

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{R_2}{R_1} \qquad (10)$$

Итак, в разветвленном проводнике токи обратно пропорциональны сопротивлениям ветвей.

Чтобы найти общее сопротивление R разветвленной части, примем во внимание, что по первому закону Кирхгофа

$$I_1 + I_2 = I \qquad \text{(c)}$$

и что

$$V_1 - V_2 = IR, \text{ или } \frac{V_1 - V_2}{R} = I. \qquad \text{(d)}$$

Подставив это значение напряжения в (5), получим:

$$W = I^2Rt + I\mathcal{E}'t, \tag{7}$$

В общем случае, как мы видим, работа, выделяющаяся в цепи, частью идет на производство внешней работы ($I\mathcal{E}'t$), а частью на нагревание проводников (I^2Rt).

Нагреванием проводников током в настоящее время пользуются весьма широко для устройства различных электрических печей, кухонь, утюгов, чайников и пр. Все эти приборы сейчас широко известны и в описаниях не нуждаются.

§ 10. Разветвленная цепь. На практике почти всегда приходится иметь дело со сложными цепями, состоящими из многих разветвленных проводников и нескольких источников тока. На рис. 180 изображена часть такой цепи, в которой действуют два элемента с электродвижущими силами $\mathcal{E}_1$ и $\mathcal{E}_2$. В точках A, B, C проводники разветвляются, так что токи из контура ABC могут уходить во внешнюю цепь, не показанную на рисунке, а частью могут пополняться оттуда. Поэтому в участках контура AB, BC, CA силы токов могут быть различны. Обозначим их соответственно I_1, I_2, I_3, а сопротивления участков через r_1, r_2, r_3.

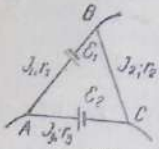


Рис. 180.

Прежде всего ясно, что для любой узловой точки

$$\Sigma I = 0, \tag{8}$$

т. е. алгебраическая сумма токов, притекающих к точке разветвления, равна нулю. При этом токи, притекающие к точке, надо считать положительными, а утекающие—отрицательными. Действительно, мы имеем дело с постоянным током, значит, нигде в цепи электричество скопляться не может, так как такое скопление зарядов вызвало бы изменение потенциалов, а значит, и изменение тока. Формула (8) как раз и выражает эту мысль, показывая, что сумма притекающих токов должна равняться сумме утекающих. Выражение (8) известно под названием *первого закона Кирхгофа*.

Второй закон Кирхгофа даем без вывода, по аналогии с выражением (2). Это последнее мы можем истолковать так: действующая в замкнутом контуре электродвижущая сила равна сумме потерянных в контуре напряжений. Оказывается, это положение можно обобщить для любого замкнутого контура, сколько бы в нем электродвижущих сил ни действовало.

Поэтому *второй закон Кирхгофа* можно сформулировать так: сумма электродвижущих сил в замкнутом контуре равна сумме потерянных напряжений. В применении к рассматриваемому контуру этот закон даст:

$$\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 = I_1r_1 + I_2r_2 + I_3r_3. \tag{9}$$

При составлении подобных выражений необходимо обращать внимание на направление токов и электродвижущих сил. Токи,

которые кажутся нам текущими по контуру в направлении движения часовой стрелки, обычно считаются положительными, текущие в обратном направлении—отрицательными. Точно так же электродвижущая сила, направляющая ток по часовой стрелке, считается положительной, направляющая ток в противоположном направлении—отрицательной. Если по ходу задачи направления токов и электродвижущих сил неизвестны, надо их считать положительными. Знак полученного результата покажет, в каком направлении они текут на самом деле.

С помощью законов Кирхгофа можно найти распределение постоянных токов в любой разветвленной цепи.

§ 11. Параллельно включенные проводники. Шунт. Рассмотрим разветвленный участок цепи между точками A и B (рис. 181). В неразветвленной части идет ток I. Сопротивление верхней

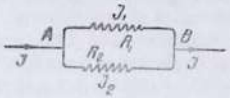


Рис. 181.



Рис. 181а.

ветви равно R_1, нижней R_2. Спрашивается, как распределится ток между обеими ветвями и каково общее сопротивление участка между A и B? Потерянное напряжение в обеих ветвях одинаково, так как точки A и B у них общие. Если обозначить потенциалы в этих точках соответственно через V_1 и V_2, то потерянное напряжение в верхней ветви будет:

$$I_1R_1 = V_1 - V_2, \tag{a}$$

а в нижней

$$I_2R_2 = V_1 - V_2. \tag{b}$$

Отсюда следует, что

$$I_1R_1 = I_2R_2$$

или

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{R_2}{R_1}. \tag{10}$$

Итак, в разветвленном проводнике токи обратно пропорциональны сопротивлениям ветвей.

Чтобы найти общее сопротивление R разветвленной части, примем во внимание, что по первому закону Кирхгофа

$$I_1 + I_2 = I \tag{c}$$

и что

$$V_1 - V_2 = IR, \text{ или } \frac{V_1 - V_2}{R} = I. \tag{d}$$

Подставив это значение напряжения в (5), получим:

$$W = I^2Rt + I\mathcal{E}'t, \qquad (7)$$

В общем случае, как мы видим, работа, выделяющаяся в цепи, частью идет на производство внешней работы ($I\mathcal{E}'t$), а частью на нагревание проводников (I^2Rt).

Нагреванием проводников током в настоящее время пользуются весьма широко для устройства различных электрических печей, кухонь, утюгов, чайников и пр. Все эти приборы сейчас широко известны и в описаниях не нуждаются.

§ 10. Разветвленная цепь. На практике почти всегда приходится иметь дело со сложными цепями, состоящими из многих разветвленных проводников и нескольких источников тока. На рис. 180 изображена часть такой цепи, в которой действуют два элемента с электродвижущими силами $\mathcal{E}_1$ и $\mathcal{E}_2$. В точках A, B, C проводники разветвляются, так что токи из контура ABC могут уходить во внешнюю цепь, не показанную на рисунке, а частью могут пополняться оттуда. Поэтому в участках контура AB, BC, CA силы токов могут быть различны. Обозначим их соответственно I_1, I_2, I_3, а сопротивления участков через r_1, r_2, r_3.

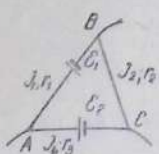


Рис. 180.

Прежде всего ясно, что для любой узловой точки

$$\Sigma I = 0, \qquad (8)$$

т. е. алгебраическая сумма токов, притекающих к точке разветвления, равна нулю. При этом токи, притекающие к точке, надо считать положительными, а утекающие — отрицательными. Действительно, мы имеем дело с постоянным током, значит, нигде в цепи электричество скопляться не может, так как такое скопление зарядов вызвало бы изменение потенциалов, а значит, и изменение тока. Формула (8) как раз и выражает эту мысль, показывая, что сумма притекающих токов должна равняться сумме утекающих. Выражение (8) известно под названием *первого закона Кирхгофа*.

Второй закон Кирхгофа даем без вывода, по аналогии с выражением (2). Это последнее мы можем истолковать так: действующая в замкнутом контуре электродвижущая сила равна сумме потерянных в контуре напряжений. Оказывается, это положение можно обобщить для любого замкнутого контура, сколько бы в нем электродвижущих сил ни действовало.

Поэтому *второй закон Кирхгофа* можно сформулировать так: сумма электродвижущих сил в замкнутом контуре равна сумме потерянных напряжений. В применении к рассматриваемому контуру этот закон даст:

$$\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 = I_1r_1 + I_2r_2 + I_3r_3. \qquad (9)$$

При составлении подобных выражений необходимо обращать внимание на направление токов и электродвижущих сил. Токи,

которые кажутся нам текущими по контуру в направлении движения часовой стрелки, обычно считаются положительными, текущие в обратном направлении—отрицательными. Точно так же электродвижущая сила, направляющая ток по часовой стрелке, считается положительной, направляющая ток в противоположном направлении—отрицательной. Если по ходу задачи направления токов и электродвижущих сил неизвестны, надо их считать положительными. Знак полученного результата покажет, в каком направлении они текут на самом деле.

С помощью законов Кирхгофа можно найти распределение постоянных токов в любой разветвленной цепи.

§ 11. Параллельно включенные проводники. Шунт. Рассмотрим разветвленный участок цепи между точками A и B (рис. 181). В неразветвленной части идет ток I. Сопротивление верхней



Рис. 181.

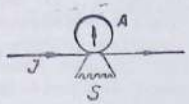


Рис. 181а.

ветви равно R_1, нижней R_2. Спрашивается, как распределится ток между обеими ветвями и каково общее сопротивление участка между A и B? Потерянное напряжение в обеих ветвях одинаково, так как точки A и B у них общие. Если обозначить потенциалы в этих точках соответственно через V_1 и V_2, то потерянное напряжение в верхней ветви будет:

$$I_1R_1 = V_1 - V_2. \qquad (a)$$

а в нижней

$$I_2R_2 = V_1 - V_2. \qquad (b)$$

Отсюда следует, что

$$I_1R_1 = I_2R_2$$

или

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{R_2}{R_1}. \qquad (10)$$

Итак, в разветвленном проводнике токи обратно пропорциональны сопротивлениям ветвей.

Чтобы найти общее сопротивление R разветвленной части, примем во внимание, что по первому закону Кирхгофа

$$I_1 + I_2 = I \qquad (c)$$

и что

$$V_1 - V_2 = IR, \text{ или } \frac{V_1 - V_2}{R} = I. \qquad (d)$$

Уравнения (a) и (d) решаем относительно токов:

$$\frac{V_1 - V_2}{R_1} = I_1; \quad \frac{V_1 - V_2}{R_2} = I_2.$$

Складывая эти уравнения, вынося за скобку $V_1 - V_2$ и принимая во внимание (c) и (d), получим:

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}. \qquad (11)$$

Обратная величина общего сопротивления разветвленного участка равна сумме обратных величин сопротивлений ветвей.

Заметим, что указанный на рис. 180 способ включения проводников между точками A и B называется параллельным включением. Формула (11) может быть распространена на случай любого числа параллельно соединенных проводников.

Нам остается сказать еще несколько слов про *шунт*—приспособление, дающее возможность ответвлять от главного тока определенную его часть. Шунт представляет собой просто проводник, включенный параллельно главной цепи. Задача состоит лишь в том, чтобы правильно рассчитать его сопротивление. Поясним это на примере. Пусть в главной цепи идет ток I, который мы должны измерять с помощью амперметра (рис. 181а). Между тем, ток слишком велик и не может быть целиком пропущен через амперметр. На помощь приходит шунт S, включенный параллельно амперметру к его зажимам. Чтобы по показаниям амперметра судить о силе тока I, необходимо знать, какая его доля идет через амперметр. Обыкновенно употребляются десятичные шунты, т. е. такие, при которых в амперметр идет 0,1 ; 0,01...доля тока. Допустим, мы хотим пропустить через амперметр 0,1 полного тока, значит, через шунт должны проходить остальные 0,9 тока. Теперь мы можем воспользоваться формулой (10), положив $I_1 = 0{,}1\ I$, $I_2 = 0{,}9\ I$ и обозначив через R_1 известное сопротивление амперметра, а через R_2—искомое сопротивление шунта. Подставив эти величины в формулу (10), получим:

$$\frac{0{,}1I}{0{,}9I} = -\frac{R_2}{R_1}$$

или

$$R_2 = R_1 \cdot \frac{1}{9}.$$

Таким образом, мы видим, что сопротивление шунта должно быть в 9 раз меньше сопротивления гальванометра.

§ 12. Реостат как делитель напряжения. В лабораторной практике часто бывает необходимо непрерывно изменять напряжение, приложенное к какому-нибудь прибору. Например, требуется менять напряжение, приложенное к пластинам конденсатора, в пределах от 0 до 200 вольт. Для этого надо иметь батарею с элек-

тродвижущей силой в 200 вольт и реостат с большим сопротивлением. Расположение приборов показано на рис. 182. Батарею замыкают на реостат так, чтобы ток проходил по всем его виткам. Одну пластину конденсатора присоединяют к клемме M, другую — к клемме, соединенной с движком. Потерянное напряжение на реостате можно считать равным э. д. с.[1] батареи, так как в цепи идет очень слабый ток, и падение напряжения в подводящих проводах практически равно нулю. Поэтому, когда движок находится в крайнем правом положении, разность потенциалов между ним и клеммой M равна э. д. с. батареи, когда же он находится в крайнем левом положении, разность потенциалов равна нулю. Таким образом, перемещая движок слева направо, можно подать на конденсатор любое напряжение от 0 до 200 вольт. Чтобы иметь возможность измерять это напряжение, параллельно конденсатору к клеммам M и C приключают вольтметр V.

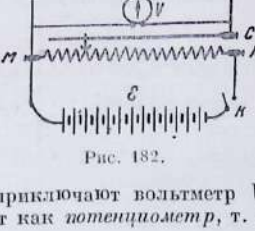


Рис. 182.

В описанной схеме реостат работает как *потенциометр*, т. е. делитель напряжения.

§ 13. Сопротивление проводников и диэлектриков. Пользуясь законом Ома для участка цепи

$$V_1 - V_2 = Ir, \qquad \text{(а)}$$

можно легко определить сопротивление проводника, измерив вольтметром разность потенциалов $V_1 - V_2$ на его концах и амперметром силу тока в цепи I. Более точные измерения сопротивления делаются при помощи мостика Уитсона, с которым учащиеся познакомятся на лабораторных занятиях.

Как показывают опыты, сопротивление проводника прямо пропорционально его длине l и обратно пропорционально площади поперечного сечения S:

$$r = \rho \frac{l}{S}. \qquad (12)$$

Множитель пропорциональности ρ называется удельным сопротивлением проводника. Определив r и измерив l и S, можно по формуле (12) определить ρ.

Сопротивление диэлектриков может быть определено по той же формуле (а), но измерения значительно труднее. Текущие через диэлектрики токи имеют ничтожно малую величину, кроме того, наблюдаются некоторые побочные явления, затрудняющие наблюдения.

В табл. 8 приведены удельные сопротивления некоторых металлов, сплавов и диэлектриков.

Если отбросить множитель 10^{-4} во втором столбце, то приведен-

[1] Иногда вместо слов «электродвижущая сила» мы будем писать сокращенно э. д. с.

Таблица 8

Вещество при 20° С	Удельное сопротивление ом·см	Температурный коэфициент между 0° и 100° С	Вещество при 20° С	Удельное сопротивление ом·см	Температурный коэфициент между 0° и 100° С
Серебро	$0,0160.10^{-4}$	0,00410	Уголь дуговых фонарей	40.10^{-4}	—0,0005
Медь	$0,0169.10^{-4}$	0,00429	Константан 54% Cu; 46% Ni;	$0,50.10^{-4}$	0,00004
Алюминий	$0,0275.10^{-4}$	0,00434	Манганин 86% Cu; 12% Mn; 2% Ni;	$0,43.10^{-4}$	0,00002
Вольфрам	$0,056.10^{-4}$	0,00421	Стекло	От 5.10^{11} до 3.10^{14}	Сопротивление диэлектриков быстро уменьшается с увеличением температуры
Свинец	$0,205.10^{-4}$	0,00421	Кварц плавленый	5.10^{18}	
Ртуть	$0,942.10^{-4}$	0,00096	Эбонит	2.10^{19}	

ные числа дадут в омах сопротивление проволоки длиной в 1 *м* с поперечным сечением в 1 $мм^2$.

Как видно из таблицы, удельные сопротивления различных веществ весьма различны. Наименьшими сопротивлениями обладают металлы, но и среди них различия очень велики. Так, например, сопротивление свинца в 13 раз больше сопротивления серебра, которое обладает наименьшими сопротивлениями среди металлов. Почти таким же малым сопротивлением обладает и медь, из которой обычно изготовляются электрические провода. В последнее время стали широко применять проволоку из алюминия, которая обладает тоже малым сопротивлением, но значительно легче меди и в некоторых случаях технически более удобна.

Для реостатов употребляется проволока с большим удельным сопротивлением. Она изготовляется из особых сплавов, из которых наиболее употребительные помещены в табл. 8.

Сопротивление всех тел с температурой изменяется. Поэтому в третьем столбце даны еще температурные коэфициенты сопротивления γ. Если известно сопротивление при 0° и температурный коэфициент, то сопротивление при t градусах в первом приближении может быть найдено по формуле, по своему внешнему виду сходной с формулами Гей-Люссака[1]:

$$\rho = \rho_0(1 + \gamma t).$$

[1] Эта формула для низких температур непригодна. При очень низких температурах, отличающихся всего на несколько градусов от абсолютного нуля, сопротивление многих материалов становится равным нулю, о чем мы уже упоминали в главе 14.

Очень малыми температурными коэфициентами обладают манганин и константан, поэтому катушки сопротивлений в хороших штепсельных реостатах делаются из этих сплавов.

В конце таблицы приведены удельные сопротивления нескольких диэлектриков. Эти сопротивления имеют совсем другой порядок величины, во много миллиардов раз больший, чем у металлов. В отличие от металлических проводников удельные сопротивления диэлектриков быстро уменьшаются с возрастанием температуры.

§ 14. Термоэлектричество. При соприкосновении двух металлов на них возникают электрические заряды и устанавливается определенная разность потенциалов. Но воспользоваться этой разностью потенциалов для того, чтобы получить ток в цепи, состоящей из одних металлов, как мы знаем, нельзя (первый закон Вольты). Однако это справедливо только при условии, что температура всех проводников одинакова. Если же подогреть один из спаев, например, спай между железом и цинком (рис. 168), то в цепи потечет ток, который нетрудно заметить по его действию на магнитную стрелку. С изменением температуры спая физические свойства металлов изменяются, и вместе с тем изменяется разность потенциалов между ними. Благодаря этому установившееся в цепи равновесие нарушается и начинается движение электрических зарядов. Таким образом, нагревание одного из спаев цепи вызывает появление так называемых *термоэлектрических токов* и соответствующих *термоэлектрических электродвижущих сил*.

Чтобы изучить зависимость термоэлектрических э. д. с. от разности температур спаев, служит установка, показанная на рис. 183. Цепь состоит из гальванометра, к которому присоединены спаянные между собой концами медные и константановые проволоки. Один спай помещается в стаканчике с тающим льдом, другой вместе с подходящим термометром помещается в другом стаканчике или тигле и нагревается.

Результаты измерений показывают, что термоэлектродвижущие силы приблизительно пропорциональны разности температур спаев. Некоторые данные можно найти в табл. 9. Однако приведенные цифры имеют только ориентировочное значение.

Термопара, которой хотят воспользоваться для измерения температур, должна быть тщательно проградуирована по многим точкам.

Таблица 9

Пары металлов	Термоэлектродвижущие силы
Медь-константан	45.10^{-6} вольта на 1° между 0° и 500°С
Никель-никель+12% хрома (нихром)	37.10^{-6} » » 1° » 0° и 1000°С
Платина-платина+5% родия	6.10^{-6} » » 1° » 0° и 1500°С

Из таблицы видно, что термоэлектродвижущие силы очень малы. Тем не менее они легко могут быть измерены, так как чувствительность современных измерителей тока и напряжения чрезвычайно велика.

Главное применение термоэлементы имеют в технике измерения температуры. Проградуированные по схеме рис. 183, они могут быть употреблены в качестве термометров, обладающих многими ценными качествами. Они быстро принимают температуру измеряемого тела и применимы от температур жидкого водорода до 1 500°С и выше. Соединенные с хорошим гальванометром, они обладают

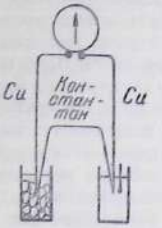


Рис. 183.

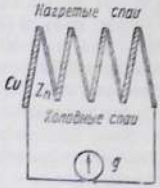


Рис. 184.

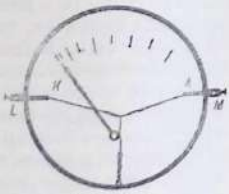


Рис. 185.

громадной чувствительностью, позволяющей измерять разности температур порядка 10^{-4} градуса. Наконец, размеры и форма термопар могут меняться самым различным образом. Можно, например, сделать термопару в форме тонкой иглы и измерять с ее помощью хотя бы температуру небольших насекомых.

В том случае, когда чувствительность одной термопары недостаточна, их можно собирать в батареи подобно тому, как мы это делаем с гальваническими элементами. Такая батарея, составленная из термопар, соединенных последовательно, изображена на рис. 184. Если одновременно нагревать все четные или все нечетные спаи, то э. д. с. батареи будет равна сумме электродвижущих сил, возникших в отдельных термоэлементах. Чувствительность таких батарей громадна. При их помощи, например, исследуется распределение энергии в спектрах звезд.

§ 15. Тепловые измерительные приборы. Опишем устройство теплового амперметра (рис. 185). Его главной частью является тоненькая платино-иридиевая проволочка KA, к которой припаяна другая тонкая проволочка, обернутая вокруг оси стрелки и натянутая снизу пружиной. Ток подводится к зажимам L и M, проходит по проволоке AK и нагревает ее. Проволока удлиняется и под влиянием натяжения пружины прогибается книзу. При этом стрелка поворачивается на некоторый угол. Понятно, что определенному току соответствует и определенный угол поворота стрелки. Таким образом, инструмент может служить для измерения силы тока, надо только проградуировать его шкалу. О том, как это делается, мы узнаем в главе об электролизе. Проволока KA

в тепловых инструментах очень тонкая, поэтому амперметры, рассчитанные на сколько-нибудь значительные токи, делаются с внутренним шунтом.

Устройство теплового вольтметра такое же, только вместо шунта включается добавочное сопротивление последовательно с проволокой KA, и шкала градуируется на вольты. Для этого прибор приключается к источнику тока известного напряжения, например, к батарее элементов или аккумуляторов. Это напряжение создает в приборе ток определенной силы, который вызывает определенный поворот стрелки. Стало быть, определенному напряжению, приложенному к зажимам вольтметра, соответствует определенный поворот стрелки и обратно. Включая то или иное количество аккумуляторов или элементов, можно проградуировать шкалу прибора.

ГЛАВА 17

МАГНЕТИЗМ

§ 1. Закон Кулона, напряженность поля. Если взять магнит в форме стержня и опустить в железные опилки, то они пристанут главным образом к его концам. Мы говорим, что на концах магнита расположены его полюсы. К середине магнита опилки не пристают—здесь имеется так называемая нейтральная зона

Если подвесить магнит за середину на тонкой нити, то он всегда устанавливается так, что один его конец указывает на север, другой—на юг. В соответствии с этим один полюс называется северным и обозначается буквой N, другой—южным и обозначается буквой S. Дальнейшие опыты показывают, что одноименные полюсы отталкиваются, разноименные—притягиваются.

При описании постоянных магнитов и создаваемых ими полей дело происходит так, как будто в их полюсах сосредоточено некоторое количество магнетизма—в северном полюсе положительного, в южном—отрицательного. Мы уже знаем из главы 14, что эта точка зрения не соответствует действительности, однако она позволяет наглядно и относительно просто описать основные явления в области магнетизма, и поэтому мы ее будем придерживаться в настоящей главе.

Особенно просто расположение полюсов в длинных и тонких магнитах, которые можно сделать из кусков стальной проволоки. Можно считать, что полюсы таких магнитов представляют собой точки, расположенные на их концах. Силы, действующие между двумя точечными полюсами, можно определить при помощи весов так, как это делалось для электрических зарядов. Осложнение только в том, что полюсы магнита неотделимы, так что приходится иметь дело с взаимодействием четырех полюсов. Однако наблюдения показывают, что силы между полюсами весьма быстро убывают с расстоянием, а так как для опыта берут длинные и тонкие маг-

ницы, то фактически приходится учитывать только взаимодействие ближайших полюсов.

В результате измерений получается следующая формула, данная тоже Кулоном:

$$F = \frac{mm_1}{r^2} \text{ дин.} \qquad (1)$$

Здесь m и m_1 представляют собой количество магнетизма, сосредоточенное в двух взаимодействующих полюсах, r—расстояние между полюсами.

Из формулы (1) следует, что за единицу надо принять такое количество магнетизма, которое действует на равное себе количество магнетизма, находящееся от него на расстоянии одного сантиметра, с силой одной дины.

Для характеристики силовых действий магнитного поля, так же как в электростатике, вводится понятие о напряженности поля. Вектор, численно равный силе, с которой поле действует на единицу положительного магнетизма, называют напряженностью и относят к той точке поля, в которой полюс находится. Единица напряженности носит название *эрстед*—это напряженность в такой точке поля, где сила, действующая на полюс $+1$, равна одной дине. Поясним сказанное на примере. Пусть в некоторой точке A около магнита помещен магнитный полюс $+3$ и на него действует сила, равная 15 динам. Мы говорим, что магнит в точке A создает напряженность, равную $15/3 = 5$ эрстедам.

В практической системе за единицу напряженности магнитного поля принимается тоже эрстед.

Связь между силой F, действующей на магнитный полюс m, и напряженностью H в том месте поля, где помещен полюс, дается формулой:

$$H = \frac{F}{m} \text{ эрстед, или } F = mH \text{ дин.} \qquad (2)$$

При вычислении напряженности H, входящей в эту формулу, поле, создаваемое самим полюсом m, приниматься во внимание не должно.

Размерности m и H равны соответственно размерностям q и E, как в этом нетрудно убедиться, повторив расчеты, приведенные на стр. 188 и 189.

Установим единицу магнетизма в практической системе, воспользовавшись для этого формулой (2). За единицу мы должны принять такое количество магнетизма, которое испытывает в поле с напряженностью в 1 эрстед силу, равную одной большой дине: 6. дина $=$ 1 пр. ед. магн. $\times$ 1 эрстед. Отсюда следует, что

$$1 \text{ пр. ед. магн.} = \frac{6. \text{ дина}}{\text{эрстед}} = \frac{10^7. \text{ дин}}{\text{эрстед}} = 10^7 \text{ абс. ед. магн.} \qquad (3)$$

Таким образом, практическая единица магнетизма должна равняться 10^7 абс. единицам.

§ 2. Магнитные силовые линии. Для наглядного описания магнитного поля удобно пользоваться представлением о магнитных силовых линиях, определяя их таким же образом, как это было сделано в отношении силовых линий электрического поля. Приблизительное направление магнитных силовых линий можно найти из следующего опыта. На стол кладется сильный полосовой магнит, а над ним на длинной нити подвешивается намагниченная вязальная спица. Нижний положительный полюс спицы должен быть на несколько миллиметров выше магнита. Действием магнита на верхний полюс спицы можно пренебречь, а также в грубом приближении можно пренебречь и силой тяжести. Помещая полюс в разных точках поля и следя за его движением, мы увидим, что силовые линии имеют форму, показанную на рис. 186. Они все выходят из северного конца магнита и входят в южный. У полюсов, где магнитные силы велики, силовые линии расположены густо, вдали же от магнита они расположены реже, их плотность убывает. Если надо при помощи силовых линий изобразить не только направления магнитных напряженностей, но и их численную величину, то поступают следующим образом: проводят силовые линии так, чтобы их плотность равнялась напряженности в данном месте поля.

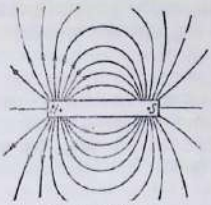


Рис. 186.

Удобно наблюдать силовые линии при помощи железных опилок, о чем мы уже упоминали на стр. 180. Таким способом получены магнитные спектры, изображенные на рис. 187, 188 и 189.

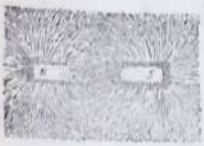


Рис. 187.

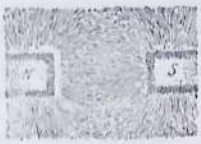


Рис. 188.

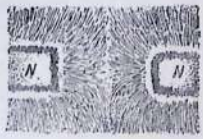


Рис. 189.

Первый из них дает уже известную нам картину поля полосового магнита. Рис. 188 изображает поле между разноименными полюсами двух магнитов. Силовые линии выходят из северного полюса левого магнита и входят в южный полюс правого. Затем они снова выходят из северного полюса правого магнита, чтобы войти в южный полюс левого (на рисунке не показано).

На рис. 189 изображено поле двух магнитов, повернутых друг к другу одноименными полюсами. Здесь силовые линии не сливаются, а образуют две раздельные системы. В промежутке между

полюсами силовые линии как бы сжаты и расположены гораздо теснее, чем в том случае, когда другой магнит отсутствует. О магнитных силовых линиях можно повторить все то, что говорилось об электрических линиях в § 2 главы 15.

Полюс длинного и тонкого магнита представляет собой точку, и силовые линии около полюса имеют радиальное направление. Повторяя в точности рассуждения § 3 главы 15, найдем, что из северного полюса выходит

$$N_m = 4\pi m \qquad (4)$$

силовых линий. В практической системе напряженность выражается в тех же единицах, что и в абсолютной системе. Поэтому мы должны считать, что из полюса выходит то же самое число силовых линий. Вспоминая, что $m = 10^7 m'$, получим

$$N_m = 10^7 \cdot 4\pi m'. \qquad (4a)$$

В дальнейшем, начиная с главы 18, мы будем пользоваться практическими единицами количества магнетизма[1].

§ 1. Движение магнита в магнитном поле. Рассмотрим сначала поступательное движение магнита в однородном магнитном поле. Под этим названием мы понимаем такое поле, во всех точках которого напряженности равны по величине и по направлению. Однородное поле можно осуществить или на небольшом пространстве между разноименными полюсами двух магнитов, или между полюсами подковообразного магнита, или, наконец, с помощью катушек, обтекае-

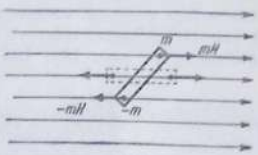


Рис. 190.

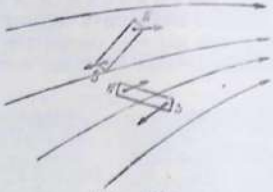


Рис. 190а.

мых током. Силовые линии однородного поля представляют собой ряд параллельных равноотстоящих прямых. Рис. 190 изображает однородное поле, в котором находится магнит с полюсами $\pm m$. Напряженность поля обозначим H. Силы, действующие на полюсы, мы найдем по формуле (2). Одна из них будет mH, другая $-mH$. Знак минус показывает, что сила действует в обратную сторону по сравнению с напряженностью. Мы видим, что на магнит действуют две равные, параллельные и в разные стороны направленные силы. Как мы знаем, такие силы не дают равнодействующей,

[1] В редких случаях, когда мы будем выражать m в абсолютных единицах, будет сделана соответствующая оговорка.

и поэтому магнит не будет двигаться поступательно. Он будет только вращаться, пока не встанет по направлению силовых линий (положение, отмеченное пунктиром). Если рассмотреть начальное и конечное положения магнита, то мы увидим, что он повернулся так, что число силовых линий, входящих в его южную сторону, увеличилось. Перейдем к неоднородному полю (рис. 190а). Теперь силы, действующие на полюсы магнита, не равны и не параллельны. Поэтому они сложатся, дав для верхнего магнита равнодействующую, направленную вправо, а для нижнего—влево. Если магниты совершенно свободны, они будут двигаться в направлении равнодействующей. Если же магниты не вполне свободны, например, стрелки компаса, то они и в этом случае установятся вдоль по силовым линиям. Нетрудно видеть, что в о в с е х с л у ч а я х м а г н и т ы д в и ж у т с я т а к, ч т о б ы ч и с л о с и л о в ы х л и н и й, в х о д я щ и х в и х ю ж н ы й п о л ю с[1], у в е л и ч и в а л о с ь, и л и, и н а ч е, ч т о б ы ч и с л о л и н и й п о л я, в х о д я щ и х в и х ю ж н ы й п о л ю с, у м е н ь ш а л о с ь. Это весьма общее правило дает возможность выяснить характер движения магнитов и, как увидим дальше, также токов в любых магнитных полях.

§ 4. Вебе́ровская теория магнетизма. Если взять намагниченную вязальную спицу и разломить ее пополам, то получатся два магнита, каждый с двумя полюсами, в чем нетрудно убедиться, опустив оба обломка в железные опилки. Оба полученные магнита можно еще раз разломить и получить 4 маленьких магнита, затем 8 и т. д. Подобный опыт привел немецкого ученого Вебера к мысли, что магнетизм есть свойство мельчайших частиц железа, что эти частицы представляют собой крошечные магнитики. Разница же между магнитом и ненамагниченной сталью только в том, что в магните элементарные магниты расположены в правильные ряды, в ненамагниченной стали все они находятся в хаотическом беспорядке. Рис. 191 изображает ненамагниченную сталь, где стрелками обозначены элементарные магниты, причем конец стрелки обозначает северный, а хвост—южный полюс. Каждый магнитик создает в окружающем пространстве магнитное поле. Но так как магнитиков великое множество и все они расположены в хаотическом беспорядке, то их действия взаимно уничтожаются, и кусок стали представляется немагнитным. Совершенно другая картина в магните (рис. 192): здесь значительная часть элементарных магнитов собрана в цепочки, три из которых изображены на рисунке. В средней цепочке магнитики перенумерованы. Северный конец первого магнитика близок к южному концу второго магнитика. Их силовые линии сцепляются, как на рис. 188, и поэтому эти два полюса на внешнее пространство не оказывают никакого влияния. То же самое можно сказать обо всех полюсах элементарных магнитов, обращенных друг к другу. Остается только действие тех полюсов,

[1] Под южной стороной магнита надо понимать сечение, которым он оканчивается со стороны южного полюса. Число силовых линий поля надо представлять себе гораздо большим, чем на чертеже.

которыми цепочки начинаются и оканчиваются. Эти полюсы покрывают концы магнита и создают на одном из них северный магнетизм, на другом—южный. В подтверждение своей теории Вебер построил любопытный прибор, состоящий из дощечки, в которую вколото несколько десятков иголок, расположенных несколькими правильными рядами. На каждую иголку насажена маленькая магнитная стрелка. Предоставленные самим себе, стрелки располагаются беспорядочным образом, подобно тому, как изображено на рис. 191,— это грубое изображение хаотического расположения элементарных

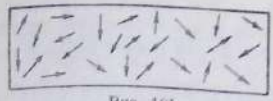


Рис. 191.

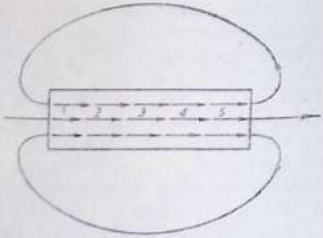


Рис. 192.

магнитов ненамагниченной стали. Если провести над дощечкой слева направо южным полюсом магнита, то стрелки все выстроятся в ряды, как показано на рис. 192, и мы получим модель магнита. Одновременно этот опыт учит нас, в чем заключается процесс намагничивания: когда мы проводим магнитом по стальной полосе, то часть ее элементарных магнитов ориентируется в определенном направлении и полоса приобретает свойства магнита.

Понятным становится с точки зрения веберовской теории влияние толчков и температуры на качество магнита. Если ударить магнит молотком, он портится, потому что при ударе часть цепочек распадается. По той же причине портится магнит и при нагревании. Если раскалить его докрасна, то после остывания он превращается в простую ненамагниченную сталь.

Надо заметить, что формальная теория Вебера наглядно объясняет многие факты, но не затрагивает сути явления, ничего не говорит о том, что представляют собой элементарные магниты. К этому вопросу мы еще вернемся в следующей главе.

§ 5. Магнитная индукция. Если приблизить к куску железа магнит, то железо намагничивается и приобретает свойство притягивать к себе легкие железные предметы. Это явление носит название *магнитной индукции*, или намагничивания на расстоянии. Нетрудно на опыте убедиться, что на ближайшем к магнитному полюсу конце железа индуцируется магнетизм противоположного знака, а на отдаленном конце—магнетизм того же знака. С точки зрения веберовской теории молекулярные магниты железа устанавливаются по силовым линиям, образуя вышеописанные цепочки. Там, где силовые линии входят в железо, появляется

южный магнетизм, там, где они выходят,—северный. Поучительную картину представляет собой спектр магнита и поднесенного к нему куска железа. Она совершенно подобна той, которая изображена на рис. 188, где представлены два магнита, повернутые друг к другу разноименными полюсами. Силовые линии, выходящие из магнита, как бы втягиваются в железо. Этим свойством силовых линий пользуются для устройства магнитных экранов, защищающих от действия магнитных сил. Если, например, мы хотим защитить магнитную стрелку от действия находящегося рядом с ней магнита, то ее следует поместить внутри толстостенного железного чехла. Силовые линии втянутся в железо, как это изображено на рис. 193, и не проникнут внутрь чехла.

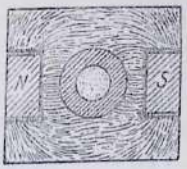


Рис. 193.

Для опытов с индукцией вместо железа можно взять и сталь. Но, после того, как мы уберем магнит, поведение железа и стали будет совершенно различно: железо целиком потеряет свой магнетизм, сталь же окажется намагниченной. Дело, повидимому, в том, что, благодаря специальной обработке стали, элементарные магниты в ней становятся менее подвижными. Сталь труднее намагнитить, но если уже элементарные магниты в ней ориентировались в определенном направлении, то они сохраняют свое положение неопределенно долгое время. Сталь становится постоянным магнитом.

Кроме железа и стали, способностью намагничиваться обладают еще никель, кобальт и некоторые сплавы.

§ 6. Влияние среды на магнитное поле. Формула Кулона, выведенная нами в первом параграфе, строго говоря, справедлива только для того случая, когда взаимодействуют полюса, находящиеся в пустоте. Если же полюса находятся в какой-нибудь среде, то сила их взаимодействия убывает в μ раз и формула принимает вид:

$$F = \frac{1}{\mu} \cdot \frac{mm_1}{r^2}. \qquad (5)$$

Коэфициент μ носит название *магнитной проницаемости*. Определить его величину для жидкостей и газов принципиально нетрудно. Надо только весы и магниты поместить в стеклянный сосуд и сделать два измерения: один раз—откачав по возможности весь воздух из сосуда, а другой раз—наполнив его испытуемым газом или жидкостью. Отношение найденных при этом сил F и F' даст искомое значение μ. Фактически применяются другие, более тонкие способы измерений, с помощью которых можно точно определить значение магнитной проницаемости не только для жидких и газообразных, но также и для твердых тел.

В табл. 10 даны величины магнитной проницаемости для некоторых веществ. По значениям μ тела распадаются на три группы. Первую группу составляют тела *ферромагнитные*, отличающиеся

весьма большими значениями μ, которые к тому же зависят от напряженности поля H. Сюда относятся железо, никель, кобальт и некоторые сплавы. Вторую группу составляют тела *парамагнитные*, у которых μ мало отлично от единицы, но больше единицы. Наконец, третью группу составляют *диамагнитные* тела, у которых μ несколько меньше единицы. Относительно сильными диамагнитными свойствами обладает висмут.

Таблица 10

Материал	μ
Железо	2 600 (max.)
Кобальт	170 (max.)
Никель	290 (max.)
Жидкий кислород	1,005
Раствор хлористого железа	1,0007
Газообразный кислород (26° и 760 мм)	1,000002
Воздух (26° и 760 мм)	1,0000004
Ртуть	0,999997
Вода	0,99999
Висмут	0,99982



Рис. 194.

§ 7. Измерение магнитных полей. Сопротивление некоторых веществ в магнитном поле изменяется. Особенно сильно оно изменяется у висмута. Этим обстоятельством пользуются для измерения напряженности магнитного поля.

Из тонкой висмутовой проволочки делается небольшая плоская спираль S, показанная на рис. 194. Концы спирали присоединены к двум изолированным плоским медным стержням P, проходящим внутри эбонитовой ручки M. К их концам присоединены клеммы K и L.

К каждой спирали прилагается табличка с указанием ее сопротивления, в различных магнитных полях. При измерениях спираль помещается в то место поля, где хотят определить напряженность H, клеммы K и L присоединяют к мостику Уитстона. Измерив сопротивление спирали, по таблице определяют соответствующее значение H.

ГЛАВА 18

ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ

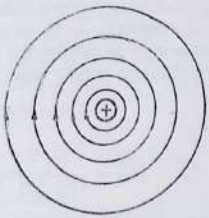
§ 1. Поле прямолинейного тока. Если над магнитной стрелкой протянуть провод и пустить по нему ток, то стрелка повертывается, стремясь расположиться в плоскости, перпендикулярной проводнику. Этот опыт показывает, что в пространстве около электрического тока возникает магнитное поле, действующее на стрелку. Направление, в котором она отклоняется, определяется правилом Ампера: если положить правую руку

на провод так, чтобы ладонь была обращена к северному полюсу магнита и ток проходил по ладони к пальцам, то большой палец укажет направление силы, действующей на северный полюс. Рис. 195 поясняет это правило.

Из соображений симметрии ясно, что силовые линии магнитного поля прямолинейного тока должны быть кругами. Это пред-



Рис. 195.


Рис. 196.

положение легко проверяется на опыте. Через небольшое отверстие в листе картона пропускают прямой провод, по которому течет ток. На картон насыпают мелкие железные опилки, которые располагаются по силовым линиям, образуя ряд концентрических кругов. Рис. 196 изображает вид магнитных силовых линий сверху. Самый проводник изображен кружком с крестиком внутри ⊕. Мы примем это условное обозначение для изображения тока, идущего перпендикулярно к плоскости чертежа по направлению от нас. Кружок с точкой внутри ⊙ будет изображать ток, идущий перпендикулярно к чертежу, по направлению к нам. Эти обозначения приняты в электротехнике и символизируют стрелку, летящую к нам (кончик стрелки, точка) и летящую от нас (хвост стрелки, крестик).

Пользуясь правилом Ампера, мы легко сообразим, что северный полюс магнита, помещенный на одной из силовых линий, стал бы двигаться по часовой стрелке. Отсюда второе очень удобное правило для определения направления магнитных силовых линий тока: если смотреть по направлению тока, то его силовые линии идут в направлении движения часовой стрелки.

Численная величина напряженности поля прямолинейного тока определяется опытным путем и выражается следующей формулой:

$$H = 0{,}2\,\frac{I}{r}\ \text{эрстед}. \qquad (1)$$

Здесь r означает расстояние рассматриваемой точки от тока в сантиметрах, I—силу тока в амперах.

Однако в формуле (1) не все обстоит благополучно. Опыт может дать только численное соотношение между величинами H, I и r, но совершенно не учитывает их размерностей. Вследствие этого не выполняется основное требование, чтобы размерности обеих частей равенства были одинаковы. Мы знаем (табл. X), что

$$[H] = M^{1/2}L^{-1/2}T^{-1} \quad \text{и} \quad [I] = M^{1/2}L^{3/2}T^{-2}.$$

Подставив эти значения в (1), увидим, что размерности обеих частей равенства различны, чего не должно быть. Значит, в равенство (1) надо ввести добавочный множитель, подобрав соответствующим образом его размерность. Его численное значение должно равняться единице, чтобы не изменить установленного опытом соотношения между величинами H, I и r. Введем множитель c_0 в знаменатель правой части равенства и определим его размерность:

$$H = \frac{0,2}{c_0} \cdot \frac{I}{r}; \tag{1a}$$

$$[c_0] = \frac{[I]}{[H] \cdot [r]} = \frac{M^{1/2}L^{3/2}T^{-2}}{M^{1/2}L^{-1/2}T^{-1}L} = LT^{-1};$$

Таким образом, множитель c_0 должен иметь размерность скорости. Теперь формула (1) будет давать не только правильное численное значение H, но и правильную размерность.

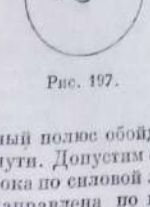


Рис. 197.

При численных расчетах множитель c_0, равный единице, никакой роли не играет, поэтому в дальнейшем мы его писать не будем. Однако, чтобы избежать возможных недоразумений с размерностью, в конце книги приведена табл. X, в которой даны важнейшие формулы электромагнитного поля в полной записи.

Займемся определением работы, которую совершат магнитные силы поля, когда магнитный полюс обойдет вокруг тока по какому-нибудь замкнутому пути. Допустим сначала, что свободный полюс m обходит вокруг тока по силовой линии (рис. 197). Действующая на него сила mH направлена по касательной к силовой линии, т. е. совпадает с направлением движения. Поэтому работа будет равна произведению силы mH на путь $2\pi r$, где r — радиус силовой линии:

$$W = mH \cdot 2\pi r.$$

Приняв во внимание (1), получим:

$$W = 0,4\pi Im \text{ джоулей}^1. \tag{2}$$

[1] Напоминаем, что количество магнетизма здесь и в дальнейшем выражается в практических единицах. Значок ', которым мы пользовались в предыдущей главе, за ненадобностью опущен.

Радиус силовой линии в эту формулу не входит. Значит, сила поля совершает одну и ту же работу, по какой бы силовой линии ни двигался магнитный полюс. Больше того, можно показать, что по какой бы замкнутой кривой ни двигался полюс вокруг тока, работа всегда выражается формулой (2). Это—одна из важнейших формул учения об электричестве.

В том случае, когда единичный полюс обходит по замкнутой кривой несколько токов, на него действует несколько сил, происходящих от каждого тока в отдельности. Работа нескольких сил, действующих на тело, равна сумме работ отдельных сил, как это следует из принципа независимости действия сил. Поэтому мы можем написать:

$$W = 0{,}4\pi I_1 + 0{,}4\pi I_2 + \ldots = 0{,}4\pi \Sigma I. \quad (2a)$$

Работа при обходе единичного полюса вокруг нескольких токов равна $0{,}4\pi$, помноженному на алгебраическую сумму токов.

Мы говорим здесь об алгебраической сумме потому, что токи, текущие в противоположных направлениях, действуют на магнитный полюс с противоположными по направлению силами.

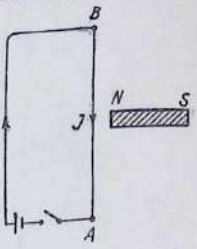


Рис. 198.

§ 2. Действие магнитного поля на прямолинейные токи. Оказывается, что не только ток действует на магнит, но и магнит в свою очередь действует на ток. Чтобы убедиться в этом, проделаем такой опыт (рис. 198). На штативе (не изображен) подвесим очень гибкий проводник AB, соединенный через ключ с батареей. Поднесем к нему магнит и замкнем ключ. Проводник AB при этом отклонится. Направление отклонения легко сообразить, воспользовавшись правилом Ампера, по которому северный полюс магнита должен отклониться к нам. Проводник с током испытает равную и обратную по направлению силу, которая отклонит его за плоскость рисунка. Укажем удобное правило, определяющее направление силы.

Чтобы определить направление силы, действующей на ток в магнитном поле, надо положить на проводник левую руку так, чтобы ток шел по ладони к пальцам, а ладонь была обращена навстречу силовым линиям поля. Большой палец укажет направление действующей на ток силы. Рис. 199 иллюстрирует сказанное. Здесь мы говорим «повернуть ладонь навстречу силовым линиям» вместо того, чтобы сказать «повернуть ладонь к северному полюсу». Силовые линии выходят из северного полюса, поэтому обе формулировки совпадают, но принятая нами удобнее, так как иногда магнитные поля даются без всякого указания на те магниты, которые их создают. В частности, магнитное поле может

быть создано токами. Конечно, в таком поле подвижной ток тоже будет перемещаться. Разберем, например, случай двух токов, проходящих по гибким проводам, натянутым параллельно друг другу. Попробуем для решения этого вопроса применить правило левой руки. На рис. 200 изображены два тока, идущие за плос-

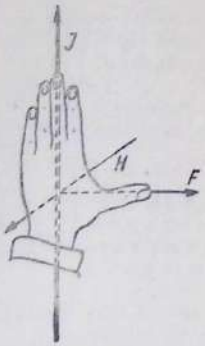


Рис. 199.

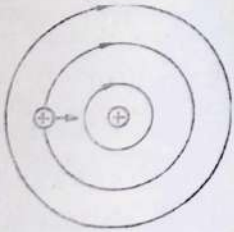


Рис. 200.

кость чертежа. Как движется левый ток? Он находится в магнитном силовом поле правого тока, линии которого изображены на чертеже. Применим к левому току правило левой руки. Большой палец будет указывать вправо, в этом направлении будет двигаться ток. Совершенно так же мы убедимся, что правый ток будет двигаться влево. Иными словами, параллельные и одинаково направленные токи взаимно притягиваются. Таким же образом можно доказать, что параллельные и противоположно направленные токи отталкиваются.

Опыт показывает, что сила, действующая на прямолинейный участок тока в однородном поле, перпендикулярна к направлению тока и к направлению силовых линий. Она имеет наибольшее значение, когда силовые линии перпендикулярны к направлению тока. Если угол, образованный силовыми линиями с направлением тока, уменьшается, то сила, действующая на ток, тоже уменьшается и обращается в нуль, когда ток располагается параллельно силовым линиям. Соответствующая формула, которую мы даем без вывода, имеет следующий вид:

$$F = 10^{-8} \mu H I l \cos\alpha \text{ б. дин.} \qquad (3)$$

I означает силу тока, H—напряженность поля, l—длину того участка провода, на который действует сила F, μ есть магнитная проницаемость и α—угол между направлением тока и напряженности. В частном случае, когда силовые линии перпендикулярны к току, $\cos\alpha = 1$ и

$$F = 10^{-8} \mu H I l \text{ б. дин.} \qquad (3а)$$

§ 3. Контуры тока и плоские катушки. Пустим ток по круговому контуру ACB (рис. 201). Пользуясь правилом часовой стрелки, мы убедимся, что силовые линии идут так, как указано на рисунке. Они все входят в обращенную к нам сторону контура, а выходят из противоположной стороны. Ту сторону контура, из которой силовые линии выходят, мы будем называть *положительной*, или *северной*, а ту сторону, в которую силовые линии входят, *отрицательной*, или *южной*. Эти названия даются по аналогии с магнитами. Действительно, поле кругового тока чрезвычайно

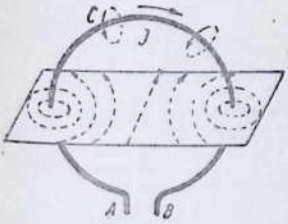


Рис. 201.

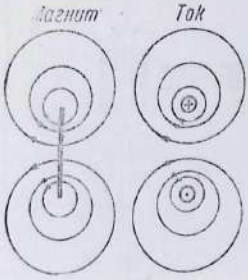


Рис. 202.

похоже на поле «магнитного листка»; под этим термином мы понимаем тоненькую стальную пластинку, намагниченную так, чтобы одна ее сторона была покрыта северным, а другая—южным магнетизмом. Внешнее поле магнитного листка по своей структуре тождественно полю кругового тока, как это показано на рис. 202, где ток и листок изображены сбоку. Естественно предположить, что контур тока по своим магнитным действиям должен быть подобен магнитному листку. Справедливость этого предположения можно легко доказать рядом простых и красивых опытов. Впрочем, опыты лучше делать не с одиночными контурами, а с плоскими катушками из нескольких десятков витков тонкой изолированной проволоки. Каждый виток дает свое поле, совпадающее по направлению с полем других витков, поэтому плоская катушка по своим свойствам тождественна простому контуру, но ее поле сильнее, так как оно складывается из полей многих отдельных витков. Возьмем такую катушку, пустим по ней ток и поднесем к магнитной стрелке. Мы увидим, что она своей положительной, северной, стороной притянет южный полюс стрелки, как это сделал бы магнитный листок.

Второй опыт сделаем так (рис. 203). Подвесим к штативу (не указан на рисунке) на тоненькой проволоке плоскую катушку, соединенную через ключ с батареей аккумуляторов. Сбоку поднесем магнит. Как установится катушка, когда в цепи пойдет ток? Пользуясь правилом часовой стрелки, мы определим, что к нам обращена положительная, или северная, сторона контура.

По аналогии с магнитным листком мы заключаем, что катушка должна повернуться на 90°, обратившись своей южной стороной к магниту. Так оно и происходит в действительности.

Очень красив следующий опыт (рис. 203а). Перед северным полюсом магнита на длинных и тонких проводах подвешивается катушка *K*. Если проследить направление текущего в ней тока, то видно, что она повернута к магниту своей северной стороной.

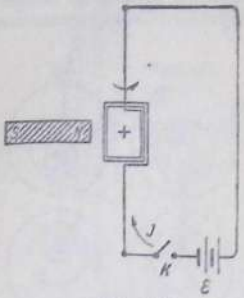


Рис. 203.

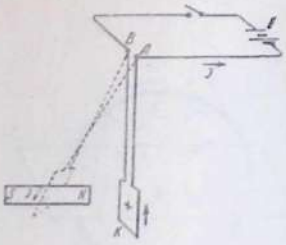


Рис. 203а.

Поэтому как только в цепи пойдет ток, катушка отталкивается от магнита, затем поворачивается к нему южной стороной и наконец надевается на него так, как это показано пунктиром.

Из этих опытов ясно, что контур тока или плоская катушка действительно ведут себя в магнитном поле так, как намагниченная пластинка. Поэтому, чтобы узнать, как они будут двигаться в магнитном поле, можно воспользоваться правилом, данным в предыдущей главе, слегка изменив его формулировку. Замкнутый контур тока движется в магнитном поле так, чтобы силовые линии поля входили в его южную сторону в наибольшем числе, или, что то же самое, входили в его северную сторону в наименьшем числе.

§ 4. Магнитное поле соленоида. Однослойная катушка из проволоки (спираль) называется соленоидом. Начнем с качественного изучения его магнитного поля при помощи железных опилок. С этой целью витки соленоида при его изготовлении пропускают через отверстия в стеклянной пластинке или в листе картона. Если пустить по такому соленоиду ток и сыпать на него сверху опилки, то получится картина, приведенная на рис. 204 и 204а. На первом из них изображен магнитный спектр соленоида, состоящего всего из трех витков, расположенных далеко один от другого. Мы видим, что только ближайшие линии около витков разделены, большинство же линий слилось и охватывает все витки. В более длинном соленоиде, изображенном на рис. 204а, индивидуальные

линии отдельных витков исчезли, и взамен образовалась единая система линий, охватывающая все витки. Плотность силовых линий внутри соленоида всюду примерно одинакова, т. е. поле почти однородно. Чем ближе витки друг к другу и чем соленоид длиннее, тем однороднее внутреннее поле.

Если сравнить рис. 204а с рис. 187, на котором изображено поле прямого магнита, то сразу бросается в глаза сходство между внешними полями соленоида и магнита. Отсюда следует, что соле-

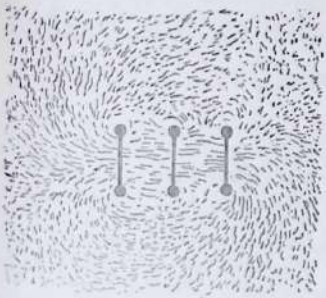


Рис. 204.

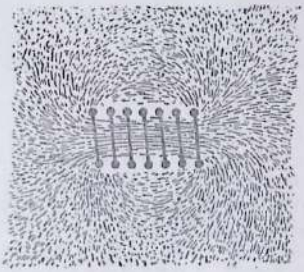


Рис. 204а.

ноид должен быть эквивалентен прямому магниту. Действительно, с соленоидами можно проделать все опыты, которые мы описывали, когда речь шла о прямых магнитах. В частности, соленоид, легкоподвижный около вертикальной оси, устанавливается по магнитному меридиану подобно стрелке компаса.

В соленоиде, витки которого тесно прилегают друг к другу и длина которого раза в 4—5 больше его поперечника, поле практически однородно. Напряженность поля в этом случае легко вычислить. Пусть по соленоиду, изображенному в разрезе на рис. 205, идет ток I. Длину соленоида обозначим l, число витков n. Кружки обозначают сечения проволок спирали. Точки, поставленные в верхних кружках, указывают, что ток в этих сечениях идет по направлению к нам, а крестики в нижних кружках обозначают, что в этих сечениях ток идет от нас за плоскость чертежа.

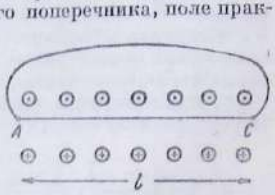


Рис. 205.

Допустим, что магнитный полюс m обходит все витки соленоида по замкнутому пути ACA. Вычислим работу, которую совершают при этом магнитные силы поля. Мы можем воспользоваться формулой (2а)

$$W = 0{,}4\pi m \Sigma I.$$

Полюс обходит n витков с током, значит в разбираемом случае $\Sigma I = nI$.

$$W = 0{,}4\pi mnI. \qquad (a)$$

Но мы можем также применить обычную формулу работы — сила, умноженная на путь. Внутри соленоида работа будет равна mHl. Вне соленоида плотность силовых линий очень мала, так что работой по внешней части пути можно пренебречь. В первом приближении

$$W = mHl. \qquad (b)$$

Формулы (a) и (b) представляют собой различные выражения одной и той же работы. Поэтому

$$mHl = 0{,}4\pi mnI,$$

откуда

$$H = \frac{0{,}4\pi nI}{l} \text{ эрстед}. \qquad (4)$$

Напряженность поля внутри длинного соленоида, выраженная в эрстедах, равна силе тока в амперах, умноженной на число витков, на постоянный множитель $0{,}4\pi$ и деленной на длину соленоида, выраженную в сантиметрах.

Полное число силовых линий, проходящих через соленоид, так называемый *силовой поток* N, мы найдем, если значение H, данное равенством (4), умножим на площадь поперечного сечения соленоида S

$$N = HS = 0{,}4\pi \frac{nIS}{l}. \qquad (5)$$

Магнитные действия соленоида становятся совершенно ясными из рассмотрения его спектра, который подобен спектру прямого магнита. Это значит, что соленоид аналогичен прямому магниту и в магнитном поле ведет себя, как этот последний. Проверить это заключение можно рядом элементарных опытов, описывать которые мы считаем излишним.

§ 5. Влияние среды, заполняющей соленоид, на магнитное поле. Изучим влияние среды на поле тока. Возьмем для этого длинный соленоид, навитый на цилиндрический стеклянный сосуд (изображен на рис. 206 в разрезе), пропустим через него ток и измерим как вне, так и внутри соленоида напряженность магнитного поля. Стекло, взятое в тонком слое, никакого влияния на магнитное поле не оказывает.

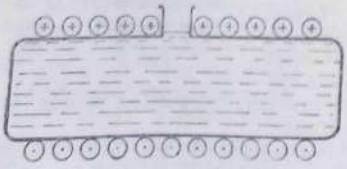


Рис. 206.

Нальем затем в сосуд насыщенный раствор хлорного железа, обладающего значительной магнитной проницаемостью μ,

и вновь измерим напряженность поля. Получается довольно неожиданный результат. Внутри соленоида напряженность осталась прежней, наружное же поле усилилось в μ раз. Можно дать этому явлению такое объяснение: под влиянием напряженности H часть молекул хлорного железа собирается в цепочки, о которых мы говорили в предыдущей главе. В них силовые линии перекидываются с полюса одного элементарного магнитика на полюс другого и не оказывают никакого влияния на полюсы помещенного внутри хлорного железа магнита. Поэтому поле внутри соленоида остается прежним. С концов же цепочек силовые линии выходят в окружающее пространство и прибавляются здесь к прежде бывшим линиям поля. В дальнейшем мы будем называть молекулярные цепочки *линиями поляризации*.

Рис. 207 поясняет сказанное. В изображенном здесь соленоиде силовой поток равняется двум, т. е. внутри соленоида проходят две силовые линии. Под влиянием магнитного поля в веществе, заполняющем соленоид, образовалось три линии поляризации, изображенные пунктиром. Свободных магнитных линий, которые могли бы действовать на магнитный полюс внутри соленоида, попрежнему две, в наружном же пространстве число силовых линий теперь равно пяти. В вещественной среде силовые линии и линии поляризации носят общее название *линий индукции*. Число линий индукции, проходящих через соленоид, или *поток индукции*, обозначим Φ. Вне соленоида, в пустоте, все линии индукции превращаются в силовые линии. Согласно опыту, число силовых линий здесь увеличивается в μ раз по сравнению с их числом при пустом соленоиде. Значит, поток индукции Φ должен быть в μ раз больше силового потока N, идущего через соленоид:

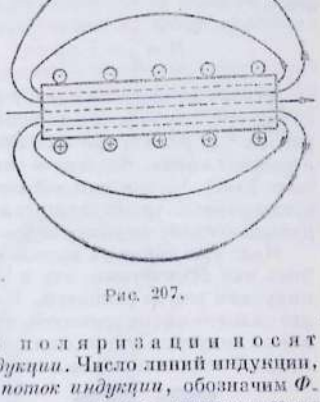


Рис. 207.

$$\Phi = \mu N = \frac{0.4\pi\mu nIS}{l}. \qquad (6)$$

Разделив обе части этого равенства на площадь сечения соленоида S, найдем плотность линий индукции (число линий, идущих через площадку в 1 $см^2$, нормальную к их направлению):

$$\frac{\Phi}{S} = \mu\frac{N}{S} = \mu H. \qquad (a)$$

Для описания магнитного поля удобно внести, кроме H, еще один вектор B, который называется *вектором магнитной индукции*. Этот вектор численно равен плотности

линий индукции Φ/S, а по направлению совпадает с напряженностью H. Согласно (а), мы можем написать:

$$B = \mu H \text{ гаусс}. \qquad (7)$$

Единица индукции называется *гаусс*. Выражение (7) показывает, что индукция в гауссах равна напряженности поля, выраженной в эрстедах, умноженной на магнитную проницаемость среды.

Вектор B, как мы увидим дальше, характеризует индуктивные действия поля, т. е. способность магнитного поля при определенных условиях вызывать в проводниках появление токов индукции.

Вернемся опять к соленоиду, изображенному на рис. 207, и допустим, что площадь его сечения равна 2 $см^2$. Тогда внутри соленоида

$$H = \frac{N}{S} = 1 \text{ эрстед} \quad \text{и} \quad B = \frac{\Phi}{S} = \frac{5}{2} \text{ гаусс}.$$

Дальше из рисунка видно, что около самого конца соленоида, но вне его, напряженность поля возрастает скачком и становится равной $^5/_2$ эрстеда, так как здесь линии поляризации переходят в силовые линии. Численное значение индукции в этом месте поля тоже равно $^5/_2$, так как вне соленоида магнитная проницаемость среды равна 1, молекулярных цепочек нет и стало быть линии индукции состоят из одних силовых линий ($\Phi = N$).

Надо еще обратить внимание на то, что силовые линии могут быть как замкнутыми, так и незамкнутыми прямыми, линии же индукции всегда замкнуты. В частном случае нашего соленоида две силовые линии замкнуты, а три — не замкнуты. Что же касается линий индукции, то они состоят из силовых линий и линий поляризации. Те силовые линии, которые начинаются у концов соленоида, внутри соленоида замыкаются линиями поляризации. Таким образом, действительно все линии индукции замкнуты.



Рис. 208.

§ 6. Электромагнит. Опыт, описанный в предыдущем параграфе, можно повторить, заменив сосуд с хлорным железом стержнем из железа. Результаты опыта качественно будут те же самые, но только действие железа на внешнее поле будет во много раз больше благодаря большому значению μ. Этим обстоятельством пользуются, чтобы изготовлять сильные электромагниты. Простейший электромагнит можно устроить из толстого гвоздя, обмотав его изолированной проволокой в несколько рядов. Пустив по

обмотке ток, мы легко убедимся, что наш гвоздь притягивает к себе железные опилки или гвозди не хуже хорошего полосового магнита. Устройство сильного электромагнита типа Дюбуа показано на рис. 208. Он состоит из толстой железной плиты, на которой укреплены толстые железные колонки, изогнутые дугообразно. На колонки надевается несколько катушек, которые можно соединять в желаемых комбинациях. Верхние концы колонок представляют собой полюсы электромагнита. Расстояние между ними можно регулировать с помощью болтов, которые видны на рисунке. В полюсах электромагнита высверлен канал, обычно закрытый железными стержнями, концы которых видны на колонках между верхними и нижними катушками. Этот канал нужен для наблюдения некоторых оптических явлений в магнитном поле. Между полюсными наконечниками такого магнита можно получить поля напряжением до 60 000 гаусс.

Интересное видоизменение представляет собой глазной электромагнит, употребляемый для извлечения из глаза попавших в него железных частиц.

§ 7. Измерительные приборы. Для измерения очень малых токов до 10^{-10} ампера служат гальванометры системы д'Арсонваля. Их устройство схематически изображено на рис. 209. Очень легкая катушка K из большого числа витков тонкой проволоки подвеши-

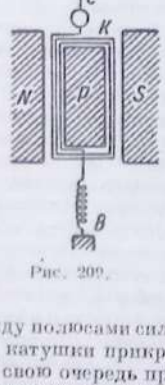
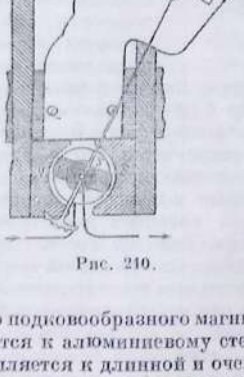


Рис. 209.


Рис. 210.

вается между полюсами сильного подковообразного магнита. Верхний конец катушки прикрепляется к алюминиевому стерженьку, который в свою очередь прикрепляется к длинной и очень тонкой металлической ленте C. На стерженек наклеено маленькое круглое зеркальце. Нижний конец катушки присоединяется спиралькой из очень тонкой проволоки к точке B. Если подвести измеряемый ток к точкам A и B, то катушка начнет двигаться, стремясь повер-

нуться своей южной стороной к северному полюсу магнита. Внутри катушки помещают цилиндр P из мягкого железа, чтобы усилить поле между полюсами магнита. Этот цилиндр неподвижно закрепляется на стенке прибора так, чтобы катушка могла поворачиваться около него почти на 90° в обе стороны. Небольшие углы поворота катушки регистрируются с помощью светового луча, отражающегося от зеркальца C.

Очень употребительны амперметры и вольтметры типа д'Арсонваля. Устройство их, конечно, грубее, катушка не висит на ленте, а закреплена на оси и удерживается в определенном положении часовой спиральной пружинкой (рис. 210). Указателем служит легкая алюминиевая стрелка, неподвижно связанная с катушкой. Так же, как и в тепловых приборах, амперметр и вольтметр одинаковы по своему устройству и отличаются лишь тем, что амперметр снабжен шунтом, а вольтметр—последовательным добавочным сопротивлением. Шкалы этих инструментов должны быть предварительно проградуированы. Эти приборы точны, весьма удобны в обращении и имеют равномерную шкалу. В этих отношениях им следует отдать предпочтение перед тепловыми инструментами. Но зато они годны только для измерения постоянного тока, тогда как тепловые годны и для переменных токов.

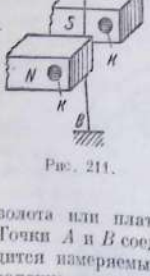


Рис. 211.

В настоящее время очень большое распространение получили так называемые струнные измерительные приборы. Мы опишем часто употребляющийся в медицинских лабораториях струнный гальванометр, изображенный на рис. 211. Между полюсами сильного подковообразного магнита натянута тончайшая проволочка AB. Такие проволочки особым образом изготовляются из золота или платины и имеют толщину от 0,001 до 0,005 *мм*. Точки A и B соединяются с клеммами прибора, к которым подводится измеряемый ток. В зависимости от его направления проволочка отклоняется влево или вправо. За ее отклонениями следят с помощью микроскопа с окулярной шкалой через каналы K, высверленные в полюсах магнита. Струнные гальванометры с постоянным магнитом дают возможность измерять токи порядка 10^{-10} ампера. Если же вместо магнита взять электромагнит, то можно достигнуть громадной чувствительности порядка 10^{-12} ампера. Колоссальным достоинством этих приборов является быстрота, с которой они устанавливаются. Если пустить ток в гальванометр д'Арсонваля, то его зеркальце установится в определенном положении только через несколько секунд после замыкания. Проволочка же струнного гальванометра устанавливается уже через ничтожно малую долю секунды, что делает струнный гальванометр особенно пригодным для работ с быстро меняющимися токами. В этом случае глаз уже не поспевает следить за проволочкой и приходится прибегать к фотографической регистрации.

ГЛАВА 19

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЗАРЯДЫ. ЭЛЕКТРОНЫ

§ 1. Ток в электролитах. Чистые жидкости, например, дистиллированная вода, обладают очень большим сопротивлением. Это можно доказать следующим опытом (рис. 212). В стеклянную трубку длиной около 10 *см* и с площадью поперечного сечения около 1 *см*^{2} наливают дистиллированную воду и опускают две металлические пластинки, соединенные через гальванометр с батареей в 220 вольт. Гальванометр отметит ничтожный ток порядка 10^{-4} ампера. Если же к воде прибавить около 5% поваренной соли, то в цепи пойдет ток силой около ампера, так что для этого опыта придется заменить гальванометр амперметром. Такие же результаты мы можем получить, растворяя в воде кислоты, щелочи и соли. Подобные растворы, хорошо проводящие электричество, как мы уже знаем, называются электролитами. Проводники, опущенные в электролит и подводящие к нему ток, называются электродами. Тот из них, по которому ток вступает в электролит, назы-

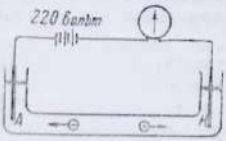


Рис. 212.

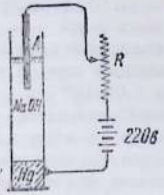


Рис. 213.

вается анодом, другой—катодом. Переносчиками электричества являются ионы, на которые распадаются молекулы растворенного вещества. В описанном выше опыте молекула NaCl распадается на положительный ион Na^+ и на отрицательный ион Cl^-. Ион натрия движется в ту сторону, куда потенциал убывает, т. е. от анода к катоду, и на нем выделяется. Ион хлора движется в противоположном направлении и выделяется на аноде. Впрочем, для опытной проверки описанная нами установка не годится, потому что на электродах будут происходить вторичные реакции.

Чтобы получить чистые продукты разложения, годна установка, изображенная на рис. 213. Здесь анодом служит уголь, не реагирующий с хлором, который и может быть обычным образом собран. Ионы же натрия, подходящие к ртути, образуют с ней амальгаму и таким образом избегают действия воды. Впоследствии натрий может быть выделен, если ртуть отгонять путем перегонки в пустоте. Этот опыт и аналогичные опыты с другими электролитами показывают, что ток действительно осуществляется движением ионов. Металлы и водород являются положительными ионами или катионами и выделяются на катоде. К аноду же перемещаются в качестве отрицательных ионов, или анионов, кислотные

остатки. Таким образом, механизм тока в электролитах в общих чертах можно считать выясненным; остается только вопрос, откуда берутся сами ионы. Существуют ли они уже в растворе или образуются только после того, как в электролите создается электрическое поле? Ответ на этот вопрос дает изучение осмотического давления в электролитах. Оказывается, оно всегда значительно больше того, которого можно было бы ожидать по числу растворенных молекул. Это значит, что молекулы диссоциированы, т. е. распались на ионы. Итак, в электролитах ионы всегда имеются налицо, независимо от наличия внешнего электрического поля.

§ 2. Законы Фарадея. Заряд иона. Прежде чем перейти к количественному изучению законов электролиза, вспомним несколько основных понятий из химии. Количество вещества в химии часто выражают в *грамм-атомах* и в *грамм-молекулах*, или, сокращенно, в *молях*. Под этим термином понимают такое количество граммов вещества, которое равно его атомному или молекулярному весу. Например, атомный вес кислорода равен 16, значит, 16 *г* кислорода составляют один грамм-атом. Молекулярный вес воды H_2O равен 18, стало быть, 18 *г* воды представляют собой одну грамм-молекулу, или один моль воды.

Число атомов в грамм-атомах и число молекул в грамм-молекулах всех веществ одно и то же. Это так называемое число Авогадро, равное $6{,}06 \cdot 10^{23}$.

Далее вспомним, что такое валентность. *Валентностью* называют число, показывающее, со сколькими атомами водорода может соединяться данный атом или ион, или сколько атомов водорода они могут замещать в химических соединениях. Так, например, медь в медном купоросе $CuSO_4$ двухвалентна, так как она заменяет два атома водорода в молекуле серной кислоты H_2SO_4. Кислотный остаток SO_4 тоже двухвалентен, так как он соединяется с двумя атомами водорода. Хлор в молекуле соляной кислоты HCl одновалентен и т. д.

Надо заметить, что один и тот же атом в разных соединениях может обладать различной валентностью. Например, медь в молекуле CuCl одновалентна, так как замещает один атом водорода в молекуле соляной кислоты HCl, а в молекуле $CuCl_2$ медь двухвалентна. Ион железа может быть двух- и трехвалентен, ион олова—двух- и четырехвалентен и т. д.

Наконец, вспомним еще, что такое грамм-эквивалент вещества. Это—количество вещества, равное грамм-атому или молю, деленному на валентность соответствующего атома или соединения.

В табл. 11 приведены значения грамм-молей и грамм-эквивалентов некоторых элементов и соединений.

Перейдем к основным законам электролиза, установленным Фарадеем. Если пропускать различные токи в течение различного времени через один и тот же электролит, каждый раз взвешивая количество выделившегося на электродах вещества, то оказывается, что оно пропорционально произведению силы тока I на время опыта t,

т. е. пропорционально количеству протекшего через электролит электричества. Следовательно, количество вещества, выделяющегося при электролизе, пропорционально количеству электричества, протекшему через электролит *(первый закон Фарадея)*.

Таблица 11

		Грамм-атом или моль	Валентность	Грамм-эквивалент
Водород	H	1 *г*	1	1 *г*
Хлор	Cl	35 »	1	35 »
Серебро	Ag	108 »	1	108 »
	NO_3	62 »	1	62 »
Кислород	O	16 »	2	8 »
	SO_4	96 »	2	48 »
Железо	Fe	55,8 »	2	27,9 »
Железо	Fe	55,8 »	3	18,6 »

Если же пропускать один и тот же ток последовательно через несколько сосудов с различными электролитами, то он выделит на электродах одно и то же количество грамм-эквивалентов всех ионов. Это значит, что при прохождении через разные электролиты одинаковых количеств электричества выделяется одинаковое количество грамм-эквивалентов ионов *(второй закон Фарадея)*.

Точные измерения при электролизе серебряной соли показали, что для выделения одного грамм-эквивалента (108 *г*) серебра надо пропустить через электролит 96 500 кулонов электричества. Такое же количество электричества нужно для выделения грамм-эквивалента любого иона. Поэтому мы можем сформулировать второй закон Фарадея следующим образом: при прохождении 96 500 кулонов электричества через любой электролит на электродах выделяется по одному грамм-эквиваленту соответствующего иона.

Ток, текущий через электролит, переносится ионами, значит, грамм-эквивалент любого иона несет на себе заряд, равный 96 500 кулонам. Отсюда можно легко определить заряд ионов. Для одновалентного иона грамм-атом и грамм-эквивалент одно и то же, стало быть, в грамм-эквиваленте содержится $6{,}023 \cdot 10^{23}$ ионов. Отсюда следует, что заряд одновалентного иона равен $96\,500/6{,}023 \cdot 10^{23} = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ кулона, или $4{,}80 \cdot 10^{-10}$ абс. ед.

Таким образом удалось впервые установить величину элементарного электрического заряда, так сказать, атома электричества. В дальнейшем мы узнаем, что как раз такой же заряд имеет электрон.

В грамм-эквиваленте двухвалентного иона число частиц в два раза меньше, стало быть, заряд двухвалентного иона равен двойному элементарному заряду. У трехвалентного иона заряд в три раза больше и т. д.

Познакомимся в заключение еще с одним важным понятием, с так называемым электрохимическим эквивалентом. Под этим термином мы понимаем количество иона в миллиграммах, выделившееся при прохождении через электролит одного кулона электричества. Ниже мы приводим значения некоторых электрохимических эквивалентов, вычисленных по данным таблицы[1], приведенной на предыдущей странице.

Один кулон или 1 ампер в 1 секунду выделяет							. . .	1,118 *мг* серебра
»	»	» 1	»	» 1	»	»	. . .	0,3294 » меди
»	»	» 1	»	» 1	»	»	. . .	0,0110 » водорода
»	»	» 1	»	» 1	»	»	. . .	0,0380 » кислорода

§ 3. Градуировка амперметра. Знанием электрохимических эквивалентов можно воспользоваться для того, чтобы градуировать шкалы амперметров. Употребляемая для этого установка изображена на рис. 214. Ток от батареи проходит последовательно через амперметр A, подлежащий градуировке, и через серебряный вольтаметр, состоящий из платиновой чашки с раствором азотно-серебряной соли $AgNO_3$, в которую опущена пластинка из чистого серебра. Платиновая чашка служит катодом, серебряная пластинка—анодом. При прохождении тока через вольтаметр ион серебра осаждается на чашке, а кислотный остаток NO_3 подходит к серебряной пластине, вступает в реакцию с серебром, образуя снова молекулу $AgNO_3$, которая переходит в раствор. Таким образом, концентрация электролита остается все время неизменной. Опыт делается так: в течение определенного времени t в цепи течет ток I, дающий на шкале амперметра определенное отклонение. На платиновой чашке отлагается некоторое количество m серебра, определяемое взвешиванием. Количество протекшего в цепи электричества q можно определить, поделив m на электрохимический эквивалент серебра γ:

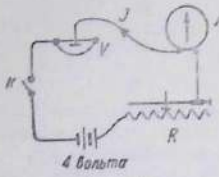


Рис. 214.

$$q = \frac{m}{\gamma} \text{ кулон};$$

q равно силе тока, умноженной на время, т. е.

$$q = It \text{ кулон}.$$

Из этих двух формул мы определяем силу тока в цепи:

$$I = \frac{m}{\gamma t} \text{ ампер}. \qquad (1)$$

Теперь нам известно положение стрелки амперметра на шкале и соответствующее значение силы тока. Проделав несколько таких опытов при разных силах тока, мы проградуируем всю шкалу.

[1] Например, *108 г*, или 108 000 *мг*, серебра выделяются при прохождении через электролит 96 500 кулонов. Отсюда электрохимический эквивалент серебра равен 108 000/96 500 = 1,118 *мг*/кулон.

§ 4. Определение величины элементарного заряда по Милликену. В предыдущем параграфе мы узнали способ определения зарядов ионов на основе закона Фарадея. Здесь мы опишем более наглядный и гораздо более точный способ, предложенный американским физиком Милликеном. Его прибор состоит из цилиндрического сосуда (рис. 215), в нижней части которого укреплены две пластины конденсатора C, соединенные с потенциометром R. Через боковое отверстие в верхней части сосуда с помощью пульверизатора вводится облако мельчайших капелек масла или ртути. Эти капельки, как и всякая мелкая пыль, очень медленно оседают на дно сосуда. Часть из них, проходящую через маленькое отверстие в верхней пластинке конденсатора, наблюдают с помощью микроскопа с небольшим увеличением. Пока между пластинами конденсатора поля нет, капельки медленно опускаются, но если включить батарею, то скорость их движения резко меняется. Дело в том, что при выходе из пульверизатора капельки жидкости электризуются благодаря трению. Создавая между пластинами конденсатора поле соответствующего направления и величины, можно остановить движение капли, уравновесив электрической силой силу тяжести. В этом случае должно иметь место следующее равенство:

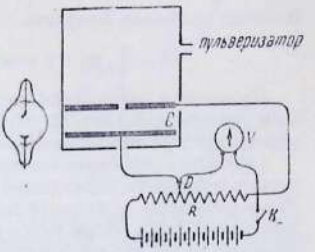


Рис. 215.

$$10^{-7} mg = qE, \qquad \text{(а)}$$

где m и q—масса и заряд капли, g—ускорение силы тяжести, E—напряженность поля в конденсаторе. Сила тяжести mg выражается в динах, электрическая сила qE в больших динах. Этим объясняется появление множителя 10^{-7}, переводящего дины в большие дины.

Масса m определяется по удельному весу жидкости и по диаметру капли, который может быть измерен, если известно увеличение микроскопа. Напряженность поля E определяется по вольтметру, показывающему разность потенциалов между пластинами V, и по известному расстоянию между ними d.

$$E = \frac{V}{d}.$$

Таким образом, формула (а) позволяет определить заряд капли q.

Пространство между пластинами конденсатора может освещаться лучами Рентгена, которые сильно ионизируют воздух. В этом случае длительное равновесие капельки оказывается невозможным. Время от времени к ней прилипают ионы, заряд капельки меняется, и она приходит в движение. Изменяя положение

движка потенциометра, можно вновь остановить капельку при соблюдении условия

$$10^{-7}mg = q_1E_1. \qquad (b)$$

Отсюда можно найти измененный заряд капельки q_1[1].

Через некоторое время к капельке прилипнет еще один ион, а может случиться, что два или три сразу, и равновесие вновь нарушится. Восстановив равновесие, можно определить новый заряд q_2 и так далее.

Из равенств (a) и (b) следует:

$$q = \frac{10^{-7}mg}{E} \quad \text{и} \quad q_1 = \frac{10^{-7}mg}{E_1}.$$

Вычитая почленно, получим:

$$q_1 - q = mg\left(\frac{1}{E_1} - \frac{1}{E}\right). \qquad (c)$$

Продолжая наблюдения достаточно долго, можно получить целый ряд равенств типа (c), определяющих изменения зарядов, происходящие при прилипании ионов[2].

Оказалось, что самое маленькое изменение заряда, которое удавалось наблюдать, было равно $q_0 = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ кулон. Часто можно было наблюдать и большие изменения зарядов, но в этом случае они всегда были равны целому кратному от q_0. Очевидно, q_0 представляет собой наименьший возможный электрический заряд, как бы атом электричества.

Таким образом, Милликену удалось доказать существование элементарного заряда и определить с большой точностью его величину:

$$q_0 = 1{,}6 \cdot 10^{-19} \text{ кулон}. \qquad (2)$$

Процесс ионизации, как мы знаем, состоит в том, что от нейтрального атома или молекулы отрываются электроны. Поэтому элементарный заряд, измеренный Милликеном, в конечном счете представляет собой заряд электрона.

§ 5. Электрический ток в газах. Всякий заряженный проводник, как бы хорошо он ни был изолирован, через некоторое время разряжается. Помещенный под колокол воздушного насоса, он также разряжается, но гораздо медленнее. Это доказывает, что воздух и вообще газы являются проводниками электричества, хотя и очень плохими. Согласно взглядам, изложенным в главе 14, в газах имеются положительные и отрицательные ионы, которые и являются носителями тока. В нормальных условиях число ионов в газах очень мало и поэтому наблюдаемые в них токи обычно весьма малы, порядка 10^{-14}, 10^{-15} ампера. Для измерения таких малых токов прихо-

[1] Массу можно считать неизменной, так как при всей малости капель в них содержатся еще миллионы тысяч атомов и добавление нескольких ионов совершенно неощутимо.

[2] Мы описали упрощенную схему наблюдений, которые на самом деле производились иначе, но принципиального значения это обстоятельство не имеет.

дится вместо гальванометров прибегать к услугам чувствительных электрометров. Одна из употребительных установок изображена на рис. 216. Она состоит из плоского конденсатора C с широко раздвинутыми пластинами. Одна из пластин соединена с движком D потенциометра, замкнутого на батарею $\mathcal{E}$. Напряженность батареи должна быть порядка 500 вольт. Другая пластина соединяется через очень большое сопротивление R с землей. Параллельно сопротивлению включается чувствительный электрометр E.

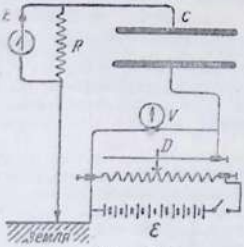


Рис. 216.

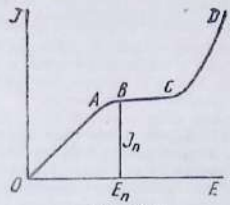


Рис. 217.

При замыкании ключа между пластинами конденсатора создается электрическое поле, под влиянием которого начинается движение ионов, значит, в цепи появляется ток I. Электрометр, присоединенный к концам сопротивления R, отмечает падение потенциала, равное $V_1 - V_2$. Воспользовавшись законом Ома, можно определить ток, текущий в цепи:

$$IR = V_1 - V_2, \text{ откуда } I = \frac{V_1 - V_2}{R}. \qquad \text{(a)}$$

Современные электрометры позволяют измерять разности потенциалов, меньшие 0,001 вольта. Поэтому описанная установка может измерять токи порядка 10^{-15} ампера, если сопротивление R взять равным 10^{11}, 10^{12} омам.

Посмотрим, как зависит ток в газе от напряженности поля. Для этого сообщим нижней пластине конденсатора при помощи потенциометра определенный потенциал V', величину которого мы непосредственно определим по показанию вольтметра V. Потенциал верхней пластины можно принять равным нулю, так как напряжение на сопротивлении R измеряется небольшими долями вольта. Поэтому напряженность поля в конденсаторе можно считать равной

$$E = \frac{V'}{d}, \qquad \text{(b)}$$

где d означает расстояние между пластинами. Таким образом, формулы (a) и (b) позволяют определить напряженность поля и ток в конденсаторе.

Результат серии наблюдений, произведенных при различных напряженностях поля, показан на рис. 217. На горизонтальной оси откладываются напряженности поля в конденсаторе, на вертикальной оси—соответствующие токи. Кривая тока начинается прямолинейным участком OA, показывающим, что малые токи пропорциональны напряженности поля (закон Ома). Затем возрастание тока замедляется и, начиная с некоторой напряженности E_a, ток остается постоянным, несмотря на усиление поля (участок BC, параллельный оси абсцисс). Ток I_n называют током насыщения. Дальше, при очень больших напряженностях, ток опять начинает быстро возрастать, как показывает участок кривой CD. Попробуем объяснить подобный ход кривой тока.

Прежде всего ясно, что ток должен быть пропорционален скорости движения ионов и их концентрации в воздухе N. Концентрацией мы называем число пар ионов в кубическом сантиметре воздуха. Рассмотрим влияние обоих факторов в отдельности.

Скорость иона в воздухе весьма незначительна, так как он испытывает миллиарды ударов о встречные молекулы, теряя при этом скорость и постоянно изменяя направление движения. Ион можно уподобить телу, движущемуся в сопротивляющейся среде. Теория и опыт показывают, что скорость иона, а стало быть, и ток пропорциональны напряженности поля E.

Итак, ток I должен быть пропорционален N и E и, значит, может быть выражен формулой

$$I = k \cdot NE,$$

в которой k означает множитель пропорциональности, зависящей от заряда ионов и размеров конденсатора.

Выясним теперь, что представляет собой число N. При нормальных условиях ионы образуются в газе газовым образом под действием излучений радиоактивных элементов, которые в ничтожных количествах имеются всюду в земной коре. Акт ионизации состоит обычно в том, что от нейтрального атома или молекулы отрывается электрон. Так возникает положительный ион. Электрон при встрече с нейтральной молекулой присоединяется к ней, образуя отрицательный ион. Таким образом, ионы возникают парами. Число пар ионов, возникающее в кубическом сантиметре газа за секунду, обозначим $\mathfrak{N}$. Наряду с ионизацией идет и обратный процесс рекомбинации, т. е. превращения разноименных ионов в незаряженные молекулы. Такое превращение имеет место при встрече разноименных ионов. В результате обоих процессов устанавливается подвижное равновесие, при котором число вновь образующихся ионов становится равным числу рекомбинирующих. Назовем число пар ионов в кубическом сантиметре, соответствующее установившемуся равновесию, N_0. Для воздуха, например, в нормальных условиях

$$N_0 = 790\ \mathfrak{N},$$

а число ионов $\mathfrak{N}$, образующихся в кубическом сантиметре за секунду, равно 10 парам. Таким образом, концентрация ионов равна примерно 2 000 пар на 1 $см^3$ [1].

[1] Ионы в воздухе в основном состоят из молекул азота и кислорода, несущих по одному элементарному положительному или отрицательному заряду. Есть также небольшое количество свободных электронов и тяжелых ионов с малыми подвижностями. Тяжелые ионы представляют собой комплексы молекул, соединившиеся с ионом, или заряженные пылинки, капельки воды и пр. В обычных условиях и при малых напряженностях участие электронов и тяжелых ионов в переносе электрических зарядов очень мало и может не приниматься во внимание. В очень сильных полях (искровой разряд) электроны, благодаря своим длинным пробегам, приобретают большую кинетическую энергию и играют видную роль в образовании ионных лавин, о которых речь будет впереди.

Вернемся к формуле (1). При малых токах число ионов, выделяющихся на пластинах конденсатора, весьма мало по сравнению с их общим количеством. Поэтому мы можем положить $N=N_0$. Тогда в правой части равенства остается одна переменная величина E и ток оказывается пропорциональным напряженности поля, т. е. выполняется с хорошим приближением закон Ома (участок кривой OA). С дальнейшим возрастанием тока концентрация ионов между пластинами начинает заметно убывать и пропорциональность между I и E нарушается. Возрастание тока замедляется.

Наконец, начиная с напряженности E_n, скорости ионов становятся так велики, что все образующиеся в газе ионы без рекомбинаций доходят до пластин. Очевидно, получается максимальный возможный ток и дальнейшее увеличение скорости ионов не может изменить его значения (ток насыщения, участок кривой BC).

Величину тока насыщения нетрудно связать с числом $\mathfrak{N}$. Объем воздуха в конденсаторе равен Sd. В кубическом сантиметре воздуха образуется ежесекундно $\mathfrak{N}$ пар ионов. Всего образуется в конденсаторе $2\,\mathfrak{N}\,Sd$ ионов обоих знаков в секунду. Помножив это число на заряд иона q, определим величину тока насыщения

$$I_n = 2qd.S\mathfrak{N}. \qquad (3)$$

Перейдем к последнему участку кривой CD. Когда напряженность поля становится очень большой, ионы приобретают такие скорости, что при ударе о молекулы разрушают их и создают, таким образом, новые пары ионов. Последние в свою очередь разбивают при ударах новые молекулы и т. д. В результате число ионов сильно возрастает, и кривая тока круто поднимается. Это явление носит название *ударной ионизации*. В очень сильных полях, которые дает электрическая машина или катушка Румкорфа, получается колоссальное количество ионов, образуется новая лавина, которая в своем движении раскалит газ и становится заметной в виде длинной и блестящей искры.

Все приведенные выше рассуждения остаются справедливыми и в том случае, когда воздух между пластинами конденсатора искусственно ионизируется при помощи, например, рентгеновских лучей или излучений радиоактивных препаратов. Разница только в том, что токи, идущие через конденсатор, увеличиваются. Величина тока дает возможность судить об ионизирующей способности соответствующего агента. Действительно, измеряя ток насыщения, мы можем по формуле (3) определить число ионов $\mathfrak{N}$, образующихся в кубическом сантиметре воздуха за секунду. Это число может служить относительной мерой интенсивности рентгеновских лучей или интенсивности радиоактивных излучений. Подробнее эти вопросы будут разобраны дальше.

До сих пор мы говорили главным образом о процессах, протекающих в воздухе. В других газах, за исключением благородных, механизм переноса тока тот же самый и расчеты можно вести по приведенным выше формулам. В благородных газах механизм движения ионов несколько отличен от описанного, но мы не можем останавливаться на этом вопросе.

§ 6. Разряд в разреженных газах. В воздухе при обычном давлении нужны очень большие поля, чтобы получить искру. Так, например, для получения искры между двумя небольшими шариками, находящимися на расстоянии 3 *мм* друг от друга, необходимо приложить к ним разность потенциалов около 10 000 вольт.

Дело в том, что ион в своем движении все время сталкивается с молекулами, и расстояние, пробегаемое им от одного столкновения до другого, очень мало. В слабых полях он не успевает приобрести скорость, необходимую для расщепления встречной молекулы. В разреженном газе пробег иона между двумя столкновениями гораздо больше, и достаточно сравнительно небольших на-

пряжений, чтобы началась ударная ионизация. Опыт обычно делается в стеклянной трубке, имеющей два электрода A и K в виде круглых пластинок (рис. 218). Электроды соединены с катушкой Румкорфа, а трубка соединена с масляным насосом, дающим разрежение до 10^{-4} *мм*. При давлении порядка в 2—3 *см* между электродами появляется свечение, имеющее вид длинной тонкой ленточки. При увеличении разрежения ленточка становится все шире и, наконец, заполняет собой всю трубку. Различные газы светятся различными цветами; воздух дает красновато-розовое свечение, углекислота—серовато-голубое, неон—кирпичнокрасное и т. д.

Трубки, наполненные различными разреженными газами, дающими подобное свечение, называются трубками Гейслера. Они употребляются довольно часто в лабораторной практике, например, для целей спектроскопии. На рис. 219 изображена разрядная трубка для спектральных исследований.

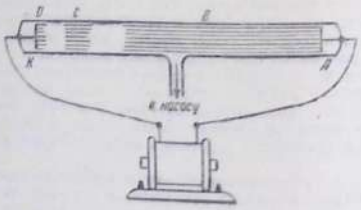


Рис. 218.



Рис. 219.

Можно подобрать такую смесь газов, которая светится белым светом, по своему спектральному составу напоминающему дневной свет. Трубки укладываются по потолку помещений и дают чрезвычайно приятный рассеянный свет, подобный дневному. Такое освещение довольно широко распространено за границей и известно под названием света Мурра.

Вернемся к нашему опыту и будем следить, как изменяется разряд с увеличением разрежения. При давлении около 0,1 *мм* он достигает своего полного развития. От анода A начинается бледно-розовое анодное свечение B, заполняющее все сечение трубки[1]. На некотором расстоянии от него заметно первое катодное свечение C бледнофиолетового цвета. Между ними находится так называемое первое темное пространство Фарадея. За первым катодным свечением идет второе темное пространство, а за ним второе

[1] Катушка Румкорфа, как известно, дает переменный ток. Тем не менее можно говорить об аноде и катоде, так как напряжение катушки при размыкании цепи гораздо больше, чем при замыкании, и ток в трубке практически идет в одном направлении.

катодное свечение D более яркого розового цвета, непосредственно прилегающее к катоду.

Мы описали разряд в воздухе. В других газах характер разряда тот же самый, но цвета другие. С увеличением разрежения все краски бледнеют, катодное свечение удлиняется, а анодное свечение укорачивается. При разрежениях около 0,01 *мм* отдельные части разряда становятся неразличимыми. Трубка наполнена едва заметным голубоватым свечением, но зато стенки трубки, находящиеся против катода, ярко светятся, флюоресцируют зеленым светом. Здесь мы имеем новое явление, так называемые *катодные*, или *электронные, лучи*, с которыми познакомимся в следующем параграфе. При дальнейшем разрежении свечение стекла сначала увеличивается, затем ослабляется и исчезает, разряд в трубке больше не идет. Исчезновение разряда наблюдается при разрежениях около 0,001 *мм*. Теперь ионов слишком мало, их столкновения с молекулами слишком редки, чтобы могла образоваться ионная «лавина», и разряд прекращается.

§ 7. Катодные лучи. Катодные лучи представляют собой поток электронов, вылетающих с поверхности катода под влиянием ударяющих в него ионов. Электроны вызывают почернение фотопластинки и заставляют флюоресцировать многие вещества, как, например, сернистый цинк ZnS, виллемит, некоторые соли щелочноземельных металлов и другие. Катодные лучи вылетают перпендикулярно к поверхности катода и движутся по прямым линиям. Это можно доказать при помощи трубки, изображенной на рис. 220. Катодом в ней служит чашечка, по форме представляющая собой часть сферы. Анодом служит тонкая платиновая пластинка A, поставленная в центре сферы, частью которой является катод. Когда через трубку проходит разряд, то на пластинке появляется ярко светящееся, раскаленное пятнышко, совпадающее с центром упомянутой выше сферы[1].

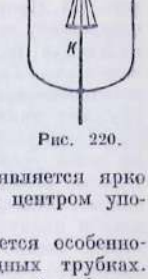


Рис. 220.

Прямолинейное движение электронов объясняется особенностями распределения электрического поля в катодных трубках. Оказывается, что потенциал в них меняется чрезвычайно быстро вблизи катода и очень медленно в остальной части трубки. Поэтому около катода существует весьма сильное электрическое поле, в котором электроны движутся с большим ускорением. Пройдя прикатодный участок, электроны обладают уже такой громадной скоростью, что слабое поле остальной части трубки никакого заметного влияния на них не оказывает, и они движутся прямолинейно.

Скорость электронов может быть самая разнообразная в зависимости от той разности потенциалов V, которая приложена к эле-

[1] Описание не вполне точно. Около пластинки A электроны сближаются и начинает сказываться их взаимное отталкивание, благодаря чему электронный пучок собирается не в центре сферической чашечки, а немного дальше.

кродам трубки. Электрические силы поля, перемещая электрон от катода к аноду, произведут работу, равную q_0V джоулей. В результате этой работы электрон приобретет кинетическую энергию, равную $mu^2/2$ эрг. Отсюда следует, что

$$\frac{mu^2}{2} = 10^7 q_0 V, \quad \text{или} \quad u = \sqrt{\frac{2 \cdot 10^7 q_0 V}{m}}. \tag{4}$$

Появление множителя 10^7 объясняется тем, что работа выражается в джоулях, а кинетическая энергия в эргах.

В выражении (4) q_0 известно, V определяется из опыта, u и m неизвестны. Необходимо найти еще одно уравнение, связывающее между собой две последние величины. Это можно сделать, изучая отклонение катодных лучей в магнитном или электрическом поле.

Мы рассмотрим отклонение катодных лучей в магнитном поле. Катодная трубка, употребляемая для этих опытов, изображена на

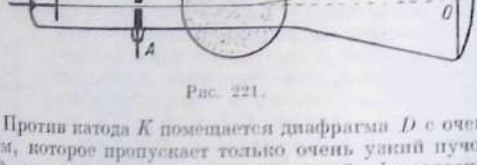


Рис. 221.

рис. 221. Против катода K помещается диафрагма D с очень узким отверстием, которое пропускает только очень узкий пучок лучей, падающий на экран из слюды, покрытый флюоресцирующим веществом. Трубка помещается между полюсами электромагнита, сечение которых схематически изображено кружком. Точки изображают линии магнитного поля, которые перпендикулярны к плоскости рисунка и направлены к нам. Воспользуемся правилами левой руки, помня, что здесь движутся слева направо отрицательные заряды, стало быть, направление тока обратное, справа налево. Электроны должны отклоняться кверху, как это на самом деле и наблюдается. По отклонению светящегося пятнышка на экране можно определить произведение $m.u$. Решая полученное уравнение совместно с (4), можно найти массу электрона m и его скорость u. Масса оказывается равной $m = 9{,}11 \cdot 10^{-28}$ г, или 1/1840 массы водородного атома.

Попробуем вычислить силу, действующую на электрон в магнитном поле. Рассматриваемый нами пучок катодных лучей представляет собой ток, идущий в магнитном поле нормально к силовым линиям. К нему мы можем применить формулу (3а) на стр. 240:

$$F = 10^{-8} \mu H I l \text{ б. дин.} \tag{а}$$

Здесь l означает длину участка электронного пучка, находящегося в магнитном поле. Магнитная проницаемость в данном случае равна единице, так как электроны движутся в пустоте.

Обратимся к рис. 222, на котором изображена часть электронного пучка. Его длина между сечениями A и C равна скорости электронов u. Часть пучка между сечениями B и C имеет длину l и находится в магнитном поле. Число

электронов, движущееся внутри участка AC, обозначим n, внутри участка — BC обозначим n_1. Эти числа, очевидно, относятся между собой, как длины участков

$$\frac{n_1}{n} = \frac{l}{u}, \quad \text{или} \quad n_1 = n\frac{l}{u}. \tag{b}$$

Сила, действующая на участок тока BC, т. е. на n_1 электронов, дается выражением (a). Значит, поделив это выражение на n_1, найдем силу f, действующую на один электрон:

$$f = \frac{10^{-8} IHl}{n_1}.$$

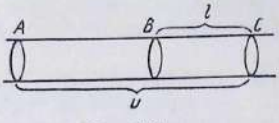


Рис. 222.

Подставим сюда значение n_1 из (b).

$$f = \frac{10^{-8} HIu}{n}. \tag{c}$$

Остается выразить силу тока через заряд электронов и через их число. Длина участка AC равна скорости электронов u. Поэтому все n электронов, которые в данный момент времени находятся в этом участке, за секунду пройдут через сечение C и пронесут с собой заряд nq_0 кулон. Отсюда следует, что

$$I = nq_0.$$

Вставив в (c), получим

$$f = 10^{-8} Hq_0 u \text{ б. дин.} \tag{5}$$

Мы знаем, что эта сила перпендикулярна к току, а следовательно, и к направлению движения электрона. Если же сила перпендикулярна к направлению движения тела, то она изменяет только направление скорости, но не величину. В этих условиях тело должно двигаться с постоянной по величине скоростью, описывая дугу круга. Таким образом, найденная нами сила представляет собой центростремительную силу, под влиянием которой электрон движется по окружности с радиусом r. С другой стороны, из механики нам известно, что центростремительная сила равна mu^2/r дин, или $10^{-7} mu^2/r$ б. дин. Отсюда следует, что

$$10^{-7}\frac{mu^2}{r} = 10^{-8} q_0 uH.$$

Сократив на u и решив относительно r, получим:

$$r = 10\frac{mu}{q_0 H}. \tag{6}$$

Из этой формулы видно, что чем сильнее поле H, тем меньше радиус r, т. е. тем сильнее отклоняются частицы. И, наоборот, чем больше масса частицы m, тем слабее они отклоняются. Зная геометрические размеры катодной трубки и величину смещения светящегося пятнышка на экране, можно определить r.

Решая совместно уравнения (4) и (6), можно определить массу электрона и его скорость.

§ 8. Зависимость массы тел от скорости. Приведенная выше масса электрона соответствует «медленным» катодным лучам. Впрочем, медленность — понятие относительное, потому что скорость этих медленно движущихся электронов равна нескольким десят-

кам тысяч километров в секунду. Наиболее быстрые электроны, которые в настоящее время можно получить лабораторным путем, имеют колоссальные скорости, близкие к скорости света.

При опытном изучении катодных лучей впервые было обнаружено принципиально новое явление, противоречащее основным положениям классической физики Ньютона. Оказалось, что масса электрона не постоянна, а меняется в зависимости от его скорости по формуле:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{u}{c}\right)^2}}, \qquad (7)$$

где m обозначает массу электрона, движущегося со скоростью u, c—скорость света, m_0—массу покоящегося электрона. Эта последняя величина, приведенная выше, фактически определяется из наблюдений над медленно движущимися электронами. Согласно принципу относительности, развитому в 1905 г. Эйнштейном, масса всякого тела должна при движении изменяться согласно формуле (7), но для обычных земных скоростей это изменение практически равно нулю.

Действительно, определим изменение массы тела, движущегося со скоростью 30 *км/сек* (орбитальная скорость земли). По формуле (7):

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{30}{300000}\right)^2}} = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{1}{10^8}}} = 1{,}00000002\, m_0.$$

Опыт не в состоянии обнаружить такого изменения массы. Таким образом, тела, движущиеся даже с космическими скоростями, практически обладают постоянной массой и к ним вполне применима механика Ньютона.

Но обстановка резко меняется, как только мы переходим к изучению движения ионов и электронов в электрическом поле. Здесь скорости так велики, что принимать массу частиц постоянной невозможно. Сделаем расчет для быстрых электронов, летящих со скоростью 270 000 *км/сек*.

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{270\,000}{300\,000}\right)^2}} = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{9}{10}\right)^2}} = 2{,}3\, m_0.$$

При таких скоростях масса электрона увеличивается почти в два с половиной раза.

В том случае, когда тело движется со скоростью света, $u = c$, его масса становится равной бесконечности:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{c}{c}\right)^2}} = \frac{m_0}{0} = \infty;$$

При большей скорости выражение, стоящее под корнем, становится отрицательным, а сам корень мнимым. Мнимая масса не

имеет никакого физического смысла. Отсюда следует заключить, что скорости, бо́льшие c, невозможны, что скорость света является предельной, максимальной скоростью.

Теория Эйнштейна существенным образом меняет наши представления о такой основной физической величине, как масса. Естественно возникает вопрос о справедливости второго закона динамики, дающего рациональное определение массы. По Эйнштейну, сила, изменяющая скорость тела, вместе с тем изменяет и его массу, т. е. в конечном счете вызывает изменение количества движения тела.

Поэтому второй закон динамики должен быть выражен в той форме, в которой он дается в § 12 главы второй

$$F = \frac{d\overline{mu}}{dt}. \qquad (8)$$

При скоростях малых по сравнению со скоростью света масса тела, как мы знаем, практически остается постоянной, равной массе покоящегося тела m_0. В этом случае сила вызывает только изменение скорости и выражение (8) переходит в более привычную нам форму:

$$F = m_0 \cdot \frac{\overline{du}}{dt}.$$

Таким образом, то, что мы в классической физике и механике понимаем под массой, есть масса покоящегося тела, или, как говорят коротко, покоящаяся масса. Сама же механика Ньютона представляет собой частный случай механики Эйнштейна для малых скоростей.

§ 9. Термоэлектронная эмиссия. Как показывает опыт, все металлы, если их довести до высокой температуры, испускают электроны. Это испускание электронов может быть обнаружено с помощью электрических измерений в так называемой катодной лампе, изображенной на рис. 223.

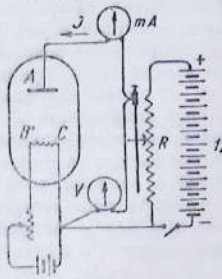


Рис. 223.

Лампа представляет собой стеклянный баллон с тремя вводами. Два нижних ввода подводят ток к вольфрамовой нити BC, а третий соединен с металлической пластиной A, расположенной на небольшом расстоянии над нитью. Нить BC накаливается током от аккумуляторов, который регулируется реостатом. Кроме того, нить соединена с отрицательным полюсом высоковольтной батареи, другой полюс которой через миллиамперметр соединен с пластиной A. Лампа откачивается перед запайкой лучшими современными насосами до разрежений порядка 10^{-7} *мм*. Когда нить BC холодная, ток

через лампу не проходит. Если же нить раскалить, то она начинает испускать электроны, и идет ток в показанном стрелкой направлении. Ток быстро возрастает с температурой. При 2 000° K[1] можно получить 1 mA с квадратного сантиметра поверхности раскаленного вольфрама, а при 3 000° K—около 14,5 mA с квадратного сантиметра (вольфрам с примесью тория при 2 000° K дает 2,9 $mA/см^2$).

Катодная лампа в настоящее время имеет колоссальное применение в науке и технике. Если в нашей схеме к катоду лампы (проволочке CB) присоединен вместо отрицательного полюса положительный, то тока в цепи не будет, так как между пластиной и нитью создается поле, задерживающее электроны. Таким образом, ток через катодную лампу может проходить только в одном направлении, и ею можно воспользоваться для выпрямления переменных токов.

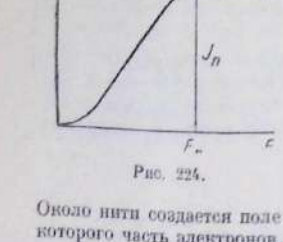


Рис. 224.

Посмотрим еще, как меняется ток в лампе при изменении приложенного к ней напряжения, но при неизменном накале. Дело в том, что выходящие из нити электроны образуют облако отрицательных зарядов—так называемый объемный отрицательный заряд. Это облако экранирует действие анода, стремясь оттолкнуть обратно выходящие из нити электроны. Около нити создается поле обратного направления, под влиянием которого часть электронов, наиболее медленных, возвращается обратно к нити. Таким образом, до анода доходит только часть электронов, испарившихся с раскаленной нити. Чем больше положительный потенциал анода, тем быстрее двигаются электроны и тем меньше объемный заряд. Поэтому с возрастанием приложенного к аноду напряжения возрастает и ток. На рис. 224 дана «характеристика» лампы, т. е. кривая, изображающая зависимость силы тока от приложенного напряжения. На горизонтальной оси откладывается напряжение $\mathcal{E}$ (разность потенциалов между анодом и катодом), на вертикальной оси—соответствующая сила тока I. Сначала ток быстро увеличивается с напряжением, затем наступает насыщение и значение тока остается неизменным, несмотря на дальнейшее возрастание напряжения. Ток насыщения I_n достигается, очевидно, при таком напряжении, при котором действие объемного заряда сводится к нулю, и все электроны, испаряющиеся из нити, доходят до анода. Увеличивая накал нити, можно получить в катодной лампе более сильные токи, но характер явления не меняется.

§ 10. Вольтова дуга. Если приблизить до соприкосновения два угля (рис. 225), соединенные с полюсами батареи, дающей напряжение от 60 до 100 вольт, и затем раздвинуть их, то между ними возникает «вольтова дуга». Так называется полоса светящихся газов, соединяющая раскаленные добела концы углей.

[1] Буква K обозначает абсолютную температуру.

Когда угли соприкасаются, весь ток проходит по узким мостикам в точках соприкосновения углей и раскаляет их концы. Поэтому, когда угли раздвигаются, между ними получается слой раскаленного и сильно ионизированного газа. Его проводимость оказывается достаточной, чтобы пропускать ток силою в несколько ампер. Очень большую роль в образовании дуги играют электроны, испускаемые раскаленными углями. Срываясь с катода, они разгоняются электрическим полем и в свою очередь ионизируют молекулы газа, с которыми сталкиваются. Раскаленный катод—непременное условие того, чтобы дуга горела. Температура дуги очень велика,—до 3500°. В ней легко плавятся все металлы и бо́льшая часть минералов.

Вольтову дугу можно получить не только между двумя углями, но также между углем и металлом или двумя металлами. Впрочем, горение таких дуг не особенно устойчиво. Вольтовы дуги могут гореть и от переменного тока, но при непременном условии, чтобы оба угля, или, лучше сказать, оба электрода, были достаточно раскалены, так как они попеременно бывают катодом.

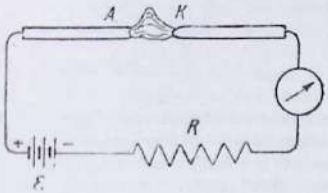


Рис. 225.

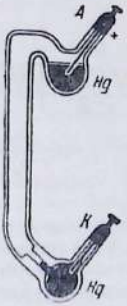


Рис. 226.

В настоящее время в лабораториях и клиниках получила большое распространение ртутная дуга, изображенная на рис. 226. Она представляет собой хорошо откачанную кварцевую трубку, в которую налита ртуть. Посредством вводов *A* и *K* трубка соединяется с источником тока от 110 до 220 вольт. В холодном состоянии она тока не пропускает. Надо ее сначала наклонить так, чтобы струйка ртути потекла из одного колена в другое, а потом вернуть в горизонтальное положение. Струйка ртути замкнет ток, когда же она разорвется, то между ее концами в парах ртути возникает дуга совершенно так, как это описано в случае двух углей. Свет этой дуги очень ярок, но зеленоватого оттенка, в котором все лица кажутся мертвенно темного цвета. Для освещения ртутная дуга не годится, но она замечательна тем, что дает много ультрафиолетовых лучей, оказывающих очень сильное физиологическое действие и применяемых в медицине. В клиниках лампа известна под названием горного солнца.

ИНДУКЦИЯ ТОКОВ

§ 1. Индукция, основные явления. Около 100 лет назад знаменитый английский физик Фарадей сделал замечательное открытие, послужившее основой для всей современной электротехники. Он открыл новый способ получения электрических токов с помощью магнитного поля. Основные опыты Фарадея чрезвычайно просты и легко могут быть повторены. Возьмем катушку из изолированной проволоки и присоединим ее концы к гальванометру G (рис. 227). Если приблизить к катушке магнит, то стрелка гальванометра откло-

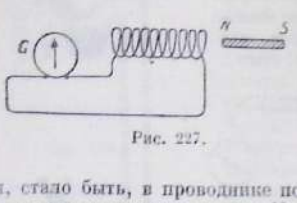


Рис. 227.

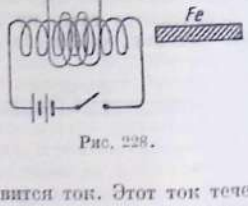


Рис. 228.

нится, стало быть, в проводнике появится ток. Этот ток течет до тех пор, пока движется магнит. Как только магнит остановится, стрелка гальванометра возвратится в нулевое положение. Если теперь отодвигать магнит от проводника, то гальванометр опять отметит появление кратковременного тока, но уже обратного направления.

Опыт можно видоизменить, оставляя магнит неподвижным и перемещая около него катушку. При всяком движении катушки гальванометр опять-таки отметит появление кратковременного тока. Подобный же опыт можно проделать, заменив магнит катушкой с током (рис. 228). При всяком движении той или иной катушки гальванометр отклоняется. Наконец, ток в первой катушке может быть получен и в том случае, когда обе они неподвижны. Надо только тем или иным способом изменять силу тока во второй катушке. Можно, например, замыкать и размыкать в другой катушке ток. При всяком замыкании тока в первой катушке наводится ток определенного направления, а при размыкании—ток обратного направления. Описанные опыты можно произвести не только с катушками, но и с проводниками любой формы, например, линейными. Характер явления будет тот же самый, уменьшится только величина наведенного тока.

Разбирая описанные опыты, мы должны заключить, что причиной, вызывающей появление наведенных токов (токов индукции), является изменение магнитного поля около проводника. В самом деле, при всяком перемещении магнита или катушки в первом опыте

магнитное поле около катушки изменяется и появляется ток индукции. Таким образом объясняется и второй опыт, если вспомнить, что соленоид, обтекаемый током, эквивалентен магниту. Само собой понятно, что ток индукции, как и всякий ток, может течь только в том случае, если в проводнике есть неравенство потенциалов, т. е. имеется какая-нибудь электродвижущая сила. Стало быть, опыты могут быть описаны так: *всякий раз, когда около проводника каким бы то ни было способом изменяется магнитное поле, в проводнике наводится электродвижущая сила и течет ток индукции.*

Что же, однако, определяет величину электродвижущей силы: изменение напряженности или индукции поля? Ответ можно получить при помощи установки, изображенной на рис. 228. При каждом замыкании и размыкании ключа стрелка гальванометра дает небольшие отклонения, которые увеличиваются во много раз, если во внутреннюю катушку вставить железный сердечник. Как известно (стр. 245), железо не изменяет числа силовых линий, идущих в катушке, но увеличивает в μ раз число линий индукции. Теперь мы получили ответ на поставленный вопрос: *явления индукции токов определяются изменением вектора индукции поля.*

Качественно нетрудно показать, что наведенная электродвижущая сила тем больше, чем быстрее меняется поле около проводника. Действительно, при быстром темпе выполнения описанных выше опытов гальванометры дают значительно бо́льшие отбросы, чем при медленных. Можно сказать, что электродвижущие силы и токи, появляющиеся в замкнутых проводниках, зависят от скорости изменения пронизывающих их потоков индукции. Не вдаваясь в дальнейшие подробности, укажем, что для замкнутого контура путем опытов можно установить следующую формулу:

$$\mathcal{E}_i = -10^{-8}\frac{d\Phi}{dt} \text{ вольт.} \qquad (1)$$

$\mathcal{E}_i$ означает электродвижущую силу индукции, $d\Phi$ есть бесконечно малый прирост потока индукции, пронизывающего контур, за бесконечно малый промежуток времени dt. Величину $\frac{d\Phi}{dt}$ можно назвать скоростью изменения потока индукции.

Чтобы правильно пользоваться этой формулой, надо помнить следующие правила: 1) силовые линии, входящие в контур, считаются положительными; 2) токи и электродвижущие силы, направленные по часовой стрелке, считаются положительными; 3) рассчитывая потоки индукции через контур, нужно всегда следить за одной и той же его стороной.

Чтобы найти истинное значение переменной величины $\mathcal{E}_i$, все расчеты нужно делать для бесконечно малых промежутков времени, что, к сожалению, для нас недоступно. Поэтому численные расчеты

мы будем делать для небольших, но конечных промежутков времени Δt, переписав формулу (1) следующим образом:

$$\mathcal{E}_i = -10^{-8}\frac{\Delta\Phi}{\Delta t}, \text{ или } \mathcal{E}_i = -10^{-8}\frac{\Phi_2 - \Phi_1}{\Delta t} \text{ вольт.} \qquad (1a)$$

Φ_2 означает поток индукции, идущий через контур в конце промежутка времени Δt, Φ_1—в начале. Конечно, теперь мы получим не истинное значение $\mathcal{E}_i$, а среднее за время Δt. Приведенные формулы имеют общее значение, годятся для любых контуров и любых магнитных полей.

В качестве иллюстрации сказанного разберем несколько примеров. Пусть в магнитном поле находится контур S, который поворачивается на 180° за 1/100 секунды. Определить электродвижущую силу. Наблюдатель, смотрящий на контур слева (рис. 229), видит, что в

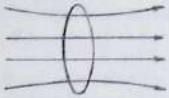


Рис. 229.

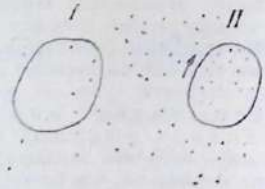


Рис. 229а.

него входит 4 линии. Значит $\Phi_1 = +4$. Когда контур повернется на 180°, наблюдатель должен перейти направо, чтобы видеть ту же сторону контура. Теперь 4 линии идут из контура к наблюдателю, значит, $\Phi_2 = -4$. Подставляя найденные значения в формулу (1а), получим

$$\mathcal{E}_i = -10^{-8}\frac{-4-(+4)}{1/100} = 8\cdot 10^{-6} \text{ вольт.}$$

Электродвижущая сила положительна, значит, с точки зрения наблюдателя индуктивный ток идет в направлении часовой стрелки.

Другой пример: медное кольцо с площадью в 5 см² и сопротивлением в 0,001 ома переносится из положения I в положение II (рис. 229а) в течение 0,002 секунды. В положении I кольцо находилось в воздухе и напряженность магнитного поля была равна 20 эрстедам. В положении II напряженность поля 50 эрстед и кольцо находится в среде с магнитной проницаемостью $\mu = 10$. Найти наведенный в кольце ток, если известно, что силовые линии поля нормальны к плоскости кольца и направлены к нам.

Вектор индукции в I положении $B_1 = H_1 = 20$ гаусс, во II положении $B_2 = \mu H_2 = 500$ гаусс. Перемножив найденные числа на площадь кольца, [illegible] ующие потоки индукции

$$\Phi = 2500.$$

Подставив найденные значения в (1а), получим:

$$\mathcal{E}_i = -10^{-8}\frac{-2\,500 + 100}{0{,}002} = 1{,}2 \cdot 10^{-2} \text{ вольт.}$$

Поделив найденное выражение на сопротивление кольца, найдем величину наведенного в нем тока.

$$I_i = 1{,}2 \cdot 10^{-2}/0{,}001 = 12 \text{ ампер.}$$

Произведенный расчет показывает, что наведенные в контуре электродвижущие силы, вообще говоря, очень невелики, но тем не менее могут вызвать появление сильных токов при малом сопротивлении контура.

Рассмотрим еще индукцию в сложных проводах, состоящих из нескольких или многих витков (рис. 230). Здесь нужно вести

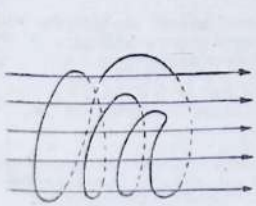


Рис. 230.

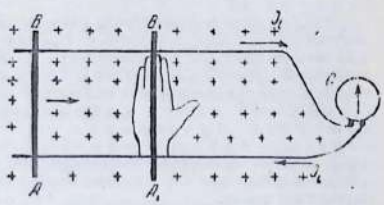


Рис. 231.

расчет для каждого витка или участка проводника в отдельности, а затем взять алгебраическую сумму найденных электродвижущих сил. В простейших случаях, когда проводник представляет собой тоненькую катушку из нескольких витков, расчеты упрощаются, потому что во всех витках наводятся одинаковые по величине и направлению электродвижущие силы. Определив одну из этих сил и помножив ее на число витков, найдем общую электродвижущую силу, действующую в контуре. В катушках возникают настолько большие электродвижущие силы, что для их демонстрации можно воспользоваться сравнительно очень грубыми гальванометрами и вместо электромагнитов пустить в дело простые магниты.

Можно показать, что электродвижущая сила появляется и в незамкнутом проводнике, если он движется в магнитном поле или если поле около него меняется. Для доказательства протянем над полюсом электромагнита, хотя бы южным, два голых металлических провода, по которым может скользить металлическая перекладина AB. Вся система представляет собой замкнутый контур, на который мы смотрим сверху (рис. 231)[1]. Если заставить перекладину скользить по проводам, то стрелка гальванометра отклонится, отмечая появление наведенного тока в прямолинейном проводе AB. Допустим, что проводник перешел из положения AB в положение A_1B_1 за Δt секунд и что Φ_1 и Φ_2 представляют собой числа линий индукции, пронизывающих контур

[1] Крестики изображают силовые линии, направленные от нас за плоскость чертежа.

при первом и втором положении перекладины. Возникшая электродвижущая сила определится по формуле (1а):

$$\mathcal{E}_i = -10^{-8}\frac{\Phi_2 - \Phi_1}{\Delta t}.$$

Рассматривая чертеж, нетрудно понять, что $\Phi_2 - \Phi_1$ есть число линий индукции, перерезанных проводником AB при его перемещении в положение A_1B_1. Обозначим это число $\Delta\Phi$. Тогда

$$\mathcal{E}_i = -10^{-8}\frac{\Delta\Phi}{\Delta t} \text{ вольт},$$

т. е. электродвижущая сила индукции, возникающая при движении прямолинейного проводника, равна числу перерезанных им линий индукции, отнесенному к одной секунде и умноженному на 10^{-8}.

Направление наведенного в контуре тока—по часовой стрелке, так как силовой поток в нем уменьшается. Это направление можно определить и независимо от контура, воспользовавшись следующим правилом: если положить на проводник ладонь правой руки так, чтобы магнитные силовые линии в нее входили, а большой палец совпал по направлению с перемещением проводника, то ток, как это видно на чертежа, идет по направлению от ладони к пальцам. Это так называемое второе правило правой руки, которым следует руководствоваться при определении направления наведенных в прямолинейном проводнике токов.

В заключение приведем правило Ленца, пользуясь которым, можно легко определять направление наведенных токов без всяких предварительных расчетов. Наведенные токи, электродвижущие силы и магнитные поля имеют всегда такое направление, что стремится уничтожить или ослабить вызвавшую их причину.



Рис. 232.

§ 2. Взаимная индукция. Рассмотрим два контура A и B, изображенные на рис. 232. При изменении силы тока в первом из них во втором появляются наведенные токи. Для расчетов годится, конечно, формула (1), но в данном случае ее выгодно видоизменить, установив связь между появляющимися в контуре B токами и изменением тока I, текущего в проводнике A.

Магнитное поле около проводника прямо пропорционально силе текущего через него тока. Если в два или в три раза увеличить силу тока, то во столько же раз увеличится общее число линий индукции поля, а значит во столько же раз увеличится и число линий индукции, проходящих через контур B. Иными словами,

поток индукции Φ через контур B прямо пропорционален силе тока I, текущего в контуре A:

$$\Phi = \beta I. \qquad (a)$$

Коэфициент пропорциональности зависит от формы, размеров и взаимного расположения проводников. Допустим теперь, что за малый промежуток времени Δt ток в проводнике A меняется от значения I_1 до I_2. Поток индукции в проводнике B изменится за этот же промежуток времени от значения Φ_1 до Φ_2. Согласно (a), мы можем написать:

$$\Phi_1 = \beta I_1 \text{ и } \Phi = \beta I_2.$$

Вставив эти значения в (1a) получим, для среднего значения электродвижущей силы следующее выражение:

$$\mathcal{E}_i = -10^{-8} \frac{\Phi_2 - \Phi_1}{\Delta t} = -10^{-8} \beta \frac{I_2 - I_1}{\Delta t}. \qquad (b)$$

Величину $10^{-8}\beta$ можно заменить одной буквой M. Этот новый коэфициент называется коэфициентом взаимной индукции. Так же, как и β, он зависит от формы, размеров и взаимного расположения проводников, но не зависит от силы тока. Теперь формулу (b) можно переписать так:

$$\mathcal{E}_i = -M \frac{I_2 - I_1}{\Delta t}, \text{ или } \mathcal{E}_i = -M \frac{\Delta I}{\Delta t}. \qquad (2)$$

Чтобы найти истинное значение электродвижущей силы, расчеты надо делать для бесконечно малых промежутков времени:

$$\mathcal{E}_i = -M \frac{dI}{dt} \text{ вольт.} \qquad (2a)$$

Можно сказать, что *наведенная в проводнике электродвижущая сила равна скорости изменения силы тока в соседнем проводнике, помноженной на коэфициент взаимной индукции.*

Теоретические расчеты и опыт показывают, что проводники A и B можно обменять ролями, т. е. изменять ток в B, а наблюдать индукцию в A, причем величина коэфициента M в формулах (2) будет прежняя. Этим и объясняется название «коэфициент *взаимной* индукции».

Единица коэфициента взаимной индукции называется *генри* и определяется по формуле (2), если положить в ней $\mathcal{E}_i = 1$ вольту. $I_2 - I_1 = 1$ амперу и $\Delta t = 1$ секунде. Таким образом, генри есть коэфициент взаимной индукции двух проводников, в одном из которых появляется электродвижущая сила в один вольт, когда в другом сила тока изменяется на один ампер за секунду.

Особую важность в технике представляет комбинация проводников, состоящая из двух катушек изолированной прово-

локи, вставленных одна в другую (рис. 233)[1]. Пусть длина l обеих катушек одинакова, число витков в первой катушке n_1, во второй n_2. Вычислим коэфициент взаимной индукции. Прежде всего вспомним [(6), стр. 245], что поток индукции через первую катушку, когда в ней идет ток I_1, равен

$$\Phi_1 = \frac{0{,}4\pi n_1 S I_1}{l}, \qquad (c)$$

а когда идет ток I_2,

$$\Phi_2 = \frac{0{,}4\pi n_1 S I_2}{l}, \qquad (d)$$

где S — площадь сечения первой катушки. Тот же самый поток пронизывает и каждый виток второй катушки. Поэтому, если в первой катушке за Δt секунд ток меняется от I_1 до I_2, то в каждом витке второй катушки наведется электродвижущая сила, равная

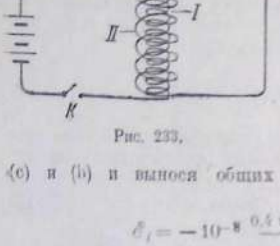


Рис. 233.

$$-10^{-8}\,\frac{\Phi_2 - \Phi_1}{\Delta t},$$

а во всех витках она будет в n_2 раз больше:

$$\mathcal{E}_i = -10^{-8}\,\frac{\Phi_2 - \Phi_1}{\Delta t}\,n_2.$$

Подставляя значения Φ_1 и Φ_2 из (c) и (d) и вынося общих множителей за скобки, получим:

$$\mathcal{E}_i = -10^{-8}\,\frac{0{,}4\pi n_1 n_2 S}{l}\cdot\frac{I_2 - I_1}{\Delta t}\ \text{вольт}. \qquad (3)$$

Сравнивая это выражение с (2), мы видим, что коэфициент взаимной индукции двух катушек равен

$$M = 10^{-8}\,\frac{0{,}4\pi n_1 n_2 S}{l}\ \text{генри}. \qquad (3a)$$

Число витков в обеих катушках может быть сделано весьма большим, поэтому такая комбинация катушек может дать значительные напряжения (см. § 4, катушка Румкорфа). Важно заметить, что катушки можно поменять ролями, т. е. по второй пропускать переменные токи, а в первой получать напряжения индукции. Действительно, совершенно аналогичный расчет покажет, что получатся опять те же формулы (3) и (3a). Таким образом, коэфициенты обеих катушек одинаковы и зави-

[1] Площади сечения обеих катушек почти одинаковы, так как они тесно навиваются одна на другую. Только для ясности рисунка сечения катушек показаны различными.

сят только от их геометрических размеров, взаимного положения и числа витков.

Таким образом мы доказали на примере двух катушек справедливость высказанного выше утверждения о «взаимности» коэфициентов.

§ 3. Самоиндукция. Если сила тока, протекающего в каком-нибудь проводнике, меняется, то изменяется и магнитное поле, которое ток создает около проводника. Это значит, что всякий раз, когда сила тока в проводнике меняется, в нем появляется наведенная электродвижущая сила, которая называется *электродвижущей силой самоиндукции*. Она вычисляется обычным способом по формуле (1а), причем надо принять во внимание, что число линий индукции, пронизывающих контур, прямо пропорционально идущему по нему току $\Phi = \gamma I$. Коэфициент пропорциональности зависит от формы и размеров контура тока. Пусть за малый промежуток времени Δt ток изменился от значения I_1 до I_2. Поток индукции изменится соответственно от значения $\Phi_1 = \gamma I_1$ до $\Phi_2 = \gamma I_2$. Подставляя эти значения в формулу (1а), получим:

$$\mathcal{E}_i = -10^{-8}\frac{\Phi_2 - \Phi_1}{\Delta t} = -10^{-8}\frac{\gamma I_2 - \gamma I_1}{\Delta t} = -10^{-8}\gamma\frac{I_2 - I_1}{\Delta t}.$$

Множитель $10^{-8}\gamma$, зависящий от формы и размеров проводника, обозначим L. Это так называемый *коэфициент самоиндукции* проводника, единицей для которого тоже служит генри. Окончательно для среднего значения электродвижущей силы самоиндукции получим такое выражение:

$$\mathcal{E}_i = -L\frac{I_2 - I_1}{\Delta t}. \qquad (4)$$

Для истинного значения:

$$\mathcal{E}_i = -L\frac{dI}{dt} \text{ вольт}. \qquad (4а)$$

По правилу Ленца наведенная электродвижущая сила стремится противодействовать вызывающей ее причине, поэтому если основной ток возрастает, то наводится противоположно направленная электродвижущая сила самоиндукции, которая стремится его уменьшить. Если ток убывает, то возникает электродвижущая сила самоиндукции, совпадающая по направлению с током. В частном случае, при размыкании цепи, наведенная электродвижущая сила перемещает электричество в прежнем направлении, стараясь поддержать исчезающий ток. При достаточно большом коэфициенте самоиндукции и быстром размыкании ключа видна искра, с помощью которой ток действительно некоторое время поддерживается.

Полезно рассмотреть на графике изменение силы тока при замыкании и размыкании цепи с очень малой и с очень большой

самоиндукцией. В первом случае получается кривая $AA'DD'$, состоящая из отдельных прямолинейных частей, изображенная на рис. 234. Здесь на вертикальной оси отложены силы токов, на горизонтальной оси—время. В момент времени A ток замыкается и практически мгновенно достигает своего постоянного, определяемого законом Ома значения AA'. В момент времени D ток размыкается и практически мгновенно падает до нуля.

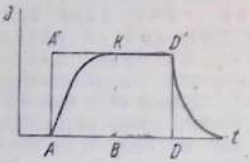


Рис. 234.

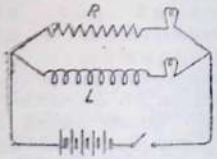


Рис. 235.

Совершенно иначе обстоит дело в цепи со значительной самоиндукцией (рис. 234). После замыкания цепи ток постепенно возрастает, и только через небольшой, но вполне измеримый промежуток времени AB достигает своего постоянного значения, равного BK. В момент D происходит размыкание, и опять-таки ток исчезает не сразу, а лишь постепенно убывает до нуля.

Продемонстрировать явления самоиндукции при замыкании и размыкании цепи можно на следующем простом опыте (рис. 235). К батарее аккумуляторов через ключ присоединяется разветвленная цепь, в одной ветви которой включена лампочка накаливания и реостат R, в другой—точно такая же лампочка и катушка с железным сердечником L, обладающая большой самоиндукцией (например, большой электромагнит или первичная катушка трансформатора). Реостат подобран так, что его сопротивление равно сопротивлению катушки. При включении тока можно заметить, что лампочка в нижней ветви загорается несколько позже, чем в верхней. В этом сказывается действие самоиндукции L, в которой при замыкании появляется наведенная электродвижущая сила, противодействующая току. Когда ток установится, обе лампы горят совершенно одинаково.

Чтобы показать действие тока самоиндукции при размыкании цепи, убавляют сначала при помощи реостата, включенного в неразветвленную часть цепи (на рисунке не показан), накал ламп так, чтобы они еле светились темнокрасным светом, затем размыкают ключ. При этом обе лампы на мгновение ярко вспыхивают под влиянием тока самоиндукции, образовавшегося при исчезновении магнитного поля в катушке L и замыкающегося через верхнюю ветвь[1].

[1] При размыкании цепи появится ток самоиндукции в реостате R, но направлению обратный тому, который появляется в L. Но так как коэффициент самоиндукции реостата по сравнению с катушкой чрезвычайно мал, то этим током можно пренебречь.

В электротехнике часто употребляются соленоиды и катушки в форме многослойных соленоидов. Вычисление их коэфициентов самоиндукции производится совершенно таким же способом, как и вычисление коэфициента взаимной индукции двух катушек. Поэтому ограничиваемся сообщением готовой формулы

$$L = 10^{-8} \frac{0,4\pi\mu n^2 S}{l} \text{ генри}, \qquad (5)$$

годной не только для соленоида, но и для катушек с небольшим числом слоев. Если число слоев велико, то формула (5) дает лишь грубо приближенные значения.

При большом числе витков коэфициент самоиндукции катушки может иметь весьма значительную величину, которая еще во много раз увеличивается, если в катушку вставить сердечник с большой магнитной проницаемостью μ. Катушки с большим числом витков и железными сердечниками имеют большое применение в технике переменного тока, как мы узнаем дальше.

§ 4. Катушка Румкорфа, или индуктор. Этот прибор, весьма употребительный в лабораторной практике, служит для получения переменных токов весьма большого напряжения. Он состоит из двух катушек изолированной проволоки, навитых на железный сердечник MM' (рис. 236). Первичная катушка, навитая непосредственно на железный сердечник, состоит из сравнительно небольшого количества витков толстой проволоки. Вторичная же катушка состоит из громадного числа витков тонкой проволоки. На ее изготовление в больших катушках идет до десятка километров проволоки и больше. Подобная комбинация из двух катушек и железного сердечника была уже описана на стр. 266, и мы знаем, что если в одной из катушек меняется сила тока, то в другой появляется наведенная электродвижущая сила. Через первичную катушку индуктора пропускают постоянный ток, который ритмически прерывают. Поэтому существенной частью индукционного прибора являются разного рода прерыватели тока. На схеме индуктора изображен один из простейших прерывателей, так называемый молоточек Нефа. Он состоит из стальной пружины D, на которой укреплен кусочек мягкого железа P. Сзади в молоточек упирается винт W. Если мы замкнем ключ K, то ток пойдет по первичной катушке, затем по молоточку и винту и дальше к другому полюсу батареи. При этом железный сердечник катушки намагнитится, притянет молоточек и тем самым ток будет прерван. Как только ток прекратится, сердечник размагнитится, пружина вернет молоточек в прежнее положение, и цепь снова замкнется. Таким образом, молоточек прерывает ток много раз в секунду. При каждом размыкании во вторичной катушке появляется электродвижущая сила одного направления, а при замыкании—обратного.

Чтобы ясно представить себе, хотя бы с качественной стороны, как работает катушка Румкорфа, вспомним формулу (2):

$$\mathcal{E}_i = -M\frac{\Delta I}{\Delta t}. \qquad (а)$$

M обозначает коэфициент взаимной индукции катушек, ΔI — полное изменение тока за время замыкания или размыкания Δt. Отсюда следует, что $\mathcal{E}_i$, определяемое по этой формуле, представляет собой среднее значение электродвижущей силы, появляющейся во вторичной катушке в моменты замыкания и размыкания

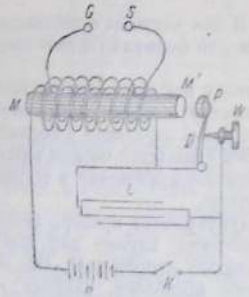


Рис. 236.

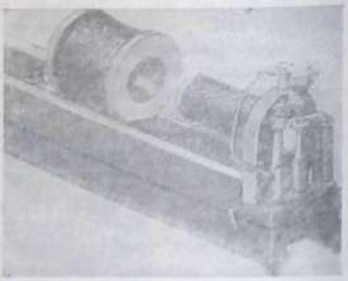


Рис. 236а.

тока в первичной катушке. Применим (а) к определению $\mathcal{E}_i$, возникающей при размыкании тока. В этом случае ΔI численно равно I, тому току, который течет в первичной катушке при длительно замкнутой цепи, так как после размыкания ток падает до нуля. Следовательно, мы имеем

$$\mathcal{E}_i = -M\frac{I}{\Delta t}.$$

На знак полученной величины мы обращать внимания не будем, так как он относится только к направлению наведенной электродвижущей силы. Что же касается ее величины, то она прямо пропорциональна M и I и обратно пропорциональна Δt. Стало быть, чтобы получить большое напряжение, надо брать по возможности большие M и I. Одновременно оба эти условия можно удовлетворить, если увеличить M за счет числа витков вторичной катушки, а первичную катушку сделать из сравнительно небольшого числа витков толстой проволоки, чтобы через нее можно было пропускать сильные токи. Время прерывания надо делать возможно меньшим.

В момент разрыва цепи в вышеописанном прерывателе образуется искра между молоточком и винтом (самоиндукция), которая некоторое время поддерживает ток и тем самым удлиняет время размыкания Δt. Чтобы уменьшить искру, в ящике, на

котором монтирована катушка, помещается конденсатор C. Одна его обкладка присоединяется к молоточку, другая—к стойке с винтом. Ток самоиндукции, возникающий в момент размыкания, устремляется в конденсатор и заряжает его пластины, поэтому напряжение в месте разрыва цепи уменьшается, а вместе с тем уменьшается и искра. Теперь разрыв цепи происходит быстрее, и во вторичной обмотке получается более высокое напряжение.

В настоящее время в лабораториях употребляются индукторы всевозможных размеров, дающие искры от нескольких миллиметров до полутора метров. У этих последних на зажимах вторичной катушки напряжения достигают многих сотен тысяч вольт.

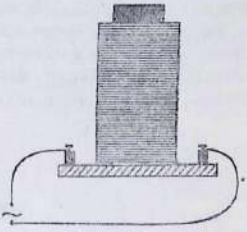


Рис. 237.

Интересное видоизменение представляют собой индукторы, употребляемые в медицинской практике. Чаще всего употребляется прибор Дюбуа-Реймонда (рис. 236а), в котором первичная катушка вместе с прерывателем укреплена неподвижно, а вторичная катушка может на нее надвигаться. Меняя взаимное расположение катушек, можно в широких пределах менять коэфициент взаимной индукции, а вместе с тем изменять и напряжение индукционных токов. Такие индукторы употребляются как для физиологических, так и для терапевтических целей.

Надо заметить, что медики часто называют индуктивные токи фарадическими, а соответствующий метод лечения—фарадизацией. Оба термина, очевидно, связаны с именем Фарадея.

§ 5. Токи Фуко. В массивных кусках металла, если они пересекаются линиями переменного магнитного поля, также возникают наведенные токи. Это можно доказать следующим простым опытом. Через катушку с железным сердечником (рис. 237) пропускают переменный ток. На небольшом расстоянии над сердечником укреплена плоская чашечка из красной меди с толстым дном, в которую налито немного воды. Наведенная в медной пластинке электродвижущая сила, конечно, невелика, такого же порядка, как в одном витке, тем не менее в ней получается весьма сильный ток, потому что сопротивление пластинки ничтожно мало. Действительно, через несколько минут после включения тока вода закипает под влиянием выделяющегося джоулева тепла. Этот маленький прибор является прототипом индукционных печей, широко применяемых в лабораторной и заводской практике. Другое техническое применение токов Фуко—это всякого рода электродинамические успокоители. Если взять в руку небольшую медную пластину толщиной в несколько миллиметров и внести ее в сильное магнитное поле между полюсами электромагнита, то при всяком перемещении пластины рука испытывает такое ощущение, как будто бы движение проис

ходило в густой и вязкой жидкости. В пластине появляются наведенные токи, противодействующие ее движению. Это явление находит себе применение в технике для устройства электромагнитных успокоителей колебаний.

Надо заметить, что очень часто токи Фуко вызывают весьма неприятное нагревание металлических частей приборов переменного тока. При этом бесполезно теряется дорогая электрическая энергия и сами приборы подвергаются порче. Чтобы уменьшить токи Фуко, металлические части приборов переменного тока делаются из отдельных деталей с прокладками из какого-нибудь изолирующего вещества. Например, во всех катушках, описанных в предыдущих параграфах, сердечники должны быть сделаны из пучков изолированной железной проволоки, а у трансформаторов, о которых речь будет впереди, сердечники собираются из жести с прокладками из изолятора. При таком устройстве сердечников они меньше нагреваются, меньше потребляют энергии и не портят приборов, так как токи Фуко в них значительно ослаблены.

ГЛАВА 21

ПЕРЕМЕННЫЙ ТОК

§ 1. Синусоидальный однофазный ток. До сих пор мы были заняты почти исключительно изучением законов постоянного тока. Между тем в современной технике, так же как и в лабораторной практике, преобладающую роль играет ток переменный. Громадное большинство моторов на производстве приводится в действие переменным током. Передача разговора по телефону или радиопередача осуществляются тоже с помощью переменного тока. Наконец, с этими же токами мы встречаемся и в клинической практике, работая на рентгеновской установке или на д'арсонвале, или применяя диатермию.

Все наши тепло- или гидроэлектроцентрали (Днепр, Свирь и др.) вырабатывают и передают потребителю переменный ток, который меняет свое направление 100 раз в секунду. Что это действительно так, можно обнаружить при помощи простого опыта. Если к горящей электрической лампочке, лучше угольной, поднести магнит, то нить лампы начинает совершать быстрые колебательные движения, которые вызываются известным уже нам действием магнита на ток.

Ток, который динамомашины посылают в рабочую цепь, обычно изменяется по закону синуса и может быть выражен формулой:

$$I = I_0 \sin \frac{2\pi t}{T} . \qquad (1)$$

Здесь I—так называемое *мгновенное значение силы тока*, I_0—амплитуда тока, T—период, t—время. Как известно, с возрастанием

t синус меняется от нуля до $+1$, затем от $+1$ до нуля, от нуля до -1 и опять до нуля. Сила тока I меняется при этом от нуля до I_0, потом от I_0 до нуля, от нуля до $-I_0$ и опять до нуля. Отсюда ясно, что амплитуда I_0 представляет собой максимальное значение силы тока. Выражение $\frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu$ мы заменяем для удобства письма одной буквой ω,—это так называемая *круговая частота тока*.

$$I = I_0 \sin \omega t. \qquad (1a)$$

Для нашего городского тока период $T = {}^1/_{50}$ секунды, частота ν равна 50 в секунду, а круговая частота $\omega = 2\pi \cdot 50 = 314$.

Чтобы представить себе изменение тока во времени, полезно формулу (1) изображать графически. Для этого на горизонтальной оси будем откладывать время, выраженное в долях периода T,

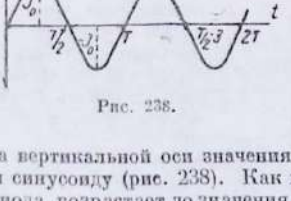


Рис. 238.

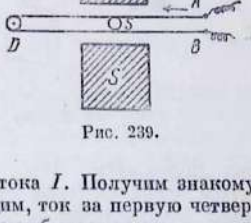


Рис. 239.

а на вертикальной оси значения силы тока I. Получим знакомую нам синусоиду (рис. 238). Как мы видим, ток за первую четверть периода возрастает до значения I_0, потом убывает до нуля, меняет свое направление и за третью четверть периода достигает значения $-I_0$, затем опять убывает до нуля, опять меняет свое направление и т. д.

Для того чтобы следить за изменением переменного тока, устраивают особые чрезвычайно быстро устанавливающиеся гальванометры, так называемые *осциллографы* (рис. 239). Между полюсами сильного магнита или электромагнита натягивается петля ADB из тонкой проволоки, к которой прикрепляется очень легкое зеркальце s. К точкам A и B подводится ток. Допустим, что он течет в направлении, указанном стрелкой. Применив правило левой руки, мы увидим, что провод отклонится по направлению к нам, проволока BD—за плоскость чертежа. Вместе с петлей повернется и зеркальце s. Если ток изменит направление, то и отклонение проволочек и зеркальца будет обратное. Если через петельку пропустить переменный ток, то зеркальце начнет колебаться в такт с током. Чтобы сделать заметным его колебание, пользуются световым зайчиком и вращающимся зеркалом. Расположение приборов видно на рис. 240. Луч света от источника L отражается от зеркальца осциллографа s, падает на грань вращающегося зеркала и отсюда отражается на экран E. Если зеркальце осциллографа не-

подвижно, а второе зеркало приведено в движение, то на экране видна светлая черта AB. Если же вращающееся зеркало неподвижно, а зеркальце s колеблется, то зайчик на экране будет колебаться в такт с зеркальцем s (с током), и мы увидим светлую полоску DC. Вертикальные отклонения зайчика от линии AB пропорциональны углам поворота зеркальца s, а эти последние пропорциональны мгновенному значению тока I. Таким образом, отклонения зайчика пропорциональны силе тока I. Поэтому, если зеркальце s колеблется, а второе зеркало равномерно вращается, на экране получается световая запись графика тока. Эту запись можно получить на фотопластинке и затем рассмотреть во всех подробностях. В случае синусоидального тока получится, конечно, синусоида.

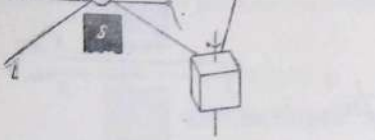


Рис. 250.

Хорошие осциллографы позволяют изучать токи, число перемен которых доходит до 10 000 в секунду. При большем числе перемен зеркальце уже не поспевает следовать за изменением тока, и приходится пользоваться приборами другого типа.

Как и всякий гальванометр, осциллограф может служить не только для измерения силы тока, но и для измерения напряжения. По этому поводу можно повторить все то, что было сказано в § 6 главы 16 об амперметрах и вольтметрах.

§ 2. Эффективные значения силы тока и напряжения. Очень часто при пользовании переменным током, например, для целей нагревания и освещения, необходимо бывает знать среднее значение силы тока, употребляемого при упомянутых процессах. В этих случаях обычно сравнивают тепловые действия переменного и постоянного тока и указывают значение того постоянного тока, который мог бы произвести то же самое действие, что и переменный. Это значение называют *эффективной* силой переменного тока. Поясним сказанное на примере. Допустим, что у нас работает на переменном токе перегонный аппарат, дающий 5 *л* дистиллированной воды в час. Каково эффективное значение потребляемого тока? Пускаем в перегонный аппарат постоянный ток и регулируем его так, чтобы в час перегонялось попрежнему 5 *л* воды. Допустим, что амперметр при этом отметит 15 ампер. Стало быть, 15 ампер постоянного тока производит такое же тепловое действие, что и переменный ток. Поэтому мы говорим, что эффективное значение переменного тока, проходящего через перегонный аппарат, есть 15 ампер. Нет даже надобности фактически производить описанную замену переменного тока постоянным, можно попросту воспользо-

ваться подходящим амперметром. Возьмем, например, описанный на стр. 228 тепловой амперметр, проградуированный для постоянного тока, и пропустим через него переменный ток. Допустим, что стрелка остановилась при этом на делении 3 ампера. Какова эффективная сила тока? Это значит: какой постоянный ток надо пустить через прибор, чтобы его стрелка встала против деления, соответствующего трем амперам? Ответ ясен: надо пустить 3 ампера. Значит, тепловой амперметр непосредственно указывает эффективное значение тока и может быть одинаково применен как для постоянного, так и для переменного тока.

Нетрудно сообразить, что эффективное значение силы тока должно быть пропорционально амплитуде тока I_0. Действительно, расчеты, которые мы не приводим, дают между этими величинами следующую связь:

$$I_e = \frac{I_0}{\sqrt{2}}. \qquad (2)$$

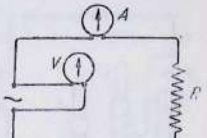


Рис. 241.

Эффективное значение тока численно равно амплитуде тока, деленной на $\sqrt{2}$.

Переменный ток может течь только при наличии в цепи переменной электродвижущей силы, изменяющейся по тому же закону, что и ток. Совершенно так же, как и в случае тока, мы говорим об эффективном напряжении, понимая под этим напряжение такого постоянного тока, который по своему тепловому действию может заменить переменный ток. Например, через сопротивление R (рис. 241) идет переменный ток[1], эффективное значение которого 5 ампер. Каково в цепи эффективное напряжение? Приключим цепь к постоянному току и подрегулируем напряжение так, чтобы опять получить 5 ампер. Допустим, что при этом вольтметр покажет 120 вольт. Мы говорим, что эффективное напряжение $\mathscr{E}_e$ переменного тока 120 вольт. Эффективное напряжение можно измерять непосредственно тепловым вольтметром. Между эффективным напряжением $\mathscr{E}_e$ и амплитудой переменного напряжения существует соотношение, аналогичное формуле (2).

$$\mathscr{E}_e = \frac{\mathscr{E}_0}{\sqrt{2}}. \qquad (2a)$$

Для измерения переменного тока, кроме тепловых амперметров, употребляются еще различные приборы других систем, описывать которые мы не будем. Заметим только, что при работе с электроприборами надо смотреть на значки, которые обычно имеются на их циферблате. Значок ≂ обозначает, что прибор служит для измерения

[1] Источник переменного тока мы будем изображать двумя кружками или двумя точками со знаком ~ между ними (штепсельная розетка городского тока).

постоянного тока. Значок ~ обозначает инструмент переменного тока, проградуированный в эффективных амперах (слово «эффективный» не пишется). Наконец, значок ≅ обозначает инструмент, одинаково пригодный для измерения и постоянного, и переменного тока.

§ 3. Цепь с омическим сопротивлением. Процессы, протекающие в цепях переменного тока, значительно сложнее тех, с кото-

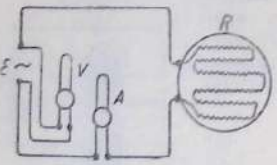


Рис. 242.

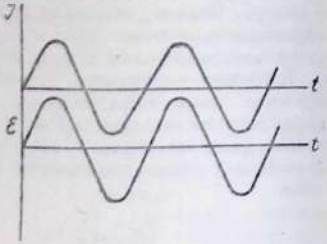


Рис. 242а.

рыми мы познакомились в главе о постоянном токе. Мы начнем с простейшей цепи, содержащей одно обычное, омическое сопротивление. Пусть, например, цепь состоит из электрической печки с сопротивлением R, присоединенной к штепселю городского тока (рис. 242). Начнем с изучения связи между мгновенными значениями силы тока и напряжения. Воспользуемся для этого двумя осциллографами, из которых один включен в цепь последовательно с печью и работает как амперметр, другой приключен непосредственно к штепселю и работает как вольтметр. Осциллографы и вращающееся зеркало устанавливаются так, чтобы кривые силы тока и напряжения получились на экране одна под другой. Картина, которая при этом получается, изображена на рис. 242а. Мы видим, что ток и напряжение одновременно достигают максимальных значений, одновременно проходят через нуль и одновременно меняют свое направление. Мы говорим, что они имеют одинаковые фазы.

Обратимся к математическому расчету. Приложенное к сопротивлению напряжение обозначим $\mathscr{E}_R$. Период тока и напряжения, понятно, один и тот же, но фазы могут быть различны. Поэтому ток и напряжение мы можем записать следующим образом:

$$I = I_0 \sin \omega t; \qquad \mathscr{E}_R = \mathscr{E}_0 \sin (\omega t + \varphi). \tag{а}$$

Предполагается, что сопротивление цепи R и приложенное к ней напряжение, или, вернее, амплитуда $\mathscr{E}_0$ напряжения, даны. Надо найти амплитуду текущего в цепи тока I_0 и разность фаз φ.

Для бесконечно малых промежутков времени мы вправе применять к переменным токам формулы, ранее полученные для токов постоянных. Применим закон Ома:

$$\mathcal{E}_R = RI.$$

Воспользовавшись первым из равенств (а), перепишем это выражение так:

$$\mathcal{E}_R = R.I_0 \sin \omega t. \qquad (3)$$

Сравнив полученное выражение со вторым равенством (а), увидим, что $\varphi = 0$, т. е. фазы напряжения и тока одинаковы, в чем мы уже убедились на опыте. Кроме того, из этих равенств следует, что $\mathcal{E}_0 = RI_0$. Решив это равенство относительно I_0 и поделив обе его части на $\sqrt{2}$, получим окончательно:

$$I_e = \frac{\mathcal{E}_e}{R}. \qquad (3а)$$

Таким образом, для эффективных значений тока и напряжения мы получаем в разобранном случае закон, аналогичный закону Ома для постоянного тока. Эта формула имеет весьма важное значение, потому что на практике постоянно приходится иметь дело с цепями, содержащими одно омическое сопротивление. Допустим, например, что у нас есть чайник с сопротивлением в 20 ом, рассчитанный на ток напряжением в 120 вольт. Какой эффективный ток пойдет через чайник, если мы его присоединим к городской сети, эффективное напряжение которой 120 вольт? По формуле (3а) получим:

$$I_e = \frac{120}{20} = 6 \text{ ампер}.$$

Определим мощность, выделяющуюся в цепи. Для постоянного тока [(6) и (6а) на стр. 221] мы имеем такие выражения:

$$M = \frac{W}{t} = I^2 R \text{ ватт, или } 0{,}24\, I^2 R \text{ кал/сек}.$$

Те же формулы годны и для нашей цепи, если под I подразумевать эффективное значение силы тока. Это следует из самого определения понятия эффективного тока.

$$M = I_e^2 R \text{ ватт, или } 0{,}24\, I_e^2 R \text{ кал/сек}. \qquad (4)$$

Заметим, что эти формулы годятся и для более сложных цепей, которые будут рассмотрены в следующих параграфах. Что касается другого известного нам выражения для мощности $M = I\mathcal{E}$, то оно в рассматриваемом случае принимает такой вид:

$$M = I_e \mathcal{E}_e \text{ ватт}.$$

Эта формула, данная здесь без вывода, годится только в случае цепи с одним омическим сопротивлением.

§ 4. Цепь с самоиндукцией. Составим цепь из обычной полуваттной лампы и катушки с большим числом витков (рис. 243). Катушка сделана из медной проволоки, и поэтому ее сопротивление очень мало, но самоиндукция значительна и может быть еще во много раз увеличена введением железного сердечника. Присоединим цепь к источнику постоянного тока с напряжением в 120 вольт. Лампа горит нормально, ярким белым светом. Вдвинем в катушку сердечник—накал лампы при этом не уменьшится. Отсюда ясно, что самоиндукция никакого влияния на сопротивление цепи постоянного тока не оказывает. Повторим опыт, присоединив нашу цепь к источнику переменного тока такого же напряжения в 120 вольт. Мы увидим, что лампа горит теперь немного тусклее, а при вдвигании в катушку сердечника она совершенно гаснет. Отсюда следует, что самоиндукция как таковая представляет собой большое сопротивление для переменного тока. Это становится понятным, если вспомнить сказанное в главе 20. Там было выяснено, что при всяком изменении тока в цепи развиваются электродвижущие силы самоиндукции, стремящиеся это изменение уничтожить. Когда ток возрастает, они стремятся его уменьшить; когда ток уменьшается, они стараются его увеличить. Словом, электродвижущие силы самоиндукции, развивающиеся в цепи, задерживают развитие переменного тока и создают добавочное сопротивление. Поэтому сопротивление рассмотренной нами цепи составляется из обычного омического сопротивления R и из сопротивления самоиндукции R_L, которое мы в дальнейшем определим.



Рис. 243.

Займемся сначала изучением мгновенных значений напряжения и тока. Для этого составим цепь из реостата R, катушки с большой самоиндукцией L и осциллографа A, включенного как амперметр (рис. 244). Параллельно приключим к источнику переменного тока второй осциллограф V, работающий как вольтметр. Запись, которую дадут осциллографы, изображена на рис. 244в. Как мы видим, кривая тока такая же синусоида, как и кривая напряжения, но несколько сдвинутая вправо. Напряжение $\mathcal{E}$ достигает максимального значения в момент A, тогда как сила тока I достигает максимального значения несколько позже, в момент времени B.

Запаздывание тока объясняется тем задерживающим влиянием электродвижущей силы самоиндукции, о котором мы уже упоминали. Величина φ, которую в учении о колебаниях мы называли

начальной фазой, здесь называется *сдвигом фазы*. Говорят, что ток сдвинут по фазе относительно напряжения.

Если уменьшать сопротивление реостата, то синусоида напряжения все больше смещается вправо, ток все больше отстает в своем развитии от напряжения. Когда омическое сопротивление стано-

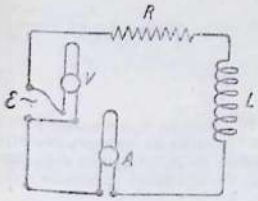


Рис. 244.

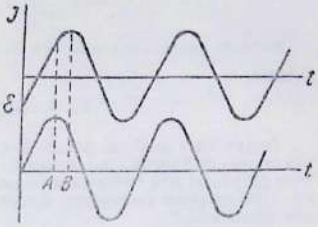


Рис. 244а.

вится очень малым по сравнению с сопротивлением самоиндукции, сдвиг фазы φ становится почти равным 90°.

Если омическое сопротивление цепи ничтожно мало по сравнению с ее самоиндукцией, то связь между эффективными значениями силы тока и напряжения выражается следующей формулой:

$$I_e = \frac{\mathcal{E}_e}{\omega L} \qquad (5)$$

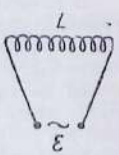


Рис. 245.

На рис. 245 изображена цепь, в которую введена одна катушка самоиндукции L. Напряжение, приложенное к концам самоиндукции, обозначим $\mathcal{E}_L$. В разбираемом случае $\mathcal{E}_L$ равно действующему в цепи напряжению $\mathcal{E}$. Так же, как в предыдущем параграфе, пишем:

$$I = I_0 \sin \omega t; \qquad \mathcal{E}_L = \mathcal{E}_0 \sin(\omega t + \varphi). \qquad (a)$$

$\mathcal{E}_0$, ω и L даны, надо определить I_0 и φ. Приложенное к концам катушки напряжение $\mathcal{E}_L$ должно уравновешивать действующую в катушке электродвижущую силу самоиндукции $\mathcal{E}_i$. Значит, $\mathcal{E}_L$ должно быть равно по величине и противоположно по знаку $\mathcal{E}_i$.

$$\mathcal{E}_L = -\mathcal{E}_i \text{, или, по (4а), на стр. 273: } \mathcal{E}_L = L\frac{dI}{dt}.$$

Подставив сюда значение I из (a), получим:

$$\mathcal{E}_L = L\frac{d(I_0 \sin \omega t)}{dt}. \qquad (b)$$

Вычисления следует делать для бесконечно малого промежутка времени, так как нужно получить не среднее, а истинное значение $\mathcal{E}_L$. Чтобы найти зна-

чение $d\,(I_0 \sin \omega t)/dt$, вспомним выведенную нами на стр. 77 математическую формулу (6)

$$\frac{da \sin\,(\omega t+\varphi)}{dt} = \omega a\,\cos\,(\omega t+\varphi).$$

Подставив сюда I_0 вместо a и положив $\varphi = 0$, получим

$$\frac{d\,I_0\,\sin\omega t}{dt} = \omega I_0 \cos\omega t.$$

Вставив найденное значение в (b) и заменив $\cos \omega t$ через $\sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right)$, найдем:

$$\mathcal{E}_L = \omega L I_0 \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right). \qquad (6)$$

Полученная формула показывает, что $\varphi = 90°$, значит, ток в своем развитии отстает по фазе от напряжения на 90°, или по времени на четверть периода. Этот результат нам известен из опыта, описанного на предыдущей странице.

Что касается амплитуды напряжения $\mathcal{E}_0$, то, согласно равенству (5), она равна $\omega L I_0$.

$$\mathcal{E}_0 = \omega L I_0, \quad \text{откуда} \quad I_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{\omega L}. \qquad (7)$$

Поделив обе части последнего равенства на $\sqrt{2}$, получим искомое соотношение между эффективными значениями тока и напряжения, приведенное выше.

Величина ωL играет роль сопротивления и называется поэтому индуктивным сопротивлением. Оно прямо пропорционально коэфициенту самоиндукции L и обратно пропорционально периоду T.

В качестве иллюстрации решим следующий пример: катушка самоиндукции в 2 генри включена непосредственно к городскому току, эффективное напряжение которого равно 220 вольтам, а круговая частота равна 314 ($T = {}^1/_{50}$ секунды). Индуктивное сопротивление катушки ωL будет равно 628 омам, а идущий через нее ток будет равен $220/628 = 0{,}35$ ампера. Отсюда следует, что самоиндукция в 1 генри в цепи обычного городского переменного тока представляет собой уже весьма значительное сопротивление (314 ом). В быстро переменных полях, с которыми мы познакомимся в следующей главе, генри представляет собой огромное сопротивление. Так, при периоде тока в 10^{-8} секунд 1 генри представляет собой сопротивление, равное $6{,}28 \cdot 10^8$ ом.

§ 5. Цепь с емкостью. Присоединим к штепселю городского переменного тока цепь, состоящую из лампочки накаливания и конденсатора C (рис. 246). В качестве измерительных приборов возьмем тепловые амперметр A и вольтметр V. Если бы такую цепь мы присоединили к источнику постоянного тока, то, само собой понятно, лампочка не стала бы гореть, так как постоянный ток не может итти через диэлектрик между пластинами конденсатора. Только в момент присоединения цепи получится кратковременный толчок тока, конденсатор зарядится до разности потенциалов, соответствующей приложенному напряжению, а затем всякое движение электричества прекратится. Совершенно другая картина получится при переменном токе. В этом случае конденсатор все время перезаря-

жается, в цепи получится непрерывное движение электрических зарядов то в одну, то в другую сторону, значит, потечет переменный ток и лампочка может загореться. Сила тока, очевидно, будет тем больше, чем больше емкость конденсатора и частота тока и чем меньше сопротивление лампочки.

Начнем опять с изучения мгновенных значений тока и напряжения. Для этого мы можем воспользоваться той же цепью (рис. 246), но только вместо амперметра и вольтметра включим два осциллографа, а лампу заменим реостатом. На экране мы опять получим две синусоиды (рис. 246а), но теперь ток идет впереди напряжения. Ток раньше достигает максимальных значений, раньше проходит

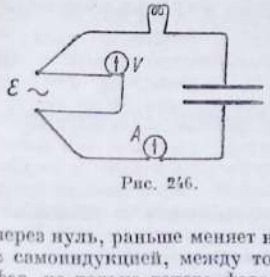


Рис. 246.



Рис. 246а.

через нуль, раньше меняет направление и т. д. Так же, как и в цепи с самоиндукцией, между током и напряжением получается сдвиг фаз, но только теперь фаза тока больше фазы напряжения. Опыт показывает, что чем меньше R по сравнению с емкостным сопротивлением, тем больше сдвиг фазы. Если R очень мало, φ принимает значение, почти равное 90°. Это значит, что ток обгоняет напряжение на четверть периода. Именно этот случай и изображен на рис. 246а. В чем же заключается объяснение этого явления? В течение времени от 0 до момента A напряжение возрастает, а ток уменьшается. Происходит это вследствие того, что вначале конденсатор не заряжен и даже очень малые напряжения свободно перемещают электрические заряды к его пластинам,— получается значительный ток. Когда же на пластинах накопляется некоторое количество электричества, то оно начинает отталкивать вновь притекающие заряды и ток уменьшается, несмотря на то, что напряжение в цепи возрастает. В момент времени A, когда напряжение достигает максимального значения $\mathcal{E}_0$, зарядка конденсатора заканчивается и между его пластинами устанавливается разность потенциалов $\mathcal{E}_0$. В этот момент ток равен нулю, и на мгновение наступает равновесие между напряжением цепи, перемещающим электрические заряды к конденсатору, и той разностью потенциалов, которая установилась на пластинах и которая стремится разрядить конденсатор. В следующий момент времени напряжение цепи начинает уменьшаться и уже не в состоянии удерживать заряды, со-

бранные на пластинах конденсатора. Конденсатор начинает разряжаться, и в цепи идет ток обратного направления, несмотря на то, что напряжение еще действует в прежнем направлении (участок кривых между моментами времени A и B). Таким же образом можно разобрать изменение $\mathcal{E}$ и I во вторую половину периода, что мы рекомендуем сделать самим учащимся.

Вывод формулы для эффективного значения силы тока в разбираемом случае значительно сложнее, чем для цепи с самоиндукцией. Поэтому мы приводим без вывода формулу для простейшей цепи, не содержащей омического сопротивления, а одну только емкость.

$$\mathcal{E}_C = \frac{I_0}{\omega C} \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right). \tag{8}$$

$\mathcal{E}_C$ означает напряжение, приложенное к емкости. Формула показывает, что фаза напряжения на 90° меньше, чем у тока, а амплитуда напряжения

$$\mathcal{E}_0 = \frac{I_0}{\omega C}. \tag{9}$$

Разделив обе части равенства на $\sqrt{2}$ и решив его относительно I_e, получим:

$$I_e = \frac{\mathcal{E}_e}{1/C\omega} \tag{9a}$$

Выражение $1/C\omega$ играет роль сопротивления и называется *емкостным сопротивлением*.

В этом параграфе мы впервые встречаемся с цепями, в которых текут незамкнутые токи. Между пластинами конденсатора существует переменное электрическое поле, но тока в привычном для нас значении этого слова нет, так как здесь нет свободных ионов и электронов. (Если между пластинами конденсатора пустота, то вообще нет никаких носителей электрических зарядов.) Однако можно опытным путем доказать, что силовые линии переменного электрического поля между пластинами конденсатора окружены магнитным полем. Магнитные силовые линии кольцами охватывают линии электрического поля совершенно так, как они охватывают ток, текущий по проводу. Когда направление электрических сил меняется на обратное, меняется на обратное и направление магнитных силовых линий.

Наличие магнитного поля, как мы знаем из § 2 главы 14, является основным признаком всякого тока, и вот оказывается, что переменное электрическое поле в диэлектрике или в пустоте обладает этим признаком.

Поэтому современная электродинамика считает изменения электрического поля эквивалентными току, который получил название тока смещения. Таким образом, мы должны считать, что электрические токи всегда замкнуты. Если цепь состоит из обычных проводников, то в ней течет обычный замкнутый ток (ток проводимости). Если в цепи переменного тока есть диэлектрик,

то токи проводимости в проводниках дополняются током смещения в диэлектрике и образуют замкнутый круг.

§ 6. Полная цепь переменного тока. Резонанс. Полная цепь, изображенная на рис. 247, состоит из омического сопротивления R, катушки самоиндукции L и конденсатора C, соединенных последовательно. Эффективная сила тока в такой цепи дается формулой

$$I_e = \frac{\mathcal{E}_e}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}, \qquad (10)$$

а сдвиг фазы формулой

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L - 1/\omega C}{R}. \qquad (11)$$

Формулы (10) и (11) применимы не только ко всей цепи, но и к каждому ее участку в отдельности. Надо только заметить, что при их выводе мы приписывали для простоты рассуждений каждому участку цепи одно определенное сопротивление—омическое, индуктивное или емкостное. При выполняемых на практике расчетах такое представление часто оказывается вполне допустимым, но, строго говоря, оно неправильно. Всякий участок цепи обладает и емкостью, и самоиндукцией, и омическим сопротивлением. Поэтому в формулах под R, L и C мы должны понимать полное омическое, полное индуктивное и полное емкостное сопротивление той цепи, к концам которой приложено напряжение $\mathcal{E}$.

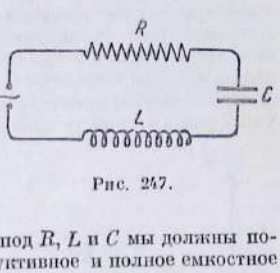


Рис. 247.

Замечательно, что индуктивное и емкостное сопротивление входит в эту формулу в виде разности. Таким образом, прибавляя к цепи переменного тока, содержащей самоиндукцию, еще конденсатор, мы можем уменьшить общее сопротивление цепи, хотя конденсатор сам по себе обладает большим сопротивлением.

Объяснение этого явления следующее: при прохождении переменного тока как в самоиндукции, так и в конденсаторе появляются напряжения, противодействующие приложенной электродвижущей силе $\mathcal{E}$. Эти напряжения и создают те добавочные сопротивления, которые прибавляются к обычному омическому сопротивлению цепи R. Переменные напряжения, возникающие в конденсаторе, отстают, как мы знаем, от тока на $^1/_4$ периода, а в самоиндукции опережают на $^1/_4$ периода ток. Поэтому эти напряжения находятся в противоположных фазах, значит, обладают противоположными знаками и вычитаются друг из друга. В частном случае, когда напряжения в емкости и самоиндукции равны по величине, они попросту уничтожают друг друга, и в цепи остается одно обычное

омическое сопротивление R. Из формулы (10) следует, что это явление наступает в том случае, когда

$$\omega L - \frac{1}{\omega C} = 0, \quad \text{или} \quad \frac{2\pi L}{T} - \frac{T}{2\pi C} = 0.$$

Откуда

$$T = 2\pi \sqrt{LC}. \tag{12}$$

Описанное явление носит название резонанса напряжений. Формула (12) показывает, что оно наступает в том случае, когда период тока равен корню квадратному из произведения емкости на самоиндукцию цепи, помноженному на 2π. В полных цепях переменного тока, в которых омическое сопротивление обычно очень мало, нужно опасаться, чтобы случайно не оказалось выполненным условие (12), так как в этом случае сила тока может возрасти до пределов, опасных для включенных в цепь приборов.

Демонстрировать резонанс напряжений можно с помощью установки, изображенной на рис. 247, если вместо реостата включить лампочку накаливания и взять катушку с переменной самоиндукцией. Пока самоиндукция мала, волосок лампы темнокрасный. По мере увеличения самоиндукции лампа начинает гореть все ярче и, наконец, вспыхивает ослепительным белым светом, когда оказывается выполненным условие резонанса (12). При дальнейшем увеличении самоиндукции яркость лампочки вновь уменьшается.



Рис. 248.

Формулы (10) и (11) легко могут быть выведены при помощи метода векторных диаграмм. Действительно, напряжение городского тока

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin(\omega t + \varphi),$$

приложенное к изображенной на рис. 247 цепи, должно равняться сумме напряжений $\mathcal{E}_R$, $\mathcal{E}_L$ и $\mathcal{E}_C$ на омическом сопротивлении, самоиндукции и емкости.

$$\mathcal{E}_0 \sin(\omega t + \varphi) = \mathcal{E}_R + \mathcal{E}_L + \mathcal{E}_C.$$

Воспользовавшись полученными выше формулами (3), (6) и (8), можем переписать это равенство так:

$$\mathcal{E}_0 \sin(\omega t + \varphi) = RI_0 \sin \omega t + \omega L I_0 \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) + \frac{I_0}{\omega C} \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right).$$

Чтобы найти связь между амплитудами напряжений и сдвиг фазы φ, воспользуемся методом векторных диаграмм, изложенным в § 5 главы 6.

В качестве опорной линии берем горизонтальную прямую, проходящую через точку O (рис. 248). Амплитуда $\mathcal{E}_R$, равная RI_0, откладывается вдоль опорной прямой, так как начальная фаза $\mathcal{E}_R$ равна нулю. Амплитуда $\mathcal{E}_L$, равная ωLI_0, откладывается под углом $+90^\circ$ к опорной линии, так как начальная фаза положительна и равна $\frac{\pi}{2}$. Наконец, амплитуда $\mathcal{E}_C$, равная

$I_0/\omega C$, откладывается под углом $-90°$ к опорной линии, так как начальная фаза $\mathcal{E}_C$ равна $-\pi/2$. Диаграмма показывает, что

$$\mathcal{E}_0 = I_0 \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} \qquad \text{(а)}$$

и

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{\omega L - 1/\omega C}{R}.$$

Решив (а) относительно I_0 и поделив обе части равенства на $\sqrt{2}$, получим приведенную в начале параграфа формулу (10).

§ 7. Мощность переменного тока. Теория и опыт показывают, что для мощности получается такое выражение:

$$M = I_e \mathcal{E}_e \cos\varphi \text{ ватт}, \qquad (13)$$

где φ есть сдвиг фазы, т. е. величина, которая определяется формулой (11). Оказывается, что в цепях, содержащих самоиндукцию и емкость, недостаточно знать ток и напряжение, чтобы судить о мощности. Надо еще знать сдвиг фазы. Поэтому для определения мощности пользуются специальным прибором—ваттметром.

Применим полученную формулу к цепи, содержащей одно индуктивное сопротивление ωL. В этом случае $\varphi = \pi/2$, а $\cos\varphi = 0$, стало быть, M тоже равно нулю, независимо от значений $\mathcal{E}_e$ и I_e. Таким образом, может случиться, что в цепи идет ток и даже значительной силы, а выделяющаяся мощность равна нулю. Дело происходит так: в первую четверть периода приложенное к цепи напряжение городского тока создает в катушке самоиндукции и вообще около проводников, входящих в цепь, магнитное поле, затрачивая на это некоторую энергию. Во вторую четверть периода ток в цепи падает до нуля, магнитное поле исчезает и запасенная в нем энергия уходит обратно в городскую сеть в форме тока индукции. Таким образом, энергия то притекает в рабочую цепь из городской сети, то уходит в нее обратно, но в рабочей сети не потребляется.

Как мы видим, индуктивное сопротивление ведет себя иначе, чем омическое, с которым всегда связано нагревание и которое поэтому потребляет энергию. Сопротивления, которые не потребляют энергии, носят название реактивных. Конечно, цепь с одним реактивным сопротивлением представляет собой идеальный случай, не осуществимый на практике. В каждой цепи обязательно имеется омическое сопротивление, но оно действительно может быть сделано очень малым, так что часто потерями на нагревание можно пренебречь. В технике переменного тока вместо реостатов, которые всегда сильно греются и бесполезно расходуют энергию, с выгодой применяются индуктивные сопротивления—дроссели. Они представляют собой намотанную на железный сердечник катушку из толстой медной проволоки. Представляя собой большое сопротивление для переменного тока, дроссели практически не нагреваются и не расходуют на себя энергии.

Емкость в цепи переменного тока представляет собой тоже реактивное сопротивление. Однако большие емкости дороги и поэтому в технике сильных токов в качестве балластных сопротивлений не применяются.

Для иллюстрации сказанного сделаем два небольших расчета.

1. Допустим, что в цепь переменного тока с напряжением $\mathscr{E}_e = 220$ вольт и с частотой $\omega = 314$ надо включить лампочку накаливания, рассчитанную на напряжение в 120 вольт и имеющую сопротивление $R = 240$ ом. Чтобы лампа не перегорела, последовательно с ней вводим реостат. Определим сопротивление реостата r и потерянную в реостате мощность.

Цепь содержит обычные омические сопротивления, поэтому расчеты делаются так, как для цепи постоянного тока. Сила тока, которая должна итти через лампу,

$$I_e = \frac{120}{240} = 0{,}5 \text{ ампер.}$$

Потеря напряжения в реостате должна равняться 100 вольтам:

$$I_e r = 100 = 0{,}5 \cdot r, \quad \text{откуда} \quad r = 200 \text{ ом.}$$

Мощность, которая теряется в реостате:

$$M = I_e^2 r = 0{,}25 \cdot 200 = 50 \text{ ватт.}$$

Значит, в реостате теряется мощность почти равная той, которую потребляет сама лампа.

2. Условия те же, что и в первом примере, но последовательно с лампой вводится дроссель. Рассчитаем самоиндукцию дросселя и эффективное напряжение на его зажимах.

В рассматриваемой цепи нет емкости, поэтому равенство (10) примет такой вид:

$$I_e = \frac{\mathscr{E}_e}{\sqrt{R^2 + (\omega L)^2}}, \quad \text{или} \quad (\omega L I_e)^2 = \mathscr{E}_e^2 - R^2 I_e^2.$$

Воспользовавшись данными задачи, найдем эффективное напряжение на клеммах дросселя:

$$\omega L I_e = \sqrt{220^2 - 120^2} = 184 \text{ вольт.}$$

Приняв во внимание, что $\omega = 314$, а $I_e = 0{,}5$ ампер, определим самоиндукцию дросселя

$$L = 2{,}3 \text{ генри.}$$

Итак, последовательно с лампой надо включить дроссель с самоиндукцией в 2,3 генра. Эффективное напряжение между концами дросселя будет равно 184 вольт.

Следует обратить внимание на тот факт, что сумма эффективных напряжений на лампе и на дросселе (120 + 184 = 304 вольт) не равна эффективному напряжению, приложенному ко всей цепи (220 вольт).

§ 8. Разветвленная цепь переменного тока. Важное техническое значение имеет разветвленная цепь, содержащая в одной ветви

самоиндукцию, а в другой емкость (рис. 249). Омическое сопротивление всех частей цепи берется очень малым, так что в первом приближении мы будем его считать равным нулю. Электродвижущая сила, действующая в обеих ветвях, одна и та же. Ток в нижней ветви, содержащей одну емкость, опережает электродвижущую силу на $^1/_4$ периода, а ток в верхней ветви, содержащей самоиндукцию, отстает от электродвижущей силы на $^1/_4$ периода. Значит, токи в обеих ветвях находятся в противоположных фазах, т. е. текут всегда в противоположных направлениях. Отсюда следует, что ток в главной цепи равняется разности токов в ветвях:

$$I = I_L - I_C. \qquad \text{(a)}$$

Здесь I—ток в главной цепи, I_L — ток в самоиндукции, I_C—ток в емкости.

Можно подобрать L и C так, чтобы токи в ветвях стали равными. Тогда

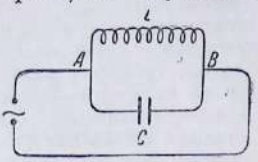


Рис. 249.

$$I_L = I_C, \qquad \text{(b)}$$

а ток в главной цепи становится равным нулю, как это видно из (a).

Если мгновенные значения токов равны, то, очевидно, равны и их эффективные значения, которые определяются формулами (5) и (9a). Отсюда следует, что

$$\frac{\mathcal{E}_e}{\omega L} = \frac{\mathcal{E}_e}{1/\omega C}.$$

Решив это равенство относительно ω, получим:

$$\omega^2 = \frac{1}{LC}, \quad \text{или} \quad T = 2\pi\sqrt{LC}. \qquad (14)$$

При выполнении этого условия ток в неразветвленной части цепи равен нулю, хотя в обеих ветвях могут течь весьма сильные токи[1]. Разветвленная часть цепи как бы отключается от остальной цепи, и в ней начинаются независимые движения электрических зарядов, перетекающих из одной пластины конденсатора в другую через катушку самоиндукции. Такие периодические движения зарядов называются электрическими колебаниями, а контур, составленный из емкости и самоиндукции, называется колебательным контуром. Если бы омическое сопротивление контура было равно нулю, то его можно было бы отключить от остальной цепи и возникшие в нем колебания продолжались бы неопределенно долгое время. Роль приложенного к цепи напряжения заключалась бы в том, чтобы зарядить конденсатор и сообщить таким образом контуру некоторый запас энергии. Однако омическое сопротивле-

[1] Избавиться совершенно от омического сопротивления невозможно, поэтому даже при выполнении условия (14) в неразветвленной части цепи течет слабый ток.

ние существует, благодаря чему энергия контура переходит в тепло и колебания быстро затухают. Конденсатор необходимо все время подзаряжать, что и делает тот слабый ток, который течет в неразветвленной цепи.

Из механики нам известно, что вынужденные колебания имеют наибольшую амплитуду, когда период действующей силы становится равным периоду собственных колебаний (резонанс). То же происходит и в разбираемом случае. Ничтожно малый ток в неразветвленной цепи создает мощные электрические колебания в ее разветвленной части, когда период приложенного к цепи напряжения совпадает с периодом собственных колебаний контура. Отсюда следует, что формула (14) определяет период собственных электрических колебаний, которые могут возникнуть в контуре, состоящем из самоиндукции L и емкости C. Эта формула была впервые выведена английским физиком Томсоном и носит его имя. В следующей главе мы еще раз подробно разберем процесс возникновения электрических колебаний, являющихся основой всей современной радиотехники.

§ 9. Трансформаторы. При помощи *трансформаторов* можно по желанию изменять напряжение переменного тока, что представляет собой незаменимые технические выгоды. Именно благодаря этому обстоятельству переменный ток в технике почти вытеснил постоянный, и все крупные центральные станции дают переменный ток. С одним трансформатором мы уже знакомы, это так называемая катушка Румкорфа.



Рис. 250.

Теперь же опишем другой прибор, широко применяемый в технике и лабораторной практике. Он состоит из железной основы или сердечника, на который навиты две катушки из медной проволоки (рис. 250). Во избежание токов Фуко сердечник собирается из изолированных железных пластин. Одна катушка, которая непосредственно присоединяется к источнику переменного тока, называется первичной; другая, дающая рабочий ток, которым пользуются, называется вторичной. Допустим сначала, что первичная катушка присоединена к источнику тока с напряжением $\mathcal{E}$, а вторичная катушка не работает, так как ключ K в ее цепи разомкнут. Посмотрим, какое напряжение $\mathcal{E}_2$ будет наводиться в этих условиях на концах вторичной обмотки. Ток, проходящий в первичной катушке, создает переменное магнитное поле, все линии которого замыкаются через железный якорь. Таким образом, обе катушки пронизываются одним и тем же магнитным потоком. Это значит, что в каждом витке той и другой катушки наводятся одинаковые электродвижущие силы. Если мы обозначим через $\mathcal{E}_1$ ту электродвижущую силу самоиндукции, которая наводится в пер-

вой катушке, а через n_1—число витков в ней, то $\mathscr{E}_i/n_1$ будет обозначать электродвижущую силу, появляющуюся в каждом витке. Точно так же $\mathscr{E}_2/n_2$ будет обозначать наведенную электродвижущую силу, появляющуюся в каждом витке второй катушки. По сказанному выше эти электродвижущие силы в витках обеих катушек должны быть одинаковы:

$$\frac{\mathscr{E}_i}{n_1}=\frac{\mathscr{E}_2}{n_2}, \quad \text{откуда} \quad \mathscr{E}_2=\mathscr{E}_i\frac{n_2}{n_1}. \tag{15}$$

Остается найти, чему равно $\mathscr{E}_i$. В правильно рассчитанном трансформаторе первичная катушка непосредственно присоединяется к городской цепи, и ее омическое сопротивление чрезвычайно мало по сравнению с сопротивлением самоиндукции. Поэтому мы можем считать, что приложенное к трансформатору напряжение $\mathscr{E}$ уравновешивается одним напряжением самоиндукции $\mathscr{E}_i$, т. е. $\mathscr{E}$ численно равно $\mathscr{E}_i$.

На знак мы внимания обращать не будем, так как нас интересуют только величины получающихся в трансформаторе напряжений. Подставляя значение $\mathscr{E}_i$ в предыдущую формулу, получим

$$\mathscr{E}_2=\mathscr{E}\frac{n_2}{n_1}. \tag{16}$$

Таким образом, напряжения в первичной и во вторичной цепи трансформатора относятся между собой так, как числа витков в катушках. Если $n_2>n_1$, то наведенная во вторичной цепи электродвижущая сила $\mathscr{E}_2>\mathscr{E}$ и трансформатор повышает напряжение. Если число витков $n_2<n_1$, то трансформатор понижает напряжение.

Посмотрим теперь, что изменится в режиме катушек, если мы замкнем ключ K. Теперь во второй катушке потечет ток I_2. По правилу Ленца этот ток стремится уничтожить ту причину, которая его вызвала. Он будет поэтому создавать в якоре магнитный поток обратного направления. В результате магнитный поток в якоре уменьшится, а вместе с тем уменьшится и электродвижущая сила самоиндукции $\mathscr{E}_i$ на концах первичной катушки. Напряжение городской цепи $\mathscr{E}$ станет больше $\mathscr{E}_i$, в результате ток в первичной катушке I_1 будет усиливаться. Но с усилением тока возрастает и поток индукции в якоре, следовательно, будет увеличиваться и наведенная электродвижущая сила $\mathscr{E}_i$, пока она опять не уравновесит городского напряжения. Таким образом, в работающем трансформаторе напряжение $\mathscr{E}_i$ автоматически выравнивается с приложенным внешним напряжением $\mathscr{E}$, а вместе с тем и $\mathscr{E}_2$ принимает значение, соответствующее формуле (16). Что касается токов, циркулирующих в обеих катушках, то зависимость между ними может быть определена из энергетических соображений. Действительно, вся мощность, потребляемая во вторичной рабочей цепи, черпается из мощности тока, циркулирующего в первичной цепи. Пренебрегая неизбежными в трансформаторах, но небольшими потерями на нагревание проводов, можно считать эти мощности равными. Если бы не было сдвига фаз между напряжением и то-

ком, то мы могли бы записать мощности, выделяющиеся в обеих цепях, соответственно через $I_1 \mathscr{E}$ и $I_2 \mathscr{E}_2$. Приравнивая эти выражения, получим:

$$I_1 \mathscr{E} = I_2 \mathscr{E}_2, \quad \text{или} \quad \frac{I_2}{I_1} = \frac{\mathscr{E}}{\mathscr{E}_2}. \tag{17}$$

Таким образом, токи, протекающие в обеих цепях трансформатора, обратно пропорциональны напряжениям. Надо, однако, заметить, что сдвиги фаз в обеих цепях имеются, и поэтому выведенное соотношение удовлетворяется только приближенно.

В заключение еще одно замечание. На каждом трансформаторе указывается мощность, на которую он рассчитан. Все наши рассуждения, относящиеся к нагруженному трансформатору, справедливы в предположении, что трансформатор работает нормально, т. е. от него берутся мощности, не превышающие расчетной.

ГЛАВА 22

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ

§ 1. Колебательный контур. Если разрядить конденсатор через катушку самоиндукции, то электрические заряды будут несколько раз перетекать от одной пластины конденсатора к другой, в цепи возникнут так называемые электрические колебания. Чтобы понять, как они возникают, обратимся к механической аналогии с пружинным маятником, изображенным на рис. 251. В первом положении маятник находится в равновесии, его энергия—нуль. Во втором положении он оттянут в сторону и обладает некоторым запасом потенциальной энергии. После этого начинаются колебания маятника. В положении третьем он проходит через положение равновесия, обладая в этот момент наибольшей кинетической энергией. В дальнейшем он использует кинетическую энергию для того, чтобы продвинуться вправо, преодолевая сопротивление пружины. В положении четвертом скорость маятника—нуль, здесь он опять обладает одной потенциальной энергией. Затем начинается движение влево, потенциальная энергия вновь превращается в кинетическую, затем опять в потенциальную и т. д. Маятник некоторое время колеблется, причем амплитуды его колебаний постепенно уменьшаются. Здесь мы имеем пример так называемых затухающих колебаний.

Перейдем теперь к процессам в колебательном контуре, который изображен на том же рисунке рядом с маятником. В первом положении конденсатор еще не заряжен, энергия контура—нуль. Во втором положении конденсатор уже заряжен, в контуре имеется некоторый запас электрической энергии, которая аналогична потенциальной энергии маятника в том же втором положении. Дальше начинается разряд конденсатора, и по проводам, соединяющим его пластины, потечет ток, а в катушке самоиндукции создается магнитное поле, изображенное на рисунке с помощью

нескольких силовых линий[1]. В положении третьем конденсатор разряжен, электрической энергии в контуре больше нет, но зато имеется энергия магнитного поля, возникшего в катушке самоиндукции. В этот момент ток не исчезнет, как это можно было бы думать, но будет еще некоторое время течь в прежнем направлении, так как в катушке имеется магнитное поле, при уменьшении которого в катушке появляется электродвижущая сила самоиндукции. Применив сюда правило Ленца, мы убедимся, что возникший ток будет течь в прежнем направлении. Таким образом, в электрических колебаниях магнитная энергия играет роль кинетической энергии, а самоиндукция соответствует инерции маятника. Текущий при распаде магнитного поля ток вновь заряжает пластины конденсатора, но уже зарядами противоположного знака. Положение четвертое изображает конец этого процесса. Теперь магнитное поле исчезло, тока в контуре нет, а вся энергия опять сосредоточена в конденсаторе, но только заряды его пластин другого знака, чем в положении втором. После этого конденсатор начнет опять разряжаться, в контуре потечет ток обратного направления, пластины конденсатора вновь перезарядятся, и мы придем опять к исходному положению второму. Таков механизм возникновения электрических колебаний. Они довольно быстро затухают, так как значительная часть энергии тратится на нагревание проводов. Если на вертикальной линии откладывать силы тока в контуре, а на горизонтальной—время, то получится картина, изображенная на рис. 252. Кривая колебаний похожа на синусоиду, амплитуды кото-

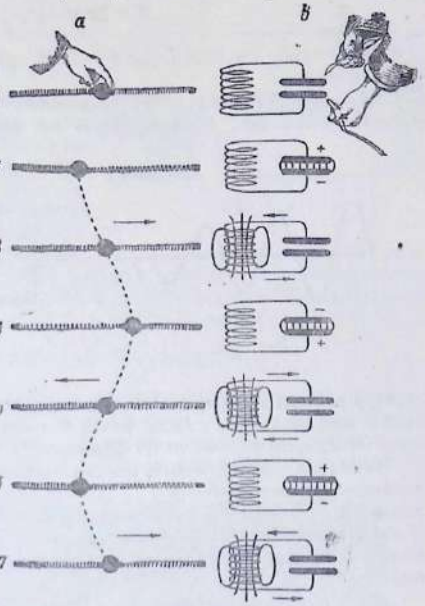


Рис. 251.

[1] Силовые магнитные линии должны быть замкнуты, на чертеже часть линий не дорисована. Стрелки указывают направление тока.

рой быстро убывают. По сути дела это те же колебания, которые возникают в разветвленном участке цепи переменного тока в случае резонанса (см. стр. 293). Поэтому их период может быть выражен формулой Томсона, приведенной в конце предыдущей главы:

$$T = 2\pi\sqrt{LC}. \qquad (1)$$

Здесь самоиндукция L должна быть выражена в генри, емкость C—в фарадах.

Для демонстрации очень медленных колебаний можно применить установку, изображенную на рис. 253. Колебательный

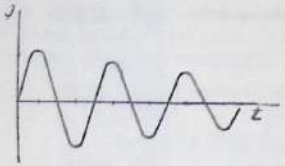


Рис. 252.

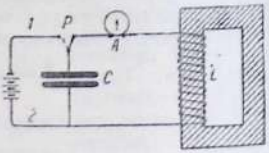


Рис. 253.

контур состоит из катушки L с большой самоиндукцией и технического конденсатора C. Если взять L равным 2000 генри, а C равным 50 микрофарадам, то по формуле (1) $T = 2$ секундам.

Заряд и последующий разряд конденсатора производятся с помощью переключателя P. Для обнаружения тока в контуре годен любой быстро устанавливающийся гальванометр типа д'Арсонваля. При каждом разряде его стрелка совершает несколько колебаний с периодами около 2 секунд и с быстро убывающей амплитудой.

Для получения быстрых колебаний механические переключатели негодны. В этом случае емкость и самоиндукция должны быть малы и для того, чтобы сообщить контуру достаточную энергию, приходится заряжать конденсатор до очень высоких напряжений. Поэтому задолго до того, как переключатель установит металлическое соединение между пластинами конденсатора, в нем проскочит искра, через которую пройдет разряд. Таким образом, механический переключатель становится совершенно ненужным. Он заменяется так называемым «искровым промежутком», в котором искра играет роль автоматического включателя. Подобная установка, дающая колебания с периодом около 10^{-8} секунды, изображена на рис. 254. Искровой промежуток T представляет собой два шарика, поставленных на небольшом расстоянии друг от друга. Один из шариков обычно делается подвижным, чтобы иметь возможность регулировать длину искры. Пластины конденсатора заряжаются от электрической машины до тех пор, пока в искровом промежутке не проскочит искра. Раскаленные газы, образующие-

ся здесь, создают хорошо проводящий мост, по которому проходит колебательный разряд. Вслед за первой искрой быстро следуют другие, перескакивающие при каждой перезарядке пластин конденсатора. В быстро вращающемся зеркале можно рассмотреть в отдельности эти искры. Картина, получающаяся в зеркале, изображена на фотографическом снимке, данном на рис. 255.

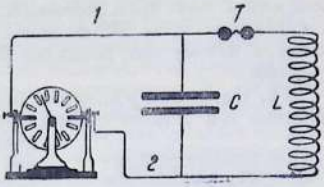


Рис. 254.

Период колебаний здесь был около $2 \cdot 10^{-5}$ секунд. Рассматривая этот снимок, мы видим, что колебания сильно затухают, так как яркость искр быстро уменьшается. Количество искр на снимке не превышает 50, причем в течение одного периода проскакивают 2 искры. Стало быть, весь колебательный процесс охватывает 25 периодов по $2 \cdot 10^{-5}$ секунды каждый. Отсюда легко рассчитать продолжительность всего колебательного процесса, умножив число периодов на их продолжительность:

$$25 \cdot 2 \cdot 10^{-5} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ секунды.}$$

Весь процесс заканчивается в пять десятитысячных секунды.

Через некоторое время электрическая машина опять накопит на пластинах конденсатора достаточные заряды, в искровом промежутке проскочит искра, и вновь начнутся электрические коле-


Рис. 255.

бания. Количество искр, которые может дать электрическая машина, в лучшем случае около сотни в секунду. Таким образом, искры следуют друг за другом через 0,01 секунды, а после каждой искры происходят электрические колебания, длящиеся $5 \cdot 10^{-4}$ секунды. Получается крайне невыгодное соотношение между временем, в течение которого работает колебательный контур, и временем «отдыха» между двумя сериями колебаний. В нашем расчете это отношение равно $^1/_{20}$, обычно же еще во много раз меньше. Чтобы увеличить энергию в колебательном контуре, в последнее

время разработаны методы получения незатухающих колебаний, которые почти исключительно и употребляются в технике. В лабораторной практике и в клиниках до сих пор в большом ходу затухающие колебания.

Для зарядки колебательных контуров обычно употребляются индукторы или трансформаторы, дающие напряжения порядка 10—15 тысяч вольт. Их мощность больше, чем в электрической машине, а потому они посылают в колебательный контур большую энергию.

§ 2. Индукция в быстропеременных полях. Наведенный в проводнике ток зависит от скорости изменения магнитного потока, пронизывающего проводник. Магнитное поле около колебательного контура меняет свое направление миллионы раз в секунду, поэтому во всех проводниках, внесенных в такое поле, должны возникать сильные индукционные токи.

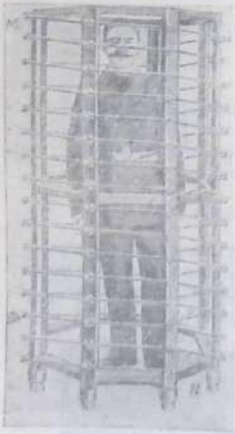


Рис. 256.

Нетрудно проверить это заключение следующим опытом. Составим колебательный контур из конденсатора

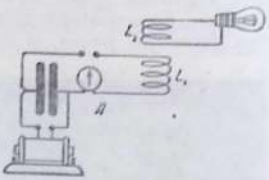


Рис. 256а.

с емкостью около 0,1 микрофарады и с катушкой самоиндукции L_1, состоящей из трех витков проволоки диаметром около 30 *см* (рис. 256а). Такая установка дает колебания с частотой около 100 000 в секунду. Поднесем к катушке L_1 другую катушку, соединенную с обыкновенной лампой накаливания. Лампа ярко вспыхивает. Если бы мы этот опыт повторили, пустив в катушку L_1 обычный городской ток пятидесяти периодов в секунду, то мы не были бы в состоянии зажечь и двухвольтовой лампы. Не помог бы делу и железный сердечник, вдвинутый в катушку для усиления магнитного потока.

Если мощность в колебательном контуре достаточно велика, то явления индукции можно продемонстрировать еще эффектнее, поднеся к катушке L_1 пластинку из какого-нибудь металла. В пластинке возникнут токи Фуко, о которых мы говорили на стр. 277

и которые в данном случае так сильны, что под их влиянием пластина раскалится добела и может даже расплавиться. На этом принципе устроены индукционные печи, имеющие большое применение в технике металлов и в вакуумной технике.

Нагревание высокочастотными токами находит применение в медицине, в так называемой диатермии. Схема прибора та же, что и на рис. 256а, только в цепи катушки L_2 вместо лампы включаются две пластины. Эти пластины смачиваются водой для лучшего контакта и накладываются на то место человеческого тела, которое нужно прогреть. При работе контура в цепи катушки L_2 через тело человека проходит сильный ток, вызывающий значительное нагревание. Может возникнуть вопрос: зачем понадобился колебательный контур, почему нельзя воспользоваться обычным током от городской сети? Дело в том, что постоянный и обычный переменный токи вызывают в тканях тела явления электролиза, производящие глубокие физиологические изменения. Поэтому эти токи вызывают весьма неприятные ощущения и при значительной силе могут быть даже опасны для жизни. Токи же высокой частоты, употребляемые в диатермии, так быстро меняют свое направление, что никакого заметного перемещения ионов в человеческом теле не происходит. За исключением нагревания, они не производят никаких ощутимых физиологических действий, несмотря на свое большое напряжение и большую силу.

Другое медицинское применение высокочастотных токов мы имеем в приборе д'Арсонваля. Он состоит из обычного колебательного контура, но только с очень большой катушкой, внутрь которой помещается пациент (рис. 256). Терапевтическое действие приписывается тем токам, которые по индукции возникают в теле человека.

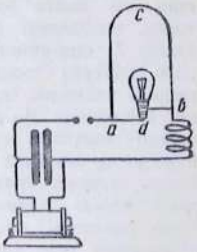


Рис. 257.

В высокочастотных токах особо важное значение приобретают индуктивные сопротивления, как в этом легко убедиться на следующем опыте: в колебательный контур включаются параллельно лампа накаливания и дуга из толстой медной проволоки (рис. 257). В цепи постоянного тока лампа гореть не будет, так как она накоротко зашунтирована проводником с ничтожно малым омическим сопротивлением. Когда же работает колебательный контур, лампа ярко горит, так как индуктивное сопротивление дуги acb оказывается значительно больше полного сопротивления участка adb[1].

Благодаря индуктивным сопротивлениям даже одинаковые ветви разветвленного участка цепи приобретают неодинаковые сопротивления. Пусть, например, быстро-переменный ток проходит

[1] Конечно, этот опыт может выйти только при очень большой частоте тока, так как коэфициент самоиндукции дуги мал ($R_L = 2\pi\nu L$).

между точками A и B по трем совершенно одинаковым прямолинейным параллельным проводам (рис. 258), расположенным в одной плоскости очень близко один к другому. Каждый из токов, текущий в одном из проводов, вызывает в двух других проводах появление электродвижущих сил, задерживающих развитие токов в этих проводах, т. е. создает в них индуктивное сопротивление (правило Ленца). Из рисунка ясно, что наиболее сильное индуктивное действие испытывает средний проводник, так как его расстояние от двух других проводников наименьшее. Значит, индуктивное сопротивление среднего проводника будет больше, чем крайних, а идущий через него ток будет меньше.

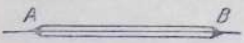


Рис. 258.

Всякий прямолинейный проводник мы можем себе представить как пучок параллельных тонких проводников. Волокна, находящиеся ближе к середине пучка, находятся под особенно сильным индуктивным воздействием токов, идущих по остальным волокнам, и обладают поэтому большим индуктивным сопротивлением. В результате ток вытесняется к наружным частям проводника (*скин-эффект*). При очень большом числе перемен $\nu = 10^6$ и больше внутренняя часть провода становится бесполезной ввиду громадного индуктивного сопротивления. Поэтому выгодно проводники делать в форме тонкостенных труб и серебрить их поверхность.

§ 3. Трансформатор Тесла. Этот трансформатор, позволяющий во много раз увеличить напряжение высокочастотных токов, изображен на рис. 259. В катушку L_1 описанного нами колебательного контура вводится длинная вторичная катушка, состоящая из нескольких сот витков. На концах этой катушки можно получить громадные напряжения до нескольких миллионов вольт. Очень мощные трансформаторы Тесла дают искры длиной до 14 метров. Надо заметить, что в этом приборе коэфициент трансформации нельзя рассчитывать по отношению числа витков в обеих катушках, как мы это делали для индуктора или обычных трансформаторов. Здесь главную роль играет резонанс. Вторичная катушка L_2 имеет определенную самоиндукцию и небольшую емкость, поэтому в ней возможны электрические колебания, период которых определяется по формуле Томсона. Когда колебательный контур работает, и поле в катушке L_1 меняется, во вторичной катушке возникают вынужденные колебания, на которые накладываются собственные колебания. Наибольший эффект получится тогда, когда периоды обоих колебаний совпадут. В этом случае толчки напряжения, получаемые от катушки L_1, усиливают соб-

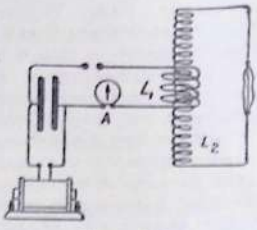


Рис. 259.

ственные колебания во вторичной катушке L_2, вызывая мощные движения электронов. Каждые полпериода электроны скопляются в большом числе то на нижнем, то на верхнем конце катушки, где получаются громадные напряжения, так как емкости этих концов весьма малы. Таков в общих чертах принцип действия трансформатора Тесла.

Токи, которые в нем получаются, тоже не вызывают никаких физиологических действий, кроме нагревания. Если коснуться шарика на конце катушки рукой, то может получиться сильный ожог. Если же взять в руку какой-нибудь металлический предмет, например, ножницы, и ими коснуться шарика трансформатора, то без всяких неприятных ощущений можно пропустить через себя ток силой в несколько ампер. В медицине токи Тесла не особенно большого напряжения нашли себе применение в так называемом холодном каутере, представляющем собой ланцетовидную иглу из платины, соединенную с одним из полюсов трансформатора. Если ввести такую иглу в ткани тела, то можно их сжечь выделяющейся на ней теплотой. При быстром же движении каутер производит необычайно чистый разрез, причем между ним и тканями все время перескакивают маленькие искры.

Схемы, описанные в этом параграфе, имеют главным образом исторический интерес. В настоящее время они быстро вытесняются схемами с катодными лампами, дающими гораздо более мощные незатухающие колебания. В следующем параграфе мы познакомимся с основными явлениями, протекающими в катодной лампе.

§ 4. Катодная лампа с сеткой. В главе 20 мы уже познакомились с двухэлектродной лампой. Теперь посмотрим, как действует более сложная лампа, изображенная на рис. 260. Она имеет третий электрод S, представляющий собой металлическую сетку из тонкой проволоки с большими ячейками. Сетка помещается между анодом и катодом[1].

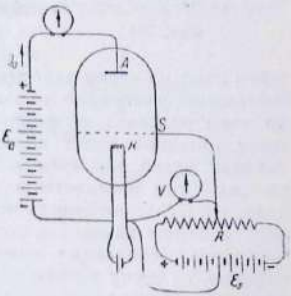


Рис. 260.

Если дать на сетку положительный по отношению к катоду потенциал, то скорость электронов возрастает, объемный заряд около катода уменьшается и анодный ток возрастает. Если дать на сетку отрицательный потенциал, то скорость электронов замедляется и анодный ток уменьшается. Таким образом, сетка представляет собой как бы клапан, с помощью которого можно управлять анодным током.

[1] Форма электродов в современных катодных лампах бывает самая разнообразная. Часто катод имеет форму прямой проволочки, сетку делают в виде спирали, охватывающей эту проволочку, а анод представляет собой согнутую в цилиндр пластинку, охватывающую сетку.

На рис. 260 дана схема, пользуясь которой, можно изучить влияние сетки на величину анодного тока. Между анодом и катодом лампы включена высоковольтная батарея $\mathscr{E}_a$, напряжение которой во время опыта остается постоянным. Кроме того, катод соединен с серединой небольшой батареи $\mathscr{E}_2$, замкнутой на потенциометр. К движку потенциометра присоединена сетка S. Когда движок находится посредине реостата, потенциал катода и сетки одинаков; когда движок перемещается влево, сетка приобретает положительный потенциал, когда движок перемещается вправо—отрицательный.

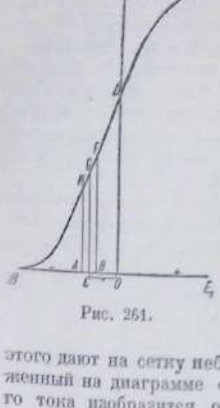


Рис. 261.

Вольтметр V измеряет напряжение $\mathscr{E}_1$, приложенное к сетке; миллиамперметр, введенный в анодную цепь, позволяет следить за величиной анодного тока I_a. Результат подобных измерений приведен на рис. 261, где по горизонтальной оси отложены приложенные к сетке напряжения, а по вертикальной оси—соответствующие величины тока в анодной цепи. Отрицательное напряжение на сетке, равное OB, прекращает ток в анодной цепи. При меньших отрицательных напряжениях ток появляется и увеличивается по мере возрастания напряжения.

Подобными лампами часто пользуются в качестве усилителей слабых токов. Для этого дают на сетку небольшой отрицательный потенциал, изображенный на диаграмме отрезком OC. В этом случае сила анодного тока изобразится ординатой CG, причем точка G лежит на прямолинейной части характеристики. Допустим теперь, что потенциал сетки меняется в небольшом интервале AB. При этом анодный ток изменяется в увеличенном масштабе от значения AH до значения BF. Колебания тока представляют собой увеличенную, но точную копию изменений потенциала сетки, и лампа действует как усилитель. Усиленные колебания тока в первой лампе можно передать на сетку второй лампы, где они еще раз усилятся, затем передать на сетку третьей лампы и т. д. Таким способом удается усилить слабые токи во много тысяч раз.

§ 5. Незатухающие электрические колебания. Начнем с рассмотрения колебаний маятников, изображенных на рис. 262. Если вывести из положения равновесия первый из них и предоставить его самому себе, то он будет совершать затухающие колебания с постепенно убывающей амплитудой. Чтобы сделать колебания незатухающими, необходимо каждый период сообщать маятнику некоторую энергию. Осуществить это можно, слегка дергая шнур, к которому он подвешен (маятник B). Необходимо только, чтобы промежутки между толчками, передаваемыми маятнику, были равны его периоду. Можно избавить себя от труда следить за маят-

ником, устроив простое автоматически действующее приспособление, изображенное на том же рисунке. Маятник C, опускаясь, замыкает цепь, состоящую из аккумулятора и электромагнита. К якорю электромагнита привязан шнурок, на котором висит маятник. При каждом замыкании якорь притягивается к электромагниту и дергает за шнурок. Таким образом, ровно через период маятнику сообщаются толчки, поддерживающие его колебания. В этом случае мы говорим о *незатухающих колебаниях с самовозбуждением*.

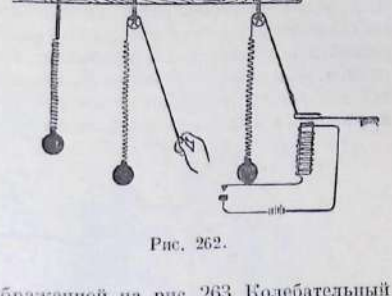


Рис. 262.

Перейдем к описанию медленных незатухающих электрических колебаний в установке, изображенной на рис. 263. Колебательный контур состоит из катушки L с большой самоиндукцией и технического конденсатора в несколько десятков микрофарад, между которыми включен быстро устанавливающийся стрелочный гальванометр. Его стрелка P изолирована от катушки и соединена гибким проводником с проводом, идущим к конденсатору. Она служит

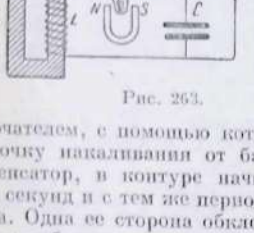


Рис. 263.

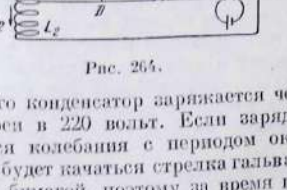


Рис. 264.

включателем, с помощью которого конденсатор заряжается через лампочку накаливания от батареи в 220 вольт. Если зарядить конденсатор, в контуре начнутся колебания с периодом около двух секунд и с тем же периодом будет качаться стрелка гальванометра. Одна ее сторона обклеена бумагой, поэтому за время полного колебания стрелка замыкает ток батареи только один раз. Таким образом, заряд конденсатора возобновляется каждый период, и колебания продолжаются неопределенно долгое время.

Для получения быстрых незатухающих колебаний механические включатели непригодны. Вместо них употребляются катодные лампы с сеткой, описанные в предыдущем параграфе. Одна из простейших схем, дающих незатухающие колебания, изображена на рис. 264.

Колебательный контур состоит из катушки самоиндукции L и конденсатора C. Этот контур соединен через катодную лампу с высоковольтной батареей $\mathcal{E}$. Сетка лампы S и катод K соединены с катушкой L_2, образуя так называемый «контур сетки». Катушка L_2 навита так, что является продолжением катушки L_1.

Принцип действия этой схемы следующий: когда в контуре C, L_1 возникают электрические колебания, в катушке L_2 появляется наведенная электродвижущая сила, благодаря которой между сеткой и катодом лампы возникает переменная разность потенциалов. Когда на сетке потенциал больше, чем на катоде, анодный ток возрастает, когда же потенциал меньше, сетка запирает лампу, анодный ток уменьшается и доходит до нуля (стр. 304). Бла-

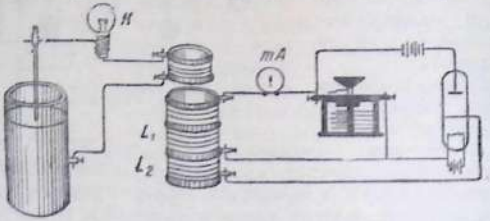


Рис. 265.

годаря описанному действию контура сетки анодный ток изменяется в такт с колебаниями в контуре C, L_1, то уменьшаясь до нуля, то усиливаясь и заряжая конденсатор. Таким образом, в конце каждого периода заряд конденсатора возобновляется, и колебания продолжаются неопределенно долгое время, пока работают лампа и батарея.

На рис. 265 изображен генератор такого же типа, как только что описанный, только конденсатор с постоянной емкостью заменен конденсатором переменной емкости. Благодаря этому можно в широких пределах изменять частоту колебаний.

С такой установкой легко продемонстрировать явления резонанса в колебательных контурах. Для этого поднесем к катушке L_2 катушку второго колебательного контура, изображенного на рис. 265. Пусть частота собственных колебаний этого контура ν_c. Когда работает первый контур, то по индукции во втором контуре возникают вынужденные колебания, амплитуды которых, вообще говоря, невелики, и лампочка K не горит. Будем теперь изменять частоту колебаний в первом контуре, постепенно уменьшая емкость переменного конденсатора. Мы увидим, что в некоторый момент волосок лампы начнет раскаляться, затем загорится ослепительным белым светом, а затем с дальнейшим уменьшением емкости конденсатора погаснет. Таким образом, амплитуда колебаний во втором контуре тесно связана с частотой колебаний в первом. Чтобы точнее изучить эту связь, введем во второй контур последо-

вательно с лампой K тепловой амперметр. Повторим опыт и результаты его изобразим графически, откладывая на горизонтальной оси частоту возбуждающих колебаний, а на вертикальной оси—амплитуду токов во втором контуре. Получится нижняя кривая рис. 266, которая показывает, что сила тока во втором контуре постепенно увеличивается и достигает максимального значения в тот момент, когда частота колебаний первого контура равна ν_0. Кривая довольно плоская, и резонанс здесь выражен нерезко. Дело в том, что лампа накаливания имеет большое сопротивление, и бóльшая часть энергии, получаемой контуром, переходит в тепло. Разогнать как следует электрические заряды поэтому не удается, и резонанс слабо выражен. Если же выключить лампу, оставив один амперметр и повторить опыт, то получится верхняя кривая. Теперь сопротивление контура мало, затухание колебаний слабое и резонанс приобретает резко выраженный характер. Здесь полная аналогия с вынужденными колебаниями маятника, о которых мы говорили в механике на стр. 84 и 85.

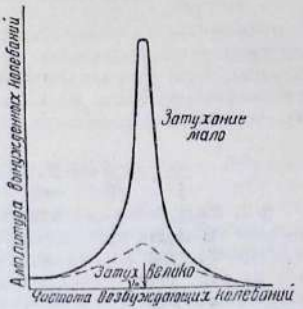


Рис. 266.

Во всех опытах, описанных в § 1 и 2, колебательные контуры с искровым возбуждением могут быть с успехом заменены установками, дающими незатухающие колебания. Эти установки работают совершенно бесшумно, очень устойчиво и дают возможность использовать в колебательном контуре весьма значительные количества энергии.

ОТДЕЛ ЧЕТВЕРТЫЙ

УЧЕНИЕ О ВОЛНАХ

ГЛАВА 23

ЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНЫ

§ 1. Поперечная линейная волна. Допустим, что точки, расположенные на одной прямой, связаны между собой так, что колебание одной из них постепенно передается всем другим. Мы говорим, что по ряду точек распространяется *линейная волна*. Чтобы проследить за ее образованием, обратимся к рис. 267, на котором изображены положения точек волны для 6 моментов времени, отстоящих друг от друга на $^1/_4$ периода. В момент $t = 0$ все точки находятся в положении равновесия на горизонтальной линии. Затем первая из них начинает совершать гармонические колебания в вертикальном направлении с периодом T. Соседние точки в точности повторяют это движение, но с некоторым запозданием. Через четверть периода (положение *1*) колебание захватывает три точки и доходит до четвертой. В этот момент первая точка находится в наибольшем удалении от положения равновесия, а в следующий момент она начнет двигаться вниз. Вторая точка несколько отстает в своем колебании от первой и идет еще кверху. Третья точка еще больше отстает, а до четвертой колебание только что дошло, и в следующий момент она тоже пойдет кверху. Через полпериода (положение *2*) первая точка вернулась в положение равновесия и в следующий момент пойдет вниз. Четвертая точка находится в наибольшем удалении, до седьмой же колебание только что дошло.

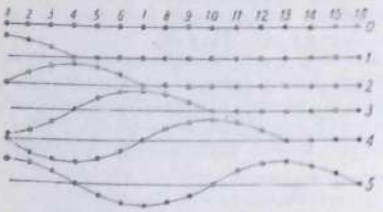


Рис. 267.

Пропуская описание дальнейших стадий развития волны, перейдем прямо к положению *4*. Первая точка совершила полное колебание и вернулась в положение равновесия. В следующий момент она пойдет опять кверху, начиная новый период колебания.

Движение распространилось до тринадцатой точки. Теперь все они расположены на некоторой кривой, образуя полную волну, состоящую из «долины» и «гребня». Следующее положение 5 изображает дальнейшее развитие волнового движения. Колебания точек нашей прямой происходят перпендикулярно направлению, по которому распространяется волна. Такая волна носит название *поперечной волны*.

Периодом волны T называют период колебания ее точек. Обратная величина периода называется *частотой волны* ν. Расстояние между двумя ближайшими точками, находящимися в одинаковых фазах колебания, называется *длиной волны* λ.

Определить точки, находящиеся в одинаковых фазах, нетрудно, так как они должны находиться на одинаковом расстоянии от положения равновесия и должны двигаться в одном и том же направлении. Например, в положении 5 такими точками являются первая и тринадцатая, третья и пятнадцатая, четвертая и шестнадцатая и т. д.

Обозначим через u скорость волны, т. е. ту скорость, с которой колебания распространяются по ряду точек. За период образуется полная волна λ. Если частота волны ν, то за секунду образуется ν волн, и волновое движение распространяется на расстояние u. Стало быть, на расстоянии u укладывается ν волн, длина каждой волны λ, откуда

$$\lambda\nu = u, \tag{1}$$

или, вспомнив, что $\nu = \frac{1}{T}$, можно написать:

$$\frac{\lambda}{T} = u. \tag{2}$$

Эти формулы, связывающие три основные величины, характеризующие волну, имеют вполне общее значение и пригодны для любой волны. Например, скорость распространения звуковой волны в воздухе при 20° и нормальном давлении равна 336 *м/сек*, а частота колебаний музыкального тона la равна 435 колебаниям в секунду. Следовательно, длина соответствующей звуковой волны

$$\lambda = \frac{33600}{435} = 77{,}2 \text{ см}.$$

Выведем теперь формулу волны, т. е. выражение, позволяющее определить для любого момента времени смещение любой точки волны. Пусть волна распространяется по ряду точек AB (рис. 268).

Колебание первой из них A известно и выражается обычной формулой (2) (стр. 72).

$$s = a \sin \frac{2\pi t}{T}, \text{ или } s = a \sin 2\pi\nu t.$$

Как колеблется какая-нибудь точка C, находящаяся на расстоянии x от A? Мы знаем, что она в точности повторяет движение первой точки, но с запозданием. Поэтому она колеблется не t се-

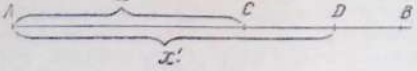


Рис. 268

кунд, а некоторое меньшее время $t-\tau$ секунд. Стало быть, ее смещение можно записать так:

$$s = a \sin 2\pi\nu (t - \tau); \qquad (a)$$

τ есть время, в течение которого колебание распространилось от A до C. Если скорость волны u, то это время мы найдем, поделив путь на скорость:

$$\tau = \frac{x}{u}.$$

Подставив это значение в (а), получим выражение:

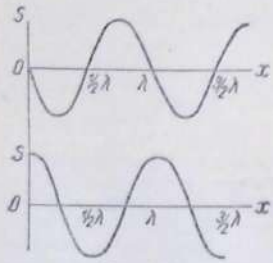


Рис. 269.

$$s = a \sin 2\pi\nu \left(t - \frac{x}{u}\right), \qquad (3)$$

определяющее смещение точки C для любого момента времени. Если мы хотим определить колебания какой-нибудь другой точки D, то в эту формулу вместо x надо только подставить x'. Таким образом, по формуле (3) можно определить колебание любой точки волны. Подставив в (3) выражение (1) для скорости u и внеся ν в скобки, получим уравнение волны в другой форме:

$$s = a \sin 2\pi\left(\nu t - \frac{x}{\lambda}\right). \qquad (4)$$

Постараемся теперь изобразить на графике (рис. 269) положение точек волны для определенных моментов времени, т. е. дать как бы моментальную фотографию волны. Сделаем, например,

расчет для момента времени $t=0$. Для этого положим в (4) $t=0$ и получим:

$$s = a \sin\left(-\frac{2\pi x}{\lambda}\right) = -a \sin\frac{2\pi x}{\lambda}.$$

Условимся на вертикальной оси откладывать смещения точек волны s, а на горизонтальной—их расстояния x от начальной точки, выражая x в долях длины волны λ. Составим таблицу:

x	0	$\frac{\lambda}{4}$	$2\frac{\lambda}{4}$	$3\frac{\lambda}{4}$	$4\frac{\lambda}{4}$	$5\frac{\lambda}{4}$
$\frac{2\pi x}{\lambda}$	0	$\frac{\pi}{2}$	π	$\frac{3}{2}\pi$	2π	$\frac{5}{2}\pi$
$\sin\frac{2\pi x}{\lambda}$	0	1	0	−1	0	1
s	0	$-a$	0	$+a$	0	$-a$

Перенеся найденные значения на график и соединив полученные точки плавной кривой, увидим, что мгновенное положение точек волны изображается такой же синусоидой, с какой мы имели дело в главе о колебательном движении. Но это сходство только внешнее, так как здесь синусоида дает одновременные положения различных точек волны, там же она изображала положения одной и той же точки в различные моменты времени.

Нижняя кривая рис. 269 представляет собой ту же волну, но через четверть периода. Изображающая ее синусоида сдвинута на четверть волны вправо, т. е. в сторону движения волны.

Глаз, следящий за волной, обычно фиксирует свое внимание на каком-нибудь гребне и следит за его перемещением. Создается впечатление, что волна как целое перемещается в направлении своего распространения. Такая иллюзия хорошо знакома всем, следившим за распространением волн на поверхности воды. Между тем никакого перемещения вещества по направлению движения волны не существует. Точки волны как бы танцуют на месте, совершая лишь колебания около положений равновесия.

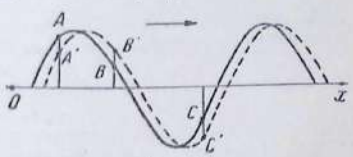


Рис. 270.

Здесь полезно указать правило, определяющее направление движения любой точки волны. Как, например, движутся точки A, B и C волны, идущей слева направо и изображенной на рис. 270? Мы знаем, что через небольшой промежуток времени синусоида, изображающая волну, немного сместится в ту сторону, куда движется волна. Пусть это будет положение, отмеченное пунктиром. Точки

волны движутся по прямым, перпендикулярным к направлению волны, т. е. к Ox. Поэтому точка A должна перейти в положение A', B в B' и C в C'. Значит, в тот момент времени, которому соответствует первая синусоида, точки A и C движутся вниз, а точка B—вверх. Таким образом, смещая мысленно синусоиду в сторону распространения волны, можно сообразить, по какому направлению движется в данный момент та или другая точка волны.

§ 2. Сложение двух волн, сходящихся в одной точке. Пусть две линейные волны, выходящие из точек A и B, сходятся в точке C (рис. 271). Колебания в обеих волнах перпендикулярны к плоскости рисунка и периоды равны.

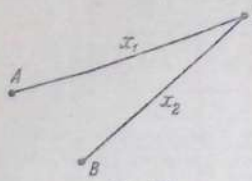


Рис. 271.

Определим составное колебание. Волна, идущая из A, вызовет в точке C гармонические колебания, которые запишутся, согласно формуле (4), так:

$$s_1 = a_1 \sin 2\pi \left(\nu t - \frac{x_1}{\lambda}\right).$$

Волна же, идущая из B, вызовет колебания:

$$s_2 = a_2 \sin 2\pi \left(\nu t - \frac{x_2}{\lambda}\right).$$

Мы пришли к знакомой уже нам задаче о сложении двух гармонических колебаний с различными начальными фазами[1].

Известно, что в результате получится гармоническое колебание, амплитуда которого a, в зависимости от разности фаз, будет лежать между

$$a_1 + a_2 \text{ и } a_1 - a_2.$$

Максимальная амплитуда получится тогда, когда разность фаз будет равняться четному числу π. Это значит, что

$$2\pi\left(\nu t - \frac{x_2}{\lambda}\right) - 2\pi\left(\nu t - \frac{x_1}{\lambda}\right) = 2m\pi,$$

где m обозначает любое целое число. Произведя сокращение и приведение подобных членов, получим

$$\frac{x_1 - x_2}{\lambda} = m$$

или

$$x_1 - x_2 = 2m\frac{\lambda}{2}; \qquad (5)$$

$x_1 - x_2$ называется *разностью хода* волн. Итак, максимальная амплитуда $a = a_1 + a_2$ получается в том случае, когда разность хода равна четному

[1] $2\pi x/\lambda$ для определенной точки волны есть величина постоянная—начальная фаза колебания этой точки.

числу полуволн. В этом случае волны запаздывают друг относительно друга на целое число периодов. Значит, в точке C обе волны сходятся одновременно своими гребнями и долинами, и колебания взаимно усиливаются. Совершенно такие же рассуждения приведут нас к заключению, что минимальная амплитуда $a=a_1-a_2$ получается в том случае, когда разность хода равна нечетному числу полуволн:

$$x_1-x_2=(2m-1)\frac{\lambda}{2}. \qquad (6)$$

Теперь в точку C одновременно приходит гребень одной и долина другой волны, и колебания взаимно ослабляются.

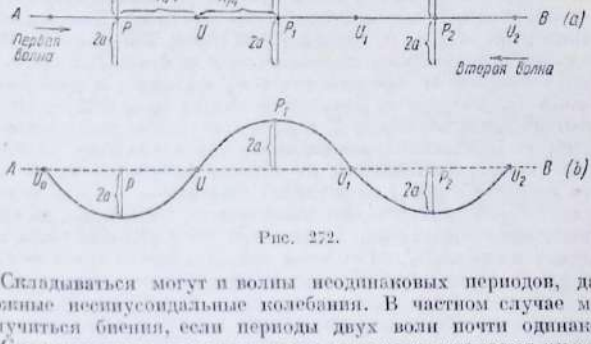


Рис. 272.

Складываться могут и волны неодинаковых периодов, давая сложные несинусоидальные колебания. В частном случае могут получиться биения, если периоды двух волн почти одинаковы.

Сложение двух или нескольких волн часто называют *интерференцией*. Говорят, что волны интерферируют, т. е. колебания их складываются.

§ 3. Стоячие волны. Рассмотрим интерференцию двух волн одного периода с одинаковыми амплитудами и направлением колебаний, идущих навстречу друг другу по линии AB (рис. 272, *а*). На основании сказанного в предыдущем параграфе нетрудно решить вопрос о том, как слагается колебания в той или иной точке прямой AB. Но нас интересуют не колебания отдельных точек, а общая получающаяся здесь картина. Допустим, что в некоторой точке P оба колебания сходятся в одинаковых фазах. Здесь образуется колебание с амплитудой, равной сумме амплитуд составляющих колебаний, т. е. равной $2a$. Перейдем вправо в точку U, расположенную на расстоянии четверти волны $\lambda/4$ от точки P. Первая волна придет сюда с запозданием на четверть периода, значит, ее фаза в этой точке будет на $\pi/2$ *меньше*, чем в точке P. Вторая волна пройдет в точку U на четверть периода раньше, значит, ее фаза будет здесь на $\pi/2$ *больше*, чем в точке P. Отсюда следует, что разность фаз обеих волн в точке U по сравнению с точкой P

изменится на π, т. е. обе волны будут сходиться здесь в противоположных фазах[1]. Поэтому амплитуда колебаний в точке U будет равна нулю, эта точка колебаться не будет. Передвинемся вправо еще на четверть волны в точку P_1. Здесь одно колебание запаздывает сравнительно с точкой P на полпериода, другое придет раньше на полпериода. Разность фаз сравнительно с P изменится на 2π. Стало быть, в точке P_1 колебания опять происходят в одинаковых фазах и амплитуда их будет равна $2a$. На расстоянии $3\lambda/4$ от P мы найдем точку U_1, которая не колеблется, и т. д. Неподвижные точки U называются *узлами*. Точки же P, где колебания особенно сильны, носят название *пучностей*. Остальные точки волны, расположенные между узлом и пучностью, колеблются с амплитудами, меняющимися от 0 до $2a$.

Колебания, возникшие в результате интерференции двух встречных волн, образуют так называемую *стоячую волну*. Пока мы знаем распределение узлов и пучностей в этой волне. Теперь постараемся определить одновременное положение всех ее точек. Допустим, что в некоторый момент времени точка P_1 находится в наибольшем удалении от положения равновесия кверху (рис. 272,*b*). Оказывается, что все точки между U и U_1 в этот момент также наиболее удалены от положения равновесия и, как показывает математический анализ, расположены на синусоиде. Что касается точек волны между U_1 и U_2, то нетрудно сообразить, что они должны находиться тоже в положении наибольшего отклонения, но книзу от положения равновесия. Только при этом условии силы, действующие на точку U_1 со стороны соседних точек справа и слева, будут уравновешиваться и точка U_1 останется неподвижной. По той же причине точки волны между U и U_2 будут тоже находиться в положении наибольшего отклонения книзу от положения равновесия.

В следующий момент времени точки между U и U_1 пойдут книзу, а между U_1 и U_2 — кверху. Через четверть периода все точки волны пройдут через положение равновесия, еще через четверть периода достигнут наибольшего отклонения по другую сторону от положения равновесия и т. д. На рис. 273 даны последовательные положения точек волны через $^1/_8$ периода. Здесь синусоида не сдвигается в сторону, как в обыкновенной волне. Она остается на месте, но только все время меняет свою кривизну. Отсюда и название — стоячая волна.

Если всмотреться в рис. 273, то бросается в глаза еще одна особенность этой волны. Ее участки между соседними узлами ведут как бы индивидуальное существование, колеблясь как одно целое.

Так как стоячие волны играют большую роль в акустике и

[1] Обозначим фазу первой волны в точке P буквой χ_1, второй волны буквой χ_2. В точке U фазы этих волн будут соответственно равны $\chi_1 - \pi/2$ и $\chi_2 + \pi/2$. Разность фаз будет равна $\chi_1 - \chi_2 - \pi$, т. е. изменится на π по сравнению с разностью фаз в точке P.

в оптике, то на рис. 274 мы даем еще их графическое построение. Навстречу друг другу идут две волны, изображенные пунктирными кривыми. Там, где они перекрывают друг друга, их перемещения обычным образом складываются, и полученная таким образом кривая изображена толстой сплошной линией. Сбоку указаны промежутки времени в долях периода, считая с момента встречи волн.

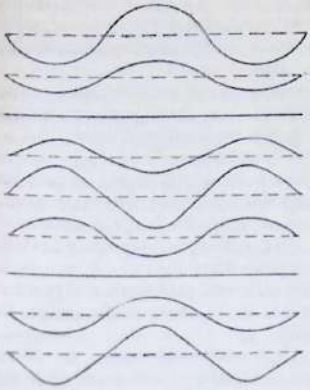


Рис 273.

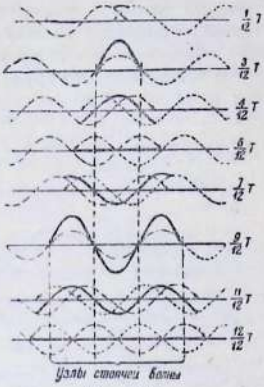


Рис. 274.

Последовательные стадии развития стоячей волны выступают здесь весьма отчетливо[1].

Для демонстрации бегущих и стоячих волн удобно воспользоваться длинной и тонкой проволочной спиралью, один конец которой закреплется в стене, а другой держится в руке (рис. 275).

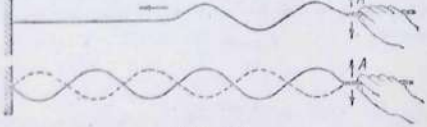


Рис. 275.

Если дать руке толчок вверх и вниз, то на проволоке образуется упругое возмущение в виде полуволны, которое и побежит по на-

[1] Пунктирные вертикальные линии на рис. 274 отмечают положение узловых точек волны, которые все время остаются на одном месте.

правлению к стене. Если непрерывно двигать руку вверх и вниз, то образуется ряд бегущих волн. При достаточной продолжительности опыта они дойдут до стены, отразятся от нее и побегут обратно. Теперь по спирали пойдут навстречу друг другу две волны, которые дадут в результате сложения стоячую волну. Крайние положения точек волны отмечены сплошной и пунктирной линиями.

Меняя частоту колебаний руки, можно добиться образования стоячей волны с различным числом пучностей. Почему стоячая волна образуется только при некоторых, избранных частотах, будет объяснено в следующем параграфе.

§ 4. Колебания струн. Если заставить какую-нибудь точку струны колебаться, то по струне побегут волны. Дойдя до ее концов, они отразятся, пойдут обратно, и мы будем наблюдать интерференцию встречных волн[1]. В предыдущем параграфе мы видели, что две любые встречные волны одинаковых периодов образуют стоячую волну. Поэтому можно было бы думать, что стоячие волны образуются и на струне независимо от частоты сообщенных колебаний. Но это не так, потому что на струне имеются точки, где обязательно должны образоваться узлы: это ее концы. Между же узлами, как это ясно из рис. 276, может образоваться одна, две или вообще какое-нибудь целое число пучностей. Расстояние между двумя последовательными узлами равно $\lambda/2$. Стало быть, стоячую волну дадут только такие колебания, при которых между точками A и B уложится целое число полуволн. Соответствующая математическая запись будет:

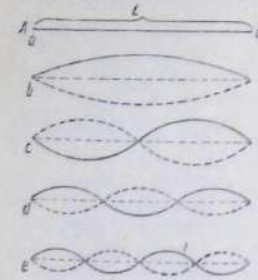


Рис. 276.

$$L = m\frac{\lambda}{2}, \qquad (a$$

где L—длина струны, а m—любое целое число. Обозначим u скорость распространения волн по струне. Воспользовавшись формулой (1), получим

$$L = m\frac{u}{2\nu},$$

или

$$\nu = m\frac{u}{2L}. \qquad (7)$$

Положив в этой формуле $m=1$, получим наименьшую возможную для струны частоту колебаний, равную

$$\nu_0 = \frac{u}{2L}.$$

[1] Отражение и преломление волн наблюдаются всегда, когда волна переходит из одной среды в другую.

Это так называемый основной тон струны. В этом случае она колеблется как одно целое, образуя пучность посредине (рис. 276, *б*).

Положив $m=2$, мы получим так называемый первый обертон с двойной частотой колебаний:

$$\nu = 2\frac{u}{2L} = 2\nu_0.$$

Посредине струны образуется узел, и она распадается на две половинки, колеблющиеся независимо друг от друга.

При $m=3$ получим второй обертон с частотой $\nu = 3\nu_0$ и т. д. Амплитуды обертонов быстро убывают, а вместе с тем убывает и соответствующая им сила звука.

Основной тон и обертоны образуют систему собственных колебаний струны. Когда струна колеблется, то обычно, кроме основного тона, возбуждаются и обертоны. Поэтому на струне распространяется целый ряд волн с частотами ν_0, $2\nu_0$, $3\nu_0$ и т. д. В результате получается весьма сложная интерференция волн, и точки струны совершают сложные несинусоидальные колебания.

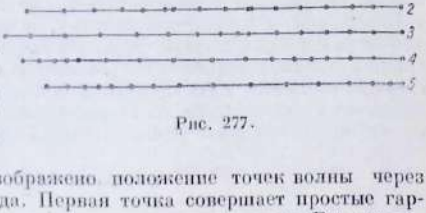


Рис. 277.

§ 5. Продольные волны. Если колебание точек волны совпадает с направлением ее распространения, то такая волна называется *продольной*. На рис. 277 изображено положение точек волны через каждую четверть периода. Первая точка совершает простые гармонические колебания в горизонтальном направлении. Все остальные точки в точности повторяют ее движение, но с запозданием. В положении *4* образовалась полная волна от первой до тринадцатой точки. Теперь волны состоят не из гребней и долин, а из чередующихся сгущений и разрежений. Что же касается элементов волны T, ν, λ и u, то они определяются совершенно так же, как и для поперечной волны. Уравнения волны (3) и (4) годны и в этом случае, только направление колебаний другое. Вообще все, что говорилось в предыдущих параграфах о поперечных волнах, может быть без всяких изменений перенесено на волны продольные.

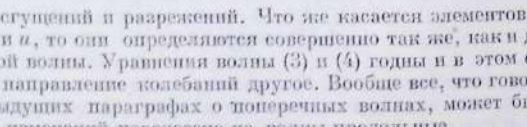


Рис. 278.

Графическое изображение продольной волны затруднительно, но условно ее можно изображать такой же синусоидой, как и по-

перечные волны. Действительно, повернув смещения точек продольной волны на 90°, как это показано на рис. 278, мы получим обыкновенную синусоиду. Все графические построения, которые мы делали для поперечных колебаний, могут быть в точности повторены и для продольных. Надо только всегда помнить об истинном направлении колебаний, совпадающих с направлением волны.

§ 6. Колебания стержней. Рассмотрим колебания стержня, зажатого посредине. Чтобы возбудить в нем продольное колебание, его натирают обычно тряпкой, посыпанной порошком канифоли. В середине стержня должен лежать узел, а на концах, где точки всего свободнее, должны образовываться пучности. Поэтому одно из возможных колебаний, самое простое, будет с одним узлом посредине и пучностями на концах.

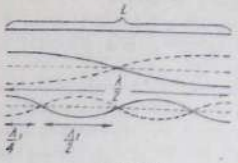


Рис. 279.

На стержне уложится полволны этого колебания. Оно изображено условно на рис. 279,*b*, причем продольные перемещения точек стержня отложены по вертикалям. На рис. 279,*c* изображено более сложное колебание, в котором на расстоянии одной шестой L от концов стержня образуется еще два промежуточных узла. На стержне теперь укладываются три полуволны. Следующее по сложности колебание таково, что на стержне уложится пять полуволн и т. д. Словом, возможны такие колебания, при которых на стержне укладывается нечетное число полуволн. Это условие можно записать так:

$$L = (2m + 1)\frac{\lambda}{2}$$

или, воспользовавшись равенством

$$\lambda = \frac{u}{\nu},$$

получим

$$L = (2m + 1)\frac{u}{2\nu},$$

откуда

$$\nu = (2m + 1)\cdot\frac{u}{2L}. \qquad (8)$$

Положив в этой формуле $m = 0$, получим основной тон стержня:

$$\nu_0 = \frac{u}{2L}. \qquad (8a)$$

Полагая m равным 1, 2, 3..., мы найдем его обертоны.

В стержне, как и во всяком твердом теле, может распространяться и продольная, и поперечная волна, причем для поперечных колебаний стержня предыдущие рассуждения сохраняют свою силу. Поперечные волны, дойдя до конца стержня, отразятся, образуя

стоячие поперечные волны. Наиболее свободными точками стержня являются его концы, поэтому на них всегда образуются пучности. Словом, состояния колебаний стержня могут быть описаны тем же рис. 279 и выражены формулой (8), только скорость поперечной волны во много раз меньше, чем продольной. Поэтому частоты собственных колебаний стержня для продольных волн гораздо больше, чем для поперечных.

Сравнивая между собой колебания стержней и струн, мы видим, что на концах стержней образуются пучности, а на концах струны — узлы. С другой стороны, известно, что пучности образуются в тех точках, где волны сходятся в одинаковых фазах, а узлы — в тех точках, где волны сходятся в противоположных фазах. Отсюда мы должны заключить, что от конца стержня волна отражается в той же самой фазе и на конце стержня образуется пучность, а от конца струны волны отражаются в противоположной фазе, здесь образуется узел. Вместо того, чтобы сказать: «*волна отражается в противоположной фазе*», иногда говорят: «*отражение происходит с потерей полуволны*». Смысл этого выражения тот же самый, так как перемещению на полволны соответствует изменение фазы на π.

Отражение любых волн, какова бы ни была их природа, происходит или в одинаковых фазах, или в противоположных. Во многих частных случаях нетрудно сообразить, как именно должно произойти отражение, но общих правил дать нельзя.

§ 7. Колебания воздушных столбов. В жидкостях и газах могут распространяться только продольные волны[1]. Представим себе, что к отверстию очень длинной трубы поднесен звучащий камертон. Под его влиянием частицы воздуха начнут колебаться и по трубе побежит звуковая волна, уравнение которой можно записать так:

$$s = a \sin 2\pi\nu \left(t - \frac{x}{u} \right). \qquad (a)$$

Под s, как всегда, мы понимаем смещение частиц из положения равновесия, ν — частота, u — скорость волны.

Благодаря тому, что смещение частиц происходит в направлении движения волны, в воздухе образуются последовательные сгущения и разрежения, перемещающиеся вместе с волной. В сгущениях давление больше, а в разрежениях меньше, чем в окружающем трубу воздухе. Это отступление давления от нормы обозначим Δp. Величина Δp в каждой точке трубы периодически меняется от некоторого наибольшего положительного значения $+b$, когда через рассматриваемое место трубы проходит сгущение, до значения $-b$, когда проходит разрежение. Частота изменения Δp, очевидно, та же самая, что и у волны.

Отсюда ясно, что изменение давления Δp в трубе происходит по тому же закону, как и изменение смещений s, т. е., наряду с вол-

[1] На поверхности жидкости могут образоваться поперечные волны, внутри жидкости — только продольные.

ной смещений, по трубе распространяется волна давлений, которая может быть записана так:

$$\Delta p = b \sin 2\pi\nu \left(t - \frac{x}{u} + \varphi \right). \qquad (b)$$

b называется амплитудой волны давлений. Частоты ν и скорости u у обеих волн, понятно, должны быть одинаковы, но фазы могут быть различны. Поэтому в выражение (b) введена добавочная фаза φ, которую мы должны определить[1].

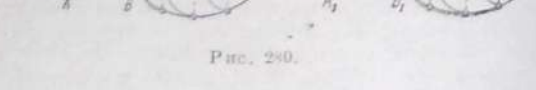


Рис. 280.

Для этого воспользуемся рис. 280, который в основном является копией рис. 278 и представляет собой изображение продольной волны. Буквами A обозначены положения равновесия тех частиц, которые в данный момент времени находятся в наибольшем отклонении вправо, буквами B—места наибольших давлений (сгущений). Как видно из рисунка, сгущения лежат на четверть волны впереди частиц, имеющих наибольшие смещения. Отсюда следует, что волна давлений идет на четверть волны впереди волны смещений. Четверти волны соответствует изменение фазы на $\pi/2$, поэтому $\varphi = \pi/2$. Подставляя это значение в выражение (b) и принимая во внимание, что $\sin\left(\frac{\pi}{2} + \alpha\right) = \cos\alpha$, получим:

$$\Delta p = b \cos 2\pi\nu \left(t - \frac{x}{u} \right). \qquad (c)$$



Рис. 281.

Рассмотрим теперь стоячие волны, образующиеся в трубе, закрытой с одного конца, изображенной на рис. 281,*a*. Поднесем к ее открытому концу какой-нибудь источник звука, например, камертон. Тогда в воздухе внутри трубы распространится волна, которая отразится от ее закрытого конца и побежит обратно. При подходящих частотах в трубе образуется стоячая волна. Те же рассуждения, что и раньше, помогут нам определить ее частоты. У закрытого конца трубы должен образоваться узел; у открытого конца, где частицы воздуха всего свободнее, должна об-

[1] Не следует думать, что наличие волны деформаций есть какая-то особенность волны в воздухе. В твердых телах наблюдаются также периодически меняющиеся деформации, но их рассмотрение не входит в нашу задачу.

разоваться пучность смещений. Стало быть, простейшее возможное колебание таково, что образуется один узел и одна пучность. В трубе уложится четверть волны этого колебания (рис. 281, *б*). Следующее по сложности колебание таково, что на трети длины трубы от открытого конца образуется еще один узел. Оно условно изображено на рис. 281, *в*. Теперь в трубе укладывается три четверти волны. Следующее колебание таково, что в трубе укладывается 5 четвертей волны и т. д. Словом, возможны все колебания, при которых в трубе укладывается нечетное число четвертушек волны; это значит, что

$$L = (2m + 1)\frac{\lambda}{4}.$$

Подставив значение λ из формулы (1) и решив относительно ν, получим

$$\nu = (2m + 1)\frac{u}{4L}. \qquad (9)$$

Положив m равным нулю, найдем основную частоту, или основной тон трубы:

$$\nu_0 = \frac{u}{4L}. \qquad (10)$$

Частоты обертонов будут соответственно равны $3\nu_0$, $5\nu_0$, $7\nu_0$...

До сих пор мы говорили только о волне смещений, но ведь в трубе должна образоваться и стоячая волна давлений. Выясним прежде всего, где должны лежать узлы и пучности этой волны. У открытого конца трубы давление сильно изменяться не может, так как оно сейчас же выравнивается с давлением окружающего воздуха. Поэтому у открытого конца трубы изменения Δp чрезвычайно малы, здесь образуется узел давлений. Наоборот, у закрытого конца изменения давлений особенно велики, и там образуется пучность давления. Простейшее колебание соответствует случаю, когда в трубе укладывается четверть волны, более сложное—3 четверти волны, затем 5 четвертей и так далее. Словом, рассуждения и формулы остаются прежние, только пучности волны смещений расположены там, где лежат узлы волны давлений, и наоборот.



Рис. 282.

Распределение давлений можно красиво демонстрировать на опыте Рубенса (рис. 282). Для этого берется труба около 2 *м* длины, с одной стороны закрытая наглухо, с другой стороны затянутая тонкой каучуковой перепонкой. В нее пускается све-

тильный газ, вытекающий из маленьких отверстий, просверленных в верхней части трубы, служащих горелками.

Если около мембраны поставить сильно звучащий камертон, частота которого совпадает с одним из обертонов трубы, то в трубе образуется стоячая волна и высота огоньков около отверстий изменяется. В пучностях давления огоньки имеют значительно более длинное пламя, чем в узлах. Подбирая камертоны, соответствующие различным обертонам, можно продемонстрировать целый ряд собственных колебаний газового столба. Скорость продольных волн в воздухе, иными словами, скорость звука, известна. Поэтому формула (10) дает возможность рассчитать длину трубы L, резонирующей на звук данной частоты ν_0:



$$L = \frac{u}{4\nu_0}.$$



Рис. 283.

Длина столба воздуха, резонирующего на данный звук, может быть найдена и опытным путем. Для этого берут стеклянную трубку, закрытую снизу, и подносят к ней звучащий камертон (рис. 283). Обычно резонанса нет. Затем в трубку льют воду и наблюдают за силой звука, которая начинает постепенно усиливаться, и, наконец, при определенном положении уровня воды трубка громко отзывается на колебания камертона. Дальнейшее подливание воды вновь ухудшает резонанс. Путем нескольких проб удается установить очень точно уровень воды, при котором наблюдается максимальное усиление звука, и определить этим способом длину воздушного столба L, резонирующего на данную частоту. Зная частоту камертона, мы можем, таким образом, определить скорость звука в воздухе. Формула (10) дает:

$$u = 4L\nu_0.$$

Подставляя сюда найденную длину L и известную частоту камертона ν_0, мы определим u. Точное значение скорости звука в воздухе при 0° и нормальном давлении

$$u = 331\ м/сек.$$

Изменение температуры довольно сильно влияет на скорость звука. Так, например, при 15 градусах Цельсия $u = 340\ м/сек$.

ГЛАВА 24

ОТРАЖЕНИЕ И ПРЕЛОМЛЕНИЕ ВОЛН

§ 1. Двумерные и трехмерные волны. Принцип Гюйгенса. Если бросить камень в озеро, то по его поверхности разбежится ряд круговых волн, состоящих из последовательных гребней

и долин. Пренебрегая толщиной слоя воды, который участвует в движении, мы можем приближенно считать такую волну двумерной, т. е. распространяющейся по поверхности. Для изучения подобных волн очень удобна ванна, изображенная на рис. 284. Ее дно сделано из большого стеклянного листа, бока металлические, отлого поднимающиеся кверху. На дно ванны наливается слой воды в несколько миллиметров толщиной. Возбудителем волн служит насадка на конце рычага, могущего вращаться вокруг оси O. Другой конец рычага приводится в колебание шкивом электромотора. Когда мотор работает, в ванне получаются волны, фотография которых дана на рис. 285. В аудитории эти волны обычно проецируются на потолок с помощью вольтовой дуги, поставленной под ванной.

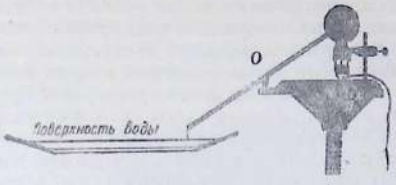


Рис. 284.

Посмотрим теперь, как связать волны на поверхности жидкости с теми линейными волнами (в дальнейшем мы часто будем называть линейную волну лучом), о которых мы говорили в предыдущих параграфах. Мы можем представить себе такую картину: из центра возбуждения O (рис. 286) колебания распространяются по линей-


Рис. 285.

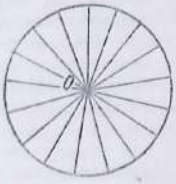


Рис. 286.

ным рядам молекул во все стороны. Таким образом, волну мы рассматриваем как совокупность громадного числа не зависимых друг от друга линейных волн или лучей. По всем лучам колебания распространяются совершенно одинаковым образом. Поэтому на любой окружности, проведенной из точки O, частицы воды колеблются в одинаковых фазах. Совокупность точек, находящихся в одинаковых фазах колебания, образует *поверхность волны*. В разбираемом нами случае поверхности волн представляют собой окружности,

центры которых лежат в точке O. Лучи, совпадающие с радиусами окружностей, нормальны к поверхностям волн[1].

Наши рассуждения можно перенести и на трехмерные волны звука и света. Если, например, в какой-нибудь точке пространства звенит колокольчик, то можно себе представить, что из этой точки по прямолинейным рядам молекул воздуха бегут линейные волны или лучи. Совокупность этих лучей образует распространяющуюся в пространстве звуковую волну. Здесь поверхности волн представляют собой сферы с центром в точке возбуждения (колокольчик). В этом случае мы имеем трехмерную сферическую волну. Лучи и здесь нормальны к поверхности волны. Надо заметить, что это общее свойство всех волн, распространяющихся в однородной среде, какого бы происхождения они ни были[2].

Если источник волн находится далеко, то небольшие участки сферической волны можно считать за плоскости. Получается так называемая плоская волна. Лучи, соответствующие такой волне, представляют собой пучок параллельных линий, перпендикулярных к плоскости волны.

В качестве примера плоских волн и соответствующих им параллельных лучей можно указать на солнечный свет. В случае двумерных волн в нашей ванне «поверхностью волны», соответствующей параллельным лучам, является линия, перпендикулярная к этим лучам. Такие «плоские волны» нетрудно получить, опуская и поднимая из воды линейку.



Рис. 287.

Установив необходимые нам в дальнейшем геометрические соотношения между поверхностью волны и лучами, мы перейдем к описанию другой картины распространения волн, которую впервые выдвинул Гюйгенс. Он рассуждал так: все точки волны колеблются одинаково и связаны одинаковым образом со своими соседями. Поэтому каждая точка волны сама является центром колебаний, посылающим во все стороны сферическую (круговую) волну. По Гюйгенсу, можно в любой момент времени волну остановить как целое, а дальнейшее ее продвижение рассматривать как результат распространения бесчисленного количества элементарных волн, выходящих из каждой точки поверхности остановленной волны. Поясним это на примере двумерной волны. Допустим, что в некоторый момент времени плоская волна, идущая слева, дошла до точек, лежащих на прямой AA_1 (рис. 287). Эти точки начали колебаться, и через малый промежуток времени около каждой из

[1] Когда речь идет о волнах на поверхности жидкости, поверхность волны вырождается в линию. Это надо помнить, но, чтобы избежать путаницы в терминах, мы и в этом случае будем говорить о поверхности волны.

[2] Исключение представляют только волны в анизотропных телах, о чем будет сказано в главе о поляризации света.

них образовалась маленькая, так называемая элементарная, волна. В каждой точке пространства около линии AA_1 будет складываться много колебаний, дошедших от различных точек поверхности волны. В результате, как это можно доказать математически, все колебания сложатся так, что фронт волны переместится направо в положение BB_1, причем BB_1 представляет собой общую касательную к элементарным волнам. Таким образом фронт волны постепенно перемещается слева направо.

Можно опытным путем проверить справедливость этих рассуждений, воспользовавшись ванной. В этом случае в качестве насадки на рычаг надевают длинный деревянный брусок, в который снизу вбито несколько гвоздиков, расположенных на одной прямой на расстояниях около сантиметра друг от друга. Гвоздики опущены в воду и при движении мотора становятся центрами возбуждения круговых волн. На рис. 288 изображена получающаяся при этом картина. Около самых гвоздиков мы еще видим отдельные волны, но дальше все они сливаются и образуют одну общую волну, прямолинейную в средней части. Распространение этих волн мы наблюдаем в верхней части рисунка.

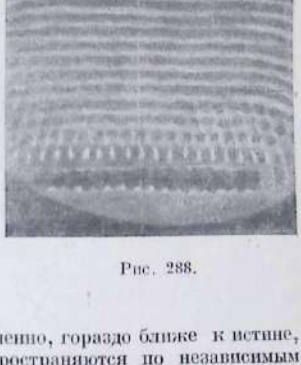


Рис. 288.

Представления Гюйгенса, несомненно, гораздо ближе к истине, чем те, по которым волны распространяются по независимым друг от друга лучам. Тем не менее мы очень часто будем пользоваться представлением о лучах, так как это значительно упрощает наложение и понимание некоторых отделов оптики. В главе о дифракции волн мы подробнее займемся этим вопросом и выясним, в каких случаях можно пользоваться такими упрощенными представлениями.

§ 2. Преломление и отражение волн по Гюйгенсу. Всякий раз, когда волна доходит до границы раздела двух сред, она распадается на две волны.

Одна из них, так называемая отраженная волна, возвращается обратно в первую среду. Другая, преломленная волна, проходит во вторую среду, изменяя при этом свое направление.

Попробуем объяснить это явление с точки зрения Гюйгенса на примере двумерных волн, идущих по поверхности жидкости. Пусть на границу раздела двух сред ZZ падает плоская волна A_1A_2 (рис. 289). Линии A_1C_1 и A_2C_2 изображают собой крайние лучи, принадлежащие этой волне. Когда волна придет в положение C_1C_2, точка C_1, лежащая на границе двух сред, начнет колебаться и по-

сылать волны как в первую, так и во вторую среду. Пусть скорость волны в обеих средах будет u_1 и u_2, причем $u_1 > u_2$. Обозначим t время, в течение которого верхний луч пройдет из C_2 в D_2. За это время из точки C_1 в верхней среде разбежится полукруговая волна на расстояние

$$C_1D_1 = u_1t = C_2D_2, \qquad (a)$$

а в нижнюю среду на расстояние

$$C_1E = u_2t. \qquad (b)$$



Рис. 289.

По мере того, как падающая волна продвигается, все новые точки границы раздела становятся центрами колебания. Но так как они приходят в движение позднее, то и радиус волн, посылаемых ими, меньше. Так, к концу промежутка времени t в первую среду из точки C_2 разойдется волна с радиусом C_2D_2, из точки C_3 волна с радиусом C_3D_2 и т. д. Радиусы соответствующих волн во второй среде будут меньше в отношении u_2/u_1.

Общие касательные этих волн D_1D_2 и D_1E дают поверхности отраженной и преломленной волны[1]. Буквами D_1 и E отмечены

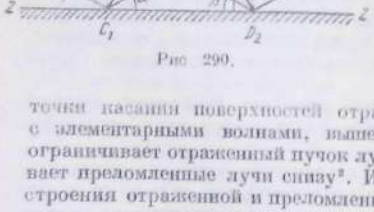


Рис. 290.

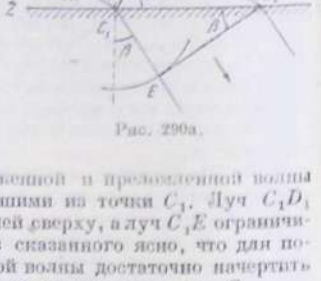


Рис. 290а.

точки касания поверхностей отраженной и преломленной волны с элементарными волнами, вышедшими из точки C_1. Луч C_1D_1 ограничивает отраженный пучок лучей сверху, а луч C_1E ограничивает преломленные лучи снизу[2]. Из сказанного ясно, что для построения отраженной и преломленной волны достаточно начертить только те круговые волны, которые разошлись из точки C_1.

Воспользуемся рис. 290, чтобы вывести законы отражения.

[1] Нетрудно показать, что эти касательные прямые, проходящие через точки D_1 и E.

[2] Напомним, что лучи представляют собой прямые, нормальные к поверхности волны. Линии C_1D_1 и C_1E удовлетворяют этому требованию как радиусы, проходящие через точки касания.

Построение здесь выполнено совершенно так, как и на рис. 289, и буквенные обозначения те же. В точках падения на границу раздела лучей A_1C_1 и A_2D_2 восстановлены два перпендикуляра. Угол α, образованный падающим лучом с перпендикуляром, называется углом падения. Угол β между перпендикуляром и отраженным лучом называется углом отражения. Напомним, что окружность из точки C_1 проведена радиусом, равным C_2D_2. На чертеже имеются два прямоугольных треугольника $C_1C_2D_2$ и $C_1D_1D_2$. Эти треугольники равны, так как у них общая гипотенуза C_1D_2 и равны катеты: $C_1D_1 = C_2D_2$. В равных треугольниках против равных сторон лежат равные углы. Поэтому

$$\angle C_2C_1D_2 = \angle D_1D_2C_1.$$

Но, с другой стороны, $\angle C_2C_1D_2 = \alpha$, а $\angle D_1D_2C_1 = \beta$, как углы с взаимно перпендикулярными сторонами. Отсюда следует, что

$$\alpha = \beta.$$

Иными словами, угол падения равен углу отражения. Это и есть известный закон отражения волн.

Чтобы вывести законы преломления волн, мы рассмотрим рис. 290а, на котором выполнено построение Гюйгенса для преломленной волны. Обозначения на нем прежние.

Рассмотрим прямоугольные треугольники $C_1C_2D_2$ и C_1ED_2. Они имеют общую гипотенузу и, кроме того,

$$\angle C_2C_1D_2 = \alpha \text{ и } \angle C_1D_2E = \beta$$

как углы с взаимно перпендикулярными сторонами. Зная, что катет равен гипотенузе, умноженной на синус противолежащего угла, и принимая во внимание равенства (a) и (b), можем написать

$$C_2D_2 = C_1D_2 \cdot \sin\alpha = u_1t,$$
$$C_1E = C_1D_2 \cdot \sin\beta = u_2t.$$

Поделив почленно эти выражения, получим:

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{u_1}{u_2} = n. \qquad (1)$$

Постоянное для данных двух сред отношение скоростей мы обозначили буквой n. Эта величина называется показателем преломления второй среды относительно первой. Выражение (1) представляет собой закон преломления, который читается так:

Отношение синуса угла падения к синусу угла преломления есть постоянная для данных двух сред величина, называемая показателем преломления. Показатель преломления равен отношению скорости волны в той среде, откуда она выходит, к скорости в той среде, в которую она вступает. В разобранном случае $u_1 > u_2$, значит, показатель преломления $n > 1$ и $\alpha > \beta$, т. е. в том случае, когда скорость во второй среде меньше, чем в первой,

показатель преломления больше единицы и лучи приближаются к перпендикуляру. Если $u_1 < u_2$, то $n < 1$ и $\alpha < \beta$. Когда скорость волны больше во второй среде, чем в первой, то показатель преломления меньше единицы и лучи отклоняются от перпендикуляра. Наконец, если $u_1 = u_2$, то $n = 1$ и $\alpha = \beta$. При одинаковой скорости в обеих средах волна проходит границу без преломления.

Выведенные нами законы отражения и преломления справедливы не только для двумерных волн, но и для волн, распространяющихся в трехмерном пространстве (звук, свет и др.). Но в этом случае возникает еще вопрос о взаимной ориентации образовавшихся на границе раздела лучей. В случае изотропных сред, свойства которых одинаковы по всем направлениям, вопрос решается просто. Из соображения симметрии ясно, что лучи падающий,



Рис. 291.

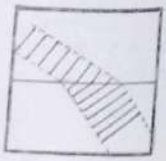


Рис. 292.

отраженный и преломленный должны лежать в одной плоскости с перпендикуляром, восстановленным в точке падения луча.

§ 3. Отражение и преломление волн на поверхности жидкости. На рис. 291 изображены водяные волны, бегущие в ванне, описанной в § 1. Они падают на дощечку, опущенную в воду, играющую роль плоского зеркала. Около дощечки отчетливо видны образовавшиеся отраженные волны.

Можно продемонстрировать в плоской ванне и преломление водяных волн, если на ее дно положить стеклянную пластинку в 2—3 *мм* толщины. Дело в том, что скорость водяных волн зависит от толщины слоя, в котором они распространяются. В толстом слое скорость волн больше, чем в тонком. Рис. 292 изображает дно ванны, нижняя половина которого покрыта стеклянной пластинкой. Сверху по глубокой воде идут плоские волны, схематически изображенные рядом прямолинейных отрезков. Там, где волны вступают в мелкую воду, их скорость уменьшается, и плоскость волны поворачивается. В мелкой воде образуются тоже плоские волны, но направление их распространения заметно изменилось, приблизившись к перпендикуляру, восстановленному к линии раздела.

ГЛАВА 25

ЗВУК

§ 1. Высота звука. Звук распространяется в воздухе и в жидкостях в форме продольной волны, состоящей из последовательных сгущений и разрежений. В твердых телах могут распространяться как продольные, так и поперечные колебания.

Если звучащее тело производит простые гармонические колебания, то получается простой музыкальный звук или тон. Число колебаний ν определяет собой то, что называют *высотой звука*. Чем больше число колебаний, тем «выше» воспринимаемый нами звук.

Числа колебаний принято выражать в герцах. Это значит следующее: вместо того, чтобы писать $\nu = 10\,000\ сек^{-1}$ и говорить—частота равна 10 000 колебаний в секунду, пишут и говорят—частота равна 10 000 герц.

Нормальное ухо человека воспринимает звук с частотами от 16 до 30 000 герц. Но объективными методами могут быть обнаружены звуковые волны как с числом колебаний меньше 16, так и с числом колебаний, бо́льшим 30 000 в секунду. Особенно большой интерес проявляет сейчас наука и техника к ультракоротким звуковым волнам, длина которых может быть доведена до 0,06 *мм*, что соответствует частоте в 5 млн. герц. К сожалению, размеры книги не позволяют остановиться подробнее на этом чрезвычайно интересном вопросе.

Почти все звучащие тела совершают сложные негармонические колебания, которые могут быть представлены как сумма некоторого числа синусоидальных колебаний (глава 6, § 6). В соответствии с этим сложная звуковая волна может рассматриваться как сумма простых синусоидальных волн, состоящих из основного тона и обертонов. Типичные примеры таких сложных звуковых волн мы имеем в колебании струи и воздушных столбов, разобранных в главе 23.

Обертоны, примешиваясь к основному тону, создают определенный *тембр* звука, т. е. определенным образом его оттеняют.

Мы, например, легко отличаем звук рояля от звука скрипки даже и в том случае, когда их основной тон одинаков. Это происходит благодаря тому, что оба инструмента дают различные обертоны и тембр звуков получается различный.

Звуки, которые мы называем шумом, треском, шелестом и т. д., представляют собой собрание очень большого числа тонов, амплитуды которых и частоты быстро и неправильно меняются.

Если ухо воспринимает одновременно два звука, то оно получает при этом либо приятное, либо неприятное ощущение. В первом случае мы говорим, что два звука образуют консонанс, во втором случае—диссонанс. Сравнением частот обоих звуков установлено, что отношение чисел колебаний в консонансах выражается всегда при помощи небольших чисел. Чем меньше эти числа, тем совершеннее консонанс. Например, весьма совершенный консонанс представляет собой октава ($^1/_2$), квинта ($^2/_3$), кварта ($^3/_4$) и пр.

§ 2. Скорость звука. Скорость звука, по крайней мере в пределе тех частот, которые воспринимаются человеческим ухом, не зависит от высоты тона. В этом легко убедиться, слушая издали оркестр. Его звуки, конечно, слабее, но мелодия так же отчетлива. Если бы звуки различной высоты распространялись с различной скоростью, понятно ни о какой мелодии не могло бы быть и речи, так как разные звуки одного и того же аккорда попали бы в ухо слушателя в различное время.

Об определении скорости звука мы уже упоминали в главе 23. Теперь мы опишем способ пыльных фигур или способ Кундта, пригодный для определения скорости звука как в газах, так и в твер-



Рис. 293.

дых телах. Прибор (рис. 293) состоит из стеклянной трубки, в которую с одной стороны вдвигается поршень, а с другой—круглая картонная шайба, укрепленная на конце стеклянного или металлического стержня. Стержень крепко зажат посередине в особом станочке S. Если натирать стержень по его длине мокрой тряпкой, то в нем возникают продольные колебания, образующие стоячую волну с пучностями на концах. При помощи шайбы колебания стержня передаются воздуху, находящемуся в трубке. Перемещая поршень, можно добиться образования правильной стоячей волны с узлом около поршня. Если ввести в трубку мелкие пробковые опилки, то они соберутся кучками в узлах. Расстояния между этими кучками, равные половине длины волны, соответствующей основному тону стержня, могут быть легко измерены. Между измеренной таким образом длиной волны λ, скоростью звука в воздухе u и числом колебаний ν_0 существует известная зависимость:

$$u = \lambda \nu_0. \qquad \text{(а)}$$

С другой стороны, между скоростью звуковой волны в стержне u_1, длиной стержня L и числом колебаний основного тона ν_0 существует такая зависимость [стр. 318, (8а)]:

$$u_1 = 2\nu_0 L.$$

Исключая ν_0 из этих двух уравнений, находим

$$u_1 = u\frac{2L}{\lambda}.$$

В этой формуле L известно, λ измеряется из опыта. Таким образом, если известна скорость звука в воздухе u, можно определить скорость звуковой волны в стержне u_1. Работая с тем же стержнем, но наполняя трубку разными газами, можно определить скорость звука в этих газах, а меняя материал стержня, можно определять скорость звука в различных твердых телах. Из этих и подобных

им опытов оказалось, что скорость звука в твердых телах, например, в металлах, обычно гораздо больше скорости звука в газах. Кроме того, надо еще раз подчеркнуть, что в газах и жидкостях могут распространяться только продольные волны, тогда как в твердых телах могут распространяться и продольные, и поперечные колебания.

Метод пыльных фигур Кундта оказывает еще ценные услуги при определении частоты очень высоких звуков, издаваемых, например, свистками. Для этого свисток подносится к концу маленькой стеклянной трубки, другой конец которой закрыт подвижным поршнем. При надлежащем положении поршня в трубочке образуются пыльные фигуры Кундта, и по формуле (а) определяется частота звука, издаваемого свистком. Таким образом, можно измерять частоты до 30 000 в секунду и больше.

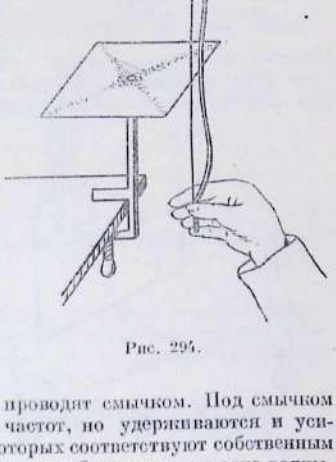


Рис. 294.

§ 3. Интерференция волн в пластинках. Если закрепить середину пластинки и провести по ее краю смычком, как это показано на рис. 294, то по пластинке разбегутся волны. Дойдя до ее краев, они отразятся, и в результате получится целый ряд волн, движущихся по всевозможным направлениям. Произойдет явление, аналогичное колебанию струны, по которой проводят смычком. Под смычком возникают волны всевозможных частот, но удерживаются и усиливаются только те, колебания которых соответствуют собственным частотам струны. В результате на струне образуются стоячие волны.

То же самое происходит и на пластинке. По резонансу усиливаются все те колебания, вызываемые смычком, частоты которых совпадают с частотами собственных колебаний пластинки. В результате получается двумерная стоячая волна, в которой пучности отделены друг от друга узловыми линиями. Если посыпать пластинку песком, то он соберется в узловых линиях, которые становятся, таким образом, заметными. На пластинке получаются песочные фигуры, известные под названием фигур Хладни. Касаясь пальцем края пластинки, мы в этом месте вызовем образование узла. Пользуясь этим приемом и проводя смычком по краю пластинки в разных местах, можно получить самые разнообразные хладниевы фигуры, простейшие из которых показаны на рис. 295.

В качестве резонаторов такие пластинки негодны, так как они откликаются на вынужденные колебания только в том случае, если частота этих колебаний совпадет с одной из их собственных

частот. Количество же собственных частот у них не особенно велико.

Хорошими резонаторами являются сухие сосновые доски. Действительно, поставив любой камертон на такую доску, мы во много раз усиливаем его звук. Вот почему дека у рояля или скрипки



Рис. 295.

делается из соснового дерева. Хорошо воспроизводят звуки всякого рода мембраны, представляющие собой тонкие пластинки или пленки, закрепленные по краям. Они имеют сейчас громадное применение в самых разнообразных отраслях техники и науки. К сожалению, идеальная мембрана, которая совершенно одинаково отзывалась бы на все звуки, до сих пор не изобретена. В этом причина тех неприятных искажений звука, которые наблюдаются в современном громкоговорителе.

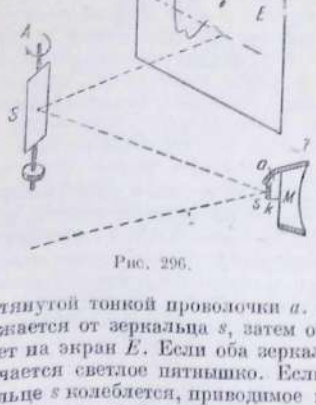


Рис. 296.

§ 4. Анализ и синтез звука. Чтобы определить форму звуковой волны, ее заставляют падать на тонкую мембрану *M* (рис. 296), колебания которой передаются при помощи маленькой каучуковой призмочки зеркальцу *s*, колеблющемуся около горизонтально натянутой тонкой проволочки *a*. Луч света от вольтовой дуги отражается от зеркальца *s*, затем от вращающегося зеркала *S* и падает на экран *E*. Если оба зеркала неподвижны, то на экране получается светлое пятнышко. Если зеркало *S* неподвижно, а зеркальце *s* колеблется, приводимое в движение звуковой волной, падающей на мембрану, то светлое пятнышко на экране растягивается в светлую полоску, расположенную вертикально. При вращении одного зеркала *S* на экране получается светлая горизонтальная линия.

Наконец, при одновременном движении обоих зеркал вертикальная полоска растягивается в горизонтальном направлении и на экране получается кривая, выражающая закон колебания мембраны. Действительно, вертикальное смещение точек кривой пропорционально отклонению мембраны из положения равновесия,

за смещения точек, отсчитываемые по горизонтали, пропорциональны соответственным моментам времени. При правильном устройстве прибора колебания мембраны достаточно точно воспроизводят колебания падающей на нее волны.

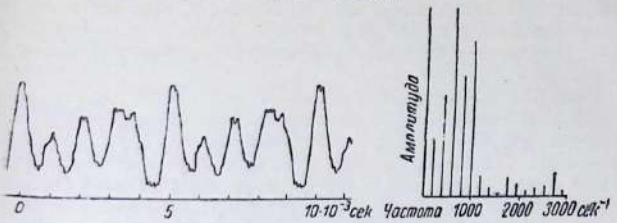


Рис. 297.

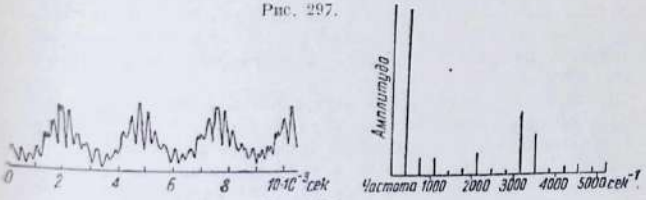


Рис. 297а.

Полученные кривые можно сфотографировать и затем обработать аналитически или графически. В результате такой обработки определяется основной тон и обертоны, образующие данный звук.



Рис. 298.

Описанный прибор, с последующей обработкой наблюдений, приводит в области акустики к тем же результатам, как дифракционная решетка в области оптики. Здесь мы определяем акустический «спектр» звука, т. е. набор тонов, из которых состоит сложный звук, подобно тому как в области оптики определяем набор монохроматических волн, из которых состоит цветной световой луч.

На рис. 297 и 297а даны кривые, соответствующие гласным «а» и «и». Рядом с этими кривыми изображены соответствующие «спектры», т. е. диаграммы, в которых по горизонтальной оси отложены частоты, а по вертикальной—амплитуды различных тонов. Каждый тон акустического спектра изображается вертикальной чертой соответствующей длины.

Рассматривая рис. 297, мы видим, что в звуке «а» имеется до четырнадцати обертонов, из которых особенно сильны первые

четыре. Их амплитуды значительно больше, чем у основного тона. В звуке «и» самый сильный тон основной, затем сильно звучат верхние обертоны с частотами около 3100 в секунду.

Подобным образом могут быть изучены все гласные звуки, которые дают относительно простые спектры. Кривые согласных гораздо сложнее и приводит к спектрам с громадным числом линий. Для примера на рис. 298 приведена кривая колебаний для буквы «с».

Если одновременно воспроизвести все тоны, составляющие спектр какого-нибудь звука, например, гласной «а», то ухо опять услышит этот сложный звук. Впервые такой синтез звука был произведен Гельмгольцем, употреблявшим для этой цели подходящий набор камертонов. Конечно, камертоны должны были возбуждаться так, чтобы амплитуды отдельных спектральных тонов были в правильном отношении друг к другу. Что касается фаз составных колебаний, то опыт показывает, что они не имеют никакого значения. Ухо воспринимает составной звук совершенно одинаково, каковы бы ни были разности фаз между составляющими звуками.

В настоящее время синтез звуков производится тоже разного рода мембранами, иногда теми же, которые производят и анализ звука. Например, в граммофоне игла, скрепленная с центром мембраны, двигается по пластинке из специальной пластмассы, проводя на ней спиральную борозду. Если перед мембраной производить какие-нибудь звуки, то она придет в колебание и соединенная с ней игла оставит на пластинке зигзагообразную борозду с углублениями различной формы. Так производится запись на пластинке. После этого пластинку подвергают специальной обработке, чтобы увеличить ее твердость, и она делается готовой к употреблению. Если по ней вновь пустить иглу мембраны, то, прыгая по выбоинам и зигзагам борозды, она вызовет в мембране как раз те колебания, которые в свое время произвели запись. Мембрана же вызовет соответствующие колебания воздуха и воспроизведет записанный звук.

Тот же самый принцип положен в основу телефонной или радиотелефонной передачи речи. Только там принимающая и передающими осуществляется с помощью тока или электрических волн.

§ 5. Голосовой аппарат и ухо человека. Голосовой аппарат и ухо являются объектом главным образом физиологических исследований. Здесь мы ограничимся только сообщением самых кратких общих сведений.

Голосовой аппарат человека состоит из легких, гортани с голосовыми связками, ротовой и носовой полости. Голосовые связки являются звукопроизводящими частями голосового аппарата. При спокойном дыхании они вялы и между ними образуется широкая щель для свободного прохождения воздуха. При разговоре голосовые связки напрягаются и приближаются друг к другу так, что между ними остается лишь узкий промежуток, так называемая го-

лосовая щель. Когда воздух, выдыхаемый легкими, проходит через эту щель, голосовые связки приходят в колебание, причем частота колебаний может изменяться в зависимости от степени напряжения связок, впрочем, в довольно тесных границах. Зву-

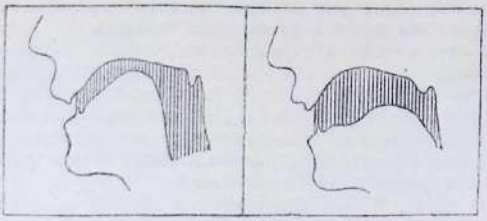


Рис. 299.

ковые волны, образующиеся в голосовой щели, весьма сложны, представляя собой комплекс громадного числа всевозможных тонов. Ротовая и носовая полости играют роль резонаторов. Изменяя форму этих полостей путем соответствующего расположения языка, зубов и губ, мы можем усиливать по желанию отдельные тоны звуковой волны, идущей из голосовой щели, и произносить, таким образом, желательный нам звук. На рис. 299 показана конфигурация рта и зева при произнесении букв «и» и «а».

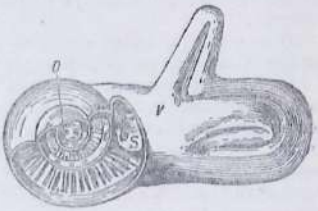


Рис. 300.

Голосовые связки с различно установленными резонансными полостями рта и глотки наиболее сильно колеблются при произношении гласных звуков. При образовании согласных звуков мягкое небо, кончик языка и губы приходят в самостоятельные колебания на различных участках. Эти колебания или сами по себе, или в соединении со смесью звуков, производимых голосовыми связками, образуют согласные звуки человеческой речи.

Перейдем к органу слуха, самой существенной частью которого является внутреннее ухо, расположенное в глубине основания черепа. Оно состоит из предверия V с тремя полукружными каналами и улитки S (рис. 300). Все полости внутреннего уха наполнены особой жидкостью.

Звуковая волна проникает через слуховой проход к барабанной перепонке и приводит ее в колебания. Эти колебания при посредстве слуховых косточек передаются жидкости, наполняющей улитку и остальные полости внутреннего уха.

Спиральные ходы улитки по всей их длине разделены на две полости перегородкой, которая ясно видна на вскрытой части

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ

§ 1. Электрические колебания в линейном вибраторе. В параграфе 1 главы 22 мы познакомились с электрическими колебаниями, возникающими в различных контурах изображенного на рис. 301 типа. Если зарядить конденсатор C, то между его пластинами возникнет электрическое поле и в контуре создастся некоторый запас электростатической энергии. При достаточно большой разности потенциалов в искровом промежутке P проскочит искра, и контур начнет разряжаться. При этом заряд конденсатора уменьшается, электрическое поле распадается и его энергия убывает. Через короткую долю секунды конденсатор разрядится, но его энергия не исчезнет бесследно. При разряде в контуре течет ток и возникает магнитное поле, особенно сильное в катушке самоиндукции L. В тот момент, когда с пластин конденсатора стекут последние заряды, магнитное поле достигнет своего полного развития, сосредоточив в себе всю первоначальную энергию конденсатора. Теперь разность потенциалов пластин, поддерживавшая ток, исчезла, тем не менее ток продолжает еще некоторое время течь в том же направлении за счет энергии магнитного поля, которое при этом разрушается (вспомнить о самоиндукции). Когда магнитное поле исчезнет, ток прекращается, но к этому моменту пластины конденсатора окажутся перезаряженными. Энергия магнитного поля вновь превратилась в электростатическую энергию заряженного конденсатора. В следующий момент конденсатор начнет опять разряжаться и в контуре потечет ток, но уже в обратном направлении. Таков механизм возникновения электрических колебаний.

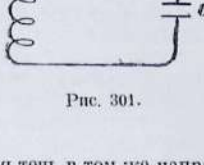


Рис. 301.

Если бы наши рассуждения были строго верны, то раз возникшие колебания продолжались бы неопределенно долгое время. На самом деле это не так. Когда по контуру течет ток, выделяется джоулево тепло, и электромагнитная энергия контура уменьшается, причем эта потеря энергии не единственная. В самом деле, вспомним опыт, описанный на стр. 300 и изображенный на рис. 256. Правый контур представляет собой генератор незатухающих колебаний, частота которых может меняться с помощью конденсатора переменной емкости. Левый контур состоит из небольшой катушки, лейденской банки и лампочки накаливания, соединенных последовательно. Когда первый контур работает, во втором контуре, находящемся на некотором расстоянии от первого, возбуждаются вынужденные электрические колебания и лампочка K загорается. Этот опыт показывает, что в процессе колебаний часть электромагнитной энергии может передаваться в окружающее пространство. Как раз эта часть энергии и будет нас интересовать в дальнейшем.

Описанные до сих пор контуры мало пригодны для наших целей, так как, с одной стороны, они излучают слишком мало энергии, а с другой—обладают слишком большими периодами колебаний, неудобными для экспериментальных исследований.

Напомним, что период колебаний контура определяется формулой Томсона

$$T = 2\pi\sqrt{LC},$$

в которой L обозначает самоиндукцию катушки, C—емкость конденсатора. Эта формула приближенная, так как при ее выводе не было принято во внимание, что катушка самоиндукции тоже обладает некоторой емкостью, а соединительные провода обладают и емкостью, и самоиндукцией. Но эти величины малы по сравнению с емкостью конденсатора и с самоиндукцией катушки, и поэтому ими пренебрегают.

Однако такое разделение емкости и самоиндукции в колебательном контуре не всегда возможно, что становится ясным из рассмотрения рис. 302. Первый изображенный здесь контур уже знаком нам по рис. 301. У контура *b* емкость и самоиндукция поменьше, поэтому и период колебаний будет меньше. У контура *c* самоиндукция состоит всего из одного витка и пластинки конденсатора заменены шариками. Тем не менее, если зарядить шарики, то в контуре начнутся электрические колебания, механизм возникновения которых тот же самый, что и в пер-

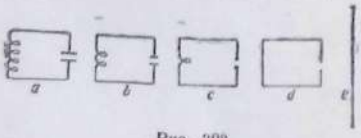


Рис. 302.

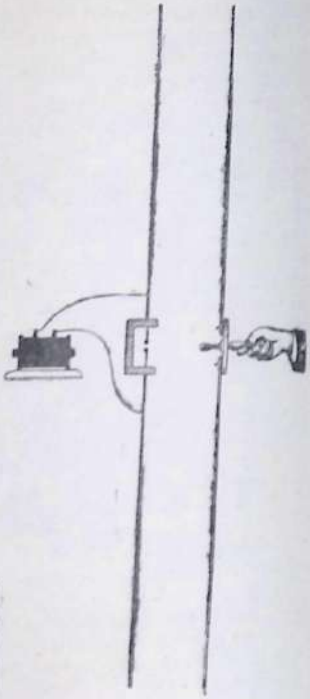


Рис. 303.

вом контуре. Но только теперь емкостью и самоиндукцией соединительных проводов пренебрегать нельзя, так как они имеют заметную величину по сравнению с самоиндукцией витка и емкостью шариков. В этом случае емкость и самоиндукция проводов играют уже значительную роль в колебательном процессе, и формула Том-

сона дает только грубо приближенное значение периода. Уменьшая постепенно размеры витка и шариков, мы придем к контуру d, относительно которого опять-таки можно повторить все приведенные в начале параграфа рассуждения, так как он обладает хотя и малой, но вполне определенной емкостью и самоиндукцией. Сделав, наконец, еще один шаг дальше, распрямив контур d, мы получим прямой проводник, в котором тоже можно возбудить электрические колебания. В самом деле, сообщив концам этого проводника разноименные заряды, мы тем самым сообщим ему некоторый запас электростатической энергии. Начнется разряд, потечет ток, и электростатическая энергия перейдет в энергию магнитного поля тока, затем магнитное поле будет разрушаться и гнать в прежнем направлении ток, пока концы проводника не перезарядятся. После этого начнется обратное движение зарядов и т. д.

Такой прямолинейный проводник, в котором возбуждаются электрические колебания, мы будем называть *вибратором*. Он обладает сильным излучением при небольшом периоде колебаний и особенно пригоден для наших целей.

На рис. 303 изображены два прямолинейных проводника, из которых один, соединенный с катушкой Румкорфа, служит излучателем (вибратором). Провода от катушки подходят к двум половинкам вибратора, разделенным между собой небольшим искровым промежутком. Когда катушка создаст между половинами вибратора достаточную разность потенциалов, через искровой промежуток проскакивает искра и начинаются электрические колебания. На некотором расстоянии от первого располагается второй проводник—*резонатор*, состоящий из двух тонких металлических трубочек, укрепленных на изолирующей ручке. Между обеими половинками резонатора включена лампочка от карманного электрического фонаря. В концы трубочек вдвигаются с небольшим трением отрезки тонких металлических стержней. Когда излучатель работает, в резонаторе возникают вынужденные электрические колебания, и лампочка загорается. Она особенно ярко горит в том случае, когда периоды обоих вибраторов одинаковы, т. е. в случае резонанса. Для настройки на резонанс и служат стерженьки, вставленные в концы приемника. Впрочем, настройка не очень резкая, так как колебания сильно затухают. Если вместо лампочки включать какой-нибудь амперметр переменного тока в различные участки приемника, то мы увидим, что сила тока в этих участках весьма различна. В средней части приемника сила тока наибольшая, к концам она постепенно уменьшается до нуля. Этого и следовало ожидать, так как электрические заряды могут гораздо свободнее двигаться в средней части проводника, чем на его концах.

Что касается напряженности электрического поля около приемника, то она наибольшая у его концов, где каждые полпериода скапливаются большие электрические заряды. Справедливость этого утверждения можно доказать с помощью запаянной стеклянной трубки, наполненной неоном под давлением в несколько мил-

Описанные до сих пор контуры мало пригодны для наших целей, так как, с одной стороны, они излучают слишком мало энергии, а с другой—обладают слишком большими периодами колебаний, неудобными для экспериментальных исследований.

Напомним, что период колебаний контура определяется формулой Томсона

$$T = 2\pi\sqrt{LC},$$

в которой L обозначает самоиндукцию катушки, C—емкость конденсатора. Эта формула приближенная, так как при ее выводе не было принято во внимание, что катушка самоиндукции тоже обладает некоторой емкостью, а соединительные провода обладают и емкостью, и самоиндукцией. Но эти величины малы по сравнению с емкостью конденсатора и с самоиндукцией катушки, и поэтому ими пренебрегают.

Однако такое разделение емкости и самоиндукции в колебательном контуре не всегда возможно, что становится ясным из рассмотрения рис. 302. Первый изображенный здесь контур уже знаком нам по рис. 301. У контура *b* емкость и самоиндукция поменьше, поэтому и период колебаний будет меньше. У контура *c* самоиндукция состоит всего из одного витка и пластинки конденсатора заменены шариками. Тем не менее, если зарядить шарики, то в контуре начнутся электрические колебания, механизм возникновения которых тот же самый, что и в пер-

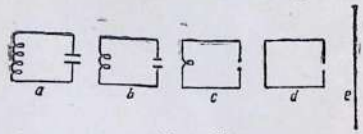


Рис. 302.

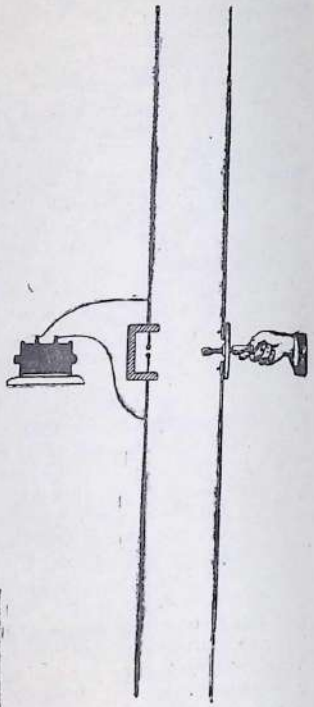


Рис. 303.

вом контуре. Но только теперь емкостью и самоиндукцией соединительных проводов пренебрегать нельзя, так как они имеют заметную величину по сравнению с самоиндукцией витка и емкостью шариков. В этом случае емкость и самоиндукция проводов играют уже значительную роль в колебательном процессе, и формула Том-

сона дает только грубо приближенное значение периода. Уменьшая постепенно размеры витка и шариков, мы придем к контуру d, относительно которого опять-таки можно повторить все приведенные в начале параграфа рассуждения, так как он обладает хотя и малой, но вполне определенной емкостью и самоиндукцией. Сделав, наконец, еще один шаг дальше, распрямив контур d, мы получим прямой проводник, в котором тоже можно возбудить электрические колебания. В самом деле, сообщив концам этого проводника разноименные заряды, мы тем самым сообщим ему некоторый запас электростатической энергии. Начнется разряд, потечет ток, и электростатическая энергия перейдет в энергию магнитного поля тока, затем магнитное поле будет разрушаться и гнать в прежнем направлении ток, пока концы проводника не перезарядятся. После этого начнется обратное движение зарядов и т. д.

Такой прямолинейный проводник, в котором возбуждаются электрические колебания, мы будем называть *вибратором*. Он обладает сильным излучением при небольшом периоде колебаний и особенно пригоден для наших целей.

На рис. 303 изображены два прямолинейных проводника, из которых один, соединенный с катушкой Румкорфа, служит излучателем (вибратором). Провода от катушки подходят к двум половинкам вибратора, разделенным между собой небольшим искровым промежутком. Когда катушка создаст между половинами вибратора достаточную разность потенциалов, через искровой промежуток проскакивает искра и начинаются электрические колебания. На некотором расстоянии от первого располагается второй проводник—*резонатор*, состоящий из двух тонких металлических трубочек, укрепленных на изолирующей ручке. Между обеими половинками резонатора включена лампочка от карманного электрического фонаря. В концы трубочек вдвигаются с небольшим трением отрезки тонких металлических стержней. Когда излучатель работает, в резонаторе возникают вынужденные электрические колебания, и лампочка загорается. Она особенно ярко горит в том случае, когда периоды обоих вибраторов одинаковы, т. е. в случае резонанса. Для настройки на резонанс и служат стерженьки, вставленные в концы приемника. Впрочем, настройка не очень резкая, так как колебания сильно затухают. Если вместо лампочки включать какой-нибудь амперметр переменного тока в различные участки приемника, то мы увидим, что сила тока в этих участках весьма различна. В средней части приемника сила тока наибольшая, к концам она постепенно уменьшается до нуля. Этого и следовало ожидать, так как электрические заряды могут гораздо свободнее двигаться в средней части проводника, чем на его концах.

Что касается напряженности электрического поля около приемника, то она наибольшая у его концов, где каждые полпериода скапливаются большие электрические заряды. Справедливость этого утверждения можно доказать с помощью запаянной стеклянной трубки, наполненной неоном под давлением в несколько мил-

лиметров. Поднесенная к концам вибратора трубка ярко светится под влиянием возникающих здесь сильных переменных полей; около середины вибратора трубка не светится.

Изменение силы тока в вибраторе аналогично колебаниям струны, издающей свой основной тон. Все точки струны в любой момент времени имеют одинаковые по направлению отклонения, величина же отклонений наибольшая в середине струны и постепенно убывает до нуля к ее концам. Направление тока во всех частях вибратора в любой момент времени одинаково, сила же тока наибольшая в середине вибратора и постепенно убывает до нуля к его концам. Таким образом, движение электричества в вибраторе мы можем рассматривать как стоячую волну тока с пучностью посредине и с узлами на концах. Формально эти колебания тока мы можем изобразить с помощью рис. 304, знакомого нам из теории коле-

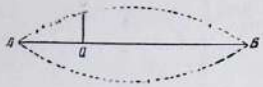


Рис. 304.



Рис. 305.

бания струн. Прямая AB изображает вибратор, а вертикальные расстояния до пунктирных кривых, например, ab, изображают амплитуды переменного тока в данных точках вибратора.

Распределение напряженностей электрического поля около вибратора может быть изображено рис. 305, на котором вертикальные расстояния точек пунктирных кривых от линии AB изображают амплитуды напряженностей. Опять знакомая нам картина, аналогичная распределению амплитуд в звучащем стержне, закатом посредине. Эти аналогии электрических колебаний с колебаниями струн и стержней можно провести дальше. Мы знаем, например, что струна с основной частотой ν_0 резонирует на звук с частотой $2\nu_0$, соответствующей ее первому обертону. В этом случае возбуждается стоячая волна с двумя пучностями и третьим узлом посредине струны.

Если уменьшить длину описанного выше вибратора так, чтобы частота его колебаний увеличилась вдвое, то лампочка, укрепленная в середине резонатора, гореть не будет, но если ее включить в точках, делящих верхнюю и нижнюю половины резонатора пополам, то она опять ярко загорится. Таким образом, мы получили в резонаторе стоячую волну тока с тремя узлами и двумя пучностями.

§ 2. Электромагнитное поле вибратора. В пространстве, окружающем работающий вибратор, возникает переменное электрическое и магнитное поле, общий характер которого нетрудно описать.

Электрические силовые линии должны лежать в плоскостях, проходящих через вибратор, а магнитные силовые линии должны представлять собой окружности, плоскости которых перпендику-

лярны к вибратору. Через каждые полпериода знаки зарядов на концах вибратора и направление тока меняются на обратные. Поэтому в каждой точке пространства около вибратора направление электрических и магнитных сил тоже меняется через каждые полпериода.

Количественное изучение поля может быть сделано с помощью установок, изображенных на рис. 306 и 306а. Первый рисунок изображает «передаточную» станцию, состоящую из прямолинейного вибратора S около 20 *см* длины и небольшого трансформатора, дающего напряжение порядка 1 000 вольт. Вибратор состоит из двух медных стержней, разделенных искровым промежутком около 0,1 *мм* длины. Обе половины вибратора через дроссельные катушки a и b соединяются с зажимами трансформатора. Дроссели, состоящие из катушек с небольшим числом витков, свободно пропускают к вибратору переменные токи небольшой частоты, идущие от трансформатора. Но для быстропеременных токов, возникающих в вибраторе, индуктивное сопротивление дросселей так велико, что эти токи попасть в обмотку трансформатора не могут.

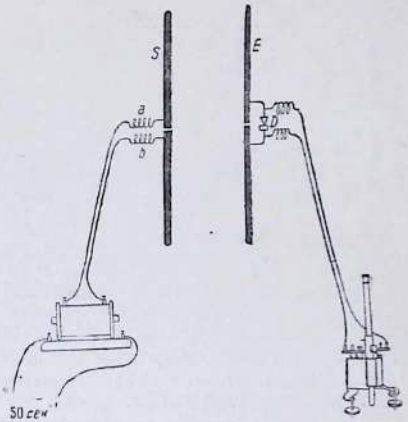


Рис. 306.

Рис. 306а.

Приемная станция, изображенная на рис. 306а, состоит из такого же вибратора, в серединную часть которого вместо лампочки накаливания включен весьма чувствительный зеркальный гальванометр д'Арсонваля для постоянного тока. Поэтому переменные токи, которые в него поступают из резонатора, должны быть выпрямлены. Это достигается с помощью всем известного, употребляющегося в радиоприемниках детектора, обозначенного на рисунке буквой D. Когда ток в резонаторе течет сверху вниз, детектор его не пропускает, и он замыкается через гальванометр. Таким образом, через гальванометр проходит ток только в одном направлении. Этот приемник обладает большой чувствительностью, так что с его помощью можно изучать поле на расстоянии нескольких метров от вибратора.

Описанный нами резонатор работает лучше всего, т. е. дает самые большие токи тогда, когда он расположен параллельно электрическим силовым линиям поля.

Помещая резонатор на различных расстояниях от работающего вибратора и ориентируя его так, чтобы гальванометр давал наибольшие отклонения, мы можем определить направление электрических сил и их относительную величину. Оказывается, что структура поля вблизи вибратора довольно сложная. Но уже на расстоянии, превышающем в 5—6 раз длину вибратора, поле приобретает весьма простое строение, изображенное с помощью двойных стрелок на рис. 307. Из этого рисунка следует, что электрические

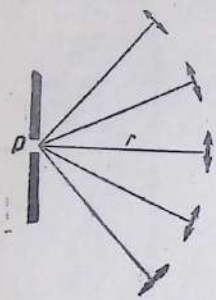


Рис. 307.

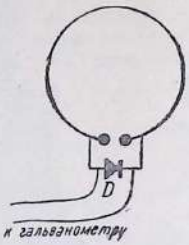


Рис. 308.

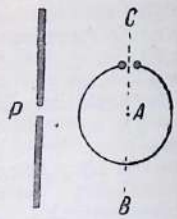


Рис. 309.

силы расположены в плоскостях, проходящих через ось вибратора, и направлены перпендикулярно к линиям, соединяющим рассматриваемую точку поля с искровым промежутком P.

В плоскости, перпендикулярной к оси вибратора и проходящей через его середину, величина электрических сил наибольшая, как это можно заключить по толщине стрелок. В направлении оси вибратора никакого поля нет. Наконец, с увеличением расстояния r величина электрических сил убывает подобно тому, как убывает сила звука с увеличением расстояния до звучащего тела.

Перейдем к изучению магнитного поля вибратора, которое может быть выполнено с помощью описанного приемника (рис. 306а), только вместо прямолинейного резонатора надо взять круговой, изображенный на рис. 308. Когда меняется поток индукции, пронизывающий контур, в гальванометре появляется ток. Этот резонатор, вообще говоря, способен откликаться и на изменения электрического вектора, но его можно так ориентировать, что электрические силы не будут вызывать тока в гальванометре.

Допустим, что мы хотим изучить магнитное поле в точке A, расположенной на некотором расстоянии от вибратора (рис. 309). Поместим в этой точке резонатор так, чтобы его диаметр CB, проходящий через искровой промежуток, был параллелен электрическим силовым линиям. В этом случае электрические силы поля симметрично действуют на обе половины резонатора и поэтому не могут вызвать тока в гальванометре. Тем не менее зеркальце гальванометра отметит наличие тока, вызванного, очевидно,

изменением магнитного потока, пронизывающего контур. При повороте резонатора около линии CB, как около оси, ток в гальванометре меняется. Когда плоскость резонатора проходит через вибратор (случай, изображенный на рис. 309), гальванометр отмечает наибольший ток. Когда плоскость резонатора перпендикулярна к плоскости, в которой расположены вибратор и линия CB, ток исчезает. Отсюда следует заключить, что магнитные силовые линии перпендикулярны к плоскости рисунка, т. е. перпендикулярны к плоскостям, проведенным через вибратор.

Из этих опытов следует, что в пространстве, окружающем вибратор, возникает переменное электромагнитное поле, магнитные и электрические силы которого перпендикулярны друг к другу и к линии, соединяющей рассматриваемую точку поля с искровым промежутком.

Остается еще показать, что это переменное поле представляет собой электромагнитные волны, подчиняющиеся обычным волновым законам. Впервые это удалось сделать Генриху Герцу, один из опытов которого мы сейчас опишем.

На некотором расстоянии от вибратора ставится металлический лист, играющий роль плоского зеркала. Если переменное электромагнитное поле представляет собой действительно волновой процесс, то в пространстве перед зеркалом встречаются падающие и отраженные волны, так что должна образоваться стоячая электромагнитная волна. Чтобы доказать это, возьмем линейный резонатор, ориентированный параллельно электрическим силам поля (параллельно вибратору), и будем перемещать его по линии, перпендикулярной к зеркалу, следя за показаниями гальванометра, которые периодически возрастают и убывают. Замечая положения резонатора, соответствующие максимальным и минимальным отклонениям гальванометра, мы убеждаемся, что они лежат на равных расстояниях друг от друга. Для описанного вибратора эти расстояния равны 9 *см*. Этот опыт решает поставленный нами вопрос. Очевидно, максимальные отклонения гальванометра соответствуют положению резонатора в пучности электрических сил волны, а минимальные отклонения—положению резонатора в узлах. Между узлом и пучностью укладывается четверть волны,— стало быть, длина электромагнитной волны, испускаемой вибратором, равна 36 *см*.

Исследование поля около зеркала можно произвести и с помощью кругового резонатора, ориентируя его так, чтобы он реагировал только на магнитные силы. И в этом случае мы обнаружим узлы и пучности магнитных сил, расстояние между которыми тоже 9 *см*, но их пространственное распределение другое. Оказывается, что узел магнитной силы лежит там, где имеется пучность электрических сил, и наоборот. У самого зеркала расположен узел электрических сил и пучность магнитных. Отсюда мы заключаем, что волна магнитных сил отражается от зеркала в той же фазе, а элек-

трических сил—в противоположной фазе, т. е. с потерей полуволны. Здесь полная аналогия со звуковыми волнами, отражающимися от закрытого конца трубы. Электрические силы аналогичны волне смещений частиц воздуха, а магнитные—волне давлений.

В обычной бегущей волне максимумы и минимумы электрических и магнитных сил всегда совпадают, т. е. изменение обоих векторов происходит в одинаковых фазах. Аналитически электромагнитную, распространяющуюся в воздухе или в пустоте, волну можно записать с помощью знакомых нам формул волнового движения. Для напряженности электрического поля волны можно написать:

$$E = a \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r}{\lambda} \right), \qquad (1)$$

для напряженности магнитного поля:

$$H = a \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r}{\lambda} \right). \qquad (2)$$

В этих формулах T есть период волны, равный периоду колебаний вибратора, λ—длина волны, т. е. расстояние двух соседних точек на луче, в которых электрические и магнитные силы находятся в одинаковых фазах, r—расстояние от вибратора и a—ампли-

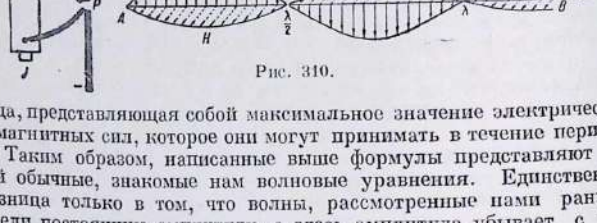


Рис. 310.

туда, представляющая собой максимальное значение электрических и магнитных сил, которое они могут принимать в течение периода.

Таким образом, написанные выше формулы представляют собой обычные, знакомые нам волновые уравнения. Единственная разница только в том, что волны, рассмотренные нами раньше, имели постоянную амплитуду, а здесь амплитуда убывает с расстоянием и, кроме того, зависит от направления распространения волны. Надо заметить, что это обстоятельство отнюдь не является каким-то специфическим свойством электромагнитных волн. Подобное изменение амплитуды мы можем наблюдать и для звуковых волн, испущенных, например, струной или органной трубой.

Электромагнитную волну можно изобразить графически, как это показано на рис. 310. От вибратора распространяются по всем направлениям волны. Действующие в каждой точке пространства электрические и магнитные напряженности будем, как всегда, изображать с помощью стрелок, величины которых определяются формулами (1) и (2). Если изобразить электрические и магнитные напряженности, действующие в какой-нибудь определенный момент времени в точках поля, расположенных на луче AB, то получится приведенная на рис. 310 картина. Электрические векторы лежат в плоско-

сти чертежа, магнитные векторы, изображенные пунктирными стрелками,—в плоскости, перпендикулярной чертежу. Концы векторов лежат на синусоиде, амплитуды которой убывают по мере удаления от вибратора. Словом, с точки зрения аналитического и графического описания электромагнитные волны ничем не отличаются от всех остальных волн, с которыми нам приходилось до сих пор иметь дело.

§ 3. Электромагнитная теория света. Период колебания линейного вибратора может быть вычислен с большой точностью по его геометрическим размерам. Зная же период колебаний и длину волны, можно по формуле $c = \frac{\lambda}{T}$ определить скорость распространения электромагнитной волны, которая оказывается равной 300 000 *км/сек*, т. е. равной скорости света. Этот замечательный результат, впервые полученный Герцем, подвел экспериментальную базу под так называемую электромагнитную теорию света, выдвинутую лет за 20 до опытов Герца знаменитым английским физиком Максвеллом.



Рис. 311.

С точки зрения классической физики акт испускания света может быть описан следующим образом. В атоме, как мы знаем, вокруг положительно заряженного ядра движутся электроны, причем в окружающем пространстве должно возникать переменное электромагнитное поле. Для простоты рассмотрим атом водорода, изображенный на рис. 311, состоящий из ядра и одного электрона. При том положении электрона, которое изображено на рисунке, в точке A преобладает действие отрицательного заряда. Когда же электрон передвинется на пол окружности, преобладающее влияние приобретает положительный заряд ядра. Кроме того, движущийся электрон представляет собой электрический ток, так что в пространстве около атома есть и магнитное поле.

Опять-таки величина и направление магнитных сил в точке A меняются в зависимости от положения электрона на орбите. Таким образом, атом светящегося тела представляет собой миниатюрный вибратор, излучающий очень короткие электромагнитные волны. Приемниками служат тоже атомы и молекулы, электроны которых начинают усиленно двигаться под влиянием падающих на них волн: Эти движения могут стать настолько сильными, что электроны отщепляются от молекул и в некоторых веществах под влиянием освещения начинаются химические реакции. Свет, попадая в наш глаз, разлагает так называемый глазной пурпур, выстилающий «желтое» пятно на задней стенке глаза. Это вызывает раздражение окончаний глазного нерва, и в мозг передается соответствующий сигнал, который мы воспринимаем как световое ощущение.

ОТДЕЛ ПЯТЫЙ

ОПТИКА

ГЛАВА 27

ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ ИЗ ОПТИКИ

§ 1. Распространение света. Скорость света чрезвычайно велика. В пустоте она равна 300 000 *км/сек*, в воздухе и в других телах она меньше. Что же касается длин волн света, вызывающих зрительные ощущения, то они очень малы и меняются в пределах от 0,4 до 0,75 микрона (μ) или от 400 до 750 миллимикрон ($m\mu$)[1]. Наиболее короткие волны воспринимаются глазом как фиолетовый цвет, наиболее длинные—как красный. Промежуточные длины волн, если считать от фиолетовых к красным, воспринимаются как цвета синий, голубой, зеленый, желтый и оранжевый со всевозможными оттенками между ними. Белый свет можно рассматривать как совокупность всевозможных волн различной длины.

С помощью термостолбика можно показать, что существуют так называемые ультрафиолетовые волны короче 400 $m\mu$ и инфракрасные волны длиннее 750 $m\mu$, но на глаз человека они не действуют.

В описании оптических явлений часто удобно пользоваться представлением о независимых друг от друга световых лучах, как это делает так называемая геометрическая оптика.

Изображая такой луч карандашной или меловой чертой, мы представляем себе некий волновой процесс, происходящий внутри бесконечно тонкого, обычно прямолинейного канала. Надо заметить, что подобное представление о луче чистейшая абстракция. Реально получаемый луч всегда имеет сечение конечной величины. Мы можем его рассматривать как пучок лучей «геометрических». Те лучи, которые будут в дальнейшем фигурировать в наших рисунках, будут изображать границы реальных световых пучков, или их осевые (средние) лучи.

Расчеты, основанные на лучевых представлениях, закономерны только в тех случаях, когда рассматривается прохождение света около тел или через отверстия, размеры которых весьма велики по сравнению с длиной волны[2]. Но если принять во внимание, что длины световых волн измеряются тысячными долями

[1] Микрон равен тысячной доле миллиметра, миллимикрон—тысячная доля микрона или миллионная доля миллиметра.

[2] В главе о диффракции мы познакомимся с более точным критерием, определяющим допустимость лучевой (геометрической) оптики.

миллиметра, то уже отверстия и экраны с линейными размерами в 2—3 *мм* надо рассматривать как большие. Поэтому оптика широко пользуется понятием луча в описании различного рода явлений, так как это вносит значительные упрощения. В качестве типичного примера, поясняющего сказанное, можно указать на всем известное явление тени. Во всем дальнейшем изложении читатель должен всегда иметь в виду связь, которая существует между системой лучей и соответствующими им волновыми поверхностями (§ 1, глава 24).

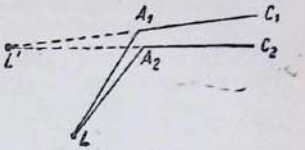


Рис. 312.

Из светящейся точки лучи выходят по всевозможным направлениям. Попадая в глаз, они производят световое впечатление, и глаз видит светящуюся точку на обратном продолжении вступающих в него лучей. В однородной среде лучи представляют собой прямые линии, и глаз видит светящуюся точку там, где она действительно находится. Но если каким-нибудь способом изменить направление лучей, например, так, как это показано на рис. 312, то глаз, в который вступают лучи A_1C_1 и A_2C_2, увидит светящуюся точку L в точке L'. В этом случае мы называем L' мнимым изображением источника света L.

Свет, падающий на какое-нибудь тело, частью отражается, а частью проходит в него. Проходящие лучи отчасти поглощаются. Если поглощается небольшая доля проходящих лучей, то тело называется прозрачным, в противном случае—непрозрачным. Впрочем, между прозрачными и непрозрачными телами нельзя провести резкой границы. Так, например, «прозрачная» вода в толстых слоях становится непрозрачной. В морях на глубине нескольких сот метров царствует полный мрак. С другой стороны, такие «непрозрачные» тела, как металлы, в очень тонких слоях пропускают свет. Тонкий листочек золота в проходящем свете кажется зеленым, тонкий листочек серебра — голубым. Если тело поглощает все падающие на него лучи, оно называется черным.

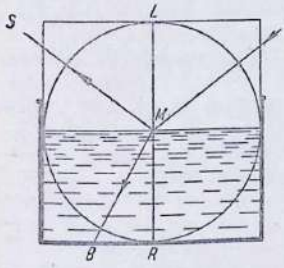


Рис. 313.

§ 2. Законы отражения и преломления света. Законы отражения и преломления волн, выведенные в главе 24, применимы, конечно, и к световым волнам. Поэтому мы ограничимся только описанием нескольких опытов, связанных с этими явлениями.

Чтобы демонстрировать преломление света, можно воспользоваться прибором, изображенным на рис. 313. Он представляет собой высокий и узкий сосуд со стеклянной передней стенкой.

На задней белой стенке нарисован разделенный круг с центром в точке M. В сосуд наливают столько воды, чтобы ее уровень совпал с горизонтальным диаметром круга. Луч света скользит по стенке сосуда и в точке M разделяется на два луча: отраженный S и преломленный B. Отсчитывая на разделенном круге угол падения и угол преломления, мы можем по формуле (1) на стр. 327 написать:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n = \frac{u_1}{u_2} \qquad (1)$$

и определить из этого равенства показатель преломления воды относительно воздуха, который оказывается равным 1,33.

Здесь надо указать на следующее обстоятельство. Когда говорят просто о показателе преломления вещества, то всегда подразумевают показатель преломления вещества относительно пустоты, где скорость света $c = 300\,000$ *км/сек* (абсолютный показатель преломления). Там, где не требуется особо большой точности, можно измерить показатель преломления относительно воздуха, так как скорость света в воздухе равна 0,9997 скорости в пустоте, т. е. практически почти от нее не отличается.

Посмотрим, как определить относительный показатель преломления двух сред, если известны их абсолютные показатели n_1 и n_2. Обозначим скорость света в первой среде u_1, во второй u_2 и в пустоте c. По формуле (1) имеем:

$$n_1 = \frac{c}{u_1}; \quad n_2 = \frac{c}{u_2}.$$

Поделив почленно второе выражение на первое, получим

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{u_1}{u_2} = n_{2,1}.$$

Отношение $\frac{u_1}{u_2}$ есть показатель преломления второй среды относительно первой, $n_{2,1}$.

Все световые волны, независимо от их длины, распространяются в пустоте с одинаковой скоростью. Но в вещественной среде волны разных длин распространяются с разными скоростями и имеют поэтому неодинаковые показатели преломления. На стр. 541 в табл. VII, приведены показатели преломления для некоторых сред. Из этой таблицы, например, видно, что в обыкновенном легком стекле, кронгласе, показатель преломления меняется от 1,51 для длинных волн (красных) до 1,53 для коротких (фиолетовых) волн. По формуле (1) можно рассчитать, что скорость красных лучей в кронгласе равна 199 000 *км/сек*, а фиолетовых 196 000 *км/сек*. Для тяжелого стекла, или флинтгласа, различие значительно больше.

В дальнейшем, когда мы будем без оговорок чертить ход каких-нибудь лучей, мы всегда будем иметь в виду лучи *монохроматические*, т. е. какого-нибудь одного определенного цвета, или, точнее, определенной длины волны. Надо заметить, что понятие «монохро-

матический свет» такая же абстракция, как и световой луч геометрической оптики. Строго монохроматических источников света не существует. Лучшим, что в этом смысле можно получить, является свет отдельных линий спектра какого-нибудь газа. Но и в этом случае приходится иметь дело с группой волн, длины которых лежат в небольшом интервале от λ до $\lambda + \Delta\lambda$. В дальнейшем мы будем часто пользоваться термином «монохроматический». Но если этот термин употребляется в описании какого-нибудь реально выполняемого опыта, то он указывает на применение света, ограниченного узкой спектральной областью.

Вернемся еще раз к формуле (1). Из нее видно, что если обратить направление луча, заставив его во второй среде итти по своему прежнему пути, но в прямо противоположном направлении, то и в первой среде он пойдет по своему прежнему пути.

Действительно, угол β по величине останется прежним, но он теперь будет углом падения. Поэтому формула (1) перепишется так:

$$\frac{\sin\beta}{\sin\alpha'} = \frac{u_2}{u_1},$$

где α' обозначает угол преломления, соответствующий углу падения β. Сравнив эту формулу с (1), увидим, что $\alpha' = \alpha$. Итак, углы α и β обменялись своими названиями, но по величине не изменились. Это значит, что в обеих средах луч света изменил свое направление на прямо противоположное.

Проверить эти рассуждения можно на приборе, изображенном на рис. 313. Надо опустить в воду зеркальце и поставить его перпендикулярно лучу B. Мы увидим, что отраженный от зеркальца луч пройдет через точку M и пойдет дальше по прежнему пути. Обратимость пути отраженного луча ясна и без доказательств.

Луч на своем пути может испытывать всевозможные преломления и отражения, каждое из которых обратимо. Отсюда вытекает важное следствие. Если луч в какой-нибудь точке своего пути повернет обратно, то он снова проделает весь пройденный путь и вернется в ту точку, из которой вышел. Это так называемый принцип обратимости хода световых лучей.

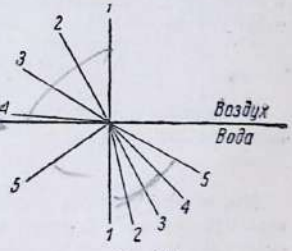


Рис. 314.

§ 3. Полное внутреннее отражение. Заставим луч света падать на поверхность воды, постепенно увеличивая угол падения. Получится картина, изображенная на рис. 314 (отраженные лучи не показаны, чтобы не путать рисунка). С увеличением угла падения увеличивается и угол преломления. Наибольший предельный угол

преломления получится для луча 4, который скользит по поверхности. Обозначим этот угол через b. Его величину нетрудно вычислить, исходя из формулы

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n.$$

Если принять угол падения луча 4 равным 90°, а соответствующий угол преломления обозначить b, то

$$\frac{\sin 90^\circ}{\sin b} = n, \quad \sin b = \frac{1}{n}; \tag{2}$$

n больше единицы, а следовательно, $\sin b < 1$ и угол $b < 90^\circ$; преломленный луч 4 пойдет, как показано на рисунке.

Повернем теперь лучи, заставив их итти из воды в воздух. Чертеж останется прежним, как это следует из принципа обратимости хода световых лучей. Лучу 4 в воде будет соответствовать в воздухе луч, скользящий по границе раздела. Если же мы пустим на границу раздела луч под бо́льшим углом, чем предельный (луч 5), то соответствующего ему луча в первой среде быть не может. Поэтому он целиком отразится на границе раздела. Это явление носит название *полного внутреннего отражения*. Оно наблюдается в том случае, когда волна идет из среды, где скорость света меньше, в среду, где скорость света больше. Все лучи, падающие на поверхность раздела под углом, бо́льшим предельного, целиком отражаются. Предельный угол определяется по формуле (2) и обычно называется *углом полного внутреннего отражения*.

Рассчитаем углы полного внутреннего отражения для красного и фиолетового лучей в кронглассе. Для этого подставим в формулу (2) значения показателей преломления, взятые из табл. VII на стр. 541:

$$\sin b_k = \frac{1}{1{,}51} = 0{,}662; \quad \sin b_\phi = \frac{1}{1{,}53} = 0{,}653.$$

По таблице натуральных тригонометрических величин в конце книги найдем, что

$$b_k = 41^\circ 30'; \quad b_\phi = 40^\circ 50';$$

Мы, видим что угол полного внутреннего отражения для красного луча немного больше, чем для фиолетового. Углы полного отражения для других цветов, очевидно, лежат между этими крайними значениями.

Поэтому если белый луч, идущий в кронглассе, падает на его поверхность под углом, бо́льшим 42°, то он целиком отразится от этой поверхности. Этим обстоятельством пользуются для устройства так называемых призм полного внутреннего отражения, заменяющих зеркала. Одна из призм такого рода показана на рис. 315. В сечении она представляет собой равнобедренный прямоугольный треугольник. Лучи вступают в нее перпендикулярно к грани CB и проходят, не преломляясь, внутрь призмы. На грань AB они

падают под углом в 45°, т. е. под углом, бо́льшим предельного. Поэтому здесь они испытывают полное внутреннее отражение и выходят из призмы, изменив свое направление на 90°.

Другое применение призмы полного внутреннего отражения показано на рис. 316. Здесь два параллельных луча падают на ле-

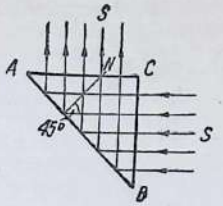


Рис. 315.

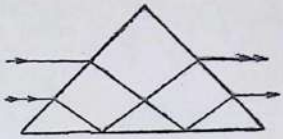


Рис. 316.

вую грань призмы под некоторым углом. Вступая в призму, они отклоняются к ее основанию и падают на нижнюю грань под углом, бо́льшим предельного. Испытав здесь полное внутреннее отражение, оба луча выйдут через правую грань из призмы, но поменяются местами: верхний станет нижним и наоборот. Такая призма называется обращающей и употребляется тогда, когда нужно перевернуть какое-нибудь изображение.

§ 4. Плоскопараллельная пластинка. Рассмотрим луч, проходящий через прозрачную среду, ограниченную двумя параллельными плоскостями (рис. 317).

Отраженные лучи, которые, конечно, образуются на обеих поверхностях пластинки, мы не рисуем, чтобы не осложнять чертежа.

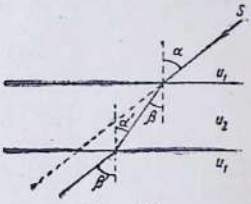


Рис. 317.

Применяя формулу (1) к обеим поверхностям пластинки, мы можем написать:

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta}=\frac{u_1}{u_2};\ \frac{\sin\alpha'}{\sin\beta'}=\frac{u_2}{u_1}.$$

Перемножая эти равенства, получим:

$$\frac{\sin\alpha\cdot\sin\alpha'}{\sin\beta\cdot\sin\beta'}=1.$$

Углы α' и β равны как накрестлежащие при параллельных линиях. Отсюда следует, что углы α и β' также равны между собой. Луч света, проходя через плоскопараллельную пластинку, не меняет своего направления, а испытывает только некоторое боковое смещение.

В тонких пластинках боковое смещение очень мало, и поэтому можно считать, что тонкая пластинка вообще не изменяет хода луча, если ее поверхности параллельны.

§ 5. Призма. Рассмотрим ход лучей в призме, показатель преломления которой больше единицы. Пусть на нее в точке C падает монохроматический луч (рис. 318). Восстановим к поверхности призмы нормаль в точке C. Преломленный луч приблизится к перпендикуляру. В точке B он выйдет из призмы, отклонившись на этот раз от перпендикуляра. В результате луч отклонится на угол δ к основанию призмы. Величина отклонения зависит от преломляющего угла призмы A, от показателя преломления n и угла падения луча на поверхность призмы. Если вращать призму около оси, перпендикулярной к плоскости чертежа и проходящей через точку C, то преломленный луч будет двигаться вверх и вниз по экрану. Положение призмы, при котором угол δ имеет наименьшее значение, называется положением наименьшего отклонения. В этом положении луч света проходит через грани призмы на одинаковом расстоянии от ее преломляющего ребра, как изображено на рисунке. Зная величину преломляющего угла A и измерив угол отклонения δ, можно определить показатель преломления призмы

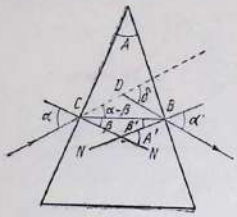


Рис. 318.

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}. \qquad (a)$$

Треугольник CAB равнобедренный, поэтому $\angle \beta' = \angle \beta$, а значит и $\angle \alpha' = \angle \alpha$. Угол δ как внешний по отношению к равнобедренному треугольнику CDB равен сумме двух не смежных с ним углов. Отсюда

$$\delta = 2 \cdot \angle DCB = 2(\alpha - \beta). \qquad (b)$$

На том же основании

$$\text{угол } A' = 2\beta. \qquad (c)$$

Но угол $A' = A$, так как стороны их взаимно перпендикулярны. Приняв это во внимание и решив (b) и (c) относительно α и β, найдем

$$\beta = \frac{A}{2} \quad \text{и} \quad \alpha = \frac{A + \delta}{2}.$$

Подстановка в (a) дает

$$n = \frac{\sin \frac{A + \delta}{2}}{\sin \frac{A}{2}}. \qquad (3)$$

Углы A и δ определяются с помощью гониометра, с устройством которого мы познакомимся в главе 28. Метод удобен для определения показателя преломления жидкостей, которые наливаются в призматические сосуды, сделанные из плоскопараллельных стекол. Такие стекла, как известно, на ход лучей не влияют.

Посмотрим в заключение, что случится с лучом белого цвета, идущим через призму. Вступив в точке C в призму, луч развертывается веером, распадаясь на бесчисленное множество цветных лучей. На рис. 319 показаны лучи красный и фиолетовый, ограничивающие область видимого спектра. При выходе из призмы пучок цветных лучей становится еще более расходящимся. Падая на белый экран E, лучи дают цветную полоску, которая называется спектром. Причина образования спектра лежит в неодинаковом показателе преломления различных цветных лучей. По величине отклонения можно заключить, что наименьшим показателем преломления обладают красные лучи, наибольшим—лучи фиолетовые. Между ними в порядке возрастания показателя преломления располагаются лучи оранжевые, желтые, зеленые и синие со всевозможными переходными оттенками между ними.

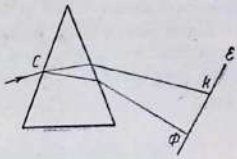


Рис. 319.

§ 6. **Тонкие линзы.** Линзой называется прозрачное, обычно стеклянное, тело, ограниченное двумя сферическими[1] поверхностями. На рис. 320 изображены сечения различных линз. Названия этих линз по порядку номеров таковы: двояковыпуклая, плосковыпуклая, вогнуговыпуклая, двояковогнутая, плосковогнутая и выпукловогнутая. Первые три линзы—собирающие, другие три—рассеивающие. Чтобы определить действие той или иной линзы, нужно помнить следующее правило: все линзы с показателем преломления, бо́льшим единицы, у которых середина толще краев, собирают лучи.

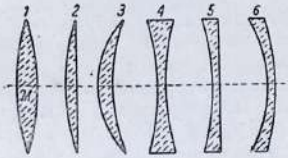


Рис. 320.

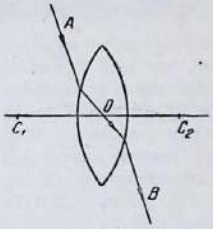


Рис. 321.

Возьмем двояковыпуклую линзу и отметим центры C_1 и C_2 тех сферических поверхностей, которые ее ограничивают (рис. 321)[2]. Линия C_1C_2 называется *главной оптической осью* линзы. Внутри

[1] Бывают линзы, ограниченные и другими поверхностями, например, цилиндрическими. Но мы таких линз рассматривать не будем

[2] Радиусы сферических поверхностей, ограничивающих линзу с обеих сторон, могут быть неодинаковы.

линзы на главной оптической оси имеется точка O, которая называется *оптическим центром линзы*. Лучи, которые проходят через эту точку, не преломляются, а испытывают только небольшое боковое смещение. Один из таких лучей, луч AOB, показан на чертеже. Всякая линия, проходящая через оптический центр, называется *побочной оптической осью*.

Если на линзу падает пучок лучей, параллельных главной оптической оси (плоская волна), то они сходятся в точке F, которая называется *главным фокусом линзы* (рис. 322). Если же

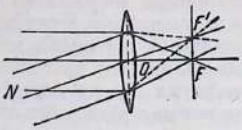


Рис. 322.



Рис. 323.

на линзу падают лучи, параллельные какой-нибудь побочной оси NO, то они сходятся на ней в точке F', которая лежит на таком же расстоянии от точки O, что и F. В дальнейшем мы будем рассматривать только центральные лучи, идущие под малым углом к главной оси. Поэтому можно считать, что точка F' лежит в плоскости, проходящей через главный фокус и перпендикулярной к главной оптической оси. Это так называемая *главная фокальная плоскость* линзы. Пучок лучей, параллельных какой-нибудь побочной оси, сойдется в фокальной плоскости в той точке, где она пересекается с побочной осью. Таким образом, все пучки параллельных лучей сходятся в фокальной плоскости линзы.

Если лучи падают на линзу с другой стороны, то все фокусные расстояния останутся прежними, но будут теперь слева от стекла. Это указание относится ко всем линзам, если только среда около линзы с обеих сторон одинакова.

Попробуем описать преломление в линзах с волновой точки зрения. Допустим, что к двояковыпуклой линзе с показателем преломления, бо́льшим единицы, подошла сферическая волна из светящейся точки (рис. 323). В следующий момент времени середина волны вступает в линзу, движется здесь с меньшей скоростью, чем прежде, края же волны идут еще в воздухе с прежней скоростью. Кроме того, средняя часть волны пройдет в линзе значительно больший путь, чем ее края. В результате, когда волна выйдет из линзы, то окажется, что ее середина отстала, а края ушли вперед. Вместо выпуклой получилась вогнутая волна,

которая стягивается в одну точку и дает в B изображение светящейся точки. Дальше волна идет так, как будто ее центром является точка B. Действительно, с точки зрения оптики все изображения можно рассматривать как светящиеся тела[1].

Воспользовавшись ванной, можно показать действие линз на водяные волны. Из металлического листа толщиной около 2 *мм* вырезают линзу и кладут ее на дно ванны. Над линзой слой воды тоньше и потому скорость распространения волн меньше.

Таким образом, слой воды над металлическим листом играет по отношению к водяным волнам такую же роль, как стеклянная линза по отношению к волнам света. На рис. 324 центр колебаний



Рис. 324.



Рис. 324а.

лежит за двойным фокусом. Волны сходятся за линзой в одной точке, где получается изображение центра колебаний. На рис. 324а источник колебаний находится в главном фокусе линзы. За линзой ясно видны образовавшиеся плоские волны. Оба рисунка представляют собой фотографии, снятые во время соответствующих опытов. Пунктирные линии, видимые на них, подрисованы позднее и изображают собой лучи, ограничивающие волны.

§ 7. Построение изображений, формула тонких линз. Известно, что собирающие линзы дают четкие изображения предметов. Значит, лучи, выходящие из какой-нибудь точки предмета, собираются в одной точке изображения. Потому достаточно знать ход двух лучей, чтобы найти соответствующую точку изображения. Мы знаем ход трех лучей и поэтому легко можем строить изображения предметов. На рис. 325 предмет изображен в виде стрелки QP, и на оптической оси отмечены оптический центр O, фокусы F и двойные фокусные расстояния $2F$. Строим изображение точки P. Для этого проведем из нее луч, параллельный главной оси, который за линзой пройдет через главный фокус. Второй луч проведем через оптиче-

[1] До сих пор мы все время говорили «светящаяся точка», «светящееся тело». Изображения же дают не только светящиеся, но также и освещенные тела. Обычно точки освещенного тела отбрасывают лучи по всевозможным направлениям и, стало быть, с оптической точки зрения равноценны телам светящимся.

ский центр O. В точке P' будет лежать изображение точки P. Совершенно таким же способом построим изображение точки Q, что, впрочем, не стоит делать, чтобы не осложнять чертежа.

Предмет находился между двойным фокусом и фокусом,— изображение получилось за двойным фокусом; оно обратное,

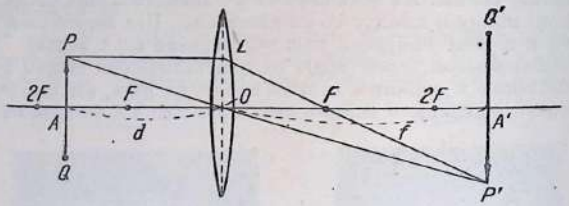


Рис. 325.

увеличенное и действительное. Из принципа обратимости пути светового луча следует, что предмет и его изображение переместимы. Значит, предмет, находящийся за двойным фокусом, даст обратное, действительное и уменьшенное изображение, лежащее между фокусом и двойным фокусом. Остается разобрать еще тот случай, когда предмет лежит между фокусом и линзой. Как видно из рис. 326, лучи, прошедшие через линзу, теперь расходятся и не могут дать действительного изображения. Однако наблюдатель, смотрящий через линзу, увидит мнимое, прямое и увеличенное изображение предмета $P'Q'$.

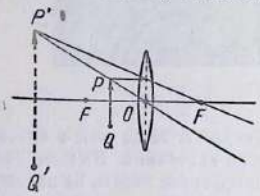


Рис. 326.

Вернемся к рис. 325 с целью вывести формулу линзы. Расстояние предмета от линзы обозначим d, расстояние изображения от линзы обозначим f. Из подобия треугольников APO и $A'P'O$ следует, что

$$\frac{AP}{A'P'} = \frac{d}{f}. \qquad (a)$$

Из подобия треугольников OLF и $FA'P'$ следует, что

$$\frac{OL}{A'P'} = \frac{F}{f-F}; \qquad (b)$$

Буквой F мы обозначаем фокус, а также и расстояние фокуса от оптического центра. Левые части выражений (a) и (b) равны, так как $OL = AP$. Поэтому

$$\frac{d}{f} = \frac{F}{f-F}, \text{ или } fF = df - dF.$$

Перенеся dF в левую часть равенства и поделив обе части на dfF, получим искомую формулу

$$\frac{1}{d}+\frac{1}{f}=\frac{1}{F}. \qquad (4)$$

Сумма $\frac{1}{d}+\frac{1}{f}$ есть величина постоянная, равная $\frac{1}{F}$. Значит, с уменьшением d должно увеличиваться f, т. е. с приближением предмета к линзе его изображение должно удаляться от линзы. Когда предмет находится в бесконечности ($d=\infty$), его изображение получается в главной фокальной плоскости ($f=F$). Когда предмет перемещается из бесконечности до главного фокуса ($d=F$), изобра-

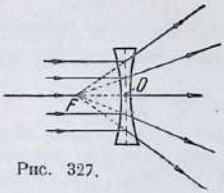


Рис. 327.

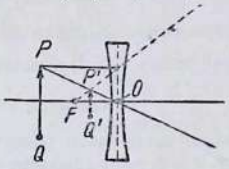


Рис. 328.

жение перемещается из главной фокальной плоскости в бесконечность ($f=\infty$). Если предмет еще больше приблизится к линзе, то за линзой лучи, идущие из его точек, будут расходиться. Наблюдатель, смотрящий через линзу, увидит мнимое изображение предмета. Следует еще заметить, что $f=d$, когда предмет находится на двойном фокусном расстоянии от линзы. Все эти выводы, вытекающие из формулы (4), нам уже известны по выполненным выше построениям изображений.

Перейдем к рассеивающим стеклам. Определение осей и оптического центра остается прежним. Допустим, что на двояковогнутую линзу падают параллельные лучи из бесконечно удаленной точки (рис. 327). После прохождения линзы все лучи становятся расходящимися. Наблюдателю, смотрящему через линзу, покажется, что все они выходят из точки F. Здесь находится мнимое изображение светящейся, бесконечно удаленной точки. Точка F по-прежнему называется главным фокусом, но лежит теперь с той же стороны от линзы, что и падающие лучи. Математически это выражается тем, что главное фокусное расстояние рассеивающих линз считается отрицательным. Формула (4) перепишется для этих линз так:

$$\frac{1}{d}+\frac{1}{f}=-\frac{1}{F}; \qquad (5)$$

Из нее видно, что при любом d фокусное расстояние f всегда отрицательно. Это означает, что изображения светящейся точки лежат всегда по ту же сторону от линзы, что и она сама. Стало быть, изображения в двояковогнутой линзе всегда мнимые.

Построение изображений в рассеивающей линзе показано на рис. 328. Здесь пользуются теми же лучами, что и в собирающих

линзах. Параллельный луч, пройдя линзу, идет так, что кажется выходящим из точки F; луч, идущий через оптический центр, не преломляется. Изображение в рассеивающей линзе получается мнимое, прямое и уменьшенное.

Другие линзы, изображенные на рис. 320, специального рассмотрения не требуют. Для всех собирающих линз годна формула (4), для всех рассеивающих—формула (5).

Отношение длины изображения к длине предмета называется линейным увеличением. Так, например, увеличение, соответствующее рис. 325, равно

$$\frac{P'Q'}{PQ} \text{ или, что то же самое, } \frac{A'P'}{AP}.$$

Из подобия треугольников APO и $A'P'O$ следует, что последнее отношение равно $\frac{f}{d}$. Принимая во внимание формулу (4), найдем:

$$\textit{линейное увеличение} = \frac{f}{d} = \frac{f}{F} - 1. \qquad (6)$$

В правую часть этого равенства входит переменная величина f. Значит, увеличение, даваемое линзой, есть величина переменная, зависящая от расстояния изображения от линзы. Кроме того, из выражения (6) следует, что при прочих равных условиях увеличение, даваемое линзой, тем больше, чем меньше ее фокусное расстояние $\left(\text{чем больше } \frac{1}{F}\right)$. Поэтому в е л и ч и н у $\frac{1}{F}$ н а з ы в а ю т *оптической силой линзы*.

За единицу оптической силы принимают *диоптрию*, т. е. оптическую силу такой линзы, у которой фокусное расстояние равно 1 *м*. Если фокусное расстояние равно 2 *см*, т. е. 0,02 *м*, то оптическая сила линзы будет равна $1/0,02 = 50$ диоптриям. Оптическую силу рассеивающих стекол мы должны считать отрицательной.

Геометрическая форма линзы не является единственным фактором, определяющим ее свойства. Важную роль играет и показатель преломления линзы относительно окружающей ее среды.



Рис. 329.

До сих пор мы все время говорили о стеклянных линзах, находящихся в воздухе, показатель преломления которых больше единицы. Возьмем теперь воздушную линзу, сделанную из двух склеенных между собой часовых стеклышек. В воздухе такая линза никакого отклонения лучей не вызывает. Если же опустить ее в воду, то получится воздушная двояковыпуклая линза в воде. Показатель преломления такой линзы относительно воды меньше единицы, и мы увидим любопытное явление. Наша линза, вместо того чтобы собирать лучи, будет их рассеивать, как это показано на рис. 329. В стеклянный сосуд налита вода, подкрашенная несколькими каплями раствора флюоресцеина. Лучи света, проходя в воде, за-

ставляют ее флюоресцировать зеленым светом и таким образом становятся издалека видимыми. По прохождении через линзу параллельные лучи становятся расходящимися. Наоборот, двояковогнутая воздушная линза в воде собирает лучи. Отсюда ясно, что свойства линз определяются как геометрической формой, так и значением их показателя преломления.

В заключение два практических указания. 1. Луч света преломляется на обеих поверхностях линзы, но мы этого не в состоянии как следует изображать, да это и не нужно. Построение следует выполнять так: через оптический центр линзы провести плоскость, перпендикулярную к главной оптической оси, и преломлять лучи на этой плоскости. Так и выполнены построения на всех предыдущих рисунках.

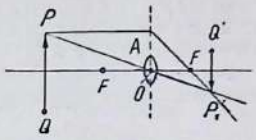


Рис. 330.

2. Иногда учащиеся встречают затруднения, когда им надо построить изображение предмета, превышающего своими размерами линзу. Такой случай изображен на рис. 330. Здесь на помощь приходит следующее соображение. В формулы (4), (5) и (6) диаметр линзы не входит, значит, положение и величина изображения зависят только от фокусного расстояния F. Если вместо маленькой линзы L поставить большую с тем же фокусным расстоянием, то положение изображения не изменится. Но по вышесказанному нет надобности рисовать большую линзу. Достаточно увеличить размеры плоскости OA и на этой плоскости преломить лучи, как это сделано на рис. 330.

ГЛАВА 28

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ И ДИФФРАКЦИЯ ВОЛН

§ 1. Интерференция волн на поверхности жидкости. Допустим, что две точки на поверхности жидкости A и B, колеблющиеся в одной фазе, являются источником круговых волн (рис. 331). Сходясь в различных точках поверхности, эти волны вызовут колебания, определить которые для каждого частного случая нетрудно. Возьмем, например, точку C, лежащую на одинаковых расстояниях от A и B. Здесь обе волны сойдутся с одинаковыми фазами и дадут колебания с двойной амплитудой. Передвинемся затем несколько в сторону и выберем точку K так, чтобы $AK-BK$ равнялась половине длины волны. В эту точку волна из A придет с запозданием в полпериода по сравнению с волной из B. Теперь

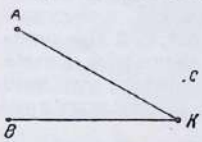


Рис. 331.

обе волны будут находиться в противоположных фазах, колебания взаимно уничтожатся, и точка K останется неподвижной. Промежуточные точки между C и K будут колебаться с амплитудами, изменяющимися от двойной до нуля.

Подобные рассуждения можно применить ко всем точкам поверхности. Там, где волны сойдутся с разностью фаз, равной четному числу π, будут колебания с максимальными амплитудами; там, где они сойдутся с разностью фаз, равной нечетному числу π, будут минимальные амплитуды колебаний.

Величина $AK—BK$ называется, как известно, разностью хода волн. Вспоминая изложенное в § 2 главы 23, мы можем все вышесказанное формулировать так: в точках, где волны сходятся с разностью хода, равной четному числу полуволн, возникают колебания с максимальной амплитудой; там, где они сходятся с разностью хода, равной нечетному числу полуволн, колебания взаимно уничтожают друг друга.

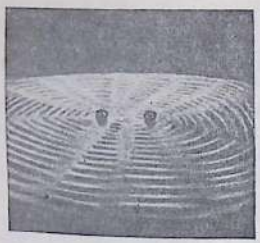


Рис. 332.



Рис. 332а.

Полная картина, которая здесь получается, видна на рис. 332 и 332а. Эти рисунки представляют собой фотографии, снятые с поверхности пруда. Над прудом был натянут канат, к которому привешивались деревянные шары, видимые на рис. 332. При колебании каната шары становились центрами двух волн и давали изображенную на рисунках интерференционную картину, где ясно видны области сильного волнового движения, разделенные друг от друга «линиями покоя».

Остановимся немного на той роли, которую играют фазы источников в описываемом явлении. Допустим, например, что в некоторый момент времени фазы колебаний обоих шаров изменились на одну и ту же величину. Как это отразится на интерференционной картине? Очевидно, никак, потому что фазы обоих источников, а стало быть, и обеих волн, изменились одинаково. Значит, раз-

ности фаз, от которых зависят амплитуды составных колебаний, остались прежними.

Если же фазы колебаний источников изменятся не одинаково, то наблюдаемая на поверхности пруда картина тоже изменится. Пусть, например, фаза левого шара увеличилась на 2π, а правого — на π. Разность фаз обоих шаров изменится на $2\pi - \pi$, т. е. на π. На столько же изменится и разность фаз обеих волн, сходящихся в любой точке поверхности пруда. Это значит, что там, где раньше волны сходились в одинаковых фазах и давали усиленное движение, теперь они сойдутся в противоположных фазах и взаимно уничтожатся и наоборот.

Если фазы источников будут очень часто и совершенно неправильно меняться, то максимумы и минимумы колебаний быстро переходят из одних точек поверхности в другие. Наблюдая такую картину, мы не сумеем учесть этих быстрых переходов, и нам покажется, что все точки колеблются одинаково.

Итак, для того чтобы получить устойчивую интерференционную картину, необходимо пользоваться источниками колебания, обладающими постоянной разностью фаз. Такие источники называются *когерентными*.

§ 2. Интерференция света. Можно повторить описанные в предыдущем параграфе опыты со световыми волнами, взяв два когерентных источника света. Независимые источники здесь не годятся, так как колебания частиц светящегося тела очень быстро и неправильно меняются миллиарды раз в секунду, а вместе с тем меняются и фазы тех световых волн, которые они испускают.

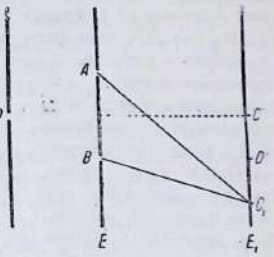


Рис. 333.

Чтобы обойти это затруднение, можно поступить так: взять в качестве первичного источника света узкую, ярко освещенную щель P (рис. 333)[1], поставленную на некотором расстоянии от экрана E, в котором сделаны две рядом расположенные узкие щели A и B. Эти две щели можно рассматривать как два когерентных источника света.

Действительно, когда меняются фазы световых колебаний в щели P, то через одинаковые промежутки времени и на одинаковую величину меняются и фазы колебаний в щелях A и B. Значит, разность фаз световых колебаний в A и B остается постоянной, поэтому в пространстве за экраном получается устойчивая интерференционная картина, которую можно обнаружить, поставив на некотором расстоянии второй экран E_1. На нем получится

[1] Узкую щель можно рассматривать как линейный источник света, о чем мы узнаем в следующем параграфе.

ряд темных и светлых полос, по положению которых можно определить довольно точно длину световой волны. Соответствующий расчет сделать нетрудно. Восстановим в середине линии AB перпендикуляр и продолжим его до пересечения со вторым экраном в точке C. Через эту точку должна проходить светлая полоса, так как световые колебания сходятся здесь в одинаковых фазах. Ниже точки C яркость будет убывать и в некоторой точке D обратится в нуль. В этой точке обе волны сойдутся с разностью хода, равной половине длины волны. Еще ниже яркость освещения опять начнет увеличиваться, и в точке C_1 получится второй максимум.

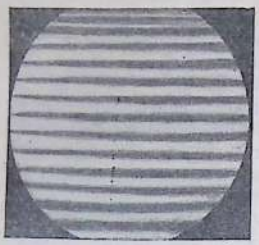


Рис. 334.

Здесь разность хода обеих волн равна целой длине волны:

$$AC_1 - BC_1 = \lambda.$$

Расстояния AC_1 и BC_1 можно выразить через AB, CC_1 и через расстояние между экранами d. Эти же последние величины легко измерить и определить таким образом длину световой волны λ. Таким путем и была измерена эта важная физическая величина английским ученым Юнгом.

На рис. 334 дана фотография интерференционной картины, полученной с установкой рис. 333. Щель P освещалась монохроматическим зеленым светом. Двойная щель была образована проволочкой, натянутой между лезвиями двух бритв, причем расстояние AB было равно 0,5 *мм*. Фотографическая пластинка (экран E_1) была поставлена на расстоянии 3,5 *мм* от щелей.

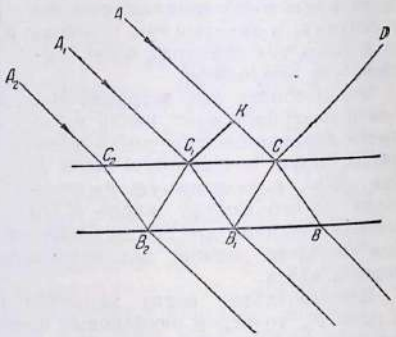


Рис. 335.

§ 3. Цвета тонких пластинок. Всем известны красивые радужные цвета, появляющиеся на поверхности мыльных пузырей. Подобную же игру красок можно наблюдать на поверхности перламутра, в тонких слоях масла или нефти, плывущих на поверхности воды, на поверхности закаленной стали и во многих других случаях. Все эти явления имеют интерференционный характер и наблюдаются при отражении света от очень тонких слоев прозрачных веществ.

Допустим, что на очень тонкую пластинку падает параллельный пучок монохроматических лучей (рис. 335). Возьмем на поверхности пластинки какую-нибудь точку C и посмотрим, какие лучи пройдут через эту точку. Во-первых, это будет луч A, непосредственно отражающийся от точки C; затем луч A_1, испытавший одно отражение внутри пластинки; затем луч A_2, испытавший внутри пластинки три отражения, и т. д.[1]. Таким образом, в отраженном свете по направлению CD пойдет много лучей, отличающихся друг от друга по фазе. Впрочем, яркость этих лучей, начиная с третьего, быстро убывает, так что нам достаточно рассмотреть только интерференцию двух первых лучей A и A_1.

До плоскости C_1K оба луча доходят одновременно. Отсюда до точки C первый луч проходит расстояние KC за время KC/c, где c—скорость света в воздухе. Второй луч проходит расстояние $C_1B_1+B_1C=2C_1B_1$, за время $2C_1B_1/u$, где u—скорость света в пластинке. Второй луч запаздывает относительно первого на некоторый промежуток времени. Кроме того, отражение обоих лучей в точках C и B_1 происходит при различных условиях, так как обычно пластинка находится в воздухе и обладает по отношению к нему показателем преломления, бо́льшим единицы. Поэтому в точке C свет отражается от среды с бо́льшим показателем преломления, а в точке B_1—от среды с меньшим показателем преломления.

В результате между лучами, идущими по направлению CD, получается определенная разность фаз $\Delta\varphi$. Если она равняется $2m\pi$, т. е. четному числу π, то лучи усиливают друг друга и получается интенсивный отраженный пучок света.

Если разность фаз равна нечетному числу π, то лучи взаимно гасят друг друга, и в отраженном свете пластинка будет казаться темной.

В проходящем свете интерференция тоже наблюдается, но картина здесь получается не такая контрастная и обратная той, которая имеет место в лучах отраженных. Последнее следует из закона сохранения энергии, согласно которому сумма световой энергии, отраженной от прозрачной пластинки и прошедшей через нее, должна равняться световой энергии, падающей на пластинку. Поэтому, когда пластинка не отражает лучей, они целиком проходят через нее, когда же пластинка отражает лучи сильнее всего, через нее проходит меньше всего световой энергии. Изложенные выше соображения показывают, что интерференция лучей, отраженных от пластинки, зависит от ее толщины и показателя преломления, а также от угла падения лучей и от длины их волны.

Таким образом, если пластинка имеет одинаковую толщину, то при некоторых углах падения она совсем не отражает падающих на нее параллельных лучей, при других углах дает яркое отражение. Если же толщина пластинки не одинакова, то от некоторых мест свет совсем не отражается, от других—отражается с максимальной яркостью. Подобную картину можно наблюдать на вер-

[1] Лучи, отраженные от точек C_1 и B, не нарисованы, чтобы не путать рисунка.

тикально поставленной мыльной пленке, в которой мыльная жидкость стекает вниз, образуя в сечении нечто вроде клина. Если такую пленку осветить монохроматическим светом и отбросить ее изображение при помощи линзы на экран, то получится картина, изображенная на рис. 336.

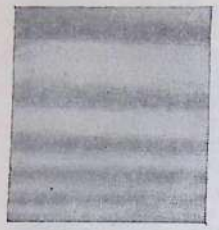


Рис. 336.

При освещении белым светом на мыльной пленке виден ряд цветных полос, так как от различных мест пленки отражаются с максимальной интенсивностью различные участки спектра.

Интенсивная окраска наблюдается только в слоях и пленках очень малой толщины. Если при отражении от такой пленки для определенной длины волны λ имеет место условие $\Delta\varphi=(2m+1)\pi$, то эти лучи от пленки не отразятся. Но при малой разности хода лучей A и A_1 то же самое условие практически выполняется и для длин волн, близких к λ. В результате значительный интервал цветных лучей не отражается, а остальные лучи, смешиваясь, дают пластинке ту или иную окраску. Если же белый свет падает на толстую пластинку, то, благодаря большой разности хода лучей A и A_1, условие $\Delta\varphi=(2m+1)$ выполняется одновременно для очень многих волн, лежащих в разных участках спектра. Поэтому все области спектра ослабляются в одинаковой степени и пластинка кажется белой.

§ 4. Дифракция волн на поверхности жидкости. В этом параграфе мы рассмотрим прохождение волн около непрозрачных тел. Пусть точка S на рис. 337 изображает источник волн, находящийся перед непрозрачным экраном BC.

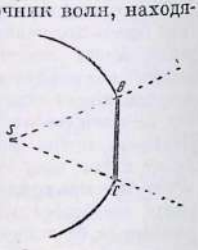


Рис. 337.

Если принять, что колебания распространяются по лучам, то за экраном должна находиться область покоя, куда волны не заходят. Ее границы определяются лучами, касающимися краев экрана. Эту область мы будем называть геометрической тенью, распространив термин, взятый из оптики, на всякие волны.

С волновой точки зрения картина далеко не так проста. Пусть в некоторый момент времени волна дошла до краев экрана, как это показано на рисунке. Все точки волны мы можем рассматривать как центры возбуждения, из которых расходятся элементарные волны. Поэтому можно ожидать, что крайние точки волны около краев экрана пошлют колебания и в область геометрической тени. Таким образом, мы пришли к явному противоречию: с одной стороны, должна быть полная геометрическая тень, а с другой стороны, в область этой тени должны заходить волны, хотя бы и ослабленные. Если обратиться к известным явлениям повседневной жизни,

то это противоречие отнюдь не разъяснится. В самом деле, мы хорошо знаем, что, встав за толстое дерево, мы попадем в тень, куда солнечные лучи не проникают, но никому не придет в голову укрыться за деревом от какого-нибудь неприятного шума или звука.

Получается впечатление, что волны света ведут себя иначе, чем волны звука. Одни дают тень, другие свободно огибают встречные препятствия. Однако это заключение ошибочно. Можно поставить опыты так, что звуковая волна даст геометрическую тень, а свет будет огибать экраны.



Рис. 338.



Рис. 339.

Чтобы выяснить, в чем тут дело, мы проделаем ряд опытов с волнами на поверхности жидкости, воспользовавшись опять нашей ванной. Следующие восемь рисунков дают воспроизведение соответствующих фотографий. Черные пунктирные линии, ограничивающие область геометрической тени, подрисованы потом.

Рис. 338 изображает прохождение волн около экрана, длина которого велика сравнительно с длиной волны. Мы видим, что за экраном имеется область покоя, почти совпадающая с геометрической тенью. В опыте, изображенном на рис. 339, экран взят гораздо меньше. Теперь волны гораздо сильнее огибают экран и дальше заходят в область геометрической тени, особенно вдали от экрана.

На рис. 340 изображен еще меньший экран, по величине равный длине волны. Здесь за экраном никакой тени нет, есть только небольшое искажение волновых поверхностей в непосредственной близости к экрану. Наконец, рис. 341 изображает происхождение волн около еще меньшего экрана, размеры которого малы сравнительно с длиной волны. В этом случае для снимка употреблен короткий ряд волн. Мы видим, что поверхности волн совершенно не искажены, они прошли мимо экрана так, как будто бы его и не было.

На том же снимке можно рассмотреть еще одну важную подробность. Мы видим слабую круговую волну, центром которой служит экран. Оказывается, все препятствия, размеры которых

малы по сравнению с длиной волны, рассеивают проходящие мимо них волны. Образующиеся около них сферические волны называются рассеянными, или элементарными. Чем меньше размеры частичек, тем меньше интенсивность элементарных волн.

Если волна на своем пути встречает много рассеивающих частиц, то она теряет значительную долю своей энергии и ее интенсивность быстро убывает. Потерянная волной энергия излучается во все стороны рассеивающими частицами.

Нетрудно проделать соответствующий опыт и с волнами света. Для этого надо взять стеклянный сосуд с водой и подлить туда



Рис. 340.

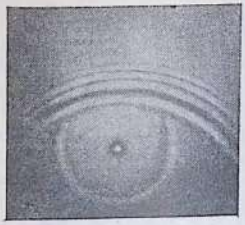


Рис. 341.

несколько капель спиртового раствора канифоли при энергичном перемешивании воды. Канифоль выделится из раствора в виде мельчайших твердых частичек, не различимых глазом. Если теперь через воду, ставшую мутной от массы рассеивающих частичек, пропустить узкий луч света, то его путь будет заметен в виде ярко светящейся полоски.

Эти рассеивающие частицы мути становятся центром колебаний и излучают по всем направлениям световые волны. Если рассматривать освещенные частицы мути в микроскоп с сильным увеличением, то в поле зрения видны отдельные светящиеся точки, представляющие собой изображения отдельных рассеивающихся частиц.

Описанные нами опыты показывают, что представление о геометрической тени фиктивно, так как волны всегда в большей или меньшей степени огибают встречающиеся им препятствия. Весьма важное значение имеет относительная величина экрана или препятствия и длины волны[1].

Теперь указанные нами противоречия в поведении звуковой и световой волны легко разъясняются. Для световых волн, длина которых меньше 0,001 *мм*, дерево является экраном колоссальных размеров, за которым имеется геометрическая тень. Длина же звуковых волн—порядка одного метра, поэтому для них дерево представляет собой экран небольших размеров, который они свободно огибают.

[1] К этому вопросу мы еще вернемся в следующем параграфе.

Строго говоря, избавиться совершенно от явлений огибания нельзя. Оно наблюдается даже и за очень большими экранами, но в этом случае ограничивается весьма малой областью около краев геометрической тени. С подобными явлениями мы познакомимся в следующем параграфе. Заметим, что явление огибания волнами препятствий называется дифракцией.



Рис. 342.

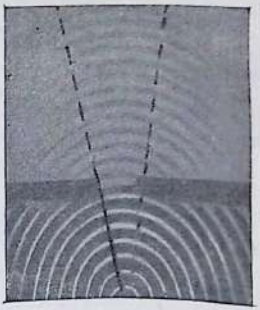


Рис. 343.

Перейдем теперь к дифракции волн, проходящих через щели, и начнем опять с волн на поверхности жидкости. На рис. 342

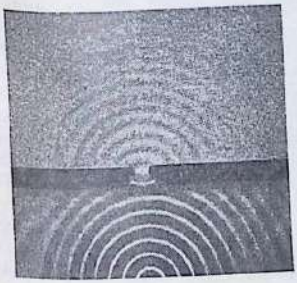


Рис. 344.

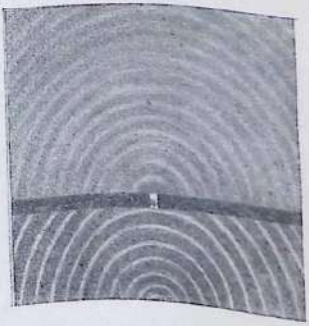


Рис. 345.

изображено прохождение волн через широкую щель. Как мы видим, они почти не заходят в область геометрической тени.

На рис. 343 щель уже, и здесь волны довольно заметно заходят в область тени. На рис. 344 ширина щели равна длине волны. Волны из нее расходятся широким пучком, занимая почти всю область тени. Наконец, на рис. 345 щель мала сравнительно с дли-

малы по сравнению с длиной волны, рассеивают проходящие мимо них волны. Образующиеся около них сферические волны называются рассеянными, или элементарными. Чем меньше размеры частичек, тем меньше интенсивность элементарных волн.

Если волна на своем пути встречает много рассеивающих частиц, то она теряет значительную долю своей энергии и ее интенсивность быстро убывает. Потерянная волной энергия излучается во все стороны рассеивающими частицами.

Нетрудно проделать соответствующий опыт и с волнами света. Для этого надо взять стеклянный сосуд с водой и подлить туда



Рис. 340.

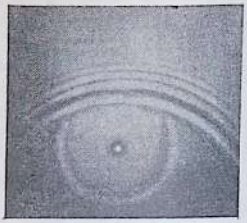


Рис. 341.

несколько капель спиртового раствора канифоли при энергичном перемешивании воды. Канифоль выделится из раствора в виде мельчайших твердых частичек, не различимых глазом. Если теперь через воду, ставшую мутной от массы рассеивающих частичек, пропустить узкий луч света, то его путь будет заметен в виде ярко светящейся полоски.

Эти рассеивающие частицы мути становятся центром колебаний и излучают по всем направлениям световые волны. Если рассматривать освещенные частицы мути в микроскоп с сильным увеличением, то в поле зрения видны отдельные светящиеся точки, представляющие собой изображения отдельных рассеивающихся частиц.

Описанные нами опыты показывают, что представление о геометрической тени фиктивно, так как волны всегда в большей или меньшей степени огибают встречающиеся им препятствия. Весьма важное значение имеет относительная величина экрана или препятствия и длины волны[1].

Теперь указанные нами противоречия в поведении звуковой и световой волны легко разъясняются. Для световых волн, длина которых меньше 0,001 *мм*, дерево является экраном колоссальных размеров, за которым имеется геометрическая тень. Длина же звуковых волн—порядка одного метра, поэтому для них дерево представляет собой экран небольших размеров, который они свободно огибают.

[1] К этому вопросу мы еще вернемся в следующем параграфе.

яснить нетрудно. Допустим, например, что в некотором месте картины мы видим красную полоску. Значит, здесь волны красного конца спектра сходятся в одинаковых фазах и имеют максимум

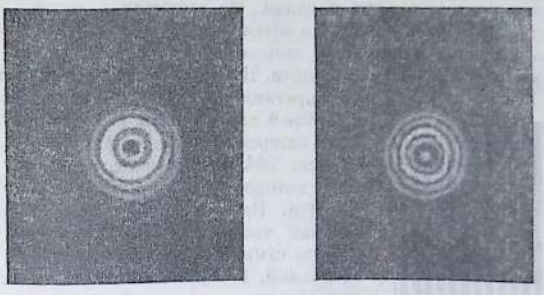


Рис. 351.

яркости, а остальные волны сходятся с различными фазами и дают колебания небольшой яркости. Поэтому в составе света оказывается преобладающим красный цвет.

С явлениями диффракции мы довольно часто встречаемся в жизни. Например, если смотреть, прищурив глаза, на какой-нибудь источник света, то кажется, что от него исходят цветные лучи. Это—диффракция световых волн ресницами.

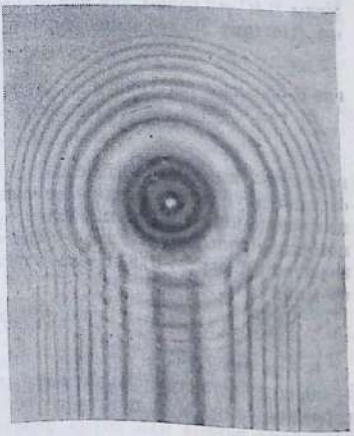


Рис. 352.

Если посмотреть сквозь запотевшее оконное стекло на уличный фонарь, то вокруг него мы видим цветные круги. Это явление опять-таки объясняется диффракцией света около маленьких капель воды, покрывающих стекло. Сюда же относятся те светлые круги, которые бывают видны в морозный день около солнца (гало). Рассеивающими частицами в этом случае являются мельчайшие кристаллики льда, носящиеся в воздухе.

Явления диффракции интересны и для медиков. Если, например, глаз видит цветные круги около лампы без всякой внешней причины, то следует искать помутнения в прозрачных средах самого глаза.

§ 6. Дифракционная решетка. Дифракционная решетка представляет собой ряд параллельных равноотстоящих щелей. Ее можно сделать из полированной стеклянной пластинки, нанеся на ее поверхности алмазом при помощи особой машины ряд параллельных равноотстоящих царапин. На хороших решетках таких царапин наносится несколько сотен на расстоянии одного миллиметра. Полоски нетронутого стекла между непрозрачными царапинами представляют собой щели. На рис. 353 изображена в двадцатикратном увеличении часть решетки, в которой для ясности снимка царапины были затерты черной краской.



Рис. 353.

Рис. 354 изображает решетку, плоскость которой перпендикулярна плоскости рисунка. На нее падает плоская волна, которая частично проходит через щели, причем сами щели становятся центрами колебаний. Волны, выходящие из щелей, интерферируют между собой и по некоторым направлениям усиливают друг друга, а по некоторым—гасят.

Посмотрим, как взаимодействуют волны, идущие по какому-нибудь направлению BP, образующему угол β с перпендикуляром к решетке. Проводим прямую AC, перпендикулярную к направлению распространения волн. Отрезок BC представляет собой разность хода двух волн, выходящих из двух соседних щелей A и B. Углы BAC и β равны, так как их стороны взаимно перпендикулярны. Поэтому можно написать, что разность хода

$$BC = d \sin \beta, \tag{a}$$

где d означает расстояние между центрами щелей и решетки.

В том случае, когда разность хода равна целому числу волн,

$$BC = m \lambda, \tag{b}$$

все волны, выходящие из щелей, идут в одинаковых фазах. Все они отстают друг от друга на целое число длин волн, т. е. отличаются по фазе на четное число π. Углы β, определяющие направления, по которым произойдет взаимное усиление волн, мы найдем, вставив значение BC из (b) в (a) и решив полученное равенство относительно $\sin\beta$.

$$\sin \beta_m = m \frac{\lambda}{d}. \tag{1}$$

В этом равенстве m принимает значения 0, 1, 2 и т. д. При $m=0$, $\beta_0=0$, получается так называемый нулевой максимум в направлении, перпендикулярном к плоскости решетки. Значение $m=1$ определяет направление максимума первого порядка. Соответствующий угол находится из равенства $\sin \beta_1 = \lambda/d$. Положение второго максимума находится из равенства $\sin \beta_2 = 2\lambda/d$ и так дальше. Число максимумов ограничено, так как $\sin \beta$, а значит, и $m\lambda/d$ не может быть больше единицы. Чем меньше расстояние между щелями d,

тем больше углы β и тем больше угловые расстояния между соседними максимумами.

Обычно за решеткой ставят собирающую линзу[1] и наблюдают картину, которая получается в ее главной фокальной плоскости. Поясним сказанное при помощи рис. 354а, на котором изображена решетка с тремя щелями. Направления волн нулевого, первого и второго порядка указаны стрелками, отмеченными цифрами 0, 1, 2. Ниже изображена линза L и ее главная фокальная плоскость H.

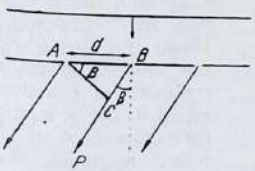


Рис. 354.

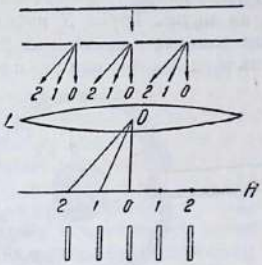


Рис. 354а.

Стрелки, обозначающие направления волн, вместе с тем изображают и лучи, соответствующие этим волнам. Стало быть, на линзу L падает три пучка параллельных лучей. Проведем через оптический центр линзы O три побочные оси, параллельные лучам 0, 1, 2. Там, где эти оси пересекут главную фокальную плоскость, сойдутся соответствующие пучки параллельных лучей.

Поставив в фокальной плоскости экран, мы получим на нем картину, изображенную внизу рис. 354а, состоящую из ряда светлых узких полос, которые называются дифракционными изображениями нулевого, первого, второго и т. д. порядков. Дифракционная картина, конечно, симметрична относительно нулевого изображения, хотя мы для краткости говорили только о лучах, идущих слева от перпендикуляра.

В наших рассуждениях количество щелей решетки не играло никакой роли, а между тем оно имеет чрезвычайно большое значение, как показывает более строгая теория; только благодаря наличию большого числа щелей дифракционные изображения представляются в виде узких ярких линий, разделенных друг от друга широкими темными полосами. Чем больше число штрихов (щелей), тем ярче и тоньше дифракционные изображения. В лучших решетках Роуланда общее число штрихов доходит до 208 000, причем на длине 1 *мм* нанесено до 1 700 штрихов.

§ 7. Определение длины световой волны. При помощи дифракционной решетки можно очень точно измерить длину световой

[1] Линза добавочной разности хода не вносит.

волны, воспользовавшись формулой (1). Постоянная решетки d определяется при помощи микроскопа, снабженного окулярной шкалой (см. главу об оптических инструментах). Углы β измеряются при помощи гониометра, устройство которого показано на рис. 355. Он состоит из разделенного на градусы круга K, в центре которого находится вращающийся столик P. Около круга могут вращаться две трубы S и F, оси которых всегда проходят через центр круга. Обе трубы связаны соответственно с нониусами N_1 и N_2, при помощи которых может быть точно отсчитано их положение на круге. Труба S называется коллиматором. На одном ее конце находится щель, а на другом—линза, поставленная так, что щель расположена как раз в ее главном фокусе. Другая труба—обыкновенная зрительная, с крестом нитей в фокальной плоскости окуляра[1]. Когда мы рассматриваем при помощи такой трубы предмет, то одновременно виден и крест нитей, как бы наложенный на изображение предмета. Поэтому мы можем «наводить» трубу на любую точку предмета, передвигая ее так, чтобы крест нитей совпал с этой точкой.

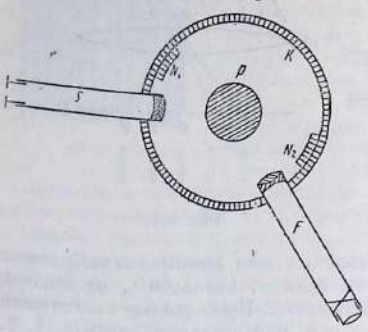


Рис. 355.

Сначала обе трубы ставят друг против друга по одной прямой и устанавливают зрительную трубу так, чтобы в ней видно было отчетливое изображение щели. После этого ставят на столик гониометра дифракционную решетку перпендикулярно к выходящему из коллиматора параллельному пучку лучей. Если щель коллиматора освещена монохроматическим светом, например, желтыми лучами светящихся паров натрия, то мы увидим в поле зрения трубы такую картину: в центре поля видна желтая полоска—нулевое изображение, а по бокам от нее—узкие желтые линии, представляющие собой изображения первого, второго и высших порядков. Наводя трубу последовательно на середины линий и записывая по нониусу ее положение, можно с большой точностью определить углы β. Вставив найденные значения в формулу (1), найдем длину световой волны, испускаемой парами натрия, которая оказывается равной 589 $m\mu$.

§ 8. Дифракционный спектр. Если осветить щель коллиматора светящимися парами лития красного цвета, то получится более сложная дифракционная картина. В середине поля зрения

[1] Подробности о трубе см. в главе об оптических инструментах. Крест нитей—это две тонкие паутинки, натянутые перпендикулярно друг к другу.

будет видно изображение нулевого порядка тоже красного цвета, а по бокам от него получаются две системы красных и оранжевых линий. Это значит, что пары лития дают сложный цвет, состоящий из двух монохроматических волн. Оранжевые линии лежат ближе к нулевому изображению, чем красные, а так как углы β [см. формулу(1)] пропорциональны λ, то мы должны заключить, что длина волны соответствующей красной линии λ_k больше, чем длина волны оранжевой линии λ_o. Действительно, измерения, произведенные вышеописанным способом, дают значения $\lambda_k = 671\ m\mu$ и $\lambda_o = 610\ m\mu$. Подобными опытами установлено, что все светящиеся газы и пары дают диффракционные картины, состоящие из отдельных цветных линий, которых иногда очень много. Система разноцветных линий, соответствующих изображениям первого порядка, образует так называемый диффракционный спектр первого порядка. Такие спектры изображены на цветной таблице, приложенной в конце книги. Мы видим, что спектр натрия состоит из одной желтой линии, лития—из двух, красной и оранжевой, у водорода четыре линии—красная, зеленая и две синих и т. д. У некоторых элементов спектры очень богаты линиями. Например, азот дает несколько ярких линий, и, кроме того, в его спектре имеются многочисленные «полосы, состоящие из тесно расположенных цветных линий. Линейный спектр принадлежит атомам элементов, а полосатый—молекулам. Важный вопрос о механизме образования спектров будет нами рассмотрен в конце книги, в главе 34.

Линии различных элементов лежат в разных точках поля зрения трубы и, стало быть, соответствуют волнам различной длины. В какое бы соединение ни входил элемент, он дает всегда характерный спектр, присущий ему одному.

В настоящее время спектры всех элементов хорошо изучены. Составлены подробные таблицы, дающие опись линий каждого элемента, с указанием соответствующих длин волн.

Те спектры, которые изображены на нашей таблице, получены с помощью решетки малой разрешающей силы и дающей изображения небольшой яркости. Поэтому спектры очень коротки, и на них видно мало линий. Если же взять большую решетку[1], то многие линии, казавшиеся прежде простыми, распадаются на две или больше составляющих, а кроме того становятся видны многие новые линии, которые раньше не были заметны из-за малой яркости спектра. Так, например, желтая линия натрия распадается на две составляющих и становятся заметными еще несколько слабых линий в различных частях спектра. В конце книги в табл. VI приведены длины волн наиболее ярких линий некоторых элементов.

Если осветить щель коллиматора белым светом, идущим от какого-нибудь раскаленного твердого или жидкого тела, то мы получим сплошной спектр, также изображенный на цветной таблице

[1] Роуланд со своими решетками получал спектр солнца длиной в несколько метров.

Он представляет собой цветную полоску, в которой можно различить семь главных цветов, которые мы уже раньше перечисляли. Между основными цветами существует еще целый ряд переходных оттенков, так что белый цвет можно рассматривать как смесь бесконечно большого числа различных цветных волн.

До сих пор мы говорили только о спектрах первого порядка, но есть спектры и высших порядков. Все цветные линии, представляющие собой изображение второго порядка, дают спектр второго порядка и т. д.

Заметим в заключение, что гониометр с решеткой, дающей возможность изучать спектры, называется спектрометром.

ГЛАВА 29

ДИСПЕРСИЯ И ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА. СПЕКТРЫ

§ 1. Дисперсия света. В пустоте все световые волны, независимо от их длины λ, распространяются с одинаковой скоростью и без поглощения. В вещественной среде, даже такой, как газы, скорость света является функцией длины волны λ и все волны в большей или меньшей степени поглощаются. Белый свет, пройдя через одно из наиболее прозрачных тел—воду, приобретает заметную голубоватую окраску, если слой воды имеет толщину 2—3 *м*. Это показывает, что свет поглощается водой и притом неравномерно: красный конец спектра сильнее, чем фиолетовый.

Измеряя обычным образом, при помощи призмы, показатели преломления воды, найдем, что n для красной линии водорода ($\lambda = 656\ m\mu$) и фиолетовой линии кальция ($\lambda = 397\ m\mu$) имеет значения 1.33 и 1,34. По этим значениям показателя преломления можно определить, что скорости красного и фиолетового лучей в воде будут соответственно равны 228 000 и 227 000 *км/сек*. Для сероуглерода показатели преломления для тех же длин волн будут равны 1,62 и 1,70, а скорости света 185 000 и 177 000 *км/сек*. В сероуглероде изменение показателей преломления и скоростей гораздо больше, чем в воде, поэтому мы говорим, что дисперсия сероуглерода больше дисперсии воды.

В прозрачных бесцветных средах, таких, как стекло, вода, сероуглерод, наблюдается так называемая нормальная дисперсия[1], при которой скорость света u возрастает с возрастанием длины волны λ. Если в такую среду вступают волны белого света, то они сейчас же разделяются, красные уходят вперед, а волны остальных цветов отстают и тем сильнее, чем они ближе к фиолетовому концу спектра. Наблюдатель, воспринимающий кратковременный сигнал, идущий через вещественную среду от белого источника света,

[1] В дальнейшем мы ограничимся рассмотрением одной нормальной дисперсии.

должен получить цветовое ощущение сначала красного, а в конце фиолетового цвета. Чем больший путь пройдет свет в среде и чем больше ее дисперсия, тем сильнее отстают друг от друга различные цветные лучи. В качестве примера рассчитаем, насколько отстанет фиолетовый луч от красного в сероуглероде на расстоянии 10 *м*. Воспользовавшись приведенными выше цифрами, найдем, что фиолетовый луч отстанет от красного на 40 *см*, а в глаз наблюдателя он попадет на $2{,}4 \cdot 10^{-10}$ секунд позже. Отсюда ясно, что нет никакой возможности непосредственно глазом заметить это явление.

Легче наблюдать дисперсию в том случае, когда световые лучи падают на поверхность среды не нормально. На рис. 356 изображен ход очень тонкого пучка белых лучей, вступающего в прозрачную среду. Здесь он разделяется на ряд цветных лучей, из которых сильнее всего отклоняются фиолетовые лучи, слабее всего—красные. Если вступающий в среду пучок лучей очень тонок, то на некотором расстоянии от поверхности среды на экране можно получить цветную полоску—спектр лучей[1]. Однако получать таким образом спектр невыгодно, так как заметное расхождение цветных лучей получится только в том случае, когда они пройдут внутри среды достаточно длинный путь. Например, чтобы получить спектр в 15 *см* длиной в сероуглероде, надо взять слой сероуглерода около метра толщиной, а угол падения сделать близким к 90°. В воде можно было бы получить такой же спектр только при толщине слоя около 7 *м*. Выгоднее выпустить разложенный пучок света через нижнюю поверхность, ограничивающую среду, в воздух, использовав преломление на этой поверхности для того, чтобы еще больше увеличить расхождение между цветными лучами. Так обычно и поступают, пользуясь для получения спектра прозрачными телами в форме призм.

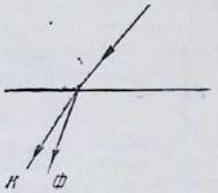


Рис. 356.

§ 2. Получение чистого спектра. Спектральные аппараты. Установка, позволяющая получить чистый и яркий спектр, показана на рис. 357. Источником света служит ярко освещенная узкая щель *S*. Она находится в главном фокусе линзы *L*, за которой получается пучок параллельных белых лучей. На их пути ставится призма в положении наименьшего отклонения. По выходе из нее получится ряд пучков параллельных цветных лучей. На рисунке изображен ход только крайних лучей спектра, красных *к* и фиолетовых *ф*. Пройдя через линзу *L*, все пучки параллельных лучей сойдутся в ее главной фокальной плоскости и дадут здесь действительное изображение щели *S* в лучах различного цвета. Все эти изображения, укладываясь друг около друга, образуют спектр. Поместив в главном фокусе линзы экран, можно получить на нем

[1] Если среда—жидкость, то экран можно поместить внутри жидкости. Если же среда твердая, то экран можно поместить у ее нижней поверхности.

действительное изображение спектра. При желании можно воспользоваться еще одной собирающей линзой L_2 как лупой и рассматривать спектр субъективно. Так обычно и поступают в призматических спектроскопах, представляющих собой гониометр, описанный в предыдущей главе, на столике которого ставится призма в положении наименьшего отклонения. Ход лучей в спектроскопе изображается тем же рис. 357. Щель S и линза L представляют собой в этом случае части коллиматора, а линзы L_1 и L_2—части зрительной трубы.

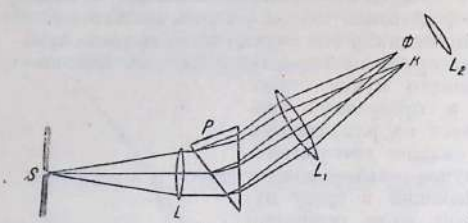


Рис. 357.

Линейные спектры паров и газов, полученные при помощи этих инструментов, изучаются совершенно так же, как и в диффракционных спектроскопах. Крест нитей в трубе наводится последовательно на различные линии спектра, и соответствующее положение трубы записывается. Надо только помнить, что эти измерения дают чисто условную запись, годную только для данного инструмента, поэтому шкалу призматических спектроскопов обыкновенно градуируют в длинах волн. Для этого промеряют в делениях условной шкалы какой-нибудь хорошо изученный спектр, например, спектр гелия. Затем на графике строят точки, абсциссы которых изображают числа делений шкалы, а ординаты—длины волн соответствующих линий (рис. 358). Соединяя между собой все точки, получают плавную кривую, дающую зависимость между делениями шкалы спектроскопа и длинами волн.

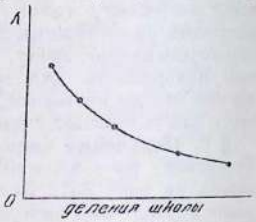


Рис. 358.

Если в главной фокальной плоскости линзы L_1 (рис. 357) поместить вторую щель, то с ее помощью можно выделить из спектра лучи любого цвета. На этом принципе устроены *монохроматоры*, т. е. приборы, с помощью которых можно получать любые монохроматические лучи. Они представляют собой спектроскопы, у которых окуляр зрительной трубы заменен щелью, расположенной в фокальной плоскости объектива. Поворачивая трубу, можно приводить на щель те или иные участки спектра. Обычно, впрочем, поворачивают не трубу, а призму, что конструктивно удобнее.

§ 3. Обращенные спектры газов. Спектральный анализ. Если пропустить белый луч, падающий на щель спектроскопа, через светящийся пар или газ, то получится сплошной спектр, перере-

занный рядом резких черных линий. Отсюда следует, что светящийся газ поглотил часть цветных лучей, входящих в состав белого света. Измерив положение этих линий, мы увидим, что они лежат как раз там, где в линейном спектре газа находятся цветные линии.

Светящийся газ или пар поглощает как раз те лучи, которые он сам испускает, поэтому полученный описанным способом спектр называется обращенным спектром газа.

Исследуя спектр испускания, или обращенный спектр неизвестного химического соединения, мы по таблицам можем определить, какому элементу принадлежат те или иные линии. Часто такой спектральный анализ производится удобнее и быстрее, чем обыкновенный химический. В свое время с его помощью были открыты многие до того неизвестные элементы. Спектральный аппарат является в настоящее время неотъемлемой принадлежностью химической лаборатории.

Не менее важно его применение в астрономических обсерваториях для изучения спектра звезд. Белые лучи, идущие из недр звезды, проходят на своем пути слой раскаленных газов, образующих атмосферу звезды, и частью в нем поглощаются. Исследуя соответствующий спектр поглощения, можно определить, из каких химических элементов состоит поглощающая атмосфера звезды. Рассмотрим, например, спектр солнца, изображенный на цветной таблице, данной в конце книги. Мы видим, что он перерезан рядом черных полосок, которые называются *линиями Фраунгофера*[1]. Наиболее резкие из них обозначены латинскими буквами. Сравнивая положение фраунгоферовых линий с линиями спектров различных элементов, приведенных на той же таблице, можно установить, что, например, линия D принадлежит натрию, линии F и C — водороду и т. д.

На снимке солнечного спектра, полученного Роуландом, отмечены тысячи таких линий, большинство которых изучено. Таким образом, на солнце обнаружено до 45 земных элементов. Наиболее тяжелые элементы не обнаружены, они, очевидно, лежат в таких областях солнца, откуда свет до нас не доходит.

Очень поучительна история открытия газа гелия. В солнечном спектре были обнаружены резкие линии, которые нельзя было приписать ни одному из известных тогда элементов. Отсюда заключили, что на солнце есть элемент, неизвестный на земле, и назвали его гелием, что в переводе означает «солнечный». Через несколько лет этот элемент был открыт в газах, выделяющихся из некоторых минеральных источников. Теперь гелий добывается в таких количествах, что им наполняют дирижабли. Итак, новый химический элемент был обнаружен сначала на солнце. Изумительный факт, прекрасно иллюстрирующий могущество физических методов исследования.

---

[1] Фраунгофер наблюдал эти линии, но не мог объяснить их происхождение. Это было сделано позднее Кирхгофом и Бунзеном.

§ 4. Невидимые лучи спектра. Помещая зачерненный шарик чувствительного термометра в различные места спектра, мы можем изучить распределение в нем энергии. Сильнее всего шарик нагревается в красных лучах, слабее всего—в фиолетовых. Если передвинуть шарик за красный или за фиолетовый конец спектра, то нагревание обнаруживается и здесь. За красным концом спектра оно даже сильнее, чем в области видимых лучей. Этот опыт показывает, что светящееся тело, кроме видимых лучей, испускает еще и невидимые лучи. Те из них, которые обладают большой длиной волны и лежат за красной частью спектра, называются *инфракрасными лучами*. Те же, которые обладают малой длиной волны и лежат за фиолетовым концом спектра, носят название *ультрафиолетовых*. Все лучи спектра мы будем называть световыми лучами, так как природа их одинакова.

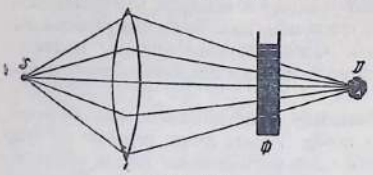


Рис. 359.

Инфракрасные лучи часто называют тепловыми, так как они обычно несут с собой относительно много энергии и обнаруживаются главным образом по своему тепловому действию. Для их демонстрации удобно пользоваться фильтрами из раствора иода в сероуглероде, которые не пропускают никаких лучей, кроме инфракрасных. На рис. 359 изображена схема опыта. Перед линзой L помещается яркий источник света, например, вольтова дуга. В фокусе линзы помещается кусочек легко воспламеняющейся пироксилиновой ваты D. Через несколько секунд вата вспыхивает. Затем ставим на пути лучей стеклянный сосуд с водой. Кусочек ваты освещен почти так же ярко, как прежде, но теперь он не загорается. Значит, невидимые лучи несут с собой большую часть тепловой энергии. Теперь убираем воду и на ее место ставим фильтр с раствором иода. Никаких лучей за фильтром не видно, ватка не освещена, но тем не менее через несколько секунд она вспыхивает. Действие произвели невидимые глазу инфракрасные лучи, сходящиеся в фокусе линзы.

Обратимся к изучению ультрафиолетовых лучей и возьмем для этого обычную установку для получения спектра (рис. 357), заменив стеклянные линзы и призмы кварцевыми. На экране получится обыкновенный сплошной спектр. Но если полотняный экран заменить экраном, поверхность которого покрыта цианистой платино-бариевой солью, то длина видимого спектра увеличится больше чем вдвое. За фиолетовым концом видно продолжение спектра в виде ярко светящейся зеленоватым светом полосы. Это светится (флюоресцирует) двойная платино-бариевая соль под действием падающих на экран ультрафиолетовых лучей. Если мы поставим где-нибудь на пути лучей стеклянную пластинку, то на экране останется только видимый спектр—стекло поглотит все ультрафио-

летовые лучи. Подобными опытами можно установить, что для ультрафиолетовых лучей, кроме кварца, прозрачны еще каменная соль, сильвин, плавиковый шпат, вода и некоторые другие тела. В последнее время стекольной промышленности удалось изготовить несколько сортов стекла, довольно прозрачных для ультрафиолетовых лучей. Одним из наиболее удачных в этом смысле сортов является так называемое увиолевое стекло. Надо надеяться, что теперь недалеко то время, когда обычное стекло в оконных рамах будет заменено увиолевым, и к нам в жилище получат доступ ультрафиолетовые лучи, благотворно влияющие на человеческий организм и убивающие болезнетворных микробов. Хорошим фильтром для ультрафиолетовых лучей являются черное никелевое стекло (стекло с примесью никелевых солей). За таким фильтром никаких лучей не видно, а между тем экран ярко флюоресцирует. Применив кварцевые линзы и призмы, мы без труда повторим все опыты, известные нам в области видимой оптики. Для того чтобы измерять ультрафиолетовый спектр, употребляют спектроскопы, подобные тем, которые уже были раньше описаны, но только с оптикой из кварца или флюорита. В главной фокальной плоскости зрительной трубы помещается стеклышко, покрытое тонким слоем флюоресцирующего вещества. Смотря в окуляр трубы, мы видим свечение этого экрана в тех местах, где на него падают ультрафиолетовые лучи. С помощью такого спектроскопа можно установить, что светящиеся газы и в ультрафиолетовых лучах дают линейный или полосатый спектр.

§ 5. Поглощение света. Спектры поглощения. Как мы неоднократно упоминали, вполне прозрачные тела не существуют. Обычно прозрачными телами называют такие тела, которые поглощают очень слабо и почти равномерно все волны видимой области спектра. Сюда относятся, например, вода и стекло. Но исследования показали, что обыкновенное стекло сильно поглощает ультрафиолетовые и инфракрасные лучи, а вода непрозрачна для инфракрасных лучей. Даже кварц и каменная соль, которые употребляются при изучении невидимых лучей спектра, сильно поглощают очень короткие ультрафиолетовые лучи и длинные инфракрасные. Словом, нет таких тел, которые не поглощали бы тех или иных областей спектра. Если эти области или полосы поглощения лежат в невидимой области спектра, то вещество представляется прозрачным и бесцветным. Если полосы поглощения лежат в видимой области спектра, то мы получаем окрашенные среды, такие, как цветные стекла, окрашенные растворы, многие драгоценные камни и пр. В этих случаях мы наблюдаем так называемое избирательное поглощение, при котором тушатся или ослабляются сравнительно небольшие участки спектра, остальные же лучи проходят, не ослабляясь.

Кроме избирательного поглощения наблюдается еще поглощение общее, при котором ослабляются более или менее равномерно все участки спектра или по крайней мере очень широкие участки, например, вся видимая область спектра. Такое поглощение наблю-

дается в тонких слоях сажи и в очень тонких слоях большинства металлов[1].

Качественное изучение поглощения весьма просто. На пути белых лучей, освещающих щель спектрографа, ставится изучаемое тело. На фоне сплошного спектра появляются темные полосы, соответствующие лучам, поглощенным телом. Например, синий раствор медного купороса поглощает красно-желтую часть спектра, а раствор нитрозодиметиланилина—зелено-фиолетовую. Подобные же спектры поглощения дают окрашенные стекла и листы желатины. Например, красное стекло, употребляемое в фотографии, пропускает только крайние красные лучи спектра, задерживая все остальные. В настоящее время в продаже имеются наборы стеклянных и желатинных светофильтров, при помощи которых можно выделять любые области спектра. Эти фильтры могут во многих случаях заменить монохроматоры, о которых мы упоминали в одном из предыдущих параграфов.

В некоторых случаях спектры поглощения имеют сложную структуру, в которой можно различить несколько узких и сравнительно резко очерченных линий. В качестве примера укажем на спектры поглощения водных растворов марганцовокислого калия, синей краски индиго и гемоглобина (см. таблицу спектров). Положение линий поглощения этих веществ может быть зафиксировано и в дальнейшем использовано для химического анализа. Особый интерес представляет собой спектр гемоглобина, подробно изученный в судебной медицине.

В заключение остается сказать несколько слов об окраске в отраженном свете таких тел, как уже упомянутые выше стекла и растворы, а также окрашенная бумага, нитки, шерсть и т. д. Дело в том, что в них отражение происходит не только от геометрической поверхности, но также от более глубоких слоев, лежащих под поверхностью. В результате отражается преимущественно тот свет, который не поглощается телом, поэтому окраска всех упомянутых тел в проходящем и в отраженном свете одна и та же. Для металлов соотношение окрасок иное. Здесь сильнее всего отражаются те лучи, которые более всех поглощаются, поэтому окраска металла в отраженных лучах—дополнительная к окраске в лучах проходящих. Например, очень тонкие листики червонного золота в проходящем свете кажутся зелеными, тогда как в отраженном свете они красновато-желтые. Надо заметить, что многие неметаллические тела обладают тоже «металлическим» отражением. Так, например, кристаллы красной краски, фуксина, представляются в отраженном свете сине-зелеными.

§ 6. Количественная характеристика поглощения. Начнем со следующего опыта: «На плоскопараллельную пластинку из исследуемого вещества направляется через светофильтр F параллель-

[1] Есть и исключения. Так, тонкие слои золота довольно прозрачны для зеленых лучей, а тонкие слои серебра весьма прозрачны для ультрафиолетовых лучей.

ный монохроматический пучок света. Мы будем его называть световым потоком и обозначать буквой Φ. Величина светового потока определяется его мощностью, т. е. тем количеством световой энергии, которое проносится за секунду через его поперечное сечение.

Пройдя через пластинку, световой поток падает на спаи термостолбика T, соединенного с гальванометром (рис. 360). Спаи столбика нагреваются, и стрелка гальванометра дает определенное отклонение. Специальными опытами нетрудно установить, что показания гальванометра пропорциональны величине светового потока.

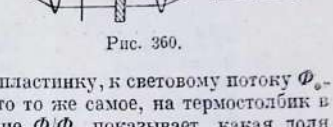


Рис. 360.

Наблюдения состоят в том, что измеряют отношение светового потока Φ, прошедшего через пластинку, к световому потоку Φ_0, падающему на пластинку или, что то же самое, на термостолбик в отсутствие пластинки. Отношение Φ/Φ_0 показывает, какая доля упавшего на пластинку светового потока через нее проходит. Значит, это отношение характеризует величину поглощения света в пластинке[1]. Однако описанный опыт не дает возможности характеризовать поглощение вещества пластинки, поскольку отношение Φ/Φ_0 должно существенно зависеть от ее толщины.

Чтобы решить этот вопрос, возьмем несколько пластинок из одного и того же вещества и подберем их толщины так, чтобы они равнялись соответственно 1, 2, 3... единицам длины, например, миллиметрам. Проделаем ряд описанных выше измерений, начиная с пластинки толщиной в 1 *мм*. Получим следующий результат:

пластинка в 1 *мм* $\Phi_1/\Phi_0=a$
» » 2 » $\Phi_2/\Phi_0=a^2$
» » 3 » $\Phi_3/\Phi_0=a^3$
. . . . . .
. . . . . .
. . . . . .
d » $\Phi/\Phi_0=a^d$

Оказывается, что световой поток, прошедший через слой вещества в d *мм* толщиной, может быть записан так:

$$\Phi = a^d \cdot \Phi_0 \qquad (1)$$

Величина a есть материальная постоянная вещества, так называемый коэфициент прозрачности. Он представляет собой дробь, показывающую, какая доля светового потока, падающего на

[1] При описанных опытах следует учитывать отражение части светового потока от пластинки. Мы этого не делаем, чтобы не осложнять рассуждений.

пластинку толщиной в 1 *мм*, через нее проходит.

Чтобы изучить поглощение вещества в широкой спектральной области, пользуются в качестве источников света выходной щелью монохроматора. Полученные результаты изображаются обычно графически в форме кривой прозрачности.

В табл. 12 в третьем столбце приведены значения коэфициентов прозрачности некоторых веществ.

Таблица 12

Вещество	Длина волны в $m\mu$	Коэфициент прозрачности при толщине слоя в 1 *мм*	Средний пробег
Вода	770	0,998	42 *см*
Тяжелый флинт . .	450	0,996	22 *см*
Черное стекло . . .	546	$5 \cdot 10^{-5}$	0,1 *мм*
Бар	546	10^{-60}	7 μ
Графит	436	10^{-3600}	0,05 μ
Золото	546	10^{-39000}	0,01 μ

Такие вещества, как вода и свинцовое стекло (флинт), весьма прозрачны, их коэфициент прозрачности близок к единице. Для воды, например, $a = 0{,}998$ для красного цвета (770 $m\mu$). Значит, при прохождении красного света через слой воды в 1 *мм* толщиной поглощается 0,2% световой энергии. Для непрозрачных тел коэфициент a становится так мал, что по нему мы не можем составить никакого наглядного представления о поглощении света в этих телах. Поэтому в четвертом столбце таблицы приведены так называемые *средние пробеги* света в веществе. Под этим термином мы понимаем расстояние, на котором световой поток уменьшается, благодаря поглощению на 63% своей первоначальной величины. Эти пробеги дают наглядное представление о поглощении вещества. Так, например, красные лучи в воде теряют 63% своей первоначальной энергии, пройдя путь в 42 см, а зеленые лучи в золоте испытывают такое же ослабление на пути всего в одну сотую микрона.

§ 7. Дисперсия различных тел. Ахроматизм. Рассмотрим, как идут в призме красный и фиолетовый лучи, соответствующие фраунгоферовым линиям C и H[1]. Обозначим через δ_c и δ_h углы, на которые лучи отклонились от своего начального направления (рис. 361). Формула (3) на стр. 352 показывает, что для призмы с небольшим преломляющим углом A угол отклонения луча

$$\delta = (n-1)\,A, \qquad (a)$$

где n—показатель преломления соответствующего луча[2]. Рассеивающая способность призмы, т. е. способность давать длинный

[1] Эти лучи берутся потому, что они близки к концам спектра и в то же время их яркость достаточна для производства точных измерений.

[2] Синусы малых углов можно заменить самими углами.

спектр, зависит от угла D, образованного крайними лучами спектра при выходе из призмы. Этот угол называется *полной дисперсией призмы*.

Воспользовавшись формулой (а), найдем:

$$D = \delta_н - \delta_c = (n_н - 1)A - (n_c - 1)A = (n_н - n_c)A. \qquad (2)$$

Полная дисперсия тонкой призмы равна разности показателей преломления лучей H и C, умноженной на преломляющий угол. Величина

$$\vartheta = n_н - n_c, \qquad (3)$$

характеризующая дисперсию данного вещества, называется его *удельной дисперсией*. В табл. VII в конце книги даны показатели преломления различных сред для наиболее резких фраунгоферовых линий, а также и удельные дисперсии. Мы видим, что показатели преломления разных веществ весьма различны. Например, для линии D (натрия) показатель преломления обыкновенного стекла кронгласа равен 1,51, а для свинцового стекла, флинтгласа, он равен 1,75. Еще гораздо бо́льшую относительную разницу показывают их удельные дисперсии 0,018 для кронгласа, 0,068 для флинта. На рис. 361а даны сравнительные длины спектров, полученных с помощью геометрически подобных призм из различных веществ.

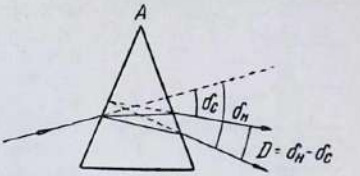


Рис. 361.

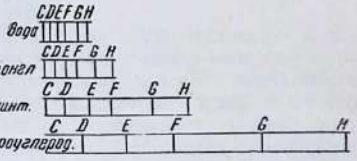


Рис. 361а.

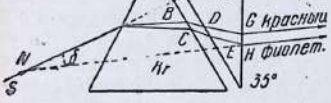


Рис. 362.

В тесной связи с изложенным находится вопрос о конструкции ахроматических призм и линз, которые одинаковым образом преломляли бы все цветные лучи. Мы начнем с ахроматической призмы, отклоняющей лучи без разложения на цвета. Достигнуть этого можно, комбинируя подходящим образом две призмы из различных веществ. На рис. 362 показана одна из таких комбинаций, которая состоит из кронгласовой призмы с большим преломляющим углом в 60° и из флинтгласовой призмы с углом в 35°.

Пройдя первую призму, поставленную преломляющим углом вверх, белый луч развернется в цветной пучок, ограниченный

лучами BD (красный) и CE (фиолетовый). Пройдя через вторую призму из флинтгласа, поставленную преломляющим углом вниз, оба луча отклонятся кверху, красный—меньше, фиолетовый—больше. Очевидно, преломляющий угол флинтгласовой призмы можно подобрать так, что оба луча по выходе из нее станут параллельными. Но так как у флинта дисперсия гораздо больше, чем у крона, то преломляющий угол второй призмы будет значительно меньше, чем у первой (всего 35° против 60°). Между тем разница в показателе преломления не так уже велика и поэтому среднее отклонение всех лучей, вызываемое призмой из крона с углом в 60°, все-таки значительно больше, чем у призмы из флинта с углом в 35°. В результате лучи, прошедшие обе призмы, окажутся отклоненными на угол δ, но не развернутыми в спектр.

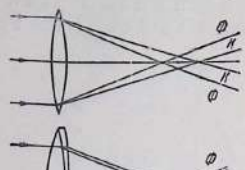


Рис. 363.

Аналогичным образом устраивают и ахроматическую линзу. К сравнительно толстой линзе из кронгласа приклеивают прозрачным канадским бальзамом соответствующим образом подобранную рассеивающую линзу из флинта меньшей оптической силы. Общая оптическая сила системы, конечно, уменьшается, но зато теперь устранена портящая изображение хроматическая аберрация.

На рис. 363 изображен для сравнения ход лучей в обыкновенной и ахроматической линзе.

ГЛАВА 30

ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА

§ 1. Основные понятия о кристаллах. Кристаллами называются тела, обладающие определенной периодически повторяющейся внутренней структурой и способные под влиянием внутренних физико-химических сил принимать форму правильных многогранников. Кристаллическое состояние чрезвычайно распространено в природе. Все минералы имеют кристаллическую структуру, и многие из них извлекаются из земли в форме великолепно образованных многогранников. В качестве примера на рис. 364 приведен снимок с «семейства» кристаллов горного хрусталя (кварца).

В качестве второго примера рассмотрим каменную соль, большие пласты которой находятся в земле. Хорошая каменная соль добывается в виде больших прозрачных и бесцветных кусков, которые под влиянием удара легко колются по определенным плоскостям, так называемым *плоскостям спайности*. В каменной соли

плоскости образуют между собой прямые углы, поэтому куски соли получаются в форме кубов или прямоугольных параллелепипедов. Все плоскости, параллельные граням параллелепипедов, между собой равноценны, по каждой из них можно произвести расщепление кристалла. Отсюда невольно возникает мысль, что частицы, из которых построен кристалл, расположены правильными рядами в плоскостях спайности. Плоскости спайности в свою очередь определенным образом расположены друг относительно друга так, что весь кристалл разбивается ими на громадное количество тождественных между собой ячеек. В углах ячеек расположены час-



Рис. 364.

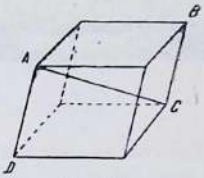


Рис. 365.

тицы, из которых построен кристалл. Такое правильное распределение частиц в пространстве образует так называемую пространственную решетку, основным элементом которой в каменной соли ($NaCl$) должен быть куб.

В настоящее время эти предположения блестяще подтверждены при помощи лучей Рентгена, позволивших точно определить расположение частиц в кристаллической решетке. На рис. 68 изображена модель кристалла каменной соли, у которой решетка состоит из ионов натрия, изображенных темными кружками, и ионов хлора, изображенных светлыми кружками. Мы видим, что элементарные ячейки действительно кубы, в вершинах которых попеременно находятся ионы натрия и хлора.

В этой главе нас главным образом будет интересовать кальцит — кристаллическая форма углекислого кальция ($CaCO_3$). Кальцит — прозрачный, бесцветный и довольно мягкий минерал, который добывается главным образом в Исландии и называется поэтому также *исландским шпатом*. Если ударить кусок кальцита молотком, то он тоже легко расщепляется по плоскостям, которые, однако, не образуют между собой прямых углов, как у каменной соли. В кальците плоскости спайности встречаются под такими углами, что ограниченный ими кусок кристалла имеет форму ромбоэдра или ромбической призмы. Ромбоэдром называется шестигранник, каждая грань которого представляет собой ромб. Такой ромбоэдр исландского шпата изображен на рис. 365. Ограничи-

вающие его ромбы имеют тупые углы по 102°. В точках A и C три грани кристалла сходятся своими тупыми углами. Прямая, проходящая через точку A и образующая равные углы с ребрами кристалла, называется оптической осью кальцита. Из соображений симметрии ясно, что оптическая ось лежит в сечении кристалла $ABCD$. В частном случае, когда кристалл выколот в форме ромбоэдра, как это изображено на рисунке, оптическая ось проходит через точку C.



Рис. 366.

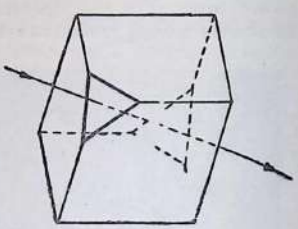


Рис. 366а.

Надо заметить, что каждая точка кристалла путем соответствующего раскалывания может быть сделана вершиной ромбоэдра A, значит, через каждую точку кристалла можно провести оптическую ось. Таким образом, оптическая ось не есть определенная линия, но определенное направление в кристалле. Выше мы сказали, что линия AC есть оптическая ось кальцита; это верно, но и всякая другая линия в кристалле, параллельная AC, будет тоже оптической осью.

Все кристаллы, не принадлежащие к правильной системе[1],— двоякопреломляющие, т. е. раздваивают проходящие через них лучи света. Если, например, положить на страницу книги кусок исландского шпата, то буквы покажутся двойными (рис. 366). В кальците есть только одно направление, по которому лучи проходят, не раздваиваясь,—это направление оптической оси. Действительно, если сошлифовать вершины ромбоэдра перпендикулярно к оси, как это показано на рис. 366а, то луч света, упавший нормально на образовавшуюся поверхность, пройдет, не расщепляясь. Таким образом, оптическую ось можно определить как направление в кристалле, по которому световые лучи проходят, не расщепляясь. Так как все точки кристалла равноценны, то через каждую точку можно провести оптическую ось, о чем, впрочем, уже было сказано выше.

В дальнейшем мы будем изучать прохождение света через кристаллы. Так же как и в изотропных средах, здесь важную

[1] Все кристаллы по своим структурным формам разделяются на 6 систем. Правильная система среди них—простейшая. Ее элементом является куб, как у только что описанной каменной соли.

роль играет нормаль, восстановленная к поверхности кристалла в том месте, где на нее падает луч света. Кроме того, надо еще принимать во внимание положение так называемого *главного сечения кристалла*. Под этим названием мы понимаем плоскость, которая содержит нормаль, восстановленную к поверхности кристалла, и оптическую ось, проведенную через основание нормали.

Кальцит принадлежит к одноосным кристаллам, но есть также и двухосные, обладающие двумя направлениями, по которым свет проходит без двойного преломления. В дальнейшем мы будем рассматривать только одноосные кристаллы.

§ 2. Лучи поляризованные и естественные. Все отделы оптики, которые мы до сих пор рассматривали, одинаково хорошо объясняются как с точки зрения продольных, так и поперечных световых волн. Теперь же мы должны познакомиться с новым явлением, доказывающим, что световые колебания перпендикулярны к направлению распространения волн.

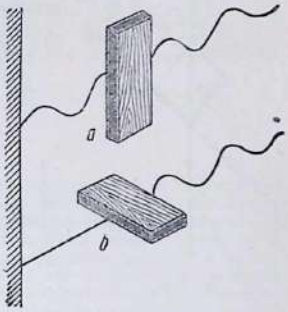
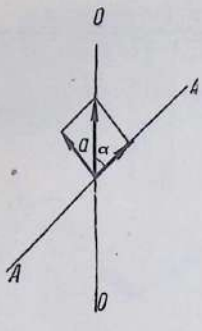


Рис. 367.

Начнем с механической аналогии, рассмотрев продольные и поперечные волны, распространяющиеся по каучуковой трубке. Представим себе, что мы не видим колебаний трубки, но можем их обнаружить с помощью привязанного к ней бубенчика. Как в этом случае отличить продольную волну от поперечной? Ход рассуждений ясен: в продольной волне колебания совершаются вдоль по лучу, поэтому вокруг луча все симметрично, все плоскости, содержащие лучи, равноценны. В поперечной волне этой симметрии, вообще говоря, нет, так как колебания ее точек обычно совершаются в каком-нибудь определенном, преимущественном направлении. Стало быть, надо поставить опыт так, чтобы эта несимметричность поперечной волны могла сказаться. Сделаем, например, из двух досок, с прокладками между ними, узкий ящик без дна и наденем его на каучук перед бубенчиком. В дальнейшем такой ящик будем называть щелью. На продольную волну щель никакого влияния не окажет, и бубенчик будет звенеть при любом ее положении. Совершенно другая картина получится для поперечной волны (рис. 367). Если щель расположена параллельно плоскости колебаний, она их пропускает беспрепятственно, и бубенчик звенит. Если щель перпендикулярна к плоскости колебаний, она их совершенно не пропускает, бубенчик молчит. Наконец, если щель составляет острый угол с направлением колебаний, как это изображено на рис. 368, то колебания проходят только отчасти. Пусть направление колебаний *OO* составляют угол α с направлением щели

AA (наблюдатель смотрит на щель по направлению луча, т. е. каучуковой трубки). В щели каучуковая трубка вынуждена скользить вдоль по ее длине, и поэтому щель пропускает только ту составляющую колебаний, которая параллельна направлению AA. Амплитуду падающих на щель колебаний a разлагаем на две составляющие $a\cos\alpha$ и $a\sin\alpha$ по направлению AA и по направлению, перпендикулярному к AA. Щель пропустит только колебания, параллельные AA с амплитудой $a\cos\alpha$. Таким образом, волны за щелью будут распространяться с этой новой амплитудой, причем плоскость их колебаний повернется на угол α.

В этом опыте мы имели дело с лучом, точки которого колебались в определенной плоскости. В оптике такие лучи называются *плоско поляризованными*.



ис. 368.

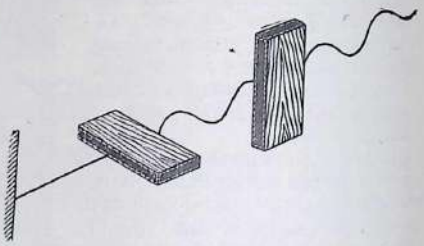


Рис. 369.

Итак, опыт со щелью дает нам возможность легко отличить плоско поляризованные поперечные колебания от продольных. Но возможен и более сложный случай, когда направления колебаний в поперечной волне очень быстро меняются. Такую неполяризованную волну можно получить на каучуковой трубке, быстро и неправильно изменяя направление колебаний ее конца. Теперь одной щели недостаточно, чтобы доказать поперечность волны. Как ни поставить щель, через нее все же пройдет часть колебаний, и бубенчик будет звенеть. Необходимо волну пропустить через две щели, как показано на рис. 369. Тогда первая щель пропустит только колебания, параллельные своему направлению, так что за ней получится плоско поляризованная волна. Вторая же щель позволит анализировать эту волну, доказав ее поперечность[1]. Первую щель, превращающую неполяризованную волну в поляризованную, будем называть *поляризатором*, вторую щель, определяющую направление колебаний,—*анализатором*.

---

[1] Кроме плоско поляризованных и неполяризованных лучей, могут быть еще лучи, эллиптически поляризованные, все точки которых движутся по эллипсам в плоскостях, перпендикулярно к лучу. Одной щелью поляризованный по эллипсу луч не гасится, но превращается в плоско поляризованный.

§ 3. Поляризация электромагнитных волн. Генераторы электромагнитных волн, описанные в главе 25, дают поляризованные волны. Обратимся хотя бы к рис. 307, на котором изображено несколько лучей и электрические векторы волны, соответствующие этим лучам. Мы видим, что электрический вектор перпендикулярен к лучу и лежит в плоскости, проходящей через луч и вибратор. Кроме того, мы знаем, что магнитный вектор волны перпендикулярен к лучу и электрическому вектору, т. е. перпендикулярен к плоскости, проходящей через вибратор и луч. Таким образом, оба вектора, определяющие электромагнитную волну, ориентированы в определенных плоскостях. Это и значит, что волна поляризована. В дальнейшем мы условимся считать за плоскость колебания электромагнитной волны ту плоскость, в которой лежит электрический вектор. Например, для электромагнитной волны, изображенной на рис. 310, плоскостью колебаний будет плоскость чертежа.



Рис. 370.

Возникает вопрос, нельзя ли для электромагнитных волн устроить приспособление, аналогичное описанной в предыдущем параграфе щели. Оказывается, можно. Для этого нужно взять деревянную рамку и натянуть в ней ряд параллельных тонких проволок. Если поставить такую решетку между вибратором и резонатором (рис. 370) перпендикулярно к линии OC и поворачивать ее около OC, как около оси, то мы увидим, что показания гальванометра будут меняться в зависимости от положения решетки. Когда проволоки перпендикулярны к плоскости чертежа и, значит, перпендикулярны к электрическому вектору, гальванометр дает максимальные отклонения.

При вращении решетки около линии OC показания гальванометра постепенно уменьшаются и совершенно исчезают, когда проволоки станут параллельными плоскости чертежа, т. е. совпадут по направлению с электрическим вектором. Здесь аналогия со щелью не выдерживается до конца. Щель гасит механическую волну в том случае, когда смещения перпендикулярны к длине щели. Проволочные же решетки гасят электромагнитную волну в том случае, если ее проволоки параллельны направлению электрического вектора. Ничего удивительного в этом факте, конечно, нет, так как природа обеих волн, так же как и механизм действия соответствующих поляризаторов, совершенно различны. Когда до решетки доходит электромагнитная волна, то под влиянием переменных электрических и магнитных сил приходят в движение электроны, иными словами, в проволоках появляются переменные токи. При этом выделяется джоулевская теплота, которая возникает за счет энергии падающей электромагнитной волны. Чем сильнее токи, возникающие в проволоках, тем сильнее поглощается волна. Понятно, что наиболее сильные токи получаются тогда, когда направление проволок совпадает с направлением электрических сил волны. В этом случае решетка целиком поглощает падающую на нее электромагнитную волну.

Если электрический вектор образует некоторый угол с направлением проволок, то следует его разложить на две составляющих, параллельно и перпендикулярно к направлению проволок. Параллельная составляющая будет целиком поглощена, а перпендикулярная составляющая пройдет через решетку практически без ослабления. Таким образом, за решеткой получится поляризованная волна, плоскость колебаний которой перпендикулярна проволокам.

§ 4. Поляризация световых волн. Световые волны, как мы знаем, имеют электромагнитный характер, поэтому для их исследования можно было бы применить тоже проволочную решетку, уменьшив соответственно ее размеры. К сожалению, технически невозможно построить такую решетку ввиду чрезвычайно малой длины световых волн. К счастью, имеются природные решетки, кристаллы, которые поляризуют световые лучи.

Наиболее удобным поляризатором для первых опытов являются пластинки турмалина, вырезанные параллельно оптической оси. Турмалин—кристалл зеленого[1] цвета, принадлежащий к той

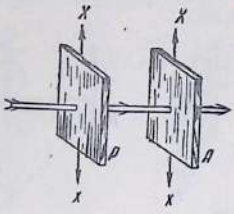


Рис. 371.

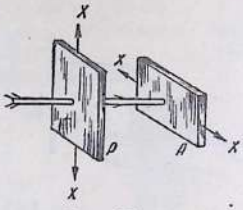


Рис. 371а.

же системе, что и описанный выше кальцит (форма ромбоэдра). Пропустив узкий пучок белых лучей через турмалиновую пластинку перпендикулярно ее поверхности, получим на экране пятно зеленого цвета. Яркость пятна не изменится, если вращать пластинку около луча, как около оси. Но картина резко меняется, когда луч пропускается через две турмалиновые пластинки.

Если оптическая ось второй пластинки параллельна оси первой, как на рис. 371, то яркость луча почти не меняется. Но если вращать одну из пластинок, хотя бы вторую, около луча, как около оси, то яркость пятна постепенно убывает. Когда оптические оси пластинок образуют угол в 90°, то пятно на экране погаснет (рис. 371а). Этот опыт показывает, что пластинки турмалина для световых волн являются своего рода «решеткой», поляризующей эти волны. Если оптические оси обеих пластинок параллельны, то это значит, что вторая «решетка» параллельна первой и поэтому она свободно пропускает световые волны, прошедшие через первую. При повороте на 90° вторая пластинка задержит все волны. Наконец, если оси обеих пластинок составляют между собой угол α, то через вторую пластинку волны пройдут ослабленными с амплитудой $a \cos \alpha$, где a—амплитуда падающих на вторую пластинку волн. Кроме того, плоскость колебаний волны повернется на угол α. Здесь мы можем сослаться на рис. 368 и повторить целиком приведенные там рассуждения. Надо только помнить, что на рис. 368 амплитуда a представляла собой максимальное смещение точек механической волны, теперь же под a мы должны понимать амп-

[1] Иногда попадаются кристаллы турмалина и других цветов.

литуду электромагнитной волны, т. е. максимальное значение напряженности переменного электрического поля волны.

Описанный нами опыт с турмалиновыми пластинками приводит к заключению, что световые волны поперечны, так как они могут поляризоваться, и что волны, испускаемые обычными световыми источниками, не поляризованы, так как нужны две пластинки, чтобы их погасить.

Теоретические и экспериментальные соображения приводят к заключению, что если луч света падает нормально на турмалиновую пластинку, вырезанную параллельно оптической оси, то она пропускает только волны, в которых электрический вектор параллелен оптической оси, а магнитный вектор перпендикулярен к оси. Кристаллическая решетка, как правило, пропускает две поляризованных волны, плоскости колебаний которых взаимно перпендикулярны. В турмалине одна из волн поглощается, поэтому мы им и воспользовались для первых опытов по поляризации.

§ 5. Двойное преломление в кристаллах. На рис. 372 изображен ромбоэдр исландского шпата, приклеенный к круглой диафрагме с небольшим отверстием. Направление оптической оси показано штриховкой. Диафрагма вместе с кристаллом укрепляется в кольце R так, что может вращаться вокруг оси, перпендикулярной к ее плоскости и проходящей через центр отверстия. Плоскость чертежа совпадает с главным сечением кристалла для его левой поверхности.

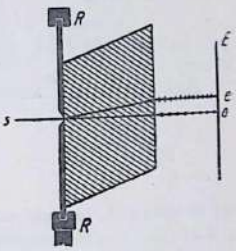


Рис. 372.

На кристалл, нормально к его поверхности, падает луч света s, который в кристалле разделяется на два луча: обыкновенный o и необыкновенный e. Первый из них проходит через пластинку без преломления, второй отклоняется на некоторый угол от нормали в плоскости главного сечения левой поверхности кристалла. На экране E получается два светлых пятнышка одинаковой яркости, расстояние между которыми не зависит от расстояния между пластинкой и экраном. Значит, оба луча, пройдя пластинку, идут параллельно друг другу. Если вращать пластинку вокруг луча s, как оси, то пятнышко o на экране остается неподвижным, пятнышко e движется вокруг него вместе с главным сечением кристалла. Значит, необыкновенный луч остается все время в плоскости главного сечения.

Если пропустить оба луча через турмалиновую пластинку, то, вообще говоря, на экране получатся два зеленых пятнышка различной яркости. При вращении турмалиновой пластинки вокруг обыкновенного луча, как оси, оба пятнышка попеременно темнеют и светлеют. Когда одно из них имеет максимальную яркость, другое совершенно гаснет. При повороте турмалиновой пластинки

на 90° первое гаснет, а второе приобретает максимальную яркость. Значит, направления световых векторов в обоих лучах взаимно перпендикулярны.

Рассмотрим более общий случай, когда естественный луч света падает на плоско параллельную пластинку исландского шпата под некоторым углом α (рис. 373). Войдя в пластинку, он разделится на два поляризованных луча—обыкновенный o и необыкновенный e. Первый ведет себя нормально, т. е. так, как будто бы он распространялся в изотропной среде. Для него отношение

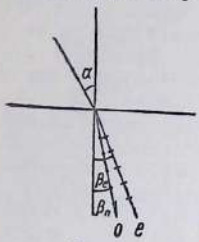


Рис. 373.

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta_o} = n_o$$

есть величина постоянная, показатель преломления обыкновенного луча n_o. Так же, как и для изотропных сред,

$$n_o = \frac{c}{u_o},$$

где u_o обозначает скорость обыкновенного луча в кристалле. Для желтого света паров натрия $n_o = 1{,}66$, значит, $u_o = c/1{,}66$ (c—скорость света в пустоте).

Для необыкновенного луча отношение

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta_e}$$

не постоянно, так как скорость необыкновенного луча различна по различным направлениям внутри кристалла. По направлению оптической оси она меньше всего и равна скорости обыкновенного луча[1]. По этому направлению оба луча идут, не разделяясь. По направлениям, перпендикулярным к оптической оси, скорость необыкновенного луча наибольшая, равная для желтого натриевого света $c/1{,}42$. В общем случае необыкновенный луч не лежит в плоскости падения, так что и эта часть закона преломления не выполняется. Он лежит в главном сечении кристала, т. е. в плоскости, содержащей оптическую ось и нормаль, восстановленную в точке падения. На рис. 373 изображен частный случай, когда оптическая ось совпадает с плоскостью чертежа. Поэтому главное сечение кристалла совпадает с плоскостью падения и оба преломленных луча лежат в плоскости чертежа.

По выходе из пластинки оба луча всегда идут параллельно друг другу. При помощи турмалина можно установить, что колебания в необыкновенном луче лежат в главном сечении кристалла (в раз-

[1] Есть одноосные кристаллы, у которых скорость необыкновенного луча по оси наибольшая, а перпендикулярно к оси—наименьшая.

бираемом случае в плоскости чертежа), в обыкновенном же луче они нормальны к главному сечению. Направления колебаний необыкновенного луча изображены коротенькими линиями, перпендикулярными к лучу и лежащими в плоскости чертежа. Направления колебаний в обыкновенном луче, нормальные к плоскости чертежа, изображены точками.

§ 6. Призма Николя. Поляроиды. Для работ с поляризованным светом необходимо иметь приспособления, дающие один определенным образом поляризованный луч. Турмалин уже в тонких слоях поглощает целиком обыкновенный луч. К сожалению, необыкновенный луч тоже сильно поглощается и к тому же становится цветным, поэтому

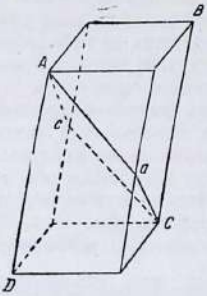


Рис. 374.

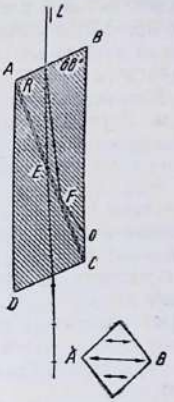


Рис. 375.

турмалин для большинства работ непригоден. Обычно пользуются так называемой призмой Николя, которая изготовляется следующим способом: из куска исландского шпата выкалывают длинную призму и основания ее подшлифовывают так, чтобы они образовали углы в 68° с ребрами (рис. 374). После этого призму распиливают по плоскости $AaCcA$, перпендикулярной к обоим основаниям. Плоскости распила полируются, и затем призма склеивается канадским бальзамом в прежнем положении. На рис. 375 изображено сечение $ABCD$ распиленной и вновь склеенной призмы. Штриховкой показано направление оптической оси.

Пусть на основание призмы падает луч света L, параллельный ребрам призмы. В этом случае плоскость падения совпадает с главным сечением кристалла и оба преломленных луча будут лежать в плоскости падения (чертежа). Сильнее преломится обыкновенный луч o, скорость которого меньше. Показатель преломления кальцита для обыкновенного луча больше показателя преломления канадского бальзама. Поэтому обыкновенный луч, падающий на поверхность канадского бальзама под углом, бо́льшим предельного, испытывает полное внутреннее отражение и поглощается зачер-

венной боковой поверхностью призмы. Необыкновенный луч проходит, почти не ослабляясь.

Что касается направления колебаний этого луча, то мы знаем (§ 5), что они совершаются в плоскости главного сечения *ABCD*, как это схематически показано небольшими отрезками прямой, перпендикулярными к лучу. Само собой понятно, что все лучи, падающие на призму параллельно *L*, ведут себя тождественно. Значит, если на грань призмы *BC* падает параллельный пучок лучей, то в кристалле он разделится на два пучка, из которых один после отражения поглотится на боковой поверхности призмы, другой пройдет насквозь почти без ослабления. Николь является одним из лучших поляризаторов, не изменяющих цвета проходящих через него лучей.

В поляризационных приборах обычно употребляются два николя. Первый, поляризующий падающий на него свет, называется поляризатором. Второй называется анализатором, так как служит для определения направлений дошедших до него колебаний.

Надо заметить, что николь и другие поляризационные призмы обладают одним большим недостатком—они очень дороги. В последние годы в продаже появились дешевые поляризаторы, так называемые поляроиды, в которых используется дихроичность некоторых веществ. Все двоякопреломляющие кристаллы более или менее дихроичны, т. е. по-разному поглощают оба лу́ча. В некоторых кристаллах дихроизм настолько силен, что уже в тонких слоях один из лучей полностью поглощается. Например, пластинка турмалина в 1 *мм* толщины полностью поглощает обыкновенный луч.

В первых опытах мы и употребляли такие пластинки в качестве поляризаторов.

Еще бо́льшим дихроизмом обладает герапатит (периодат бисульфата хинина), из которого удается приготовлять искусственные кристаллические пластинки до 6 *см* диаметром. В слое толщиной около 0,3 *мм* герапатит полностью поглощает обыкновенный луч. Необыкновенный луч получает слабый зеленоватый оттенок.

В последние годы научились делать поляризаторы с неограниченно большой поверхностью в виде пленок из различных прозрачных материалов вроде целлулоида, целлофана и разных прозрачных пластмасс. К этим веществам подмешивается герапатит в форме мелких кристаллов. В процессе изготовления пленок все кристаллики герапатита получают одинаковую ориентировку и поляризуют в определенной плоскости проходящий через них свет. Поляризация не совсем полная, но пленки дешевы, имеют произвольно большую поверхность и поэтому получили в технике многообразное применение.

§ 7. Поляризация света при отражении и преломлении. Поляризация наблюдается не только при прохождении света через кристаллы, но и при преломлении и отражении световых волн на границе обычных изотропных сред. Пусть, например, на стеклянную

пластинку падает луч света S, который, как всегда, разделяется на два луча: преломленный G и отраженный R (рис. 376).

На пути луча R, нормально к нему, поставим турмалиновую пластинку и будем ее вращать так, как будто она насажена на луч, как на неподвижную ось. При этом мы увидим, что сила света, прошедшего через турмалин, будет периодически меняться. Больше всего света пройдет тогда, когда оптическая ось пластинки xx перпендикулярна к плоскости падения, и меньше всего тогда, когда ось пластинки параллельна плоскости падения, как это изображено на рисунке. Этот опыт показывает, что в отраженном свете преобладают световые колебания, перпендикулярные к пло-

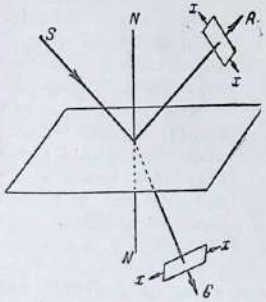


Рис. 376.

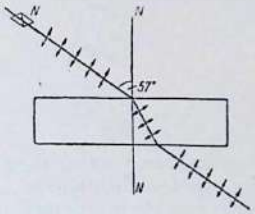


Рис. 377.

скости падения—значит, свет при отражении частично поляризуется. Степень поляризации зависит от угла падения. Замечательно, что для всех непроводящих тел (диэлектриков) можно найти такой угол, при котором отраженный свет вполне поляризован. Величина угла полной поляризации определяется законом Брюстера:

$$\operatorname{tg}\alpha = n, \qquad (1)$$

где n—показатель преломления вещества[1]. Для стекла, например, этот угол равен 57°.

Если под этим углом бросить луч света на стеклянную пластинку и повторить вышеописанный опыт, то при изображенном на рис. 376 положении турмалина свет через него не пройдет, что и докажет полную поляризацию отраженного света.

Из этого опыта ясно, что световые волны, колебания которых лежат в плоскости падения, не отражаются от поверхности стекла, если падают на него под углом полной по-

[1] Пользуясь законом Брюстера, можно найти показатель преломления непрозрачных тел, например, эмалей, мрамора и пр. Другое практическое применение—устройство зеркальных поляризаторов. Они не так удобны в обращении, как, например, николь, но зато по своей дешевизне доступны и небогатым лабораториям.

ляризации. Соответствующий опыт изображен на рис. 377. На стеклянную пластинку падает под углом в 57° луч света, прошедший через николь N. Если николь поставлен так, что пропускает световые колебания, параллельные плоскости падения, то никакого отраженного луча нет, весь свет проходит в стекло. Если николь поворачивать вокруг луча, как оси, отраженный луч появляется и приобретает наибольший блеск, когда световые колебания становятся перпендикулярными к плоскости падения.

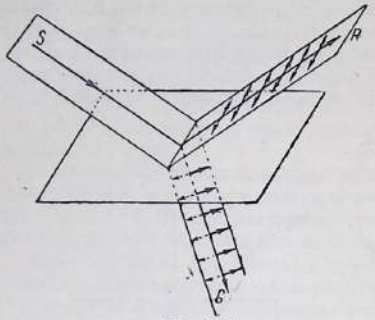


Рис. 378.

Если исследовать с помощью турмалина преломленный луч G (рис. 376), то окажется, что он тоже частично поляризован, но в нем преобладают колебания, параллельные плоскости падения. Преломленный луч никогда не бывает вполне поляризован, максимальная же поляризация наблюдается тогда, когда луч S падает под углом, определяемым законом Брюстера.

Чтобы сказанное запечатлелось в памяти, на рис. 378 мы еще раз изобразили падающий, преломленный и отраженный лучи, причем через них проведены плоскости, перпендикулярные плоскости падения. Двойные стрелки указывают преимущественные направления световых колебаний (электрического вектора) в отраженном и преломленном луче.

§ 8. Вращение плоскости колебаний. Есть тела, которые вращают плоскость колебаний проходящего через них поляризованного луча. Особенно сильно выражено это явление в кварце для лучей, идущих по его оптической оси.

Возьмем два перекрещенных николя и посмотрим через них на натриевое пламя. Поле зрения будет темное, так как второй николь не пропустит колебаний, прошедших через первый. Поставим между ними тонкую кварцевую пластинку, вырезанную перпендикулярно оси. Поле зрения станет светлым, но соответствующим поворотом анализатора свет можно опять погасить. Этот опыт доказывает, что кварцевая пластинка повернула плоскость колебаний светового луча. Угол поворота плоскости колебаний, очевидно, равен тому углу, на который пришлось повернуть анализатор, чтобы погасить свет. Надо заметить, что есть правый и левый кварцы, которые дают одинаковые по величине вращения плоскости колебаний, но в противоположных направлениях.

Лучи различных длин волн по-разному вращаются кварцем. Так, пластинка толщиной в 1 *мм* вращает плоскость колебаний красного луча на 15°, желтого—на 21°, синего—на 33° и фио-

летового—на 51°. На рис. 379 дан схематический рисунок, поясняющий вращение плоскости колебаний. На поляризатор P падают лучи света от источника S. Пройдя через поляризатор, световые колебания имеют направление, указанное стрелкой b. Направление колебаний, которые пропускает анализатор A, указано стрелкой a. Анализатор и поляризатор перекрещены, поэтому поле зрения темнее. Если между ними вставить кварцевую пластинку толщиной около 1,5 *мм*, то, чтобы погасить красный луч, надо повернуть анализатор так, чтобы стрелка заняла положение r, а чтобы погасить фиолетовый, надо стрелку передвинуть в положение V.



Рис. 379.

Если на поляризатор падает белый луч, то поле врения становится цветным, потому что плоскости колебаний различных монохроматических лучей вращаются по-разному, и поэтому лучи, проходя анализатор, ослабляются в различной степени. Вращая анализатор, мы меняем окраску поля зрения, так как гасим последовательно различные участки спектра.

Угол, на который вращается плоскость колебаний при прохождении слоя твердого вещества толщиной в 1 *мм*, называется удельным вращением вещества.

Многие жидкости тоже вращают плоскость колебаний. Обнаружить это вращение можно с помощью той же установки, только вместо пластинки кварца надо поместить между анализатором и поляризатором трубку, наполненную испытуемой жидкостью, концы которой закрыты стеклами. Для медиков особенно важно вращение, вызываемое растворами тростникового сахара. Оказывается, оно пропорционально концентрации раствора и длине столба жидкости, по которой проходит свет.

Вращение, вызываемое столбом жидкости длиной в 1 *дм* при концентрации в 1 *г* вещества на 1 *см*³ жидкости, называется удельным вращением растворенного вещества.

Удельное вращение сахара для натриевого пламени равно 66,5°. Стало быть, если в 1 *см*³ воды растворено m *г* сахара, то столб раствора длиной в l *дм* повернет плоскость колебаний натриевого луча на угол φ, равный:

$$\varphi = 66{,}5\ ml.$$

Зная l и измеряя φ, можно найти неизвестную концентрацию раствора:

$$m = \frac{1}{66{,}5}\,\frac{\varphi}{l} = 0{,}015\,\frac{\varphi}{l}\ г/см^3. \qquad (2)$$

Этим способом пользуются для определения количества сахара в различных растворах, в частности, в моче (диабет).

Если в схеме рис. 379 заменить кварцевую пластинку сосудом с раствором сахара, то получится простейший сахариметр Мичерлиха, позволяющий по вращению плоскости колебаний определить количество сахара в растворе. Сначала анализатор при монохроматическом освещении устанавливается на темноту, затем вставляется сосуд с раствором сахара и опять производится установка на темноту. Угол поворота анализатора φ отсчитывается на разделенном круге.

ГЛАВА 31

О СУБЪЕКТИВНОМ ВОСПРИЯТИИ СВЕТА. ФОТОМЕТРИЯ

§ 1. Световой поток, сила света. Рассмотрим источник света A, помещенный в какой-нибудь точке пространства (рис. 380). Из него во все стороны излучается энергия, состоящая из видимых ультрафиолетовых и инфракрасных волн. Нас интересует как сам световой источник с точки зрения его способности освещать окружающие тела, так и освещенность рассматриваемых нами тел. Эти величины связаны с количеством энергии, испускаемой в единицу времени источником света, и с количеством энергии, падающей за единицу времени на поверхность тела, т. е. с мощностью. Мощность светового потока может быть измерена хотя бы по нагреванию термометра с зачерненным шариком и выражена в ваттах. Но подобные измерения для наших зрительных впечатлений недостаточны, так как наши физиологические световые ощущения отнюдь не всегда пропорциональны световой энергии, выраженной в ваттах.

Восприимчивость глаза к различным участкам спектра далеко не одинакова. Так, например, одинаковые количества ватт энергии, приносимые в глаз лучами зелеными ($\lambda = 550\ m\mu$) и лучами красными ($\lambda = 700\ m\mu$), создают физиологические ощущения, интенсивности которых относятся, как 250 к 1. Чувствительность глаза к зеленым лучам в 250 раз больше, чем к красным. Таким образом, спектральный состав света далеко не безразличен с точки зрения его физиологического действия на глаз.

Поэтому световые источники приходится сравнивать по их действию на глаз человека с некоторыми стандартными источниками, сила света которых выражается в так называемых *международных свечах*.

Международная свеча установлена специальным международным соглашением и осуществляется с помощью тщательно выверенных электрических ламп, горящих при определенном напряжении и силе тока. Для ориентировки укажем, что международная свеча по силе света соответствует примерно обыкновенной стеариновой свече.

Количество световой энергии, испускаемой источником по всем направлениям в секунду и оцениваемое по производимому им на нормальный глаз световому ощущению, называется полным световым потоком[1]. В случае точечного источника[2] удобно относить световой поток к стерадиану, т. е. к единице телесного угла. Действительно, если источник находится в вершине конуса, изображенного на рис. 380, то через любое сечение конуса идет один и тот же световой поток. За единицу светового потока принимается *люмен* — такой поток, который идет внутри телесного угла, равного единице, в вершине которого поставлен точечный источник света в одну международную свечу, испускающий свет равномерно во все стороны.

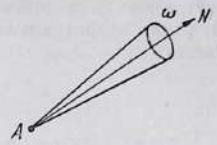


Рис. 380.

Из этого определения ясно, что полный световой поток, испускаемый источником с силой света в одну международную свечу, равен 4π люменов (напомним, что полный телесный угол около точки равен 4π).

Если же в точке A помещен точечный источник света с силой света, равной i свечам, то он испускает внутри телесного угла, равного единице, поток в i люменов, а световой поток Φ внутри телесного угла ω будет равен

$$\Phi = \omega i \text{ люменов.} \tag{1}$$

Решая это равенство относительно i, получим

$$i = \frac{\Phi}{\omega} \frac{\text{люмен}}{\text{стерадиан}} \text{(м. св.)}^3. \tag{1а}$$

Сила света точечного, во все стороны равномерно излучающего источника численно равна световому потоку, идущему внутри телесного угла, равного одному стерадиану.

---

[1] Световой поток может быть измерен объективно в ваттах, о чем уже упоминалось в главе о дисперсии света.

[2] Под точечным источником понимают такой источник, геометрические размеры которого настолько малы по сравнению с расстоянием, на котором его рассматривают, что излучаемый им световой поток можно считать исходящим из одной точки.

[3] Международную свечу мы обозначаем сокращенно м. св.

Если источник A излучает свет неравномерно во все стороны, то его сила света различна по разным направлениям. Чтобы определить его силу света по какому-нибудь направлению AN, надо выделить в этом направлении очень малый телесный угол $\Delta\omega$ с вершиной в точке A и определить идущий внутри него малый световой поток $\Delta\Phi$. Угол $\Delta\omega$ надо брать настолько малым, чтобы внутри него силу света источника можно было считать постоянной. При этих условиях можно воспользоваться формулой (1а) и написать

$$i = \frac{\Delta\Phi}{\Delta\omega} \frac{\text{люмен}}{\text{стерадиан}}. \qquad (2)$$

Сила света неравномерно излучающего источника по какому-нибудь направлению численно равна световому потоку, идущему по этому направлению, рассчитанному на единицу телесного угла.



Рис. 381.

Световой поток, как мы уже знаем, можно также измерять в энергетических единицах, в ваттах. В этих же единицах можно измерять и силу света, воспользовавшись предыдущей формулой.

$$i = \frac{\Delta\Phi}{\Delta\omega} \frac{\text{ватт}}{\text{стерадиан}}. \qquad (2а)$$

§ 2. Освещенность. Чрезвычайно важную роль в гигиене играют вопросы освещения жилищ и рабочих помещений. *Освещенность* L измеряется световым потоком, падающим на единицу поверхности. За единицу освещенности мы принимаем *люкс*, т. е. освещенность такой поверхности, на квадратный метр которой падает световой поток, равный одному люмену.

Посмотрим, как зависит освещенность поверхности от расстояния до источника. Допустим, что в некоторой точке находится равномерно излучающий источник, сила света которого равна i свечей. Проведем около него как центра сферу радиусом r (рис. 381). Световой поток через сферу равен $4\pi i$ люменов. Соответствующую освещенность L получим, разделив световой поток на поверхность сферы:

$$L = \frac{4\pi i}{4\pi r^2} = \frac{i}{r^2} \frac{\text{м. св.}}{\text{м}^2} (\text{люкс}). \qquad (3)$$

Это выражение обозначает, что при нормальном падении лучей освещенность поверхности обратно пропорциональна квадрату ее расстояния от источника света. Подразумевается, что источник точечный, т. е. находится на достаточно большом расстоянии от освещаемой поверхности.

Посмотрим еще, как влияет угол падения лучей на освещенность поверхности. Рассмотрим параллельный пучок лучей, падающих один раз на поверхность перпендикулярно, а другой раз под углом α. На рис. 382 изображен такой пучок лучей, представляющий собой световой поток Φ, падающий на поверхность S, а затем на поверхность S_1; N—нормаль к поверхности S_1, α—угол падения. Освещенности поверхностей S и S_1 равны соответственно:

$$L=\frac{\Phi}{S};\quad L_1=\frac{\Phi}{S_1}.$$

Поделив почленно эти равенства и принимая во внимание, что

$$S=S_1\cos\alpha,$$

получим:

$$\frac{L_1}{L}=\cos\alpha,\ \text{или}\ L_1=L\cos\alpha. \quad (4)$$

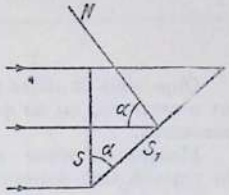


Рис. 382.

Отсюда видно, что освещенность поверхности пропорциональна косинусу угла падения. Она наибольшая, когда лучи падают нормально к поверхности.

Смена времен года объясняется как раз изменением угла падения солнечных лучей на поверхность земли.

§ 3. Фотометрия. Под этим названием надо понимать отдел оптики, занимающийся измерением силы света различных источников и изучением освещенности.

Обычно все подобные измерения сводятся к сравнению освещенности двух поставленных рядом белых поверхностей с последующим расчетом, основанным на применении формулы (3). Рассмотрим, например, фотометр Бунзена, состоящий из бумажного экрана с масляным пятном посредине.



Рис. 383.

Если осветить экран спереди, то масляное пятно кажется темным, потому что промасленная бумага пропускает часть падающих на нее лучей (рис. 383, *A*). Если осветить экран сзади, то по той же причине пятно кажется светлым на темном фоне (рис. 383, *C*). Наконец, в случае одинаковой освещенности с обеих сторон пятно должно исчезнуть (рис. 383, *B*).

На рис. 384 изображена оптическая скамья с делениями, по которой могут перемещаться два источника света и фотометр Бунзена, укрепленные на рейтерах (ползунках). Фотометр передвигается до тех пор, пока масляное пятно не исчезнет. Это значит, что освещенность L_1 экрана со стороны первого источника равна освещенности L_2 со стороны второго источника.

Воспользовавшись формулой (3), можно написать:

$$L_1=\frac{i_1}{r_1^2};\quad L_2=\frac{i_2}{r_2^2},$$

где i_1 и i_2—силы света сравниваемых источников, r_1 и r_2—расстояния источников от экрана в момент исчезновения пятна. Приравнивая освещенности, получим:

$$\frac{i_1}{r_1^2} = \frac{i_2}{r_2^2},$$

или, переставив средние члены,

$$\frac{i_1}{i_2} = \frac{r_1^2}{r_2^2}. \qquad (5)$$

Определив из опыта расстояния r_1 и r_2 и зная силу света одного из источников, мы по формуле (5) определим силу света другого источника.

Установить точно момент исчезновения масляного пятна не удается. Оно недостаточно хорошо для этого пропускает свет,



Рис. 384.

и его граница недостаточно резка. Мы упомянули о фотометре Бунзена только потому, что он является прототипом одного из наиболее совершенных инструментов—фотометра Лумера-Бродхуна. Главной составной частью этого прибора является стеклянный кубик, состоящий из двух призм. Одна призма обыкновенная, с плоскими гранями, другая имеет одну сферическую поверхность $DGHE$, плоско отшлифованную в средней части (рис. 385). Обе призмы так хорошо пришлифованы и сжаты, что в плоскости соприкосновения GH представляют собой как бы сплошной кусок стекла, через который свет проходит без преломления. Если на грань AB падает пучок лучей, то все они испытывают полное внутреннее отражение на грани BC, за исключением тех, которые пройдут через GH без преломления. Поэтому наблюдатель, смотрящий последовательно через грани EF и AC, увидит картины, изображенные на рисунке сбоку и снизу. (Черное поле вокруг светлого кольца на картине II получается потому, что соответствующая часть поверхности призмы AC зачернена.) В фотометре описанный кубик монтируется так, как показано на рис. 385а. Сравниваемые между собой источники света освещают белый экран S. Диффузно рассеянные от этого экрана лучи освещают два симметрично к нему поставленные экрана s_1 и s_2, которые в свою очередь освещают стороны кубика Люммера. Наблюдатель, смотря-

щий через лупу O на кубик, видит картину II (рис. 385), создаваемую лучами, идущими от экрана s_2, и картину I (рис. 385), создаваемую лучами, идущими от экрана s_1. В результате он видит светлое кольцо и резко отграниченное от него центральное пятно другой освещенности.

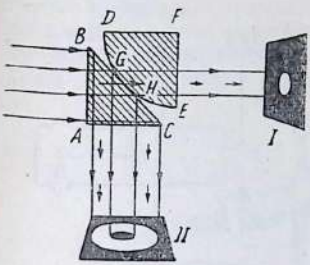


Рис. 385.

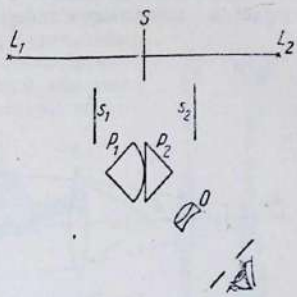


Рис. 385а.

Передвигая источники света, можно добиться того, чтобы пятно исчезло. В этот момент освещенность обеих сторон экрана S одинакова. Теперь остается только отсчитать расстояния источников от экрана S и подставить найденные значения в формулу (5).

Реальные источники света, как мы знаем, не точечные. Их светящаяся поверхность не имеет сферической симметрии, и сила света по различным направлениям различна. Поэтому для всесторонней характеристики источника приходится изучать его излучение, идущее по всевозможным направлениям. На рис. 386 дано, например, графическое изображение силы света, испускаемой электрической лампочкой по различным направлениям. Радиальные прямые изображают направление лучей, идущих под определенными углами к оси лампы. По ним откладываются соответственные силы света, и полученные точки соединяются кривой, дающей закон распределения сил света.

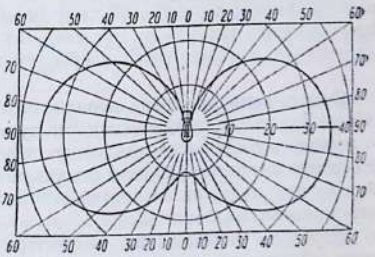


Рис. 386.

Из чертежа видно, что наибольшей силой света в 35 свечей лампа обладает в экваториальной плоскости. Вниз по оси лампа дает силу света, равную всего 10 свечам.

Источники света, применяемые в технике освещения, имеют средние силы света от долей свечи до десятков тысяч свечей (мощные вольтовы дуги и лампы накаливания). Сила света источника в определенном направлении может быть во много раз увеличена при помощи зеркал и линз, как это, например, ясно из рис. 387. Световой поток Φ из источника A, идущий внутри телесного угла ω, падает на собирающую линзу K. За линзой световой поток ста-

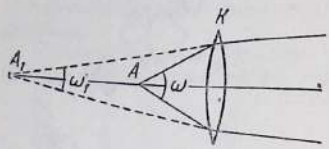


Рис. 387.

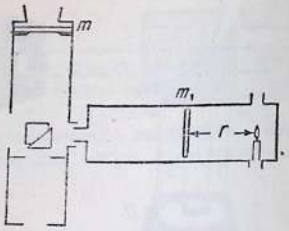


Рис. 388.

новится менее расходящимся и идет внутри меньшего телесного угла ω_1. До линзы сила света определяется формулой:

$$i = \frac{\Phi}{\omega},$$

за линзой—формулой:

$$i_1 = \frac{\Phi}{\omega_1}.$$

Отсюда видно, что сила света за линзой возрастает в отношении ω/ω_1. Таким способом можно получить громадные силы света в десятки и даже сотни миллионов свечей (прожекторы). Выигрыш в освещенности поверхностей получается значительно меньший, так как в формуле (3) расстояние надо считать не от источника A, а от его мнимого изображения A_1.

Перейдем к описанию фотометра Вебера, употребляемого для определения освещенности поверхностей. Схематически он изображен на рис. 388. Его главной частью является тоже кубик Люммера. В этом приборе сравнивается освещенность двух пластинок из молочного стекла. Одна из них m освещается лучами, отраженными от исследуемой поверхности; другая m_1 освещается стандартной лампой. Освещенность пластинки m_1 можно изменять определенным способом, изменяя ее расстояние r относительно лампочки. Прибор предварительно градуируют, обращая пластинку m на поверхность, освещенность которой известна, и подбирая расстояние r так, чтобы получить исчезновение пятна. На рис. 389 дан общий вид прибора Вебера.

Современные нормы освещенности для рабочего стола от 20 до 50 люксов. Норма для столов чертежников—300 люксов. Освещенность в комнате в ясный солнечный день достигает 1 000, а на улице, на открытой площадке, 100 000 люксов.

§ 4. Адаптация, длительность светового ощущения. Световое ощущение получается в результате раздражения окончаний глазного нерва продуктами распада светочувствительного вещества, содержащегося в особых образованиях, расположенных в сетчатой оболочке глаза. Эти образования, так называемые палочки и колбочки, изображены на рис. 390. Они расположены в наиболее глубоком слое сетчатки, так что окончания глазного нерва подходят к ним сверху из наружных слоев сетчатки, обращенных к хрусталику.

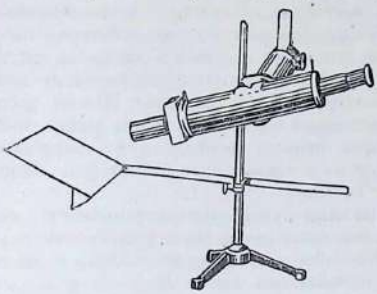


Рис. 389.

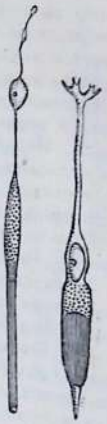


Рис. 390.

Колбочки выстилают центральную часть сетчатой оболочки, так называемое желтое пятно. Они являются цветочувствительными элементами, при их помощи мы различаем окраску предметов.

Палочки выстилают окружающую желтое пятно поверхность сетчатки. Они гораздо чувствительнее колбочек к свету, но во всех областях спектра дают одинаковое ощущение серо-зеленого цвета.

Светочувствительное вещество на свету разлагается, но не до конца, так как в палочках и колбочках оно непрерывно вновь вырабатывается. Для каждой освещенности глаза устанавливается автоматически некоторое оптимальное содержание светочувствительного вещества. Процесс приспособления глаза к определенной освещенности называется *адаптацией*. Он требует некоторого времени, поэтому внезапный переход от большой освещенности к малой или наоборот весьма неприятен, а иногда вызывает болезненное ощущение. Так, каждому из нас знакомо чувство слепоты, когда в ясный солнечный день с улицы входишь в слабо освещенное помещение. В первое мгновение ничего не видно, и только постепенно начинаешь различать окружающие предметы. Сначала нара-

стание чувствительности идет сравнительно медленно, затем быстро и потом опять медленнее. Весь процесс длится 20—30 минут.

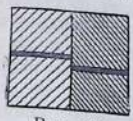
Всем нам также известно болезненное ощущение рези в глазах при переходе от темноты к яркому свету. Чувствительность глаза в темноте становится весьма большой благодаря большому скоплению светочувствительного вещества в колбочках и палочках. При переходе к свету значительное количество этого вещества разлагается в короткое время, вызывая болезненное раздражение глазного нерва.

Световое ощущение, в зависимости от его силы, сохраняется в глазу в течение некоторого времени, порядка десятых долей секунды. Периодическое изменение освещенности воспринимается как мелькание, но при большой частоте, благодаря сохранению глазом световых ощущений, мелькание исчезает и создается ощущение постоянной освещенности. На этом принципе работает кино, в котором последовательно проецируется на экран 30—40 кадров в секунду. Что касается освещенности экрана, то она такая, как будто бы падающая на экран энергия распределялась равномерно и на периоды освещения, и на темновые паузы. Этот факт был установлен Тальбо (закон Тальбо).

§ 5. Фотометрия цветных лучей. Фотометрирование, как мы знаем, сводится к установлению равенства освещенности двух полей (частей экрана). Это легко сделать, если сравниваемые источники испускают лучи одинакового цвета. Но если есть хотя небольшая разница в оттенках, то точные измерения становятся затруднительными. При различии же цветов обычные методы измерений становятся просто невозможными.

Очевидно, надо ввести какие-то новые условия, позволяющие установить равенство освещенности двух разноцветных полей, например, белого и зеленого или красного и синего. Можно указать несколько подобных условий, из которых мы приведем два.

1. На белом экране получают два цветных поля, например, красное и зеленое. На пути лучей помещают палочку, тень которой пересекает оба поля. Если медленно двигать палочку вверх и вниз, то ее тень на границе между полями разрывается, как показано на рис. 391. Это происходит вследствие того, что скорость восприятия глазом световых ощущений, идущих от обоих полей, неодинакова. Если менять освещенность полей, то относительное положение обеих полосок тени меняется, следовательно, с изменением освещенности меняется и скорость светового восприятия.


Рис. 391.

Условились считать освещенности одинаковыми, если они соответствуют одинаковой скорости световых восприятий. Пользуясь этим условием, поступают так: меняют освещенность одного из полей до тех пор, пока обе части тени не сольются в одну прямую. Когда это достигнуто, то на основании приведенного выше условия освещенности полей считают одинаковыми.

2. К экрану прикрепляют газету и на ней рядом проецируют два цветных пятна. Освещенности подбирают так, чтобы шрифт газеты казался одинаково отчетливым в обоих цветах. Освещенности, при которых достигается одинаковая отчетливость шрифта, считаются одинаковыми. Оба описанных метода дают хорошо совпадающие результаты.



Рис. 392.

Мы все время говорили об изменении освещенности. Какими же способами такое изменение достигается? Укажем некоторые из них. 1. Теоретически наиболее совершенным способом является изменение расстояния от источника света. Однако там, где требуются большие изменения освещенностей, указанный способ крайне неудобен, а при неподвижных источниках и приемниках он просто неприменим. 2. Поставив на пути лучей два николя, можно совершенно непрерывно менять силу света, вращая один из них. 3. Иногда применяют так называемый серый клин. Это стеклянная полоска, покрытая веществом, одинаково поглощающим все лучи спектра. Слой вещества наносится так, что его толщина равномерно убывает от одного конца пластинки до другого. Два одинаковых клина применяются в положении, указанном на рис. 392, при котором падающий на них пучок лучей проходит всюду одинаковую толщу поглощающего вещества. Чем сильнее надвинуты друг на друга клинья, тем толще слой поглощающего вещества и тем сильнее ослабляется свет.

§ 6. О чувствительности глаза. В предыдущем параграфе указаны методы, при помощи которых можно определить в международных свечах силу света различных источников, независимо от их цвета. В то же самое время можно измерить при помощи термостолбика силу излучения тех же источников в ваттах на стерадиан. Отношение силы света в международных свечах к силе света, выраженной в ваттах на стерадиан, определяет чувствительность глаза к излучению данного цвета:

$$\eta = \frac{i \text{ м. св.}}{\Delta\Phi'/\Delta\omega \text{ ватт/стерадиан}}.$$

Здесь Φ' означает световой поток, выраженный в ваттах.

Согласно (2) $i = \Delta\Phi/\Delta\omega$ люмен на стерадиан, поэтому предыдущее выражение можно переписать так:

$$\eta = \frac{\Delta\Phi/\Delta\omega \text{ люмен/стерадиан}}{\Delta\Phi'/\Delta\omega \text{ ватт/стерадиан}} = \frac{\Delta\Phi}{\Delta\Phi'} \frac{\text{люмен}}{\text{ватт}}. \qquad (6)$$

На рис. 393 приведена кривая чувствительности нормального глаза[1], полученная в результате наблюдений над многими десят-

[1] Чувствительность глаза изменяется весьма сильно, поэтому она выражается в логарифмическом масштабе. Это значит, что по вертикальной оси откладываются логарифмы чувствительности. Справа от вертикальной оси для наглядности поставлены соответствующие численные значения.

ками людей. Она имеет ясно выраженный максимум в зеленой области спектра для волны $\lambda = 555$ $m\mu$. Здесь чувствительность глаза велика—около 790 люменов на ватт. К обоим концам спектра она быстро спадает. Так, в крайней фиолетовой ($\lambda = 400$ $m\mu$) и крайней красной ($\lambda = 750$ $m\mu$) областях чувствительность равна примерно 0,1 люмена на ватт, т. е. круглым числом в 8 000 раз меньше, чем в максимуме. 400 $m\mu$ и 750 $m\mu$ считаются границами видимого спектра. Однако из рисунка видно, что глаз может воспринимать световые волны, лежащие и вне этих пределов, но чувствительность глаза к ним становится чрезвычайно малой.

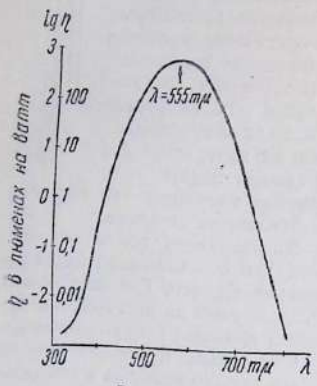


Рис. 393.

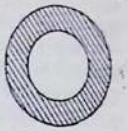
Приведенная на рисунке кривая дает чувствительность глаза при обычных условиях освещения. При очень малых освещенностях колбочки перестают реагировать на световое раздражение, функционируют одни палочки, расположенные вне желтого пятна. Если мы хотим увидеть очень слабо освещенный предмет, то должны смотреть несколько в сторону от него, чтобы получить изображение предмета не на желтом пятне, а рядом с пятном на сетчатке. Поэтому мы не можем видеть отчетливо слабо освещенных предметов. Кроме того, во всех областях спектра палочки дают одинаковое световое ощущение серо-зеленого цвета.

Кривая чувствительности глаза, адаптированного на темноту, сдвинута несколько в сторону коротких волн. Ее максимум лежит при $\lambda = 510$ $m\mu$. Здесь чувствительность чрезвычайно велика—около $6 \cdot 10^6$ люменов на ватт. В этой области глаз еще реагирует на световой поток всего в $5 \cdot 10^{-10}$ эрг в секунду. Чувствительность поистине изумительная!

Демонстрацию описанных явлений можно произвести следующим образом: в совершенно затемненной комнате на экране получают спектр. При помощи двух николей, включенных в ход лучей, постепенно уменьшают его освещенность. Когда освещенность становится очень мала, зрители видят вместо спектра полоску одинакового серебристого цвета, причем наиболее светлой представляется та ее часть, которая соответствует зеленым лучам. При попытке как следует рассмотреть полоску зритель ничего не видит, так как ее изображение падает на желтое пятно, где палочки отсутствуют.

§ 7. О белом и черном цвете. Поверхности очень многих тел рассеивают в одинаковой мере лучи всех областей видимого спектра. Те из них, которые рассеивают бо́льшую долю падающего на них

света, называются белыми. Так, белая бумага или мел рассеивает до 90% падающей на них энергии. Те поверхности, которые рассеивают весьма слабо, называются черными. Например, черная фотографическая бумага рассеивает всего около 5% падающего на нее света. Наконец, поверхности, обладающие промежуточными степенями рассеяния, представляются нам серыми. Таким образом, различия между белым, серым и черным цветом не качественные, а только количественные. Познаются эти цвета только по сравнению с окружающим освещенным фоном. Справедливость сказанного можно подтвердить следующим опытом. При помощи двух фонарей получают на экране изображения отверстий двух диафрагм, круглой и кольцевой, как это изображено на рис. 394. Освещенность обоих полей может меняться при помощи одного из приспособлений, указанных в § 5. Сначала наружное поле не освещено. Зритель видит на экране белое круглое пятно, яркость которого меняется с изменением силы света. Затем внутреннее поле освещается с небольшой яркостью и включается на малой силе света второй фонарь. Зритель видит белое пятно, окруженное темносерым кольцом. Понемногу увеличивают силу света второго фонаря. Серый цвет кольца постепенно светлеет, пока оба пятна не принимают одинакового белого цвета. При дальнейшем возрастании освещенности кольца серым кажется уже центральное пятно, причем его цвет становится все более и более темным. При очень большой освещенности кольца центральное пятно кажется совершенно черным.


Рис. 394.

Не менее убедителен и следующий опыт: в хорошо затемненной аудитории на небольшой белый экран проецируют круглое пятно. Фонарь тушат, незаметно от зрителей вместо белого экрана ставят черный и проецируют на него то же самое пятно, увеличив в несколько раз силу света фонаря. Зритель не замечает подмены экрана и думает, что видит прежнее пятно на прежнем экране. Когда же свет в аудитории зажигается, зритель замечает свою ошибку, и пятно на экране представляется ему уже не белым, а только светлым.

§ 8. О спектральных и составных цветах. Рассматривая сплошной спектр, мы замечаем в нем семь различных цветов со всевозможными переходными оттенками между ними. Но этими цветами отнюдь не исчерпывается все богатство красок, к которому мы привыкли в повседневной жизни. Среди спектральных цветов нет темнозеленого, нет розового, пурпурного, коричневого, нет золотистого и многих других. В спектре имеются все длины волн, действующие на наш глаз. Если мы все же не находим в нем многих цветов, то, значит, эти цвета не простые, а сложные. Сделанное заключение нетрудно проверить на окрашенных прозрачных средах, например, на растворах красителей или на цветных стеклах. Собирают установку для получения сплошного спектра, знакомую нам по рис. 357. Лучи от источника света пропускают через исследуемую среду, например, зеленое стекло, а призму сначала удаляют. На экране получается изображение щели зеленого цвета.

Некоторые стекла дают прекрасную насыщенную окраску, которую глаз не в состоянии отличить от соответствующего спектрального цвета, в нашем случае зеленого. Можно бы думать, что стекло пропускает только зеленые лучи и от спектра останется только узкая зеленая полоска. Однако в громадном большинстве случаев это ожидание не оправдывается. Когда призма становится на место, обычно виден весьма широкий участок спектра или даже весь спектр, пересеченный одной или несколькими довольно широкими темными полосами. Этот опыт учит нас, во-первых, тому, что большинство окрашенных сред пропускает свет сложного состава, и, во-вторых, тому, что глаз не в состоянии отличать простых спектральных цветов от сложных.

Окраска непрозрачных тел объясняется тем, что они неодинаково отражают лучи различных частей спектра. В громадном большинстве случаев цвет этих тел тоже сложный. Его состав тоже можно определить при помощи спектрального аппарата.

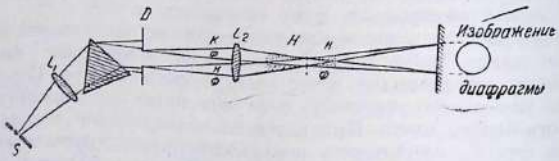


Рис. 395.

Познакомившись с анализом цветов, перейдем к их синтезу. С этой целью воспользуемся установкой, изображенной на рис. 395. Ярко освещенная белым светом щель, помещенная в главной фокальной плоскости линзы L_1, дает пучок параллельных лучей, который за призмой разделяется на ряд цветных пучков. Каждый из них собирается в главной фокальной плоскости H линзы L_2, где получается изображение непрерывного спектра. На небольшом расстоянии за призмой, там, где цветные пучки лучей еще полностью перекрывают друг друга, ставится диафрагма D с круглым отверстием. Через каждую точку отверстия проходят лучи всевозможных цветов, поэтому его изображение на экране получается в виде белого круга. Помещая в плоскости H узенькую призмочку с небольшим преломляющим углом, можно по желанию отклонить в сторону тот или иной пучок цветных лучей спектра. При этом на экране получится два пятна, частично налегающих друг на друга. Одно из них окрашено в цвет лучей, отклоненных призмочкой, другое—в цвет, происшедший от смешения всех остальных лучей. Там, где оба изображения перекрываются, получается белый цвет. Два цвета, дающие при смешении белый, называются дополнительными. Перемещая призмочку вдоль по спектру, можно получить целый ряд парных дополнительных цветов; некоторые из них приведены ниже.

Цвет отклоненного луча	Красный	Оранжевый	Желтый	Зеленый	Зеленоголубой	Синий	Фиолетовый
Цвет, получаемый смешением всех остальных лучей	Синезеленый	Зеленоголубой	Синий	Пурпурный	Оранжевый	Желтый	Зеленожелтый

Можно получить белый цвет, подбирая попарно и чистые спектральные цвета, которые в этом случае также называются дополнительными. Таким образом, глаз совершенно не в состоянии различить чистого цвета от смешанного и естественного белого цвета от искусственного, полученного смешением двух дополнительных цветов.

Чтобы произвести анализ цвета, нам необходимо поэтому прибегнуть к помощи спектроскопа. Ухо в этом отношении стоит выше глаза, так как всякий человек легко отличает простой тон от составного звука. Искушенное же ухо музыканта легко различает отдельные звуки инструмента в больших оркестрах.

Помещая экран со щелью в плоскости спектра, можно выделить по желанию лучи того или иного цвета. В тот же цвет будет окрашено пятно на экране. Если выделить при помощи двух щелей два спектральных участка, то пятно на экране будет окрашено в сложный цвет, происшедший от смешения двух спектральных цветов. В результате подобных исследований было установлено, что любой цвет может быть получен в результате смешения трех основных цветов, обычно красного, зеленого и синего, взятых в определенных пропорциях. За основные можно выбрать и другие цвета, но при условии, чтобы они были независимыми, т. е. чтобы ни один из них не получался в результате смешения двух других.

На этом важном опытном факте основано печатание цветных гравюр и цветная фотография. Он же положен в основу теории цветового зрения Юнга-Гельмгольца. По мнению этих ученых, в глазу существует три вида нервных волокон, соединенных с тремя мозговыми центрами. Раздражение одного вида волокон дает ощущение красного света, другого вида—зеленого и третьего вида—синего.

Эта теория довольно хорошо объясняет сложные явления цветового зрения, но, к сожалению, соответствующих нервных волокон и мозговых центров обнаружить пока не удалось.

До сих пор мы говорили о так называемом оптическом сложении цветов, при котором лучи всех отдельных цветов попадают в глаз непосредственно или предварительно смешиваются на поверхности белого экрана.

Но говорят еще о другом смешении цветов, которое иногда называют вычитательным. Оно наблюдается при поступлении в

глаз лучей, прошедших через несколько окрашенных сред. Теперь цветовое впечатление получается от лучей, оставшихся непоглощенными при прохождении через окрашенные среды. Конечно, результаты оптического и вычитательного сложения совершенно различны. Так, например, лучи, прошедшие через желтое и синее стекло в отдельности, смешиваясь на экране, дадут впечатление белого цвета. Лучи же, прошедшие через оба стекла последовательно, дадут на экране зеленое пятно, так как синее стекло поглощает лучи красные, оранжевые и желтые, а желтое стекло—фиолетовые, синие и голубые. Подобный же результат получится при смешении на палитре желтой и синей краски. Световые лучи проникают на некоторую глубину внутрь смеси, испытывают там частичные отражения и преломления и выходят обратно уже без тех лучей, которые сильнее всего поглощаются. В результате смесь желтой и синей краски[1] представляется зеленой.

Таким образом объясняется окраска большинства тел таких, например, как упомянутые выше стекла, цветная бумага, шерсть, нитки и пр. В них отражение тоже происходит не только от геометрической поверхности, но также от более глубоких слоев, лежащих под поверхностью. В результате отражается преимущественно тот свет, который не поглощается, поэтому окраска всех упомянутых тел одна и та же в отраженном и проходящем свете. Надо, однако, заметить, что спектральный состав света, отраженного от поверхности тела, иной, чем отраженного от более глубоких слоев. От поверхности отражается преимущественно тот свет, который сильнее поглощается веществом. Если бы отражение происходило только на поверхности тел, то их цвет в отраженном свете был бы дополнительным к цвету проходящих лучей. Например, красное стекло в отраженном свете имело бы сине-зеленую окраску. Однако эффект избирательного отражения становится заметным только в том случае, когда коэфициент поглощения очень велик. Тогда коэфициент отражения соответствующих лучей становится тоже чрезвычайно велик, и мы наблюдаем избирательное отражение. Так, кристаллики красной краски, фуксина, кажутся в отраженном свете блестящими, сине-зелеными.

Для большинства металлов коэфициенты поглощения очень велики и примерно одинаковы во всей области видимого спектра. Поэтому и коэфициенты отражения очень велики—до 95% у серебра и 98% у натрия и тоже приблизительно одинаковы. Этим объясняется блестящий белый цвет чистой поверхности большинства металлов. Если же металл обладает избирательным поглощением, то его цвета в отраженных и проходящих лучах дополнительные. Так, тонкий лепесток золота в проходящих лучах кажется зеленым, а в отраженном свете — красновато-желтым.

[1] *Смесь красок, да и каждая краска в отдельности, не является телом вполне однородным.*

ЗАКОНЫ ИЗЛУЧЕНИЯ СВЕТА

§ 1. Обмен тела путем лучеиспускания. Законы Кирхгофа. Все тела при всякой температуре испускают лучи. Вместе с лучами они теряют определенную энергию и охлаждаются. Количество лучистой энергии, теряемое за секунду квадратным сантиметром поверхности тела, мы будем называть *излучательной способностью тела* и обозначать E.

Если речь идет о каких-нибудь монохроматических лучах с частотой ν, то соответствующую испускательную способность мы будем обозначать E_ν.

Если тело поглощает падающую на него лучистую энергию, то оно нагревается. Дробь, показывающая, какая доля падающей на тело энергии поглощается, называется *поглощательной способностью тела*. Мы ее будем обозначать A или A_ν, если речь идет о поглощательной способности по отношению к монохроматическим лучам с частотой ν. Максимальное значение поглощательной способности равно единице. В этом случае тело поглощает всю энергию, которая на него падает. Такие тела называются черными. Близко подходит к этому определению платиновая чернь или, еще лучше, сажа, которые в области видимого спектра почти полностью поглощают все лучи. Однако для инфракрасных лучей сажа довольно прозрачна. Идеально черным является небольшое отверстие в стенке полого тела. Все лучи, проникающие внутрь полости, полностью поглощаются при многократном отражении от ее стенок (рис. 396). Если взять платиновый цилиндр, закрытый с двух концов, сделать на его поверхности пятно из платиновой черни, а в середине пятна небольшое отверстие, то оно покажется значительно чернее пятна.



Рис. 396.

При высоких температурах все тела начинают светиться и тем сильнее, чем сильнее они сами поглощают падающие на них лучи. Если раскалить упомянутый выше цилиндр, то слабее всего светится поверхность чистой пластины, сильнее—пятно платиновой черни, а самым ярким представляется отверстие в стенке цилиндра. Излучение, идущее из этого отверстия, мы и рассматриваем как излучение абсолютно черного тела.

Из этих определений следует, что понятие «черный» в физике и обыденной жизни не совпадает. При низких температурах физик и обыватель будут называть черными одни и те же тела, но при высоких температурах черные тела физиков светятся сильнее остальных, нечерных тел.

Перейдем к изучению зависимости испускательной способности от температуры. Сравнительно простая, но не точная установка, служащая для этой цели, изображена на рис. 397. Испытуемое тело делается в виде полого шара C, насаженного на стеклянную трубку. Трубка впаяна в стеклянный шар D, из которого воздух может быть выкачан через отросток O. Внутри шара C имеется проволочная спираль, раскаливаемая током. Температура шара измеряется термопарой, не показанной на рисунке. Так как в шаре D воздуха нет, то тепловой обмен происходит только путем лучеиспускания.

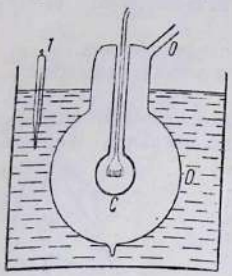


Рис. 397.

Зная поверхность шара и количество переданного им калориметру тепла, можно определить его испускательную способность, причем испускание самого калориметра, конечно, тоже должно быть принято во внимание. Изготовляя шарики из различных материалов, мы можем изучать их излучательную способность. Если покрыть поверхность шарика платиновой чернью, то мы будем изучать испускание черного тела и получим такую формулу:

$$E = \delta T^4. \qquad (1)$$

Отсюда видно, что излучательная способность черного тела пропорциональна четвертой степени абсолютной температуры. Если вести расчет на 1 $см^2$ излучающей поверхности и выражать энергию в калориях, то точные опыты, произведенные с описанным выше искусственным черным телом, дают $\delta = 1{,}38 \cdot 10^{-12}$ кал/град^4 (постоянная Стефана).

Вычислим для примера количество энергии, излучаемое в секунду с площади в 5 $см^2$ черного тела, нагретого до 3 000°K. По формуле (1) оно будет равно:

$$1{,}38 \cdot 10^{-12} \cdot (3\,000)^4 \cdot 5 = 559 \text{ кал/сек} \approx 3 \text{ лошадиных силы.}$$

Вот какую громадную мощность надо затратить, чтобы поддерживать излучение нашего черного тела. Если температуру понизить до 1 000°K, то излучаемая мощность уменьшится в 81 раз и составит всего 6,9 кал/$сек$.

Излучательная способность других, не черных, тел всегда меньше и зависит от вещества и физического состояния поверхности тела.

Рассмотрим теперь подробнее, как происходит обмен тепла путем лучеиспускания. Пусть внутри изолированной от внешних воздействий оболочки находятся тела, обладающие различной температурой. Более холодные из них поглощают больше энергии, чем излучают, и поэтому нагреваются. В конце концов, температура всех тел выравнивается, но тепловой обмен не прекращается и в этом случае. Все тела продолжают испускать лучи и поглощать

те лучи, которые на них падают. Но только теперь установился определенный температурный баланс, при котором каждое тело испускает столько же энергии, сколько и поглощает. Но так как поглощательные способности тел различны, то должны быть различны и их испускательные способности. Нетрудно видеть, что они должны быть пропорциональны друг другу. Действительно, если какое-нибудь тело поглощает падающие на него лучи в два раза сильнее, чем его соседи, то оно должно и испускать их в два раза сильнее, иначе оно нагреется за счет соседних тел.

Самая большая поглощательная способность, равная единице,—у черного тела; стало быть, оно должно излучать сильнее всех остальных тел. Мы можем дать этому правилу математическую формулировку, написав:

$$\frac{E'}{A'}=\frac{E''}{A''}=\frac{E'''}{A'''}=\frac{E}{1}, \qquad (2)$$

т. е. отношение лучеиспускательной к лучепоглощательной способности при данной температуре есть величина постоянная для всех тел, равная испускательной способности черного тела при той же температуре.

Качественное подтверждение этого закона можно получить из следующего опыта. В прозрачный кварцевый тигель кладется чистая поваренная соль и несколько крупинок угля. Если нагреть тигель до 850°, то соль расплавится. Рассматривая сплав в темноте, мы увидим слабо светящийся тигель и расплавленную в нем соль и ярко блестящие частицы угля, плавающие в соли. Таким образом, уголь, обладающий большей поглощающей способностью сравнительно с прозрачной солью и кварцем, обладает в то же время и гораздо большей испускательной способностью. В качестве второго примера можно указать на опыт с платиновым цилиндром, описанный в начале параграфа.

До сих пор мы говорили о полной испускательной способности. Но Кирхгоф доказал, что выражение (2) справедливо для каждого сорта лучей в отдельности. В этом случае можно написать:

$$\frac{E'_\nu}{A'_\nu}=\frac{E''_\nu}{A''_\nu}=\cdots=E_\nu. \qquad (3)$$

Это значит, что отношение лучеиспускательной к лучепоглощательной способности для волн данной частоты ν при данной температуре T есть величина постоянная для всех тел, равная испускательной способности черного тела для тех же значений ν и T. Из выражения (3) следует, что испускательная способность любого тела равна его поглощательной способности, помноженной на испускательную способность черного тела:

$$E'_\nu=A'_\nu\cdot E_\nu. \qquad (4)$$

Отсюда видно, что если $A'_\nu = 0$, то и $E'_\nu = 0$. Это означает, что если тело не поглощает каких-нибудь лучей, то оно их и не испускает.

С другой же стороны, выражение (8) показывает, что испускательные способности всех тел меньше, чем черного тела, так как A_ν—всегда правильная дробь.

В заключение этого параграфа разберем вопрос об охлаждении тел путем лучеиспускания. Начнем с черного тела. По формуле (1) оно теряет в секунду δT^4 калорий с квадратного сантиметра. В то же самое время оно поглощает падающие на него лучи от других тел.

Расчеты показывают, что поглощенная энергия равна δT_1^4, где T_1—температура окружающих тел. В результате обоих процессов тело теряет:

$$E = \delta (T^4 - T_1^4) \text{ кал/сек}. \qquad (5)$$

Если $T > T_1$, тело остывает, если $T < T_1$, тело нагревается.

Часто приходится слышать выражение, что от холодного предмета «несет» холодом. Повидимому, при этом представляют себе какой-то поток холода, исходящий от тела. Конечно, ничего подобного нет. Правда, когда мы зимой сидим неподалеку от замерзшего окна, то обращенный к окну бок стынет. Но это объясняется просто тем, что тело отдает в сторону окна значительно больше лучистой энергии, чем получает.

§ 2. Распределение энергии в спектре. Качественно этот вопрос был уже нами затронут в предыдущей главе, где мы исследовали энергию, несомую различными лучами спектра, с помощью термометра с зачерненным шариком. Точные измерения производятся с помощью линейного термостолбика, изображенного на рис. 398. Он состоит из эбонитовой рамки, в которой зигзагообразно натянута тоненькая проволочка, концы которой выведены к зажимам K. Сама она спаяна из тоненьких отрезков железных и константановых проволочек. Константан показан волнистой линией. Нечетные спаи, обозначенные буквой a, тонко расплющены и покрыты сажей. Четные спаи обозначены буквой b и находятся у одной из сторон рамки.

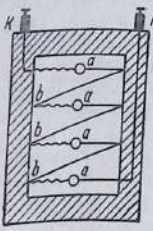


Рис. 398.

К зажимам K присоединяется чувствительный гальванометр. Пока температура всех спаев одинакова, тока в нем нет. Если же температура четных и нечетных спаев разная, в гальванометре течет ток, пропорциональный разности температур спаев. Подобные приборы в состоянии отмечать ничтожные разницы температур порядка 10^{-4} градуса. Термостолбик вставляется в чехол, в котором против спаев a сделан вырез в виде щели. Падающие через щель лучи поглощаются зачерненными спаями a и нагревают их. Образующаяся при этом разность температур между спаями пропорциональна падающей энергии. Таким образом, помещая

термостолбик в различные части спектра, можно по отклонению гальванометра измерить относительное количество энергии, несомой лучами различных длин волн. На рис. 399 и 400 даны кривые, описывающие результаты подобных опытов, произведенных с черным телом и полированной платиновой пластиной при различных температурах. Здесь на горизонтальных осях отложены длины волн в микронах, на вертикальных осях—значения излученной энергии в произвольных единицах. Вертикальная прямая, проведенная пунктиром, обозначает красную границу видимого спектра.

Прежде всего в глаза бросается характерный изгиб кривых, указывающий на резко выраженный максимум излучения в опре-

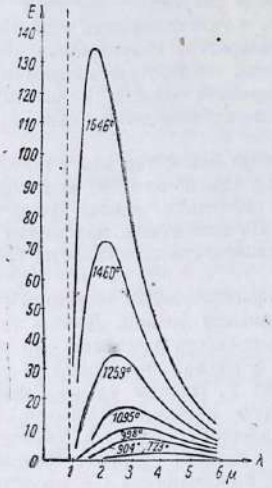


Рис. 399.

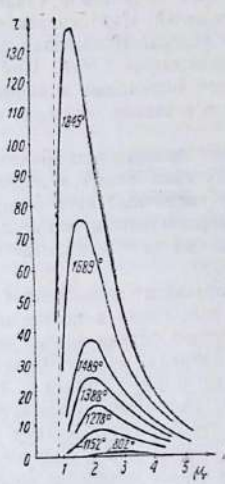


Рис. 400.

деленной спектральной области. Ординаты кривых быстро возрастают с возрастанием температуры, как это и следует по закону Стефана, причем излучение полированной платины всегда слабее излучения черного тела при той же температуре.

Действительно, максимальное излучение платины при $T = 1689°$ и 1845° примерно равно величине максимального излучения черного тела при 1460° и 1646° соответственно.

Затем необходимо еще обратить внимание на следующее важное обстоятельство: с повышением температуры

положение максимума излучения смещается в сторону коротких волн (закон Вина).

Например, максимум излучения при 904° для черного тела лежит около 3,5μ, а при 1646° он перемещается в область более коротких волн, соответствующих примерно 2μ.

Но и при этой значительной температуре максимум лежит еще в далекой инфракрасной части спектра. Относительная же яркость видимой части спектра так мала, что не могла быть изображена на рисунке при принятых масштабах. Современная светотехника старается всячески повысить температуру источников света, так как, помимо общего увеличения излучаемой энергии, максимум излучения перемещается к видимой части спектра, в результате чего получается более выгодное соотношение между количеством излучаемой «видимой» энергии и энергией инфракрасных лучей. Надо сказать, что в этом отношении техника ушла еще не далеко. Наивысшая температура современных световых источников около 3 500°. При этой температуре максимум излучения все еще лежит в инфракрасной области, и поэтому свет земных источников содержит относительно очень много красных лучей[1].

Солнце кажется нам значительно белее, так как у него максимум излучения лежит в видимой красно-желтой части спектра. Поэтому солнечный свет богат короткими синими, фиолетовыми и ультрафиолетовыми волнами. По положению максимума излучения можно рассчитать, что температура поверхности солнца — около 6 000°.

Лет пятьдесят назад вопрос о распределении энергии в спектре черного тела стоял в центре внимания физики. Дело в том, что теоретическая оптика давала возможность рассчитать это распределение энергии, но получилась формула, совершенно не удовлетворявшая опыту. Только в 1901 г. Планку удалось получить формулу, правильно описывающую результаты опытов. Чтобы вывести эту формулу, Планку пришлось порвать с классической физикой, введя новое понятие о квантах энергии. Исторически это было первое появление квант, определившее все последующее развитие физики. Подробнее мы будем говорить о квантах в отделе о строении атома.

§ 3. Излучение солнца. Источником жизни на земле является излучение солнца, и нам не мешает познакомиться с этой важной величиной хотя бы в общих чертах. Метеорологи измеряют интенсивность солнечного излучения количеством энергии, выраженной в калориях, падающей за минуту на площадку в 1 см², перпендикулярную к лучам. Эту величину метеорологи называют *напряжением излучения*. Будем ее обозначать буквой I.

Измерения, произведенные на разных высотах над уровнем моря, и сделанные на основании этих измерений теоретические

[1] В последние годы производились опыты с вольтовой дугой, горящей в газе под большим давлением. Эти дуги дают температуру около 8 000°.

расчеты позволили определить напряжение солнечного излучения на верхней границе земной атмосферы, равное

$$1{,}94 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин}. \qquad (a)$$

Эту величину часто называют *солнечной постоянной*. Зная солнечную постоянную и расстояние до солнца, можно вычислить, что с каждого метра солнечной поверхности излучается мощность около 60 000 киловатт, равная мощности, даваемой самыми большими современными динамомашинами. Этот подсчет дает некоторое понятие о той колоссально большой мощности, которую солнце излучает в мировое пространство и ничтожная доля которой попадает на нашу планету.

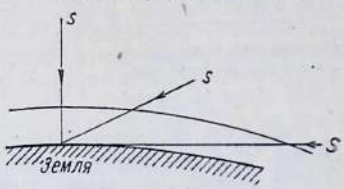


Рис. 401.

Атмосфера земли поглощает солнечные лучи, поэтому напряжение излучения у поверхности земли значительно меньше. В первую очередь оно зависит от высоты солнца над горизонтом. Если принять за единицу путь, который лучи проходят в атмосфере при положении солнца в зените, то при высоте солнца в 30° над горизонтом путь лучей будет равен 2, а когда солнце на горизонте, путь будет равен 32[1] (рис. 401). Зная напряжение излучения I_0 при положении солнца в зените, можно вычислить напряжение при любом положении солнца по формуле (1) на стр. 383.

$$I = a^d \cdot I_0, \qquad (b)$$

a—коэфициент прозрачности атмосферы, d—путь лучей в атмосфере. Только теперь d выражается не в миллиметрах, а в толщинах атмосферы. Это значит, что за единицу пути принимается путь, проходимый лучами в атмосфере при положении солнца в зените. Коэфициент прозрачности есть величина, показывающая, какая доля солнечного излучения, приходящего к верхней границе атмосферы, доходит до земли при положении солнца в зените.

Надо обратить внимание на то, что формула (1) выведена для монохроматического излучения, а здесь применена к полному солнечному излучению. Поэтому формула (b) выполняется только приближенно.

Коэфициенты a зависят от состояния атмосферы, от наличия в ней пыли, частичек дыма, тумана, водяных паров и пр. Все эти факторы меняются как в течение дня, так и в течение года. Утром, например, воздух несколько прозрачнее, чем в полдень, когда конвекционные токи, идущие от нагретой поверхности земли, увеличивают содержание пыли. Зимой воздух прозрачнее, чем летом. Так, например, по наблюдениям в Слуцке зимой (декабрь) $a = 0{,}8$, летом (июль) $a = 0{,}75$.

[1] На рисунке путь меньше, благодаря преувеличенной кривизне земной поверхности.

Поглощение солнечного излучения, понятно, весьма сильно уменьшается с увеличением высоты места над уровнем моря. Ниже приводим измеренные на разных высотах напряжения излучения I_0, т. е. напряжения, приведенные по формуле (b) к положению солнца в зените. Последние две цифры получены при подъемах на аэростатах и при помощи шаров зондов.

Высота над уровнем моря в м	10	1 700	4 200	7 500	18 000
Напряжение излучения в калориях на 1 $см^2$ в минуту	1,58	1,64	1,72	1,75	1,84

Разные участки спектра поглощаются атмосферой в различной степени. В общем можно сказать, что короткие волны поглощаются значительно сильнее длинных. В табличке приведен состав солнечного излучения на верхней границе атмосферы и на земной поверхности (в %).

Части спектра	Ультрафиолетовая	Видимая	Инфракрасная
На границе атмосферы	5	52	43
На поверхности земли при высоте солнца в 30°	1	40	59

Как видим, на поверхности земли процентное содержание ультрафиолетовых лучей резко уменьшилось, а инфракрасных увеличилось.

Крайняя инфракрасная волна солнечного спектра имеет длину в 2,8 μ. Более длинные волны поглощаются углекислотой и водяными парами. Наличие в атмосфере углекислоты и водяных паров создает прослойку, отепляющую землю. Дело в том, что земля, нагретая солнечными лучами, сама начинает излучать энергию в мировое пространство. Но так как температура земли весьма невелика, то ее излучение состоит из невидимых глазу, весьма длинных инфракрасных волн. Эти волны сильно поглощаются водяными парами и углекислотой и таким образом излучение земли уменьшается.

Крайние ультрафиолетовые лучи солнечного спектра имеют длину около 0,29 μ. Более короткие лучи полностью поглощаются озоном, прослойка которого имеется в верхних слоях атмосферы. Коротковолновая часть ультрафиолетового излучения умерщвляет живые клетки. Таким образом, озон, задерживая коротковолновое излучение, предохраняет органическую жизнь на земле от разрушения.

§ 4. Флюоресценция и фосфоресценция. В двух последних параграфах мы рассматривали так называемое температурное излучение, т. е. излучение, обусловленное тепловым движением

частиц. Теперь мы рассмотрим один вид нетемпературного излучения, возникающий во многих телах под влиянием освещения. Удобнее всего демонстрировать это явление следующим образом: свет вольтовой дуги, находящейся в ящике, пропускают через отверстие в его стенке, закрытое специальным черным стеклом, пропускающим только ультрафиолетовые лучи. Многие тела, будучи внесены в этот пучок не действующих на глаз лучей, начинают светиться, или, как мы говорим, флюоресцировать. Так, например, раствор сернокислого хинина светятся ярким голубым светом, раствор желтой краски—флюоресцеина—зеленым, раствор эозина—желтым и т. д. Хорошо флюоресцируют многие минералы и твердые соли. Особенно же ярким зеленым светом вспыхивает урановое стекло, т. е. стекло, к которому во время варки было подмешано некоторое количество солей урана. Слабая флюоресценция обнаруживается у очень многих тел. Так, под влиянием ультрафиолетовых лучей флюоресцирует бумага, полотно, кожа человека, ногти, зубы и многие другие органические тела.

При помощи уранового стеклышка можно исследовать способность других лучей спектра вызывать флюоресценцию. Для этого получают на экране спектр и вносят в различные его части урановое стекло. Все лучи спектра от красных до синих никакого эффекта не вызывают. Слабое зеленое свечение получается только в области крайних синих лучей. В фиолетовой части оно усиливается и в ультрафиолетовой достигает полного блеска.

Вводя в спектр другие флюоресцирующие вещества, можно убедиться в том, что наиболее активными лучами являются лучи коротковолновой области спектра. Явление, очевидно, состоит в том, что молекулы поглощают падающую на них энергию коротких световых волн, как-то перерабатывают ее и вновь испускают, но уже в виде более длинных волн, лежащих ближе к красному концу спектра. Этот основной закон флюоресценции известен под названием правила Стокса. Теперь мы, впрочем, знаем довольно много исключений из этого правила, когда испускаемые молекулами волны короче тех, которые вызвали флюоресценцию.

После прекращения облучения все светящиеся вещества продолжают еще некоторое время испускать свет, но продолжительность свечения для большинства из них измеряется ничтожными долями секунды. Практически они тухнут сразу после прекращения облучения. Вот про такие-то тела и говорят, что они флюоресцируют.

Есть, однако, и такие вещества, которые светятся в течение многих минут и даже часов. Они были открыты еще в XVII веке и получили название фосфоресцирующих веществ или фосфоров. Так был назван открытый несколько позже элемент фосфор, который тоже светится в темноте. Однако природа его свечения совершенно другая. Фосфор светится вследствие медленного окисления, в фосфоресцирующих же телах никакого окисления не происходит.

Механизм свечения флюоресцирующих и фосфоресцирующих тел один и тот же, разница только в длительности «послесвечения».

Особенно ярко и долго светятся щелочноземельные фосфоры, состоящие обычно из сернистого соединения кальция, стронция или бария в соединении с ничтожным количеством какого-нибудь тяжелого металла, например, меди, сурьмы или висмута. Сюда же относится и сильно фосфоресцирующая цинковая обманка, или сернистый цинк.

В лабораториях все упомянутые вещества находят применение главным образом для изготовления светящихся экранов при работах с ультрафиолетовыми, рентгеновскими и катодными лучами. В технике они применяются для устройства светящихся в темноте циферблатов для разного рода измерительных приборов, например, часов.

В последнее время фосфоресцирующие вещества с успехом применяются при изготовлении так называемых газосветных ламп. Обычные температурные источники света (лампы накаливания) обладают очень малым коэфициентом полезного действия, как об этом было сказано выше. Гораздо экономичнее газосветные лампы, в которых используется разряд в газах. Например, ртутная дуга, описанная на стр. 265, гораздо экономичнее лампочек накаливания соответствующей мощности. Однако она дает неприятный для глаз зеленый свет и, кроме того, большая часть ее излучения лежит в ультрафиолетовой области. Покрывая ее стенки соответствующим образом подобранным фосфоресцирующим составом, можно ультрафиолетовую радиацию превратить в видимую. Таким путем можно значительно повысить световую отдачу лампы и в то же время улучшить спектральный состав испускаемого ею света. Теперь научились изготовлять газосветные лампы, дающие белый свет и в несколько раз более экономичные, чем лампы накаливания.

ГЛАВА 33

ОПТИЧЕСКИЕ ИНСТРУМЕНТЫ

§ 1. Недостатки линз. Линзы дают далеко не идеальные изображения. Их главные недостатки—сферическая аберрация, хроматическая аберрация и астигматизм.

Сферическая аберрация состоит в том, что лучи, падающие на края линзы, преломляются сильнее, чем лучи центральные, как это изображено в преувеличенном виде на рис. 402. Вследствие этого изображение светящейся точки получается в виде маленького кружка, что влечет за собой уменьшение резкости изображения. Величина сферической аберрации зависит от фокусного расстояния и от диаметра линзы. Форма линзы тоже играет роль. Например, двояковыпуклая линза обладает не такой сферической аберрацией, как плосковыпуклая.

Самый простой способ освободиться от этого недостатка состоит в применении диафрагм, пропускающих через линзу только центральные лучи. Но при этом теряется много света и освещенность изображения уменьшается.

Второй способ основан на том, что рассеивающие линзы обладают аберрацией противоположного свойства, так как у них края сильнее рассеивают лучи, чем центральная часть. К сильной со-

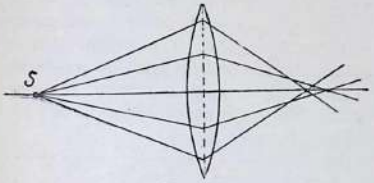


Рис. 402.



Рис. 403.

бирающей линзе прикладывают более слабую рассеивающую и формы этих линз подбирают так, чтобы аберрация у них была одинакова по величине. Такая пара линз будет действовать как более слабая собирающая линза, но без сферической аберрации.

Перейдем к хроматической аберрации. Различные цветные лучи, которые входят в состав белых лучей, обладают различными показателями преломления и поэтому различным образом преломляются в линзе. Сильнее всех преломляются фиолетовые лучи, слабее всех красные. Поэтому главный фокус фиолетовых лучей лежит ближе всех к линзе, фокус красных лучей—дальше всех. Фокусы остальных цветных лучей расположены между ними. В результате даже центральные лучи, идущие от белой светящейся точки, не сходятся в одной точке, а дают изображение в виде кружка с цветной каемкой. Этот недостаток устраняется также путем комбинирования собирающих и рассеивающих линз из стекол с различными показателями преломления. Об этом недостатке мы уже говорили на стр. 386.

Астигматизм. Когда лучи, идущие от предмета, проходят через линзу под большим углом к оптической оси, то теряется подобие между предметом и его изображением. Точечный источник дает изображение в виде полоски (рис. 403, *a*) или при другом расстоянии экрана в виде полоски, перпендикулярной к первой (рис. 403,*c*). Перемещая экран между этими двумя крайними положениями, можно получить изображение в форме довольно большого круглого пятна (рис. 403,*b*). Образование подобного рода искажений носит название астигматизма.

В дешевых фотоаппаратах с неисправленным объективом края снимка обычно получаются весьма нерезкими, главным образом из-за астигматизма. Устранение этого недостатка, так же как и двух первых, достигается путем устройства оптических систем,

состоящих из двух или нескольких линз различной формы и из различных сортов стекла.

Все рассмотренные выше недостатки устраняются путем замены обыкновенных линз системами, состоящими из нескольких собирающих и рассеивающих линз. Если эти системы состоят из тонких, тесно составленных стекол, как это изображено на рис. 404,

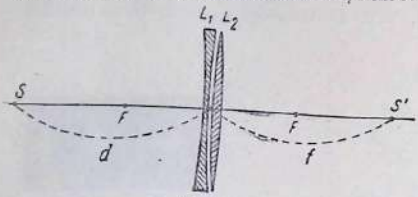


Рис. 404.

то фокусные расстояния можно отсчитывать от средней плоскости системы. Главное фокусное расстояние системы определяется формулой:

$$\frac{1}{F}=\frac{1}{F_1}+\frac{1}{F_2}+\frac{1}{F_3}+\cdots \qquad (1)$$

В этом выражении F_1, F_2, F_3... означают главные фокусные расстояния стекол, образующих систему. Надо помнить, что фокусные расстояния рассеивающих линз отрицательны.

§ 2. **Глаз.** Подробным изучением глаза занимаются физиологи, поэтому мы ограничимся здесь сообщением только самых кратких сведений, которые понадобятся нам в дальнейшем.

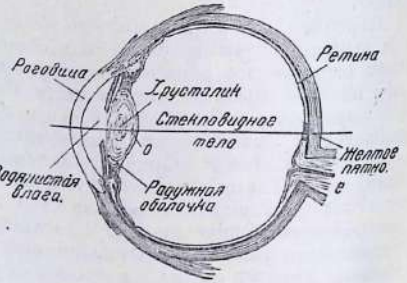


Рис. 405.

Глазное яблоко (рис. 405) представляет собой почти шарообразную, несколько сжатую в направлении спереди назад темную камеру, внутри которой находится несколько преломляющих свет сред, образующих сложную оптическую систему. Переднюю поверхность этой системы образует прозрачная оболочка, так называемая роговица, за которой расположена небольшая камера, наполненная прозрачной жидкостью—водянистой влагой. Дальше идет хрусталик, небольшое тело, имеющее форму линзы, построенное из слоев прозрачной ткани, с неодинаковыми показателями преломления, возрастающими к центру хрусталика. Средний показатель преломления хрусталика около 1,4. Пучок света, проходящий через хрусталик, ограничивается радужной оболочкой, отверстие которой называется зрачком. Радужная оболочка представляет собой диафрагму с переменным отверстием, диаметр которого изменяется от 7 *мм* в слабо освещенном помещении до 2—3 *мм* на ярком свету.

За хрусталиком идет студенистое вещество, так называемое стекловидное тело, ограниченное с задней стороны светочувствительной поверхностью дна глаза—сетчаткой. Наиболее чувствительная часть сетчатой оболочки, расположенная против зрачка, называется желтым пятном.

С оптической точки зрения все три преломляющие среды глаза действуют как собирающая линза с оптическим центром в точке O и с главной оптической осью, проходящей через точку O и желтое пятно. В нормальном глазу точка O находится около задней поверхности хрусталика на расстоянии 7,2 *мм* от передней поверхности роговицы. Центральная часть изображения предмета, который мы рассматриваем, получается в области желтого пятна. Несколько ниже желтого пятна в глаз входит глазной нерв *е*.

Чтобы ясно видеть рассматриваемый предмет, необходимо получить его резкое изображение на сетчатке. Мы же знаем, что с изменением расстояния до предмета меняется и фокусное расстояние. Отсюда ясно, что глаз должен обладать специальным механизмом, позволяющим приводить изображение на сетчатку при изменении расстояния предмета от глаза. Этот механизм состоит в изменении кривизны хрусталика. Способность глаза приводить изображения предметов на сетчатку называется *аккомодацией*. В спокойном, ненапряженном состоянии хрусталик имеет наименьшую кривизну и приспособлен для рассматривания весьма удаленных, теоретически говоря, бесконечно удаленных предметов. Говорят, что в ненапряженном состоянии глаз аккомодирован на бесконечность. Это значит, что ненапряженный хрусталик фокусирует на сетчатке идущие из бесконечности, т. е. параллельные, пучки лучей.

С приближением предмета хрусталик становится более выпуклым, сильнее преломляет световые лучи и, таким образом, опять приводит изображение предмета на сетчатку.

При самом большом напряжении нормальный глаз взрослого человека может отчетливо видеть предмет, находящийся на расстоянии около 12 *см*, но при этом он очень быстро устает. При длительной работе наиболее удобным, не вызывающим утомления, оказывается расстояние около 25 *см*. Так мы обычно держим книгу при чтении, или бумагу при письме. Это расстояние называется расстоянием *наилучшего зрения*.

Угол, образованный лучами, идущими от краев предмета в глаз (на рис. 406 угол 2β), называется *углом зрения*, под которым виден предмет. Этот угол, как видно из рисунка, определяет величину изображения предмета на сетчатке. Чем больше изображение, тем больше деталей на поверхности предмета может рассмотреть глаз. Опыт показывает, что две точки, видимые под углом зрения, меньшим 50 угловых секунд, глазом уже не разделяются, а воспринимаются как одна точка. Поэтому, чем меньше предмет и чем детальнее мы его желаем рассмотреть, тем ближе мы его должны поднести к глазу, чтобы по возможности увеличить угол зрения 2β.

Но, во-первых, далеко не всякий предмет можно по желанию приблизить к глазу, а во-вторых, нормальный глаз не может аккомодироваться на расстояния, меньшие, чем 10—12 *см*. Таким образом, разрешающая способность глаза в смысле различения тонких деталей весьма ограничена. На помощь приходят различ-

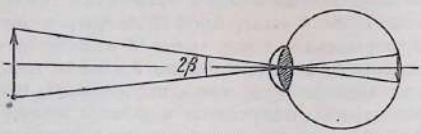


Рис. 406.

ные оптические приборы, позволяющие во много раз увеличивать углы зрения. Важнейшие из них будут описаны в следующих параграфах.

§ 3. Лупа. Простейшим инструментом, дающим возможность увеличить угол зрения, является собирающая линза, которая в этом случае называется лупой. Линзу подносят к самому глазу, а предмет помещают между линзой и главным фокусом. Как известно, глаз увидит мнимое и увеличенное изображение предмета (§ 7 главы 27). Удобнее всего рассматривать предмет через лупу совершенно ненапряженным глазом, аккомодированным на бесконечность. Для этого предмет помещают в главной фокальной плоскости линзы, так что лучи, выходящие из каждой точки предмета, образуют за линзой параллельные пучки. На рис. 407 изображено два таких пучка, идущих от краев предмета. Попадая в аккомодированный на бесконечность глаз, пучки параллельных лучей собираются в точки на ретине и дают здесь отчетливое изображение предмета.

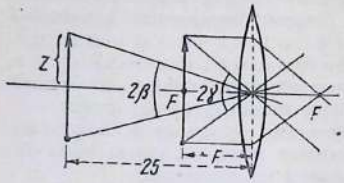


Рис. 407.

Как же найти угловое увеличение? Обратимся для этого к рис. 407. Глаз находится очень близко к линзе, поэтому за угол зрения можно принять угол 2γ, образованный лучами, идущими от краев предмета через оптический центр линзы. Если бы лупы не было, нам пришлось бы поставить предмет на расстоянии наилучшего зрения (25 *см*) от глаза и угол зрения был бы равен 2β. Рассматривая прямоугольные треугольники с катетами 25 *см* и F *см* и обозначая половину длины предмета Z, можем написать:

$$\frac{\operatorname{tg}\gamma}{\operatorname{tg}\beta}=\frac{Z/F}{Z/25}=\frac{25}{F}.$$

Принимая во внимание, что через лупу рассматривают обычно мелкие детали и поэтому углы β и γ малы, можно тангенсы заменить углами. Таким образом, получится следующее выражение для увеличения лупы:

$$\text{увеличение лупы} = \frac{\gamma}{\beta} = \frac{25}{F}. \qquad (2)$$

Отсюда мы видим, что увеличение лупы пропорционально $1/F$, т. е. ее оптической силе.

§ 4. Зрительная труба и ее увеличение. Простейшая зрительная труба состоит из двух собирающих линз. Одна линза, обращенная к рассматриваемому предмету, называется объективом, другая, обращенная к глазу наблюдателя,—окуляром. Ход лучей

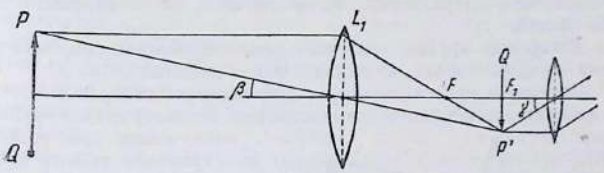


Рис. 408.

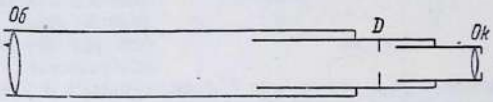


Рис. 408а.

в зрительной трубе показан на рис. 408. Объектив L_1 дает действительное обратное и сильно уменьшенное изображение предмета $P'Q'$, лежащее около главного фокуса объектива.

Окуляр помещают так, чтобы изображение предмета находилось в его главном фокусе. В этом положении окуляр играет роль лупы, при помощи которой рассматривают действительное изображение предмета.

Схема простой зрительной трубы дана на рис. 408а. Она состоит из трех металлических трубок, вставленных одна в другую и могущих раздвигаться. В самую широкую вставлен объектив, в самую узкую—окуляр, прикрытый окулярной крышкой с небольшим отверстием посредине. В средней трубке имеется диафрагма D, в том месте, где объектив должен давать изображение предмета. В этой диафрагме обычно натянут «крест нитей», т. е. две паутинки, пересекающиеся под прямым углом. Они служат для того, чтобы можно было наводить трубу на ту или иную точку предмета.

Наводку трубы начинают с того, что, перемещая окуляр относительно диафрагмы, добиваются ясного видения «креста нитей». После этого, не трогая окуляра, перемещают среднюю часть трубки так, чтобы действительное изображение предмета получилось на «кресте нитей». Тогда глаз одновременно видит резкое изображение предмета и совпадающее с ним изображение «креста нитей». Теперь поворотом трубы можно навести ее на ту точку предмета, которую мы желаем фиксировать.

Иногда в отверстии диафрагмы D помещают стеклышко с нанесенной на нем шкалой. В этом случае, при правильной наводке трубы, глаз увидит одновременно резкое изображение предмета и наложенное на него изображение шкалы. Такое стеклышко со шкалой носит название *окулярного микрометра*, так как позволяет измерять относительные расстояния различных точек предмета. Шкала микрометра имеет обычно длину 1 *см* и разделена на 100 частей.

В хороших трубах объектив обычно ахроматический, состоящий из двух стекол, и окуляр тоже сложный.

Описанная зрительная труба дает обратное изображение, что в лаборатории обычно не имеет значения. В подзорных же трубах, служащих для рассматривания земных предметов, между объективом и окуляром вставляется добавочная собирающая линза, которая еще раз перевертывает изображение.

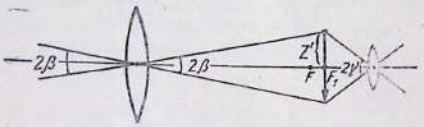


Рис. 409.

Действие трубы, так же как и лупы, сводится к увеличению угла зрения. При помощи трубы обычно рассматривают предметы, находящиеся на расстояниях, во много раз превышающих ее длину. Поэтому за угол зрения, под которым предмет виден без трубы, можно принять угол 2β, образованный лучами, идущими от концов предмета через оптический центр объектива (рис. 409). Изображение видно под углом 2γ и лежит почти в самом фокусе F объектива и в фокусе F_1 окуляра. Рассматривая два прямоугольных треугольника с общим катетом Z', можем написать:

$$\frac{\operatorname{tg}\gamma}{\operatorname{tg}\beta}=\frac{Z'/F_1}{Z'/F}=\frac{F}{F_1}.$$

Углы β и γ не велики, поэтому можно с достаточным приближением тангенсы заменить углами и тогда

$$\textit{увеличение трубы}=\frac{2\gamma}{2\beta}=\frac{\gamma}{\beta}=\frac{F}{F_1}. \qquad (3)$$

Итак, угловое увеличение трубы определяется отношением фокусного расстояния объектива к фокусному расстоянию оку-

ляра. Чтобы получить большое увеличение, надо брать длиннофокусный объектив и короткофокусный окуляр.

§ 5. Разрешающая способность трубы. Если увеличение трубы равно двадцати, то наблюдатель может увидать раздельно две точки (звезды), угловое расстояние между которыми для невооруженного глаза составляет всего $^1/_{20}$ угловой минуты. Однако разрешающая способность трубы зависит не только от ее увеличения, но также от диаметра объектива. Дело в том, что всякая точка изображения является на самом деле дифракционным изображением от оправы (краев) объектива. Мы уже знаем, что при больших расстояниях между источником света, экранами и наблюдателем получаются резко выраженные дифракционные картины и от больших объектов. Даже оправы больших объективов астрономических телескопов дают дифракционные картины, которые в отсутствие объектива пришлось бы наблюдать на расстоянии в несколько сот, а то и тысяч метров от оправы (вспомним опыт, описанный в конце 370 страницы). Наличие объектива заставляет все лучи сходиться в его фокальной плоскости, где и получается соответственно уменьшенная дифракционная картина. При нормальной круглой оправе она состоит из светлого кружка и нескольких концентрических темных и светлых колец. Угловая величина светлого кружка, т. е. угол, образованный лучами, проведенными из оптического центра объектива к центру кружка и его краю, определяется формулой:

$$\sin\alpha = 1{,}2\,\frac{\lambda}{D}\,, \qquad (4)$$

которую мы даем без вывода. D есть диаметр отверстия (объектива), λ — длина монохроматического света, падающего на объектив.

Справедливость высказанных нами соображений можно проверить рядом опытов. Так, например, изображение звезды в телескопе получается в виде небольшого круглого пятнышка, окруженного рядом темных и светлых колец. Звезды так далеки от нас и угол зрения, под которым они видны, так мал, что даже самые большие современные телескопы не могут дать их изображения в виде диска с измеримым диаметром. Пятнышко, которое мы наблюдаем, представляет собой дифракционное изображение нулевого порядка от оправы линзы, а кольца — последовательные максимумы и минимумы первого и высших порядков. Если уменьшить поверхность объектива, поставив перед ним диафрагму с круглым отверстием, то центральное пятнышко увеличится в соответствии с формулой (4). Наконец, если взять диафрагму с треугольным отверстием, то вместо круглого пятнышка получится изображение в форме шестиконечной звезды, приведенной на рис. 410 (негатив).

Дифракция кладет предел разрешающей способности трубы. Если ее навести на две очень близкие точки, например, звезды, то их дифракционные изображения налягут одно на другое,

объектив не сможет «разрешить» точки и глаз не увидит их раздельно. По предложению Релея принимают за предел разрешения такое положение, при котором центр одного светлого кружка ложится на первое темное кольцо второго. На рис. 411 приведено в увеличенном виде такое предельное положение дифракционных изображений двух точек. Слева изображен объектив, а точки A и B изображают центры обоих кружков, лежащие в фокальной плоскости объектива. Угол, под которым центры кружков видны из середины объектива, есть угол α, определяемый равенством (4). На рисунке видно, что угол α равен

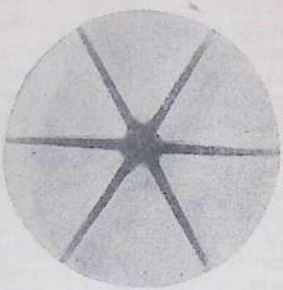


Рис. 410.

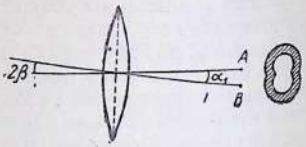


Рис. 411.

углу 2β, под которым звезды видны невооруженному глазу. Это наименьший угол, при котором объектив дает раздельное изображение точек. Мы его назовем $2\beta_{min}$. Вводя в выражение (4) вместо α угол $2\beta_{min}$, получим:

$$\sin 2\beta_{min} = 1{,}2\frac{\lambda}{D}.$$

Угол 2β очень мал, поэтому вместо синуса можно брать прямо угол

$$2\beta_{min} = 1{,}2\frac{\lambda}{D}, \text{ или в градусной мере}$$

$$2\beta_{min} = 2{,}06 \cdot 10^5 \frac{\lambda}{D} \text{ угловых секунд.} \qquad (5)$$

Отсюда видно, что разрешающая способность линзы увеличивается с увеличением ее диаметра и с уменьшением длины волны. Формула (5) определяет разрешающую способность линзы, в частном случае объектива зрительной трубы. Но, чтобы глаз увидел точки раздельно, необходимо получить их изображение раздельно не только в фокальной плоскости объектива, но так же и на ретине глаза. Отсюда следует, что разрешающая способность трубы зависит от диаметра ее объектива и от ее увеличения.

В заключение сделаем два небольших расчета. Во-первых, определим при помощи формулы (5) разрешающую способность объектива диаметром 30 *см* для желтого света с длиной волны $\lambda = 600\ m\mu = 6 \cdot 10^{-5}$ *см*.

$$2\beta_{min} = 2{,}06 \cdot 10^5 \frac{6 \cdot 10^{-5}}{30} \approx 0{,}5 \text{ секунды.}$$

Таким образом, 30-сантиметровый объектив способен разрешить две звезды с угловым расстоянием в 0,5 угловой секунды.

Во-вторых, рассчитаем разрежающую способность глаза. Это переменная величина, зависящая от размеров зрачка. При ярком освещении диаметр зрачка около 3 *мм*, значит, примерно в 100 раз меньше диаметра рассмотренного выше астрономического объектива. Поэтому разрешающая способность глаза при сильном освещении раз в 100 меньше, т. е. наименьший угол зрения должен быть приблизительно равен 50 угловым секундам. Этот расчет достаточно хорошо совпадает с опытными данными.

§ 6. Микроскоп. Простейший микроскоп состоит из двух собирающих линз. Очень короткофокусный объектив L_1 дает сильно увеличенное действительное изображение предмета $P'Q'$ (рис. 412), которое рассматривается окуляром, как лупой.

Обозначим линейное увеличение, даваемое объективом, через n_1, а окуляром—через n_2. Это значит, что

$$\frac{P'Q'}{PQ} = n_1 \quad \text{и} \quad \frac{P''Q''}{P'Q'} = n_2.$$

Перемножив эти выражения, получим

$$\frac{P''Q''}{PQ} = n_1 n_2.$$

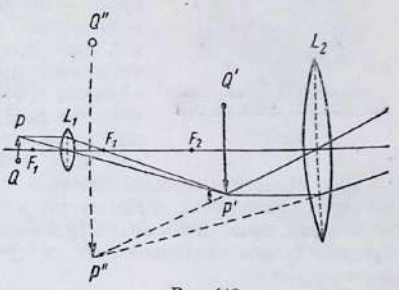


Рис. 412.

Отсюда видно, что увеличение микроскопа равно произведению увеличений, даваемых объективом и окуляром в отдельности. Поэтому возможно построить инструменты, дающие очень большие увеличения—до 1 000 и даже несколько больше. В хороших микроскопах объектив и окуляр сложные.

Окуляр обычно состоит из двух линз, объектив же гораздо сложнее. Желание получить большие увеличения заставляет употреблять короткофокусные линзы с очень большой оптической силой. Рассматриваемый объект ставится очень близко от объектива и дает широкий пучок лучей, заполняющий всю поверхность первой линзы. Таким образом, создаются очень невыгодные условия для получения резкого изображения: толстые линзы и нецентральные лучи. Поэтому для исправления всевозможных недостатков приходится прибегать к комбинациям из многих линз различных сортов стекла. На рис. 413 изображен в разрезе объектив современного микроскопа с большим увеличением, состоящий из десяти линз. Под ним изображены предметное и покровное стекла, между которыми помещается рассматриваемый объект. В узкую щель, остающуюся между объективом и покровным стеклышком, вводится капля прозрачного кедрового масла, показа-

тель преломления которого почти равен показателю преломления стекла. Объективы, при расчете которых был принят во внимание этот слой масла, называются объективами с масляной иммерсией. Выгода иммерсионных систем по сравнению с сухими ясно видна из сравнения рис. 414 и рис. 415, где изображены эти системы. Буквой O обозначена первая линза объектива, TT — предметное стекло, cc — препарат, DD — покровное стекло и JJ — слой кедрового масла в иммерсионной системе. В сухой системе от объекта P в объектив поступает сравнительно узкий пучок лучей благодаря полному внутреннему отражению на границе покровного стекла D и воздуха. В иммерсионной системе, где воздушная прослойка устранена, преломления лучей между объектом и объективом нет, поэтому в объектив попадает гораздо более широкий пучок лучей и яркость изображения значительно возрастает.

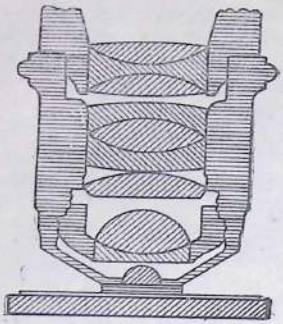


Рис. 413.

Для освещения рассматриваемого объекта под предметным столиком микроскопа помещается конденсатор, состоящий из нескольких линз, который сосредоточивает на рассматриваемом предмете сильно сходящийся пучок лучей.

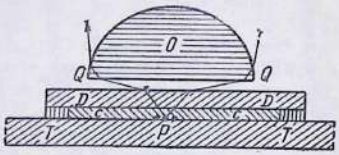


Рис. 414.

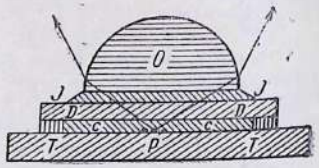


Рис. 415.

Разрез хорошего современного микроскопа изображен на рис. 416. Световые лучи от источника света направляются при помощи вращающегося зеркала S через диафрагму с переменным отверстием D и через конденсор B на объект.

Этот объект рассматривается в микроскоп, который устанавливается при помощи двух винтов. Винт a служит для предварительной, а винт b—для точной наводки на фокус. Обычно микроскоп имеет еще так называемое револьверное приспособление R, в котором укреплены три объектива с различными увеличениями. Смена объективов производится очень быстро, простым поворотом этого приспособления.

Так же, как и в зрительной трубе, диффракция кладет предел разрешающей способности микроскопа. Наименьший угол

врения, при котором две близкие точки предмета еще разрешаются, определяется уже знакомой нам формулой.

$$\sin 2\beta_{min} = 1{,}2\,\frac{\lambda}{D}, \qquad (а)$$

где D—диаметр объектива. Однако микроскопистов интересует не столько наименьший угол зрения, сколько наименьшее расстояние между двумя точками объекта, которые могут быть разрешены. Путем несложных вычислений это расстояние может быть вычислено из (а):

$$z_{min} = \frac{\lambda}{2n \sin u}. \qquad (б)$$

Здесь u означает половину угла, образуемого лучами, идущими из рассматриваемого объекта к краям объектива, n — показатель преломления среды между объектом и объективом. Величина $2n\sin u$ называется нумерической апертурой микроскопа. Чем она больше, тем меньшие предметы можно рассматривать в микроскоп. Иммерсионные системы и здесь имеют преимущества, так как в этих системах можно получать большие углы u и, кроме того, в сухих системах $n = 1$, а в иммерсионных с кедровым маслом $n = 1{,}5$. В лучших современных микроскопах величину нумерической апертуры удается довести до значения, равного 1,3. При этом формула (б) дает

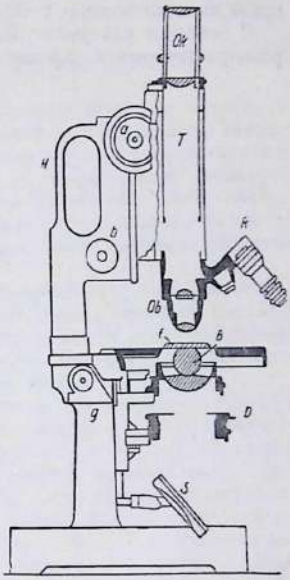


Рис. 416.

$$z_{min} = \frac{\lambda}{2 \cdot 1{,}3} \approx \frac{\lambda}{3}.$$

Наименьшее, еще различимое в лучших микроскопах расстояние между двумя точками приблизительно равно трети длины волны употребляемого света. Отсюда ясно, что при рассматривании в микроскоп очень малых предметов выгодно пользоваться светом коротковолновой области спектра.

В современных микроскопах теоретический предел уже почти достигнут. Видеть в микроскоп можно и значительно меньшие объекты, но их изображения представляются в виде маленьких пятнышек, не имеющих никакого сходства с объектом.

При рассматривании таких маленьких частиц пользуются так называемым ультрамикроскопом, который представляет собой обычный микроскоп с конденсатором, дающим возможность интенсивно освещать рассматриваемый объект сбоку, перпендикулярно оси микроскопа. В этом случае в микроскоп попадают только лучи, рассеянные на частицах, например, на частицах золота, в коллоидальном растворе золота. Наблюдатель, смотрящий в микроскоп, видит на темном фоне массу блестящих пятнышек, почти точек, каждая из которых является отображением одной из коллоидальных частиц.

С помощью ультрамикроскопа удается обнаружить частицы, размеры которых не превышают нескольких миллимикронов.

ОТДЕЛ ШЕСТОЙ
СТРОЕНИЕ АТОМА

ГЛАВА 34

СПЕКТРЫ, ВНЕШНИЕ ЭЛЕКТРОНЫ АТОМА

§ 1. Кванты света (фотоны[1]). В конце прошлого столетия и в начале нынешнего был сделан целый ряд крупнейших открытий, произведших коренной переворот в физическом мировоззрении. С появлением в 1901 и 1905 гг. теории квант, созданной Планком, и теории относительности Эйнштейна стали складываться идеи новой физики, достигшие своего полного развития после фундаментальных работ Бора, начало которых относится к 1913 г.

После 1926 г. последовал ряд новых открытий, повлекших за собой новую перестройку физики. Однако новейшие идеи еще не устоялись и слишком сложны для того, чтобы их можно было излагать в нашем элементарном курсе. Поэтому мы ограничимся тем, что сообщим только некоторые важнейшие выводы.

Начнем с краткого исторического обзора развития оптики со времени Ньютона, который выдвинул так называемую корпускулярную теорию света. По этой теории из светящегося тела вылетают материальные частички, движущиеся прямолинейно с громадной скоростью. Попадая в глаз, они производят ощущение света. С помощью этой гипотезы Ньютон мог объяснить все известные тогда факты из области оптики. Почти одновременно возникла и волновая теория света, выдвинутая современником Ньютона голландцем Гюйгенсом. Однако она не получила всеобщего признания, главным образом под влиянием научного авторитета Ньютона. Только через 100 лет удалось поставить опыты, установившие несостоятельность воззрений Ньютона. С этого момента начала развиваться волновая оптика, достигшая в работах Френеля высокой степени совершенства. Исходя из представлений о колебаниях частиц упругого эфира, Френель разработал стройную теорию, которая не только правильно описывала весь известный тогда опытный материал, но даже дала возможность предсказать новые явления. Однако в 1856 г. Фарадей сделал открытие, не укладывавшееся в рамки теории Френеля. Он показал, что поляризованный луч света, проходя через кусок стекла,

[1] В последние годы кванты света часто называют фотонами.

помещенный в сильное магнитое поле, изменяет свою плоскость колебаний. С точки зрения Френеля этот факт не может быть объяснен. Вскоре появились и другие опыты, установившие влияние электрических и магнитных полей на световые явления. Все это указывало на тесную внутреннюю связь между световыми и электромагнитными явлениями. И вот в конце шестидесятых годов появилась знаменитая работа Максвелла, давшего новую теорию электромагнитных явлений, куда оптика вошла как одна из глав. По этой теории световая волна представляет собой периодически меняющиеся в пространстве электрические и магнитные силы, подобные тем, которые мы наблюдали около электромагнитного вибратора. Это своего рода микроскопические радиоволны, посылаемые атомами. Электронная теория Лоренца, дополнившая теорию Максвелла, приписывала изучение света электронам атомов. По этой теории роль антенны играет движущийся около атома электрон, который и вызывает в окружающем пространстве возникновение периодически меняющихся электрических и магнитных сил, т. е. электромагнитных волн.

Теория Максвелла, дополненная теорией электронов, дала могучий толчок развитию всей физики и в особенности оптики. Крупнейшие научные открытия следовали друг за другом с невиданной дотоле быстротой. Возник и развился ряд новых отделов физики, из которых упомянем магнитооптику, электрооптику, учение о коротких электрических волнах, радиотехнику. Успехи физики были так велики, что у многих ученых создалось убеждение в абсолютной правильности идей Максвелла. Казалось, что физика уже достигла вершины своего развития, что все важнейшее уже сделано, остаются только кое-какие поправки и дополнения. Однако опыт, как всегда, разрушил эти убеждения. Так, например, оказалось, что существующие теории не в состоянии дать правильной формулы для распределения энергии в спектре черного тела, а также не в состоянии объяснить возникновение линейных спектров газов.

Планк в 1901 г. резко порывает с представлениями классической физики, выдвигая свою знаменитую *теорию квант*. В 1905 г. Эйнштейн, исходя из теории Планка, выдвинул *квантовую теорию света*, по которой свет—не волны, а поток частиц. Только эти частицы, кванты, не вещественны, как у Ньютона, а представляют собой мельчайшие порции энергии, которые отрываются от светящегося тела и уносятся вдаль. По Планку величина кванта

$$\varepsilon = h\nu, \qquad (1)$$

где h—универсальная постоянная, равная $6{,}547.10^{-27}$ эрг. *сек.*, а ν—число, характеризующее данное излучение, численно равное частоте соответствующей волны в старой волновой теории. Это число мы попрежнему будем называть частотой, а величину $\frac{c}{\nu} = \lambda$ — длиной волны. Так, например, желтой линии натрия соответствует волна с частотой $\nu = 5{,}1.\ 10^{14}$ и, стало быть, квант с

энергией $h\nu = 5{,}1 \cdot 10^{14} \cdot 6{,}55 \cdot 10^{-27} = 3{,}4 \cdot 10^{-12}$ эрг. В табл. 13 приведены значения квант для волн различной длины.

Таблица 13

Лучи	Длина волны λ в см	ν	$h\nu$ в эрг.	Масса $h\nu$ в г.
Инфракрасные	$1 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{12}$	$19{,}7 \cdot 10^{-15}$	$2{,}1 \cdot 10^{-35}$
	$0{,}76 \cdot 10^{-4}$	$3{,}9 \cdot 10^{14}$	$25{,}5 \cdot 10^{-13}$	$2{,}8 \cdot 10^{-33}$
Видимые	$0{,}76 \cdot 10^{-4}$	$3{,}9 \cdot 10^{14}$	$25{,}5 \cdot 10^{-13}$	$2{,}8 \cdot 10^{-33}$
	$0{,}40 \cdot 10^{-4}$	$7{,}58 \cdot 10^{14}$	$49{,}6 \cdot 10^{-13}$	$5{,}3 \cdot 10^{-33}$
Ультрафиолетовые . .	$0{,}40 \cdot 10^{-4}$	$7{,}58 \cdot 10^{14}$	$49{,}6 \cdot 10^{-13}$	$5{,}3 \cdot 10^{-33}$
	$0{,}1 \cdot 10^{-4}$	$30 \cdot 10^{14}$	$197 \cdot 10^{-13}$	$21 \cdot 10^{-33}$
Рентгеновские	$20 \cdot 10^{-8}$	$1{,}5 \cdot 10^{17}$	$9{,}8 \cdot 10^{-10}$	$1{,}1 \cdot 10^{-30}$
	$0{,}1 \cdot 10^{-8}$	$300 \cdot 10^{17}$	$196 \cdot 10^{-9}$	$2{,}1 \cdot 10^{-29}$
γ-лучи	$6{,}25 \cdot 10^{-10}$	$4{,}8 \cdot 10^{19}$	$0{,}3 \cdot 10^{-6}$	$3{,}0 \cdot 10^{-26}$
	$0{,}074 \cdot 10^{-10}$	$405 \cdot 10^{19}$	$26{,}5 \cdot 10^{-6}$	$283 \cdot 10^{-26}$

Мы видим, что энергия квант быстро возрастает с уменьшением длины волны. У рентгеновских лучей, с которыми мы познакомимся в следующей главе, кванты примерно в тысячу раз больше, чем у видимых лучей света, а у γ-лучей, испускаемых радиоактивными веществами, еще в несколько сот раз больше.

Оригинальность идей Планка заключается в представлении об атомной структуре энергии, состоящей из отдельных квант, которые существуют сами по себе без связи с веществом. Базируясь на своей теории, Планк вывел формулу черного излучения, необычайно точно совпадающую с опытными данными. После этого теорию квант стали успешно применять в различных областях физики.

§ 2. Серии водородного спектра. Теория Бора. Мы уже неоднократно упоминали о том, что атом представляет собой миниатюрное планетарное образование, состоящее из массивного положительно заряженного ядра и из движущихся вокруг него электронов. Чем выше атомный номер элемента, тем больше заряд ядра и тем больше вокруг него движется электронов. Какие же факты подтверждают эту гипотезу, выдвинутую впервые Резерфордом? В первую очередь это линейные спектры светящихся паров и газов, которые представляют собой сигналы, идущие к нам из недр атома. Понять спектральные закономерности, значит понять, как движутся внутри атома электроны, посылающие световые сигналы.

Эти соображения уже давно были учтены физиками. Во второй половине прошлого столетия началось усиленное изучение спектров, приведшее к открытию так называемых серий, т. е. групп линий, расположенных в определенном закономерном порядке. На рис. 417 дано схематическое изображение одной из групп линий водородного спектра, так называемой серии Бальмера. Первая из этих линий H_α—яркая красная линия, вторая H_β—яркая голубая, третья H_γ—синяя и четвертая H_δ—фиолетовая. Остель-

ные линии лежат в ультрафиолетовой части спектра и могут быть обнаружены фотографическим путем[1].

При первом же взгляде на рис. 417 возникает убеждение, что между линиями этой группы имеется какая-то закономерная связь.

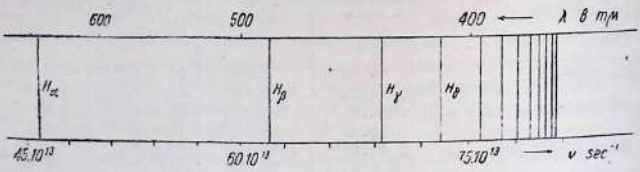


Рис. 417.

Действительно, Бальмеру удалось показать, что частоты всех линий этой серии можно выразить формулой:

$$\nu = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right)_{n=3,4,5,\ldots} \qquad (2)$$

в которой $R = 3{,}29 \cdot 10^{15}$ *сек*$^{-1}$, а n—переменное целое число, которое может принимать значения 3, 4, 5, 6 и т. д. Частота первой линии H_α получится, если мы в этой формуле положим $n = 3$.

$$\nu_\alpha = 3{,}29 \cdot 10^{15}\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2}\right) = 4{,}57 \cdot 10^{-14}$$

$$\lambda_\alpha = 656\, m\mu.$$

Если положим $n = 4$, то определим частоту и длину волны, соответствующую линии H_β.

$$\lambda_\beta = 486\, m\mu$$

и т. д.

У водорода есть еще несколько серий в инфракрасной и в ультрафиолетовой части спектра, которые могут быть описаны с помощью аналогичных формул. Например, ультрафиолетовая серия, открытая Лайманом, может быть записана так:

$$\nu = R\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}\right)_{n=2,3,4,\ldots} \qquad (3)$$

Здесь n может принимать последовательно значения 2, 3, 4, 5...

Инфракрасная серия Пашена выражается формулой:

$$\nu = R\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right)_{n=4,5,6,\ldots} \qquad (4)$$

где n—целое число, последовательно принимающее значения 4, 5, 6...

Спектры других элементов значительно сложнее. Зачастую

[1] Длины волн на рис. 417 даны в $m\mu$, т. е. в тысячных долях миллиметра.

они состоят из сотен и даже тысяч линий, в хаотическом беспорядке разбросанных по всем частям спектра. Требуется большое искусство и громадное терпение, чтобы разобраться в этом кажущемся хаосе и распределить линии по сериям. На рис. 418 в качестве примера приведен фотографический снимок с синей и ультрафиолетовой части спектра гелия[1]. Внизу подрисованы наклонные прямые, соединяющие между собой спектральные линии, принадлежащие к одной серии. Оказывается на этом небольшом участке спектра имеется целых 6 серий.

Приведенные выше формулы, точнейшим образом описывающие серии водородного спектра, были подобраны чисто эмпирическим путем без всякого теоретического обоснования. Все усилия

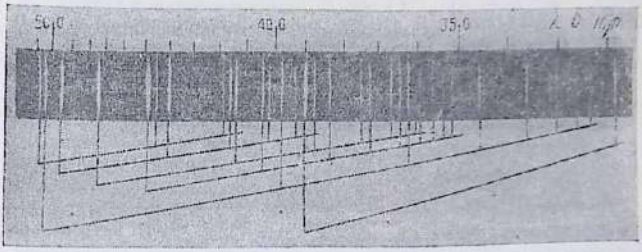


Рис. 418.

физиков вывести эти формулы из общих посылок электромагнитной теории света не привели к цели, в этом вопросе классическая физика оказалась совершенно беспомощной. Не только вывод формул, но даже простое качественное описание возникновения линейных спектров оказалось ей не под силу.

По законам классической механики и физики электрон, вращающийся вокруг ядра, должен излучать электромагнитные волны, частота которых ν равна числу оборотов электрона в секунду. Излучая волны, электрон теряет часть своей энергии, поэтому он не может удержаться на первоначальной орбите и начинает «падать» на ядро, двигаясь по спирали. При этом число оборотов, совершаемое электроном за секунду вокруг ядра, непрерывно возрастает, а вместе с тем возрастает и частота излучаемых электромагнитных волн. Таким образом, возбужденный электрон[1], приближаясь вновь к ядру, испускает не монохроматическую световую волну, а целый ряд волн с различными частотами. С точки зрения классической физики светящиеся газы должны давать сплошной спектр, что явно противоречит фактам.

[1] В невозбужденном атоме все электроны находятся на определенном расстоянии от ядра. В возбужденном—один или несколько электронов удаляются от ядра и движутся вокруг него по орбитам с большими радиусами.

Только в 1913 г. с помощью теории квант Бору удалось объяснить возникновение линейного спектра водорода. По гипотезе Резерфорда-Бора атом водорода состоит из ядра и одного электрона, который движется вокруг него. С точки зрения классической физики электрон может вращаться по любой орбите, по Бору же возможны движения только по некоторым определенным орбитам, радиусы которых относятся между собой как квадраты натурального ряда чисел 1^2, 2^2, 3^2, 4^2... На рис. 419 изображены возможные орбиты электрона, но масштаб радиусов не мог быть выдержан.

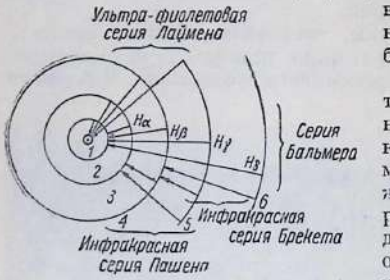


Рис. 419.

Двигаясь по этим орбитам, электрон, вопреки законам классической физики, никаких волн не излучает. Нормально он находится на ближайшей к ядру орбите 1. При разного рода внешних воздействиях, например, ударе о другой атом, электрон может перескочить на одну из верхних орбит и вращаться по ней. Но такое возбужденное состояние атома мало устойчиво, при малейшем воздействии электрон срывается с орбиты и перескакивает на одну из нижних.

Для того чтобы удержаться на орбите и не быть притянутым ядром, электрон должен обладать определенной скоростью, а значит, и определенной кинетической энергией. Кроме того, он обладает и определенной потенциальной энергией, как отрицательный заряд, находящийся в поле положительно заряженного ядра. Таким образом, полная энергия электрона на каждой из возможных орбит представляет собой вполне определенную постоянную величину. Она имеет наименьшее значение для первой орбиты и возрастает по мере увеличения радиуса орбиты. Представим теперь себе, что электрон перескакивает с пятой орбиты, где его энергия равна E_5, на вторую, где он обладает меньшей энергией E_2. Куда исчезает разность энергий E_5 и E_2? По Бору она излучается в виде кванта $h\nu$. Отсюда получается равенство:

$$h\nu = E_5 - E_2; \quad \nu = \frac{E_5 - E_2}{h}. \tag{5}$$

Это равенство определяет частоту кванта, который испускается при скачке электрона с пятой орбиты на вторую. Переходам электрона между другими уровнями соответствует испускание других квант, т. е. других лучей спектра.

Энергия E может быть без труда найдена из уравнений движения электрона, первое из которых записывается так:

$$\frac{mu^2}{r} = \frac{q^2}{r^2}.$$

Левая часть равенства представляет собой центростремительную силу, которую должен испытывать электрон, когда он движется со скоростью u вокруг ядра по кругу с радиусом r. Правая часть равенства представляет собой силу взаимного притяжения ядра и электрона (закон Кулона). Таким образом, это равенство обозначает, что центростремительная сила, удерживающая электрон на орбите, есть сила взаимного притяжения зарядов ядра и электрона. Умножая обе части равенства на r^2, получим:

$$mu^2r = q^2. \qquad (a)$$

Второе уравнение движения таково:

$$mur = n \cdot \frac{h}{2\pi}. \qquad (b)$$

Здесь h—постоянная Планка, n—целое число, представляющее собой номер орбиты, mur — момент количества движения электрона.

Равенство (b) представляет собой новый, введенный Бором постулат: электрон может двигаться только по таким орбитам, на которых его момент количества движения равен целому кратному от $\frac{h}{2\pi}$.

Определяя с помощью уравнений (a) и (b) энергии электрона на различных орбитах и пользуясь равенством (5), мы получим формулы серий водородного спектра, приведенные выше.

Таким образом, Бору удалось теоретически обосновать формулы водородных серий и вместе с тем описать атом водорода. Этой работой было положено начало новому отделу физики, учению о строении атома.

Проделаем расчет Бора, начав с определения радиусов электронных орбит r. Для этого возведем обе части равенства (b) в квадрат и поделим на m.

$$mu^2r^2 = n^2 \frac{h^2}{4\pi^2 m}. \qquad (c)$$

Поделив (c) на (a), получим:

$$r = n^2 \frac{h^2}{4\pi^2 mq^2}. \qquad (d)$$

Если в этом выражении положить $n = 1$, то получим радиус a первой орбиты, на которой вращается электрон в нормальном, невозбужденном атоме.

$$a = \frac{h^2}{4\pi^2 mq^2}.$$

Поставив сюда известные значения $q = 4{,}8 \cdot 10^{-10}$; $m = 9{,}11 \cdot 10^{-28}$ г; $h = 6{,}607 \cdot 10^{-27}$, найдем:

$$a = 0{,}53 \cdot 10^{-8} \text{ см}.$$

Диаметр первой электронной орбиты, определяющий размер атома водорода, получается равным $1{,}06 \cdot 10^{-8}$ см в хорошем согласии с данными, получающимися из кинетической теории газов.

Формулу (d) теперь можно переписать так:

$$r = n^2 \cdot a.$$

Отсюда следует, что радиусы орбит, по которым может двигаться электрон, возрастают пропорционально квадратам натурального ряда чисел $1^2 : 2^2 : 3^2 : 4^2 \ldots$

Перейдем к вычислению энергии, которой электрон обладает на n-ой орбите. Эта энергия складывается из двух частей—кинетической и потенциальной.

$$E_n = \frac{mu^2}{2} + \Pi. \qquad (e)$$

Потенциальная энергия зарядов q и $-q$, находящихся на расстоянии r друг от друга, согласно (11) (на стр. 200), равна

$$\Pi = -q^2/r,$$

а кинетическая энергия, согласно равенству (a), равна

$$\frac{mu^2}{2} = \frac{q^2}{2r}.$$

Подставляя эти выражения в (e), получим:

$$E_n = \frac{q^2}{2r} - \frac{q^2}{r} = -\frac{q^2}{2r}.$$

Подставив сюда значение r из (d), получим:

$$E_n = -\frac{q^2 \cdot 4\pi^2 m q^2}{2n^2h^2} = -\frac{2\pi^2 m q^4}{n^2h^2}.$$

Найдем, наконец, величину E_n/h, которая входит в формулу (5), определяющую частоты испущенных квант:

$$\frac{E_n}{h} = -\frac{2\pi^2 m q^4}{n^2h^3} = -\frac{1}{n^2} \cdot \frac{2\pi^2 m q^4}{h^3}.$$

Постоянный множитель $\frac{2\pi^2 m q^4}{h^3}$ обозначим буквой R':

$$\frac{E_n}{h} = -\frac{R'}{n^2}. \qquad (f)$$

Вычислим теперь частоту кванта, испускаемого атомом при переходе электрона с n-й орбиты на вторую, для которой значение $E_2/h = -R'/2^2$.

Частота испущенного кванта по (5) будет равна

$$\nu = -\frac{R'}{n^2} - \left(-\frac{R'}{2^2}\right).$$

Вынося R' за скобки и переставляя члены, получим

$$\nu = R'\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right). \qquad (6)$$

Давая n значения 3, 4, 5..., мы будем получать частоты спектральных линий, соответствующих прыжкам электрона с третьей орбиты на вторую, с четвертой на вторую и т. д. Формула (6) по виду тождественна с формулой Бальмера.

Рассматривая переходы электрона с n-ой орбиты на первую или третью, получим соответственно формулы, совпадающие по виду с формулами Лайма-

на или Пашена. Остается только посмотреть, чему равняется численное значение постоянной R':

$$R' = \frac{2\pi^2 m q^4}{h^3}.$$

Воспользовавшись приведенными на стр. 443 значениями m, q и h, найдем:

$$R' = 3{,}29 \cdot 10^{15},$$

т. е. значение, совпадающее до третьего знака с постоянной R, определенной спектроскопически. Таким образом, Бору удалось блестяще разрешить задачу, которая оказалась непосильной для старой классической физики, и вместе с тем удалось описать атом водорода.

На рис. 419 изображена схема электронных орбит и стрелками указаны переходы электрона, соответствующие различным сериям водородного спектра. Переходам на первую орбиту соответствует серия Лаймана, переходам на вторую орбиту—серия Бальмера и т. д.

На этом мы заканчиваем описание водородного спектра и переходим к изложению некоторых общих положений новой физики, необходимых нам в дальнейшем.

§ 3. Масса и энергия. Световое давление. Скажем теперь об одном из выводов принципа относительности, тесно связанном с теорией квант. По Эйнштейну, энергия и вещество эквивалентны друг другу.

Всякая энергия вещественна, так как обладает массой, и, наоборот, всякая вещественная масса представляет собой огромный запас энергии. Формула

$$E = mc^2, \quad \text{или} \quad m = \frac{E}{c^2}, \tag{7}$$

выражает это замечательное соотношение. Здесь E обозначает энергию в эргах, m—массу в граммах и c — скорость света ($3 \cdot 10^{10}$ *см/сек*).

Воспользуемся формулой (7) для того, чтобы вычислить массу кванта, которую мы обозначим μ. Для этого надо вместо E подставить значение энергии кванта $h\nu$ и заменить m через μ.

$$\mu = \frac{h\nu}{c^2}. \tag{8}$$

Если помножить обе части этого равенства на c, то получим количество движения кванта:

$$\mu c = \frac{h\nu}{c}. \tag{9}$$

Рассчитанные по формуле (8) массы квант различных излучений приведены в табл. 13. В области световых лучей массы квант чрезвычайно малы, но в области жестких рентгеновских лучей они уже сравнимы с массой электрона, а в области γ-лучей даже в несколько раз больше ее.

Если сравнить кванты тепловых лучей с дробинками, то кванты γ-лучей придется уподобить пятнадцатидюймовым снарядам.

Формулу (d) теперь можно переписать так:

$$r = n^2 \cdot a.$$

Отсюда следует, что радиусы орбит, по которым может двигаться электрон, возрастают пропорционально квадратам натурального ряда чисел $1^2 : 2^2 : 2^2 : 4^2 \ldots$

Перейдем к вычислению энергии, которой электрон обладает на n-ой орбите. Эта энергия складывается из двух частей—кинетической и потенциальной.

$$E_n = \frac{mu^2}{2} + \Pi. \qquad \text{(e)}$$

Потенциальная энергия зарядов q и $-q$, находящихся на расстоянии r друг от друга, согласно (11) (на стр. 200), равна

$$\Pi = -q^2/r,$$

а кинетическая энергия, согласно равенству (a), равна

$$\frac{mu^2}{2} = \frac{q^2}{2r}.$$

Подставляя эти выражения в (e), получим:

$$E_n = \frac{q^2}{2r} - \frac{q^2}{r} = -\frac{q^2}{2r}.$$

Подставив сюда значение r из (d), получим:

$$E_n = -\frac{q^2 \cdot 4\pi^2 m q^2}{2n^2h^2} = -\frac{2\pi^2 m q^4}{n^2h^2}.$$

Найдем, наконец, величину E_n/h, которая входит в формулу (5), определяющую частоты испущенных квант:

$$\frac{E_n}{h} = -\frac{2\pi^2 m q^4}{n^2h^3} = -\frac{1}{n^2} \cdot \frac{2\pi^2 m q^4}{h^3}.$$

Постоянный множитель $\frac{2\pi^2 m q^4}{h^3}$ обозначим буквой R':

$$\frac{E_n}{h} = -\frac{R'}{n^2}. \qquad \text{(f)}$$

Вычислим теперь частоту кванта, испускаемого атомом при переходе электрона с n-й орбиты на вторую, для которой значение $E_2/h = -R'/2^2$.

Частота испущенного кванта по (5) будет равна

$$\nu = -\frac{R'}{n^2} - \left(-\frac{R'}{2^2}\right).$$

Вынося R' за скобки и переставляя члены, получим

$$\nu = R'\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right). \qquad (6)$$

Давая n значения 3, 4, 5..., мы будем получать частоты спектральных линий, соответствующих прыжкам электрона с третьей орбиты на вторую, с четвертой на вторую и т. д. Формула (6) по виду тождественна с формулой Бальмера.

Рассматривая переходы электрона с n-ой орбиты на первую или третью, получим соответственно формулы, совпадающие по виду с формулами Лайма-

на или Пашена. Остается только посмотреть, чему равняется численное значение постоянной R':

$$R' = \frac{2\pi^2 m q^4}{h^3}.$$

Воспользовавшись приведенными на стр. 443 значениями m, q и h, найдем:

$$R' = 3{,}29 \cdot 10^{15},$$

т. е. значение, совпадающее до третьего знака с постоянной R, определенной спектроскопически. Таким образом, Бору удалось блестяще разрешить задачу, которая оказалась непосильной для старой классической физики, и вместе с тем удалось описать атом водорода.

На рис. 419 изображена схема электронных орбит и стрелками указаны переходы электрона, соответствующие различным сериям водородного спектра. Переходам на первую орбиту соответствует серия Лаймана, переходам на вторую орбиту—серия Бальмера и т. д.

На этом мы заканчиваем описание водородного спектра и переходим к изложению некоторых общих положений новой физики, необходимых нам в дальнейшем.

§ 3. Масса и энергия. Световое давление. Скажем теперь об одном из выводов принципа относительности, тесно связанном с теорией квант. По Эйнштейну, энергия и вещество эквивалентны друг другу.

Всякая энергия вещественна, так как обладает массой, и, наоборот, всякая вещественная масса представляет собой огромный запас энергии. Формула

$$E = mc^2, \quad \text{или} \quad m = \frac{E}{c^2}, \tag{7}$$

выражает это замечательное соотношение. Здесь E обозначает энергию в эргах, m—массу в граммах и c — скорость света ($3 \cdot 10^{10}$ *см/сек*).

Воспользуемся формулой (7) для того, чтобы вычислить массу кванта, которую мы обозначим μ. Для этого надо вместо E подставить значение энергии кванта $h\nu$ и заменить m через μ.

$$\mu = \frac{h\nu}{c^2}. \tag{8}$$

Если помножить обе части этого равенства на c, то получим количество движения кванта:

$$\mu c = \frac{h\nu}{c}. \tag{9}$$

Рассчитанные по формуле (8) массы квант различных излучений приведены в табл. 13. В области световых лучей массы квант чрезвычайно малы, но в области жестких рентгеновских лучей они уже сравнимы с массой электрона, а в области γ-лучей даже в несколько раз больше ее.

Если сравнить кванты тепловых лучей с дробинками, то кванты γ-лучей придется уподобить пятнадцатидюймовым снарядам.

Эту аналогию со снарядами можно продолжить и дальше. Квант, так же как и летящий снаряд, обладает количеством движения. которое он передает цели, в которую попадает, и вызывает в ней большие разрушения. Подходящей мишенью для кванта служит электрон, который под влиянием полученного толчка может оторваться от атома. Таким образом мы объясняем себе образование ионов в газе под влиянием разного рода лучей. Из световых лучей наиболее активными в этом смысле оказываются ультрафиолетовые, что и понятно, так как их кванты обладают сравнительно большой массой, а стало быть, и большим количеством движения.

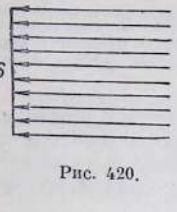


Рис. 420.

С помощью сказанного нами о квантах можно показать, что свет, падая на какое-нибудь тело, оказывает на него определенное давление. Пусть пучок световых лучей (квант) падает нормально на абсолютно отражающее зеркало и затем отражается (рис. 420). Как мы знаем, при отражении величина скорости и цвет лучей не изменяются, т. е. кванты отскакивают от зеркала с той же энергией, которую они имели до удара. Таким образом, квант отражается от зеркала, как идеально упругий шарик от стенки. Этот случай был уже разобран в механике, и мы знаем, что стенка, а теперь зеркало должно получить импульс, равный удвоенному количеству движения шарика, а теперь кванта (стр. 37). Итак, один квант, отразившись от зеркала, передает ему импульс p_1, равный:

$$p_1 = 2\frac{h\nu}{c}.$$

Давление есть полный импульс, рассчитанный на один квадратный сантиметр поверхности за секунду. Пусть за секунду падает n квант на 1 $см^2$ поверхности. Так как все кванты отражаются, то полный импульс, а стало быть, и давление, будет равно:

$$p = 2\frac{h\nu n}{c}\ \frac{дин}{см^2}.$$

Величина $h\nu n$ есть энергия световых лучей, падающих на 1 $см^2$ за секунду, т. е. интенсивность света I. Следовательно, мы имеем

$$p = \frac{2I}{c}\ \frac{дин}{см^2}. \qquad (10)$$

Итак, **световое давление равно удвоенной интенсивности света, деленной на скорость света.** Справедливость формулы (10) доказана непосредственными опытами[1].

Укажем еще на одно замечательное следствие общего принципа относительности, которое удобно изложить, пользуясь теорией квант. Квант обладает массой, стало быть, он весом и должен притягиваться к земле, как и все остальные тела. Получается неожиданный результат, что световой луч весом. Правда, скорость света слишком велика, а силы тяжести слишком малы для того, чтобы мы могли обнаружить это явление здесь на земле. Но если луч света проходит мимо солнца, масса которого в 1 300 000 раз больше массы земли, то действующие там силы оказываются достаточными, чтобы вызвать заметное искривление лучей. Благодаря этому искривлению лучей

[1] Эта формула может быть выведена, только гораздо более сложным путем, и из электромагнитной теории света. Экспериментально она была проверена в 1901 г. проф. П. Н. Лебедевым.

звезды, заслоненные от нас краем солнца, становятся видимыми (рис. 421). Конечно, эти наблюдения могут быть сделаны только в момент полного солнечного затмения, когда прямые лучи солнца задерживаются луной. Целый ряд специальных экспедиций, наблюдавших в последние годы солнечные затмения, действительно установил притяжение световых лучей солнцем, предсказанное Эйнштейном.



Рис. 421.

§ 4. Фотоэлектрический эффект. Это явление, открытое в девяностых годах прошлого столетия, состоит в том, что световые волны, падающие на поверхность металла, вырывают из него электроны[1]. Поэтому отрицательно заряженные металлы под влиянием освещения быстро теряют свой заряд, а незаряженные приобретают положительный заряд. На этом принципе устраиваются всевозможные фотоэлементы, находящие многообразное применение в науке и технике.

На рис. 422 изображен фотоэлемент одного из распространенных типов. Он представляет собой круглый стеклянный баллон с припаянным к нему стеклянным отростком. Бо́льшая часть внутренней поверхности баллона покрывается каким-нибудь металлом, например, натрием. Слой металла, показанный пунктиром, соприкасается с проволочкой K, впаянной в стенку баллона. В отросток впаивается металлический стерженек A, на верхнем конце которого укреплена проволочная сетка S с большими ячейками. Передняя стенка BC баллона против сетки остается чистой—окно фотоэлемента. Иногда газ из фотоэлемента откачивается, иногда баллон наполняется каким-нибудь инертным газом. Присутствие газа изменяет рабочий режим элемента. В дальнейшем мы будем говорить только об элементах пустотных.

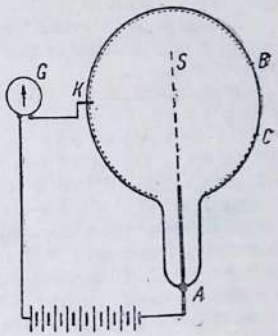


Рис. 422.

Последовательно с фотоэлементом включается чувствительный гальванометр G и батарея на 100—150 V. Проволочка соединяется с отрицательным полюсом батареи, стержень A с положительным. При освещении через окно BC металлического слоя из

[1] В настоящее время известно, что фотоэффект наблюдается не только с поверхности металлов, но и с диэлектриков.

него вылетают электроны, которые улавливаются сеткой, и в цепи течет ток. При монохроматическом освещении сила тока строго пропорциональна мощности падающего на металлический слой света. Поэтому фотоэлементами часто пользуются в качестве чувствительных и весьма удобных в обращении фотометров.

Фотоэлектрические токи, вообще говоря, очень слабы, но их можно усилить и заставить производить различные механические действия. Например, при помощи фотоэлемента можно устроить приспособление, которое на рассвете будет выключать огни маяка, а вечером будет их опять включать. Можно устраивать всевозможные регистрирующие и сигнальные приспособления, счетчики и автоматы. Наконец, чрезвычайно важную роль фотоэлементы играют в телевидении, а также в кино, где при их помощи осуществляется передача звуков.

С точки зрения классической физики электроны вырываются с поверхности металла под действием электромагнитных сил световой волны. Однако последовательное проведение этой точки зрения наталкивается на непреодолимые затруднения, как мы это сейчас увидим.

Прежде всего возникает вопрос, какие лучи спектра вызывают фотоэффект и какова скорость выброшенных электронов (фотоэлектронов).

Опыты показывают, что *для каждого металла фотоэффект начинается при некоторой минимальной частоте* ν_0 *падающего света, независимо от его интенсивности*. Так, например, для натрия $\nu_0 = 5{,}2 \cdot 10^{-14}$, что соответствует желтому свету с длиной волны $\lambda_0 = 583\ m\mu$[1]. Все лучи, лежащие ближе к фиолетовой части спектра, дают фотоэффект; все же лучи с длиной волны, большей λ_0, никакого эффекта не дают, какова бы ни была их интенсивность. Щелочные металлы оказываются наиболее светочувствительными. Другие металлы обнаруживают фотоэффект в области более коротких волн, так, например, платина испускает электроны только при освещении ультрафиолетовым светом.

Что же касается скорости выброшенных светом электронов, то она зависит от частоты ν падающего на металл света, но совершенно не зависит от интенсивности света. Чем больше ν, тем больше скорость фотоэлектронов.

Это обстоятельство совершенно непонятно с точки зрения классической физики, согласно которой электроны выбрасываются из металла действием электромагнитных сил световой волны. С увеличением интенсивности света эти силы возрастают, а стало быть, и скорость фотоэлектронов должна была бы возрастать—заключение, находящееся в полном противоречии с опытом.

С точки зрения квант фотоэффект объясняется совершенно

---

[1] Определение границы фотоэффекта чрезвычайно затруднительно, поэтому данные различных наблюдателей сильно расходятся между собой.

просто как показал Эйнштейн. Световые кванты, падая на поверхность металла, могут встретиться со свободными электронами[1]. Происходит удар, в результате которого энергия кванта переходит в кинетическую энергию электрона. Таким образом, электрон получает достаточную энергию для того, чтобы выскочить с поверхности металла. Математическая запись этого процесса будет такова:

$$h\nu = \frac{mu^2}{2} + W. \qquad (11)$$

Это значит, что при ударе энергия кванта $h\nu$ частично переходит в кинетическую энергию электрона $\frac{mu^2}{2}$, частично же затрачивается на работу W, необходимую для того, чтобы вырвать электрон из металла. Из этой формулы непосредственно следует, что скорость электрона u зависит от частоты ν падающего на металл света[2].

С уменьшением ν электроны вылетают все с меньшей скоростью. Самая малая частота ν_0, при которой электрон еще может быть вырван из металла, определится из формулы (11), если в ней положить $u = 0$.

$$h\nu_0 = W. \qquad (12)$$

В этом случае энергия кванта целиком затрачивается на работу вырывания электрона с поверхности металла. При меньшей частоте никакого эффекта наблюдаться не будет, так как энергии кванта не хватит на то, чтобы преодолеть работу выхода W. Таким образом, формула Эйнштейна (11) объясняет и другой экспериментальный факт — существование для каждого металла минимальной частоты, ниже которой фотоэффект не наблюдается.

§ 5. Модель атома Резерфорда-Бора. После того как Бору удалось описать водородный атом, естественно встал вопрос о применении его теории к изучению других более сложных атомов. Не вдаваясь в подробности, можно уже по характеру спектров испускания сделать далеко идущие заключения. По представлению Резерфорда число электронов, вращающихся около ядра атома, должно равняться порядковому номеру элемента. Поэтому у гелия, стоящего на втором месте периодической системы элементов,

---

[1] Мы уже упоминали раньше, что во всяком металле есть большое число электронов, отщепившихся от атомов и ведущих «самостоятельное» существование.

[2] Фотоэффект наблюдается также в рентгеновских лучах и в γ-лучах радиоактивных элементов. Кванты этих лучей гораздо больше квант видимого или ультрафиолетового света, поэтому выброшенные ими фотоэлектроны обладают гораздо большими скоростями.

должно быть два электрона. В соответствии с этим спектр гелия должен быть сложнее и богаче линиями, чем спектр водорода, как это и наблюдается на самом деле. У лития должно быть три электрона, и мы могли бы ожидать еще более сложного спектра. Между тем это не так. Спектр лития очень простой, состоит из небольшого числа серий и по своей структуре аналогичен спектру водорода. Несомненно, в его образовании участвует только один электрон из трех. Куда же девались два остальные? Можно предположить, что в литии электроны движутся по разным орбитам. Два из них вращаются по внутренней, близкой к ядру орбите, третий—по внешней, значительно более удаленной. Первые два электрона с большой силой притягиваются к ядру и поэтому крепко связаны. Третий же электрон, находящийся на внешней орбите, относительно слабо связан с ядром. Под влиянием внешних воздействий он легко срывается с места, переходит на более далекие орбиты и, прыгая вниз, подобно электрону водорода, испускает кванты (фотоны).

У следующего за литием элемента бериллия спектр гораздо более сложный, чем у лития. Надо поэтому думать, что четвертый электрон бериллия тоже располагается на внешней орбите и, наряду с третьим электроном, принимает участие в образовании спектра.

На внешней же орбите помещается и пятый электрон бора, так как у этого элемента спектр еще сложнее, чем у бериллия. То же самое следует сказать и про следующие элементы, дающие очень сложные спектры, вплоть до благородного газа неона, у которого 10 электронов. Два из них сидят на внутренней орбите и 8 на внешней. Неоном заканчивается второй период менделеевской системы элементов. Дальше на одиннадцатом месте стоит щелочной элемент натрий, с которого начинается новый период. Его спектр совершенно подобен по структуре спектру лития. У двенадцатого элемента магния спектр аналогичен спектру бериллия, у алюминия—бору и так дальше до благородного газа аргона, стоящего на восемнадцатом месте и обладающего 18 электронами.

Из этого описания ясно, что одиннадцатый электрон натрия должен расположиться на новой орбите значительно дальше от ядра, чем остальные 10 электронов. На этой же новой орбите располагается двенадцатый электрон магния, тринадцатый электрон алюминия и так дальше. Словом, рассмотрение спектров показывает, что распределение электронов в атомах следует строгому закономерному порядку. В каждом периоде элементов идет постройка определенного «слоя» электронов, с каждого первого элемента в следующем периоде начинается постройка нового слоя.

Мы еще раз резюмируем все сказанное. Первый период состоит из водорода и благородного газа гелия (см. табл. VIII). Ядро гелия несет двойной элементарный заряд, и вокруг него вращаются два электрона, образующие первую электронную оболочку или электронное кольцо атома.

С третьего элемента, лития, начинается второй период системы элементов. Вокруг ядра, несущего тройной положительный элементарный заряд, вращаются уже три электрона, причем два из них двигаются по внутренней орбите, соответствующей орбите гелия, а третий двигается по внешней орбите с большим радиусом. На этой же орбите располагается четвертый электрон бериллия (Be), затем пятый электрон бора (B) и так далее, до десятого электрона неона (Ne). Одновременно с этим увеличивается как заряд, так и масса ядра. Заряд ядра, выраженный в элементарных зарядах, увеличивается каждый раз на единицу при переходе от одного элемента к следующему, оставаясь всегда равным порядковому номеру элемента.

Последовательное присоединение электронов и их расположение изображены на рис. 423. Относительные размеры атомов вы-

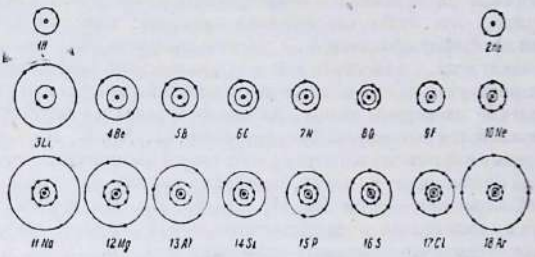


Рис. 423.

черчены по данным Паулинга. У неона, как видим, электроны расположены на двух кольцах, причем на внутреннем сидят два электрона, на внешнем—восемь. Заряд ядра неона равен десяти положительным элементарным зарядам.

С натрия, стоящего в начале третьего периода, начинается построение третьего электронного кольца, на котором располагается одиннадцатый электрон натрия. На том же кольце располагается двенадцатый электрон магния (Mg), тринадцатый электрон алюминия (Al) и т. д., вплоть до благородного газа аргона (Ar), на котором заканчивается постройка третьего электронного кольца. В результате у атома аргона электроны располагаются на трех кольцах. С калия начинается постройка четвертого кольца и т. д.

Схема, изображенная на рисунке, слишком упрощена. Прежде всего орбиты электронов расположены не в одной плоскости, а распределены вокруг ядра во всевозможных плоскостях; поэтому от термина «электронное кольцо» надо отказаться, заменив его словом «оболочка». Затем энергии и орбиты электронов, принадлежащих к одной и той же оболочке (кольцу), несколько различны.

Электронные оболочки, начиная с внутренней, получили названия оболочки K, оболочки L, затем M, N, O. В оболочке K расположены два внутренних, наиболее связанных электрона, обладающих наименьшей энергией. В оболочке L расположены 8 электронов. Они слабее связаны с ядром, так как находятся от него на большом расстоянии, и, кроме того, между ними и ядром есть два электрона на оболочке K, которые отчасти нейтрализуют действие положительного заряда ядра. Энергии этих электронов больше, чем K-электронов, так как, переходя ближе к атому в оболочку K, они могут совершить некоторую работу, а с другой стороны, их легче вырвать из пределов атома. Электроны, расположенные в оболочке M, обладают еще большей энергией и еще слабее связаны с ядром и т. д.

Наибольшей энергией и самой слабой связью с ядром обладают электроны, расположенные во внешней оболочке атома. Для калия, например, это будет тот внешний электрон, который начинает собой постройку оболочки N. У магния два слабо связанных внешних электрона, у алюминия три и так далее. Эти слабо связанные электроны участвуют в химических реакциях и представляют собой валентные электроны химии. Их число определяет собой химические свойства элементов. Так, например, Li, Na, K, Rb, Cs имеют по одному наружному электрону и по своим химическим свойствам весьма близки друг к другу, составляя группу щелочных металлов. Совершенно так же Be, Mg, Ca, Sr, Ba, Ra имеют по два наружных электрона и представляют собой группу химически подобных щелочно-земельных элементов и т. д.

Надо заметить, что с помощью оптических спектров можно непосредственно изучать движения только валентных электронов и электронов, лежащих на один слой глубже. Поэтому описанная здесь схема строения атомов в части, касающейся внутренних электронных оболочек, нуждается в дальнейшей опытной проверке, которая может быть сделана путем изучения спектров рентгеновских лучей. Этим вопросом мы займемся в следующей главе.

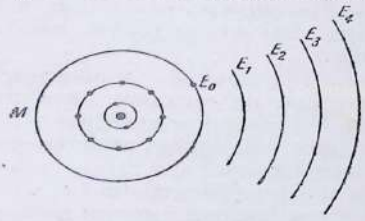


Рис. 424.

§ 6. Оптические спектры сложных атомов. В нормальном, невозбужденном атоме все электроны движутся по своим основным орбитам. Наружные, валентные электроны могут быть сравнительно легко сорваны со своих мест. В этом случае они могут перейти на вышерасположенные орбиты и вращаться по ним. Радиусы этих орбит имеют вполне определенные значения, так же как и у атома водорода. На рис. 424 дана схема атома натрия. Валентный электрон нормально движется по орбите M и обладает энергией E_0. Но при возбуждении атома он может перейти на одну из верхних орбит с большей энергией. На рисунке изображены

четыре таких орбиты с энергиями $E_4 > E_3 > E_2 > E_1 > E_0$[1]. На возбужденной орбите электрон долго удержаться не может и при малейшем воздействии соскакивает на одну из нижних орбит с меньшей энергией. Разность энергий излучается в виде кванта. Например, при переходе с четвертой орбиты на основную электрон теряет энергию $E_4 - E_0$ в виде кванта $h\nu_{4,0}$ по известной уже нам формуле:

$$h\nu_{4,0} = E_4 - E_0.$$

При переходе с четвертой орбиты на вторую испускается меньший квант:

$$\nu h_{4,2} = E_4 - E_2.$$

Словом, каждому переходу электрона с одной из верхних возбужденных орбит на нижнюю соответствует определенный квант, т. е. испускание определенной спектральной линии. У щелочных элементов, имеющих один валентный электрон, спектры наиболее просты и по строению похожи друг на друга. У щелочноземельных элементов спектры гораздо сложнее, так как в их образовании принимают участие два валентных электрона. У третьей группы элементов три валентных электрона, поэтому спектры у них еще сложнее, и т. д.

Исходя из этих представлений Бора, теоретической оптике удалось количественно разъяснить все важнейшие закономерности, наблюдаемые в спектрах. Мы, конечно, не можем излагать этих вычислений и довольствуемся только качественным описанием возникновения линейного спектра.

Перейдем к обращенным спектрам газа. Допустим, что через святящиеся пары натрия, состоящие из атомов, находящихся в различных стадиях возбуждения, проходит луч белого света, т. е. пролетают кванты всевозможной величины (цвета). Кванты сталкиваются с электронами и при благоприятных обстоятельствах могут передать электрону свою энергию.

Это происходит тогда и только тогда, когда энергия кванта в точности равна работе, которую надо затратить, чтобы перебросить электрон на одну из верхних орбит. В этом случае электрон переходит за счет поглощенной энергии на соответствующую верхнюю орбиту и некоторое время движется по ней.

При обратном переходе поглощенная энергия выделится в виде кванта, соответствующего определенной спектральной линии газа. Таким образом, светящийся газ способен поглощать как раз те кванты, которые сам испускает. Поглощенные кванты весьма быстро вновь испускаются, причем излучение происходит равномерно по всем направлениям. Поэтому число квант, испускаемое в направлении проходящего белого луча, весьма незначительно, сила же света, испускаемого самим газом, обычно весьма невелика. И вот в сплошном спектре

[1] Радиусы последовательных орбит быстро возрастают, поэтому масштабы радиусов на рисунке не могли быть выдержаны.

проходящего через газ белого света появляются темные линии, образующие так называемый обращенный спектр газа.

§ 7. Энергия и вещество. Законы сохранения. Возвратимся к формуле:

$$E = mc^2 \text{ эрг}.$$

Чтобы уяснить себе ее физический смысл, произведем некоторые расчеты. Прежде всего вычислим величину той энергии, которая обладает массой в один грамм. Для этого надо в предыдущей формуле положить m равным 1 *г*.

$$E = 1 \cdot (3 \cdot 10^{10})^2 \text{ эрг} = 9 \cdot 10^{13} \text{ джоулей} = 2{,}15 \cdot 10^{10} \text{ б. кал.}$$

Чтобы дать конкретное представление о грандиозности этой величины, сделаем следующий расчет: вычислим, сколько надо сжечь лучшего угля с теплотворной способностью 8 000 б. кал/*кг*, чтобы получить эту энергию:

$$\frac{2{,}15 \cdot 10^{10}}{8\,000} \text{ кг} = 0{,}26 \cdot 10^7 \text{ кг} = 2\,600 \text{ т}.$$

Итак, энергия, выделяющаяся при сжигании 2 600 m угля, обладает массой в 1 *г*. Наоборот, если бы мы могли превратить в энергию один грамм вещества, то при этом выделилась бы колоссальная энергия, эквивалентная теплоте сжигания 2 600 m угля.

Теперь сделаем другой расчет. Допустим, что железный шарик массой в один грамм нагревается на 1 000° С (теплоемкость железа примем за 0,1 кал/*г*. град.). Вычислим, насколько увеличится его масса. Энергия шарика при нагревании увеличилась на mc_1t кал., или на 4,16 mc_1t джоулей = 4,16 $mc_1.t.10^7$ эрг. Здесь m обозначает массу тела, c_1—теплоемкость, t—число градусов, на которое тело нагрелось. Подставляя вышеприведенные данные, найдем:

$$4{,}16 \cdot 1 \cdot 0{,}1 \cdot 1\,000 \cdot 10^7 \text{ эрг} = 4 \cdot 10^9 \text{ эрг}.$$

Чтобы найти соответствующее увеличение массы, обратимся к формуле Эйнштейна:

$$m = \frac{E}{c^2} = \frac{4 \cdot 10^9}{(3 \cdot 10^{10})^2} \approx 0{,}5 \cdot 10^{-11} \text{ г}.$$

Изменение массы есть, но такое ничтожное, что никакими весами его обнаружить нельзя. Совершенно таким же образом можно вычислить изменение массы поднятого тела, происходящее благодаря увеличению потенциальной энергии, изменение массы движущегося тела благодаря наличию кинетической энергии и т.д. Во всех этих случаях изменением массы можно пренебречь. То же самое следует сказать и о химических реакциях, например, о реакции образования гремучего газа:

$$2H_2 + O_2 = 2H_2O. \qquad \text{(а)}$$

Эта запись обозначает, с одной стороны, неизменяемость числа атомов, а с другой стороны, выражает закон сохранения масс. В сущности говоря, это последнее утверждение неверно. Образование гремучего газа сопровождается выделением значительного количества тепла, которое уходит в окружающее пространство и, согласно Эйнштейну, уносит с собой некоторую массу. Таким образом, продукт, получившийся после реакции, будет обладать меньшей массой, чем те вещества, из которых он получился, хотя количество атомов не изменилось. Полная запись реакции должна быть сделана так:

$$2H_2 + \text{энергия движения } 2H_2 + O_2 + \text{эн. дв. } O_2 = 2H_2O + \\ + \text{эн. дв. } 2H_2O + \text{энергия реакции.} \qquad (b)$$

Конечно, все величины, входящие в эту формулу, должны быть выражены в одинаковых единицах. Для этого, согласно формуле Эйнштейна, надо выразить в граммах энергию или же массу перевести в эрги. Какие изменения вносит эта новая, полная запись химической реакции по сравнению со старой? Принципиально очень многое, практически ничего. Действительно, если мы переведем в граммы те энергии, которые входят в нашу формулу, то получим такие ничтожно малые величины, которые никак не могут быть измерены и приняты в расчет.

Однако обстановка резко меняется, когда рассматриваются процессы, протекающие в ядрах атома и влекущие за собой их распад или образование ядер других элементов. Здесь обычно выделяется огромное количество энергии, масса которой может составлять несколько процентов от массы реагирующих веществ. С подобными реакциями мы встретимся в следующих главах.

После всего изложенного становится ясным, что законы сохранения масс и энергии в понимании классической физики неверны. Энергия обладает определенной массой, а масса тел, по крайней мере частично, может переходить в энергию. Поэтому новая физика сливает оба закона в один закон сохранения массы: масса энергии и тел, составляющих изолированную систему, неизменна. Как мы уже упоминали, под изолированной системой надо понимать такую систему, между телами которой и окружающим пространством нет никаких взаимодействий. Рассмотрим изолированную систему в двух положениях. Пусть M_1^0 обозначает покоящуюся массу тел системы[1], E_1—полную энергию системы в классическом понимании этого термина, включая кванты. M_2^0 и E_2—те же величины для системы во втором положении. Из закона сохранения масс следует:

$$M_2^0 + E_2 = M_1^0 + E_1; \qquad (c)$$

[1] Напомним, что, согласно принципу относительности, масса тел зависит от скорости движения. Покоящаяся масса—это масса тела, имеющего нулевую скорость или скорость, малую по сравнению со скоростью света.

Если рассматриваются процессы, происходящие в ядрах атомов, то выражение (c) дальнейшему упрощению не подлежит. Массы тел и их энергии должны рассматриваться совместно, как мы это делали, разбирая реакцию образования гелия.

В тех же случаях, когда ядерных реакций нет, массы тел не меняются, и выражение (c) распадается на два равенства:

$$M_2^0 = M_1^0;$$

$$E_2 = E_1.$$

Первое выражение представляет собой закон сохранения вещества в смысле классической физики, второе выражение—закон сохранения энергии. Таким образом, во всех отделах физики, где ядерные реакции не рассматриваются, можно пользоваться законами сохранения в классической форме.

Надо, впрочем, заметить, что написанный выше закон сохранения вещества относится к покоящейся массе. Этого понятия классическая физика не знала, хотя фактически она и оперировала всегда с покоящейся массой, так как считала массу не зависящей от скорости.

ГЛАВА 35

ЛУЧИ РЕНТГЕНА. ВНУТРЕННИЕ ЭЛЕКТРОНЫ АТОМА

§ 1. Рентгеновская установка. Если около работающей катодной трубки положить завернутую в черную бумагу фотопластинку, то после проявления она оказывается почерневшей. Отсюда следует, что из катодной трубки исходят какие-то лучи, способные проходить через бумагу и действовать на пластинку. К такому заключению пришел Рентген, которому посчастливилось сделать это важное открытие. Он выяснил, что лучи исходят из тех мест стеклянной трубки, куда ударяют катодные лучи и которые флюоресцируют зеленым светом. Сначала Рентген даже думал, что зеленые лучи и действуют на фотопластинку, но это неверно. Они оказались самыми обыкновенными световыми лучами, которые не могут проходить через черную бумагу. Но к ним примешиваются еще не видимые глазом лучи, обладающие изумительной проницающей способностью. Дальнейшие наблюдения показали, что эти лучи, названные в честь Рентгена его именем[1], возникают всюду там, где электроны ударяются о какое-нибудь препятствие. При этом электроны теряют свою кинетиче-

[1] Рентген назвал их X-лучами. Мы будем часто пользоваться этим названием для краткости.

скую энергию, которая частично превращается в энергию рентгеновских лучей.

Когда этот факт был установлен, была сконструирована специальная трубка для получения рентгеновских лучей. Ее существенной частью является катод в виде сферической чашечки и антикатод AK, поставленный так, чтобы на его поверхности сходились катодные лучи. Сбоку в трубку впаивается анод A. Рис. 425 дает схему такой примитивной рентгеновской трубки.

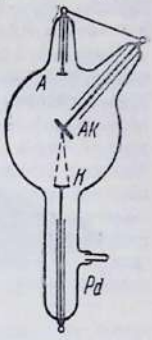


Рис. 425.

В той точке антикатода, куда ударяют катодные частицы, возникают X-лучи. Теперь они выходят не из большой поверхности стеклянной стенки сосуда, а из одной точки антикатода. Это обстоятельство очень важно, потому что рентгеновские снимки, как мы увидим дальше, представляют собой теневые изображения. Для того, чтобы тень была резкая, необходимы лучи, выходящие из одной точки.

Описанная трубка называется ионной трубкой, так как в механизме образования катодных лучей существенную роль играют положительные ионы, бомбардирующие катод (см. стр. 259). Давление газа в такой трубке порядка 0,001 *мм* ртутного столба.

Перейдем к описанию электронной рентгеновской трубки, построенной Кулиджем. Ее схематический чертеж дан на рис. 426. К круглому стеклянному баллону припаяны два широких стеклянных отростка, в одном из которых укрепляется массивный металлический антикатод A. В другой отросток впаиваются два провода, подводящие

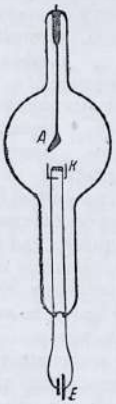
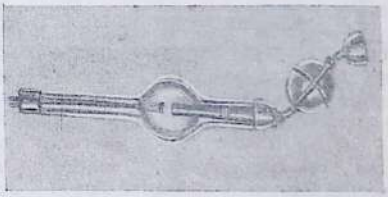


Рис. 426.


Рис. 426а.

ток от аккумуляторов или от специального трансформатора к спирали из вольфрамовой проволоки. Раскаленная током спираль служит катодом трубки Кулиджа. Для лучшей фокусировки катодных лучей спираль помещается в середине ме-

лировка двойная. Можно изменять при помощи реостата R_1 накал нити и тем самым регулировать количество вылетающих из нее электронов. Кроме того, можно менять с помощью реостата R в первичной цепи трансформатора напряжение в его вторичной обмотке и изменять, таким образом, скорость и энергию вылетающих из катода электронов.

§ 2. Основные свойства *X*-лучей. Рентгеновские лучи, как мы об этом узнаем в § 4, по своей природе тождественны с лучами световыми,—это такие же электромагнитные волны, только гораздо более короткие. Они не видимы глазу, но действуют на фотопластинку и вызывают флюоресценцию многих веществ. Особенно хорошо флюоресцируют экраны, покрытые двойной цианистой платинобариевой солью. Но свечение самых лучших экранов все-таки довольно слабо и поэтому опыты с *X*-лучами должны производиться в темноте. Раскаленный катод трубки Кулиджа дает много света, поэтому трубка заключается внутри картонного ящика, задерживающего все световые лучи, но свободно пропускающего лучи Рентгена.

Сделаем такой опыт. Перед трубкой Кулиджа, на некотором расстоянии от нее, поместим экран, который будет светиться под влиянием *X*-лучей. Оставляя напряжение трубки постоянным, будем увеличивать накал нити. Свечение экрана будет усиливаться, и ясно почему. Теперь из катода вылетает больше электронов, и, следовательно, возникает большее количество лучей. Можно сказать, что интенсивность *X*-лучей зависит от накала нити. Чем сильнее накал, тем больше интенсивность рентгеновских лучей и сильнее их действие на экран или на фотопластинку. Введем теперь между трубкой и экраном пластинку какого-нибудь вещества, например, пластинку из алюминия в 0,5—1 *мм* толщины. Часть лучей этой пластинкой задержится, и на экране ясно будет заметна ее тень. Если увеличить напряжение трансформатора, не меняя накала нити, то весь экран несколько посветлеет, в особенности же та его часть, которая находится против алюминиевой пластинки. В результате тень пластинки станет менее контрастной. При очень больших напряжениях тень пластинки становится мало заметной. Этот опыт показывает, что качество лучей зависит от напряжения, приложенного к трубке. Чем выше напряжение, тем большей проницающей способностью или *жесткостью* обладают *X*-лучи. В дальнейшем увидим, что чем жестче *X*-лучи, тем меньше их длина волны.

Продолжим наш опыт, вставляя между экраном и трубкой пластинки одинаковой толщины, сделанные из различных веществ. Накал и напряжение трубки оставляем постоянными. Оказывается, что разные вещества по-разному поглощают *X*-лучи. Картон, дерево, кожа, разные ткани, обыкновенное стекло почти не дают тени. Свинцовое стекло, кость и пластинки из легких металлов дают весьма резкие тени. Пластинки же из тяжелых металлов, например, свинца, золота, а также бария, практически непрозрачны в мягких и средних *X*-лучах.

В очень жестких лучах и они становятся прозрачными, даже в толстых слоях.

Точные измерения показали, что поглощающая способность вещества зависит от его атомного номера. Чем больше электронов у атома, тем сильнее он поглощает X-лучи. Оказывается, что поглощающая способность атомов пропорциональна четвертой степени имеющихся у них внешних электронов. Число же электронов атома равно номеру элемента в периодической системе (конец книги, табл. VIII), поэтому можно сказать, что поглощательная способность вещества пропорциональна четвертой степени его порядкового номера при условии, что в каждом веществе рентгеновский луч встречает на своем пути одинаковое число атомов. Что касается поглощения молекул, то оно равно сумме поглощательных способностей составляющих атомов. Возьмем, например, литий, атомный номер которого 3, и железо с атомным номером 26. Их поглощательные способности относятся, как $\left(\frac{26}{3}\right)^4 = 4\,500$, поэтому литий на экране не дает почти никакой тени, а железо дает черную тень. На контрасте теней и построена вся рентгеноскопия. Возьмем, например, книгу, вложим в нее какой-нибудь железный предмет, хотя бы ножницы, и поместим между трубкой и экраном. На экране увидим слабую тень книги и резкую тень ножниц.

Рассчитаем теперь отношение поглощения молекул воды и кости, что представляет особый интерес для медиков. Молекула воды H_2O состоит из двух атомов водорода, порядковый номер 1, и атома кислорода, атомный номер 8. Поэтому поглощение водородного атома пропорционально 1^4, а двух атомов пропорционально $2 \cdot 1^4 = 2$. Поглощение кислорода пропорционально 8^4. Отсюда поглощение H_2O пропорционально $2 + 8^4$. Совершенно так же вычисляем поглощение молекулы минерального вещества кости $Ca_3(PO_4)_2$. В эту молекулу входит 3 атома кальция с атомным номером 20, два атома фосфора с атомным номером 15 и восемь атомов кислорода. Поэтому поглощающая способность молекулы кости пропорциональна $3.20^4 + 2.15^4 + 8.8^4$. Отношение же поглощательных способностей H_2O и $Ca_3(PO_4)_2$ равно

$$\frac{3 \cdot 20^4 + 2 \cdot 15^4 + 8 \cdot 8^4}{2 + 8^4} = 150.$$

Кость в сто пятьдесят раз сильнее поглощает X-лучи, чем вода. Ткани же человеческого тела, состоящие преимущественно из легких элементов и воды, поглощают примерно так же, как вода. Вот почему тени костей резко выделяются на рентгеновских снимках. Когда хотят получить снимок желудка и кишок, пациента кормят кашей с примесью солей бария. Атомный номер бария 56, вследствие чего он поглощает X-лучи примерно в 5 000 раз сильнее кислорода. Поэтому желудок и кишки, наполненные кашей с барием, дают резкие тени.

Для различных медицинских и технических целей требуются лучи различной жесткости. Жесткость зависит от напряжения, приложенного к рентгеновской трубке, и может быть определена по спектрограммам рентгеновских лучей. Однако чаще пользуются другими более быстрыми, хотя и менее точными методами. Например, часто прибегают к помощи искрового разрядника, изображенного на рис. 429. Его присоединяют через большое водяное сопротивление параллельно работающей рентгеновской трубке и сближают шары до тех пор, пока между ними не проскочит искра. Пользуясь специальными таблицами, можно судить по длине искрового промежутка о максимальной разности потенциалов на электродах трубки, а вместе с тем и о жесткости X-лучей.

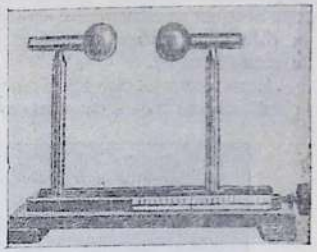


Рис. 429.

Для определения «дозы» или общего количества X-лучей, упавших на освещаемый предмет, медики часто пользуются особыми таблетками из платино-синеродистого бария. Эти таблетки сначала имеют яркозеленый цвет, который под действием X-лучей переходит в бледножелтый, а затем в темнооранжевый. Таблетки помещаются на определенном расстоянии от антикатода и цвет их сравнивают с рядом стандартных оттенков. Благодаря своей простоте этот способ получил широкое распространение и дает хорошие результаты при небольшой продолжительности действия рентгеновских лучей. Конечно, этот способ определения чисто условный.

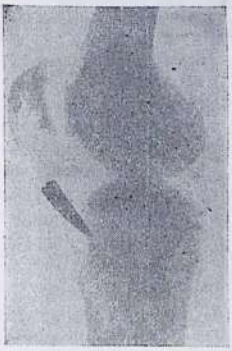


Рис. 430.

Рентгеновские лучи находят многообразное применение в медицине как для диагностики, так и в терапии. В настоящее время ни одна удовлетворительно оборудованная клиника или больница не может обойтись без рентгеновской установки. При распознавании очень многих заболеваний рентгеновское исследование (просвечивание или фотоснимки) играет доминирующую, а иногда решающую роль. Важное значение имеют рентгеновские лучи в полевой хирургии, так как при их помощи можно установить точное местоположение инородных тел, попавших в тело раненого. В качестве примера на рис. 430 приведен снимок,

на котором ясно видна деформированная пуля, застрявшая в большеберцовой кости.

Рентгеновские лучи применяются при лечении сотен различных болезней, приводя к полному излечению или к значительному улучшению состояния больного. Так, например, они применяются при лечении всевозможных злокачественных опухолей. На рис. 431 и 431а приведены снимки больной с раковой опухолью носа до и после лечения.

Надо заметить, что при больших дозах или частом воздействии рентгеновских лучей разрушаются и здоровые ткани тела. Поэтому



Рис. 431.



Рис. 431а.

врач-рентгенолог должен быть тщательно защищен от воздействия лучей. Это достигается устройством свинцовых экранов и одежды из особой резиновой ткани, содержащей свинец. Лицо рентгенолога во время просвечивания больного защищается толстой пластиной свинцового стекла (флинтгласа), покрывающей светящуюся поверхность экрана. Содержание свинца в тяжелом флинтгласе достигает 70%, поэтому стекло из флинтгласа для рентгеновских лучей почти так же непрозрачно, как и свинец.

§ 3. Волновая природа *X*-лучей. Волновая природа *X*-лучей впервые была обнаружена Лауэ в 1913 г. Мы опишем более простую установку, которой пользовался английский физик Брэгг. Представим себе, что монохроматический пучок рентгеновских лучей падает на поверхность кристалла, например, каменной соли. Ионы кристалла, как мы знаем, расположены в пространстве закономерно, на определенных расстояниях один от другого. На рис. 432 изображено сечение пластинки каменной соли; линия cf изображает поверхность кристалла, расколотого по плоскости спайности. Ближайшая к поверхности плоскость спайности обозначена c_1f_1, следующая обозначена c_2f_2 и т. д. Расстояние между плоскостями $d = 2{,}8$Å $(\text{Å} = 10^{-8}\ см)$. Когда рентгеновская

волна падает на кристалл, то ионы поверхности, согласно принципу Гюйгенса, становятся центрами элементарных волн, и образуется отраженная волна, совершенно так, как это происходит с волнами света. Однако есть существенная разница в количественном отношении. Вследствие чрезвычайно малых размеров рентгеновских волн (они в тысячи раз короче световых) они свободно проходят между ионами решетки. Только ничтожная доля волн рассеивается на ионах. Поэтому рентгеновские волны, почти не ослабляясь и практически без преломления, проходят через кристалл. По той же причине отраженная волна,

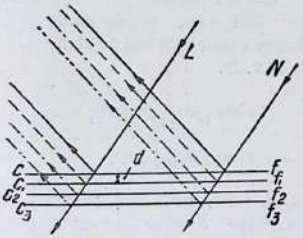


Рис. 432.

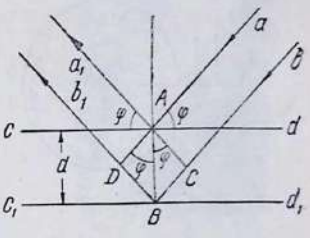


Рис. 433.

образовавшаяся на поверхности кристалла, имеет исчезающе малую интенсивность. Однако такие же волны образуются от плоскостей $c_1 f_1$, $c_2 f_2$ и следующих. Все эти волны накладываются одна на другую и если разность хода между ними будет равна целому числу волн, то все они усилят друг друга и дадут отраженную волну заметной интенсивности. Если же отраженные волны пойдут в различных фазах, то фактически никакого отражения не будет.

Отсюда следует, что отражение рентгеновских волн возможно только при некоторых определенных углах падения. Найдем эти углы. На рис. 433 отмечены две плоскости кристалла и падающая на них волна, ограниченная лучами a и b. Все лучи, отраженные от определенной плоскости, идут в одинаковых фазах. Поэтому для определения разности хода волн, отраженных от обеих плоскостей, достаточно найти разность хода каких-нибудь двух лучей, принадлежащих этим волнам. Удобнее всего расчет сделать для лучей, отраженных от точек A и B, лежащих на перпендикуляре к обеим поверхностям. Проведем через A две линии AC и AD, перпендикулярные к падающим и отраженным лучам. Из чертежа ясно, что разность хода обоих лучей, а значит, и обеих волн, равна $CB+BD$. Обозначим φ так называемый *угол скольжения*, т. е. угол, образованный лучами с поверхностью кристалла. Из чертежа ясно, что

$$CB+BD=2CB=2d\sin\varphi.$$

Обе волны усилят друг друга, если разность хода будет равна целому числу волн:

$$2d\sin\varphi=m\lambda. \qquad (a)$$

Легко видеть, что в этом случае волны, отраженные от всех плоскостей кристалла, будут итти в одинаковых фазах, так как разность хода между ними будет равна целому кратному от $m\lambda$.

Решив (а) относительно $\sin\varphi$, получим

$$\sin\varphi = m\frac{\lambda}{2d}. \qquad (1)$$

Итак, рентгеновские лучи должны отражаться от кристалла, когда угол скольжения удовлетворяет условию (1). Таких углов будет несколько. Их значения мы получим, подставляя в (1) вместо m последовательно 1, 2, 3 и т. д.

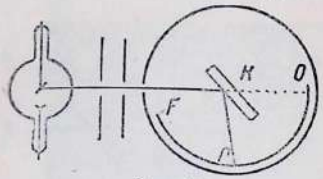


Рис. 434.

$$\sin\varphi_1 = \frac{\lambda}{2d};\ \sin\varphi_2 = 2\frac{\lambda}{2d};$$
$$\sin\varphi_3 = 3\frac{\lambda}{2d}\ldots \qquad (1а)$$

Для того, чтобы наблюдать отражение X-лучей от кристалла, служат особые спектрографы, схематическое устройство которых доказано на рис. 434. Узкий пучок X-лучей проходит через щели диафрагм в металлическую круглую коробку и падает здесь на кристалл K. По внутренней стенке коробки расположена фотографическая пленка F.

Часть луча, прошедшая кристалл без преломления, падает на фотопленку в точке O. Здесь получается изображение щели диафрагмы нулевого порядка (аналогия с оптическими спектрами от дифракционной решетки). Если угол, образованный падающим лучом с поверхностью кристалла, удовлетворяет условию (1), то будет и отраженный луч P, который даст изображение щели в виде узкой черной полоски. Если же условие (1) не соблюдается, то отраженного луча нет и пленка остается белой.

Кристалл медленно вращается, последовательно образуя углы, удовлетворяющие формуле (1) и давая на соответствующих местах фотопластинки изображения первого, второго, третьего и т. д. порядков. Обычно, впрочем, пользуются только изображениями первого порядка, соответствующими формуле (1) при $m=1$.

$$\sin\varphi = \frac{\lambda}{2d}. \qquad (1а)$$

Постоянная кристаллической решетки d известна, угол φ легко определяется по расстоянию между изображениями нулевого и первого порядка O и P. Таким образом, формула (1а) дает возможность определить длину рентгеновских волн, которая оказывается примерно в 1000 раз короче световых волн (см. табл. 13).

Лучи, которые дает трубка, обычно весьма сложного спектрального состава. Имеется сплошной участок спектра, так называемые белые рентгеновские лучи, которые вызывают сплошное, но слабое почернение фотопластинки. Кроме того, на пленке получается некоторое число черных линий, так что снимок напоминает линейный спектр газов. Монохроматические лучи, соответствующие этим линиям, типичны для данного химического элемента и поэтому называются *характеристическими лучами.*

Рентгеновский спектр элемента состоит из нескольких серий, отделенных друг от друга значительными интервалами. Серия, соответствующая наиболее жестким лучам, называется K-серией. Затем следует серия L, соответствующая значительно более мягким лучам, затем серия M и у элементов с очень большим атомным номером еще серии N и O.

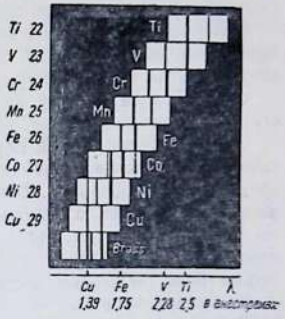


Рис. 435. Характеристические лучи серии K различных металлов. С возрастанием атомного номера эти лучи становятся «жестче», т. е. длина их волн убывает, а частота возрастает. На шкале под рисунком отмечено положение наиболее жестких линий нескольких металлов и указаны длины волн, ссответствующие этим линиям.

На рис. 435 приведены снимки K-серий нескольких элементов, полученные английским физиком Мозли. Он пользовался установкой, аналогичной только что описанной. Антикатоды трубок делались из исследуемых металлов.

Снимки наклеены так, что изображения нулевого порядка, не приведенные на рисунке, должны были бы лежать друг под другом на вертикальной линии слева от рисунка. Поэтому чем дальше вправо отодвинута спектральная линия, тем бо́льшая длина волны ей соответствует[1].

На горизонтальной оси указаны длины волн в ангстремах ($\text{Å} = 10^{-8}$ см) для наиболее коротковолновой линии некоторых металлов. На вертикальной оси указаны порядковые номера элементов. У всех элементов серий K состоит из двух линий, за исключением кобальта (Co), никеля (Ni) и латуни (Brass). Но у кобальта вторая линия слева совпадает с линией Ni и, несомненно, принадлежит никелю, который весьма трудно отделяется от кобальта и присутствует в нем в качестве загрязнения. Совершенно так же объясняется наличие четвертой линии слева, принадлежащей железу. В никеле первая линия слева появилась благодаря загрязнению медью. Наконец, на нижнем снимке в спектре латуни

[1] Из формулы (1а) следует, что чем больше λ, тем больше φ, т. е. тем дальше лежит изображение спектральной линии от изображения нулевого порядка.

(сплав меди и цинка) две линии совпадают с линиями меди, а две другие—с линиями цинка[1].

Из этих сопоставлений видно, что у всех элементов, приведенных на диаграмме Мозли, *K*-серии состоят из двух линий. Длины волн, соответствующие этим линиям, уменьшаются с увеличением атомного номера элемента. Так, титан (Ti), стоящий в двадцать второй клетке периодической системы элементов, дает характерные для него лучи с длиной волны в 2,5 и 2,74 Å, а медь (Cu), стоящая на 29-м месте, дает лучи с длинами волн 1,39 и 1,54 Å.

Более поздние наблюдения, произведенные с улучшенными приборами, показали, что *K*-серия имеет несколько более сложную структуру, но эта структура одинакова для всех элементов.

Серии *L* и *M* состоят из гораздо большего числа линий, их структура гораздо сложнее, но тоже одинакова для всех элементов.

С точки зрения теории Бора рентгеновские лучи представляют собой поток квантов, возникающих при движении внутренних электронов атомной оболочки. Частота этих квантов, а стало быть, и их энергия, примерно в тысячу раз больше, чем в области оптических спектров (см. табл. 13), поэтому только внутренние электроны, находящиеся недалеко от ядра в сильном электрическом поле, обладают достаточной энергией, чтобы излучать рентгеновские кванты.

То же обстоятельство, что серии рентгеновских спектров имеют одинаковое строение у всех элементов, показывает, что расположение электронов на внутренних оболочках атома должно быть одинаково у всех элементов.

Таким образом, изучение спектров *X*-лучей подтверждает справедливость высказанного в предыдущей главе предположения о последовательном образовании электронных оболочек атома.

§ 4. Возникновение рентгеновских спектров. Излучение рентгеновского кванта происходит тогда, когда один из внутренних электронов атома перескакивает на какую-нибудь орбиту, расположенную ближе к атомному ядру. Разность энергий, которыми обладал электрон на верхней и нижней орбите, излучается в виде кванта аналогично тому, как это происходит при переходах наружных валентных электронов. Разница только в том, что наружные электроны могут перейти на любую возможную верхнюю орбиту, так как все эти орбиты свободны, внутренний же электрон не может перейти на ближайшие верхние орбиты, так как они уже заняты. Поэтому для возбуждения рентгеновского излучения необходимо удалить один из внутренних электронов за пределы атома. Тогда с одной из верхних орбит на освободившееся место перескакивает электрон, испуская излишек энергии в виде кванта. На рис. 436 изображен атом элемента с большим атомным номером, имеющий четыре электронные оболочки *K*, *L*, *M* и *N*. Пунктирный круг условно обозначает границу атома. Масштабы на рисунке не могли быть выдержаны, так как расстояния между последовательными электронными оболочками очень быстро возрастают.

Допустим, например, что каким-нибудь способом из атома выбрасывается один из электронов оболочки *K*. Этот процесс условно изображен стрелкой с надписью *KGr* у конца. На освободившееся место переходит один из электро-

[1] Рентгеновские спектры, так же как и оптические, могут служить целям химического анализа.

нов из оболочек L, M или N, как это изображено стрелками, отмеченными буквами со значками. В оболочке N электрон обладает наибольшей энергией E_N, в оболочке K—наименьшей E_K, поэтому при переходе, изображенном стрелкой K_γ (с оболочки N на K), выделяется наибольший квант с энергией.

$$h\nu_\gamma = E_N - E_K.$$

Это самая жесткая линия (с наименьшей длиной волны) характеристического спектра атома. Линии, соответствующие переходам K_β и K_γ, обладают меньшей частотой. Все три перехода вместе дают группу наиболее жестких линий в рентгеновском спектре — так называемую серию K.

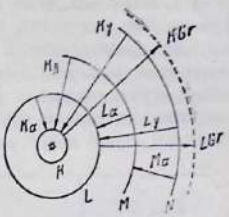


Рис. 436.

Частоты переходов K_β и K_γ мало отличаются друг от друга, поэтому соответствующие им спектральные линии расположены рядом и на диаграмме Мозли сливаются в одну линию

Если вакантное место образуется в оболочке L, то оно заполняется из оболочек M или N, причем испускаются более мягкие лучи, составляющие серию L.

С увеличением порядкового номера элемента увеличивается заряд ядра. Электроны испытывают более сильные притяжения, и поэтому электронные оболочки подтягиваются ближе к ядру. Вместе с тем увеличивается энергия, необходимая для того, чтобы вырвать эти электроны из пределов атома, а значит, увеличивается и энергия тех квантов, которые возникают при переходе электронов с верхних орбит на освободившееся место. В этом лежит объяснение того факта, что жесткость характеристических лучей возрастает с порядковым номером элемента.

Нам нужно еще сказать, каким способом вырываются из внутренних оболочек атома электроны. Единственный применяемый на практике способ для получения X-лучей—это обстрел быстрыми электронами. В рентгеновской трубке электроны разгоняются в электрическом поле и проникают внутрь атомов антикатода. Здесь налетевший электрон сталкивается с одним из внутренних электронов, при достаточной скорости выбрасывает его за пределы атома и вылетает сам. На освободившееся место перескакивает один из электронов с верхних оболочек атома. Таков процесс возникновения рентгеновских спектров. Энергия, которую надо сообщить электронам для получения различных серий, зависит от вещества антикатода. Для элементов с небольшими атомными номерами достаточно энергии в несколько сот электрон-вольт[1], чтобы получить серию K. Для элементов, стоящих в конце периодической системы, с очень большими зарядами ядер необходима энергия порядка 100 000 электрон-вольт.

Мы уже упоминали, что, кроме характеристических лучей, существует и сплошной рентгеновский спектр, который в области лечебной медицины играет основную роль. Лучи этого спектра возникают при торможении электронов катодного пучка, когда они ударяются об антикатод. Остановка электрона сопровождается резким изменением электромагнитного поля, которое его окружает, и это изменение поля передается в окружающее пространство в форме чрезвычайно короткой электромагнитной рентгеновской волны. Условия торможения различных электронов не одинаковы, поэтому получаются рентгеновские волны различной длины.

В заключение укажем, что видимые спектры тоже можно возбудить ударами электронов (гейслеровы трубки), но так как внешние электроны атома сравнительно очень слабо связаны с ядром, то для их возбуждения достаточны медленные электроны с энергией порядка 10 электрон-вольт.

---

[1] Электрон-вольт—это энергия, которую приобретает электрон, пройдя в электрическом поле разность потенциалов в 1 вольт.

ПОЛОЖИТЕЛЬНЫЕ ЛУЧИ. РАДИОАКТИВНОСТЬ

§ 1. Изотопы. Если в катоде специально устроенной трубки просверлить отверстие, то через него в закатодное пространство пройдет прямолинейный пучок лучей, вызывающих слабое свечение газа (рис. 437). Это—так называемые закатодные, или каналовые, лучи, открытые Гольдштейном. Их подробным изучением занялся английский физик Томсон, показавший, что они представляют собой поток положительных ионов тех газов, которые наполняют трубку. В своих исследованиях он пользовался тем же методом отклонения в магнитном и электрическом поле, о котором мы говорили в главе о катодных лучах. Только постановка опытов была значительно сложнее, потому что ионы обладают массой, в тысячи раз большей, чем масса электронов, и поэтому мало подвижны. Приходилось применять значительно более сильные поля, чтобы вызвать заметное отклонение каналовых лучей. Другое затруднение состояло в том, что ионы имели неодинаковые заряды. Кроме ионов с одним элементарным зарядом, попадались ионы двухвалентные и трехвалентные, однако все эти затруднения удалось преодолеть и выработать весьма точный метод для

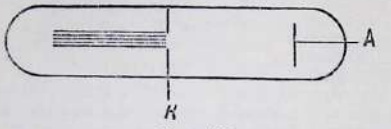


Рис. 437.

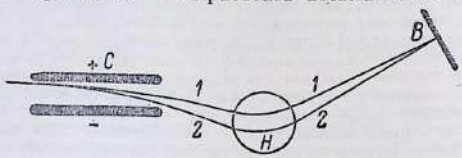


Рис. 438.

определения массы ионов, которая практически равна массе атомов. Таким образом, Томсону удалось непосредственно опытным путем определить массы атомов. При этом он сделал замечательное наблюдение, что некоторые элементы, например, неон, обладают, повидимому, атомами различной массы. Его опыты были, однако, недостаточно точны, чтобы подтвердить с несомненностью эти наблюдения.

Работы Томсона были продолжены Астоном, создавшим более совершенный прибор—*массовый спектрограф*, схематически изображенный на рис. 438. Очень узкий пучок каналовых лучей проходит через конденсатор C и отклоняется здесь электрическим полем книзу. В составе каналовых лучей могут быть ионы с различными массами, зарядами и скоростями. Рассмотрим те из них, которые обладают одинаковыми массами m и зарядами q, или, вер-

нее, одинаковым отношением q/m. В электрическом поле отклонятся сильнее те частички, которые имеют меньшие скорости, поэтому по выходе из конденсатора каналовые лучи развертываются в расходящийся пучок, ограниченный лучами *1* (наиболее быстрые ионы) и *2* (наиболее медленные). На некотором расстоянии от конденсатора лучи попадают в магнитное поле H, перпендикулярное к плоскости чертежа и направленное от нас. В этом поле ионы отклоняются кверху и тем сильнее, чем они медленнее движутся. В результате все частицы, обладающие одинаковым q/m, собираются в одной точке B, на поверхности поставленной здесь фото-

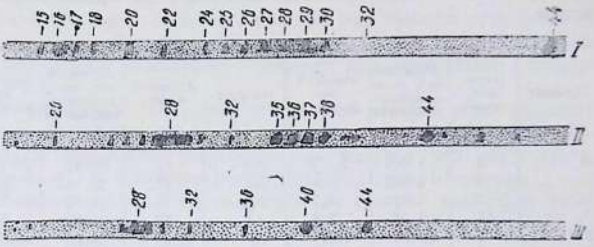


Рис. 439.

пластинки. Ионы, обладающие другим q/m, соберутся на поверхности той же пластинки, но в другой точке. На пластинке получится картина, напоминающая линейные спектры газов. Рис. 439 воспроизводит массовые спектры различных элементов, взятые из работ Астона. Цифры, поставленные над спектрами, дают атомный (молекулярный) вес частичек, которые собраны в данном месте снимка. При получении снимка *I* в разрядную трубку была впущена смесь неона (Ne), углекислого газа (CO_2) и небольшого количества водорода. Углекислота и водород добавлялись с той целью, чтобы иметь в спектре для сравнения линии элементов с хорошо известными атомными весами. Действительно, атомные веса H,C,O весьма близки к целым числам, и поэтому можно было думать, что они представляют собой простые элементы, состоящие из одинаковых атомов. Все полученные на снимке линии можно было приписать известным химическим соединениям указанных атомов. Например, *16* соответствует кислороду O, *18*—H_2O, *28*—CO и т. д. Но линии, соответствующей атомному весу неона, *20,2* на снимке нет, зато есть две линии *20* и *22*, которые не могут быть приписаны никакой из возможных комбинаций находившихся в трубке элементов. Отсюда ясно, что эти линии принадлежат неону, который представляет собой смесь двух сортов атомов с различными массами. Химики, определяя атомный вес элемента, оперируют всегда с миллиардами атомов и поэтому их определения дают только среднее значение атомного веса смеси.

Анализируя совершенно таким же образом снимки *II* и *III*, мы увидим, что хлору принадлежат линии *35* и *37*, а аргону — линии *36* и *40*. Значит, эти элементы тоже представляют собой смеси различных по массе атомов.

Таким образом, было сделано открытие фундаментального значения, что массы атомов нерадиоактивного элемента могут быть различны, несмотря на тождественность их химических свойств. Такие атомы, не различимые химически, но отличающиеся по массе, называются *изотопами*[1]. Громадное большинство элементов, начиная с водорода, обладает изотопами. В следующей таблице приведен список изотопов легких элементов до аргона включительно.

Элемент	Атомный номер	Атомный вес, определенный химически	Атомный вес изотопов	Элемент	Атомный номер	Атомный вес, определенный химически	Атомный вес изотопов
H . . .	1	1,008	1;2;3	Ne . .	10	20,18	20;21;22
He . . .	2	4,002	3;4	Na .	11	22,997	23
Li . . .	3	6,940	6;7	Mg . .	12	24,32	24;25;26
Be . . .	4	9,02	8;9	Al . .	13	26,97	27
B . . .	5	10,80	10;11	Si . .	14	28,06	28;29;30
C . . .	6	12,00	12;13	P . .	15	31,02	31
N . . .	7	14,008	14;15	S . .	16	32,06	32;33;34
O . . .	8	16,000	16;17;18	Cl . .	17	35,457	35;37;39
F . . .	9	19,00	19	Ar . .	18	39,94	36;40

Чрезвычайно важен тот факт, что атомные веса изотопов всех элементов по отношению к водороду выражаются целыми числами[2]. Это заставляет предположить, что атом водорода, или, вернее, протон, наравне с электроном является тем материалом, из которого построены атомы всех тел[3]. Масса ядра у различных изотопов элемента различна, но заряд ядра и количество наружных электронов, характеризующие свойства атома, одни и те же. Этим объясняется почти полное тождество химических свойств изотопов и испускаемых ими спектров.

Вопрос о получении чистых изотопов в весомых количествах разрешен совсем недавно и то только частично. Сначала Герц путем диффузии разделил изотопы неона ^{20}Ne и ^{22}Ne[4], затем в 1933 г. Льюис в Америке получил в чистом виде изотопы

[1] Изотопия радиоактивных элементов была открыта раньше.

[2] Более точные измерения показывают, что веса всех атомов несколько отличаются от целых чисел, но эти отклонения очень малы и целиком объясняются тем обстоятельством, что образование атомов сопровождается выделением громадных количеств энергии. Потеря же энергии, как мы знаем, эквивалентна потере массы.

[3] Как мы узнаем в следующей главе, в состав атома входят еще нейтроны—частицы, не имеющие заряда, с массой, равной массе протона.

[4] Цифры вне-ади химических символов обозначают массовый номер изотопа, т. е. ближайшее к его атомному весу целое число.

водорода ^2H и, наконец, в 1934 г. были разделены изотопы лития ^6Li и ^7Li.

Мы несколько подробнее остановимся на изотопе водорода ^2H, который получил сейчас название *дейтерий*, а ядро этого изотопа называется *дейтон*. Тяжелый водород получается весьма просто, путем длительного электролиза воды. Легкий, обычный водород выделяется на катоде быстрее, чем дейтерий, так что раствор обогащается дейтерием. Таким способом удается из 3000 л обыкновенной воды получить около 100 $см^3$ «тяжелой воды». В молекулу этой воды ^2H_2O входит тяжелый водород, поэтому ее молекулярный вес равняется 20.

По физическим свойствам тяжелая вода заметно отличается от обыкновенной. Так, ее плотность около 1,112 $г/см^3$, температура замерзания 3,8°, температура кипения при нормальном давлении 101,4°.

В химических соединениях тяжелый водород легко замещает обыкновенный, так что теперь мы имеем новую отрасль химии, изучающую соединения дейтерия. Уже получен ряд результатов, интересных в теоретическом и практическом отношении.

По своему биологическому свойству тяжелая вода резко отличается от обычной. В ней, например, семена растений не прорастают, а рыбы гибнут.

§ 2. Радиоактивность и радиоактивные вещества. В конце прошлого столетия французский физик Беккерель обнаружил, что уран и урановые минералы, положенные на фотопластинку, вызывают ее почернение. Очевидно, уран испускает какие-то лучи, действующие на пластинку, поэтому он был назван радиоактивным, что в переводе обозначает «действующий лучами». Позднее были найдены другие вещества, обладающие такими же свойствами, и все они стали называться радиоактивными веществами или элементами. Вслед за открытием Беккереля начались усиленные поиски новых радиоактивных веществ, и в 1906 г. супругам Кюри удалось напасть на урановую руду из Исахамсталя в Чехии, которая оказалась активнее самого урана. Было ясно, что эта руда содержит какой-то новый радиоактивный элемент, который необходимо было из нее выделить.

Для этих работ фотографический метод был слишком груб, но, к счастью, супругам Кюри удалось обнаружить, что радиоактивные вещества ионизируют воздух и делают его проводящим. Это открытие дало возможность изучить количественно радиоактивность различных веществ. Для подобных измерений годна установка, описанная на стр. 255, рис. 216. Испытуемые вещества ставятся на металлической тарелочке на нижнюю пластину конденсатора. Если вещество радиоактивно, то воздух ионизируется, и вместо нормально наблюдаемого в воздухе тока I_0 наблюдается ток I. Разность этих токов $I-I_0$ измеряет собой ионизацию, произведенную веществом, а стало быть, и его радиоактивность. Работа Кюри состояла в том, что они химическим путем делили руду на части и исследовали каждую часть в отдельности. Нерадиоактивную они отбра-

сывали, а радиоактивную делили дальше. В результате очень сложных и кропотливых работ им удалось из тонны урановой руды получить около миллиграмма хлористой соли нового металла, который они назвали радием. Активность его оказалась в миллион раз больше, чем активность урана. Сразу же обнаружилось, что радий сосредоточивает в себе громадную энергию. Он и его препараты всегда несколько теплее окружающего пространства, светятся в темноте и, кроме того, испускают не видимые глазу, но весьма активные лучи.

С краткого обзора этих лучей мы и начнем. Препарат радия помещается на дне длинного и узкого канала, высверленного в массивном куске свинца (рис. 440). На некотором расстоянии перед ним ставится экран, покрытый флюоресцирующим веществом, обычно сернистым цинком. В точке O заметно светящееся пятнышко. Если же лучи, выходящие из канала, заставить пройти через очень сильное магнитное поле, то они разделятся на три отдельных пучка. Лучи этих пучков получили название α-(альфа), β- (бета), γ-(гамма) лучей. Изучая их отклонение в магнитном поле, можно выяснить их свойства. Оказалось, что α-лучи подобны каналовым лучам. Они состоят из частиц с атомным весом 4 и с двойным положительным элементарным зарядом. Это дважды ионизованные атомы гелия, движущиеся со скоростью порядка 10 000 *м/сек*. Их проницающая способность очень невелика, и уже тончайшая металлическая фольга их целиком задерживает. В воздухе при нормальном давлении они способны пролетать расстояния до 10 *см*. При этом они разбивают на своем пути встречные молекулы и производят, таким образом, громадное количество ионов. Существует очень любопытный прибор, дающий возможность наблюдать действие отдельных α-частичек. Он изображен на рис. 441 и представляет собой небольшой цилиндрик, на дне которого помещается экран, покрытый сернистым цинком, а в точке R находятся следы какой-нибудь соли радия порядка 10^{-4} *мг*. Каждая α-частица вызывает свечение экрана в той точке, в которую она попадает. Эти свечения, или сцинтилляции, рассматривают с помощью лупы. Наблюдаемая картина напоминает ночное небо, покрытое мерцающими звездами, и производит сильное впечатление на наблюдателя.

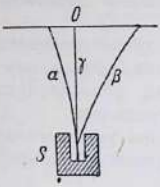


Рис. 440.



Рис. 441.

Бета-лучи по своей природе тождественны с очень быстрыми катодными лучами и представляют собой электроны, выбрасываемые из атомов с громадными скоростями, близкими к скорости света. Проницающая способность β-лучей значительна, так что они могут проходить через сравнительно толстую металлическую фольгу. Наконец, γ-лучи подобны очень жестким рентгенов-

ским лучам. Они совершенно не отклоняются ни магнитным, ни электрическим полем и обладают громадной проникающей способностью. Из-за γ-лучей препараты радия приходится держать в толстых свинцовых футлярах, потому что без этой предосторожности лица, работающие с ними, подверглись бы действию этих лучей, вызывающих образование трудно излечимых, а иногда и смертельных язв.

§ 3. Радиоактивные превращения. В предыдущем параграфе мы говорили, что радий испускает три сорта лучей, но это не совсем верно. Если взять свежеприготовленный препарат радия, то он испускает только α-лучи. Через несколько дней этот же препарат начинает испускать также β- и γ-лучи. Это наводит на мысль, что атом радия, выбросив α-частичку, превращается в какое-то новое радиоактивное вещество, которое уже испускает β- и γ-лучи. Действительно, непосредственным продуктом распада радия является радиоактивный газ, так называемая эманация радия. Посредством нагревания эманацию можно выделить из старых препаратов радия, в которых она находится в поглощенном состоянии.

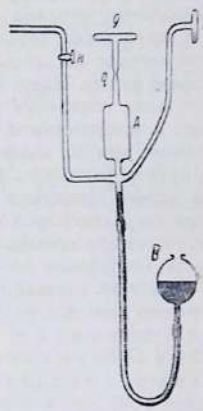


Рис. 442.

На рис. 442 показан простейший прибор, служащий для этой цели. Он состоит из большого стеклянного баллона A, к которому припаяна маленькая гейслеровская трубка g и ампулка с препаратом радия C. Внизу к баллону припаяны две стеклянные трубки. Одна из них, снабженная краном K, присоединяется к хорошему насосу, другая при помощи каучука соединяется с сосудом B, наполненным ртутью. Баллон A откачивается, кран K закрывается, и препарат радия сильно нагревается. Выделившаяся из него эманация радия заполняет все пространство над ртутью. После этого сосуд B поднимают, ртуть наполняет сосуд A и перегоняет эманацию в трубку g. Теперь трубку g отпаивают в перетяжке q и оставшийся отросток погружают в сосуд с жидким воздухом. При этом пары ртути и все газы, выделившиеся при нагревании вместе с эманацией, конденсируются. В трубке остается одна эманация, не сжижающаяся при температуре жидкого воздуха. Пропуская через трубку электрический разряд, можно установить, что эманация обладает характерным спектром, отличным от спектров всех других элементов. Таким образом, было доказано, что из препаратов радия выделяется новый газообразный элемент. Дальнейшие исследования показали, что эманация — инертный газ, принадлежащий к семейству благородных газов.

Остается еще вопрос, является ли эманация продуктом распада радия или она поглощается откуда-нибудь извне. Ответить на этот

вопрос нетрудно, стоит только измерить активность радия до и после нагревания. Оказывается, что после нагревания активность радия убывает примерно в два раза, но не навсегда. День ото дня радиоактивность препарата увеличивается и приблизительно через месяц достигает своего прежнего значения. Нагревая препарат, из него опять можно получить прежнее количество эманации. Эти наблюдения с несомненностью доказывают, что эманация возникает из радия.

Посмотрим, что делается с эманацией в трубке *g*. Если исследовать ее спектр дня через три после получения, то окажется, что он сделался слабее, но зато появился спектр гелия. Еще через несколько дней спектр эманации совершенно пропадает и остается только яркий спектр гелия. Ясно, что эманация радия тоже распадается и одним из продуктов ее распада является гелий. Но, кроме гелия, образуются еще твердые продукты распада, которые оседают на стенках трубки в виде тончайшего, не видимого глазом налета. Налет этот оказывается тоже радиоактивным и может быть обнаружен по ионизации воздуха, которую он вызывает в измерительном конденсаторе. С этим налетом можно обращаться, как со всяким другим химическим элементом. Можно, например, растворить его в подходящей кислоте, перелить раствор на часовое стеклышко и выпарить. Вся активность окажется теперь сосредоточенной на часовом стекле. Таким образом, химические методы приходят на помощь электрическим и дают возможность всесторонне изучить получающиеся продукты распада.

Одной из главнейших постоянных, характеризующих радиоактивное вещество, является период его распада. Под периодом понимают время, в течение которого данное количество радиоактивного вещества распадается наполовину. Например, период радия 1 590 лет, а период эманации радия 3,82 дня. Это значит, что от данного количества радия через 1 590 лет останется половина, а половина данного количества эманации распадается уже в течение 3,82 дня.

Оказывается, что радиоактивные вещества образуют целые семейства. Радий, например, является средним членом семейства, родоначальник которого уран. На следующей странице приведена таблица семейства урана с поименованием всех его членов и с указанием постоянных каждого из них.

Последний член в ряду урана RaG представляет собой нерадиоактивный элемент, по своим химическим свойствам тождественный со свинцом, от которого он отличается только своим атомным весом (обыкновенный свинец 207, 1). Таким образом, RaG есть один из изотопов свинца.

Из табл. 14 видно, что продолжительность жизни радиоактивных элементов весьма различна. Уран распадается на половину в 4,4 триллиона лет, а радий C′ всего примерно в 10^{-6} секунды. Следует обратить внимание на тот факт, что все превращения, протекающие с выбрасыванием α-частицы (ядра гелия), дают

продукт распада с атомным весом на 4 единицы ниже исходного элемента. Атомный номер получившегося элемента на две единицы ниже исходного продукта, так как вместе с α-частицей ядро теряет двойной положительный элементарный заряд. При β-распаде атомный вес не меняется, но атомный номер увеличивается на единицу, так как потеря одного электрона эквивалентна увеличению заряда ядра на один положительный элементарный заряд.

Таблица 14

Семейство урана — радия

Элемент	Группа	Атомный вес	Порядковый номер	Период распада	Лучи	Пробег в воздухе в см при 0° и нормальном давлении	Энергия α-частиц в электрон-вольтах
Уран I U_I . . .	VI	238,1	92	$4,4.10^9$ лет	α	2,68	$4,1.10^6$
Уран X_1 UX_1 . .	IV	234	90	24,5 дня	β,γ		
Уран X_2 UX_2 . .	V	234	91	1,14 мин.	β,γ		
Уран II U_{II} . .	VI	234	92	3.10^5 лет	α	3,23	$4,7.10^6$
Ионий Io . .	IV	230	90	$8\ 3,10^4$ лет	α	3,16	$4,6.10^6$
Радий Ra . .	II	226	88	1590 лет	α	3,26	$4,7.10^6$
Радон RaEm .	0	222	86	3,825 дня	α	4,01	$5,4.10^6$
Радий A RaA . .	VI	218	84	3,05 мин.	α	4,62	$6,0.10^6$
Радий B RaB . .	IV	214	82	26,8 мин.	β,γ		
Радий C RaC . .	V	214	83	19,7 мин.	α β,γ		
Радий C′ RaC′ .	VI	214	84	10^{-6} сек.	α	4,04	
Радий C″ RaC″ .	III	210	82	79 сек.	β,γ	6,87	$7,8.10^6$
Радий D RaD . .	IV	210	82	22 года	β,γ		
Радий E RaE . .	V	210	83	5 дней	β		
Радий F(полоний) Po . . .	VI	210	84	140 дней	α	3,81	$5,9.10^6$
Радий G (свинец) Ra G .	IV	206	82	∞	Нет		

Надо еще заметить, что распад RaC идет по двум путям: 99,66% RaC переходят в RaC′ с выбрасыванием β-частицы, 0,04% RaC переходит в RaC″ с выбрасыванием α-частицы. Затем RaC′ переходит в RaD с испусканием α-частицы, и RaC″ переходит тоже в RaD, но с испусканием β-частицы.

В последнем столбце даны энергии вылетающих α-частиц, выраженные в *электрон-вольтах*. Это—условная единица энергии, которая приобрела права гражданства во многих отделах физики. Например, энергия, равная пяти электрон-вольтам, обозначает такую энергию, которую приобретает элементарный заряд $4,8.10^{-10}$ эл. ст. единицы, пройдя разность потенциалов в 5 вольт. Энергии радиоактивного распада, как мы видим, выражаются громадными цифрами в миллионы электрон-вольт. Например, для α-частицы радия *C′* имеем 7,8 млн. электрон-вольт, т. е. такую энергию, которую элементарный заряд (электрон, протон) может приобрести в электрическом поле с разностью потенциалов в 7,8 миллиона вольт. Воспользовавшись данными нашей таблицы, легко подсчитать ту энергию, которая выделится из 1 *г* радия, если он

целиком превратится в RaG, или свинец. Оказывается, эта энергия эквивалентна той, которую мы могли бы получить, сжигая примерно 450 *кг* лучшего угля!

Кроме семейства урана, найдены еще два многочисленных семейства, родоначальниками которых являются торий и актиний. Из остальных элементов слабой активностью обладают калий и рубидий, испускающие в небольшом количестве β-лучи. Наконец, в самое последнее время обнаружен еще один слабо радиоактивный элемент—самарий, принадлежащий к группе редких земель.

§ 4. Радиоактивный распад. Начнем с такого опыта. Внесем в измерительный конденсатор некоторое количество какого-нибудь радиоактивного вещества и измерим его активность по тому току, который он вызовет. Затем повторим измерения, уменьшив количество вещества вдвое или втрое. Ток уменьшится во столько же раз. Отсюда ясно, что активность, а стало быть, и число распадающихся атомов уменьшилось пропорционально количеству вещества. Значит, число распадающихся за секунду атомов пропорционально количеству радиоактивного вещества, или числу атомов радиоактивного вещества n. Мы можем это записать в виде формулы:

$$\Delta n = \lambda \cdot n, \tag{1}$$

где множитель пропорциональности λ показывает, какая доля атомов вещества распадается за секунду. Значение постоянной λ может быть определено непосредственно из опыта или вычислено по формуле:

$$\lambda = \frac{0{,}693}{T}, \tag{2}$$

если известен период распада вещества[1]. Дальнейшие наблюдения показали, что T совершенно не зависит от того, в какое химическое соединение входит данное радиоактивное вещество. Так, активность одного миллиграмма радия будет совершенно одинакова, возьмем ли мы его в виде металла или в виде какой-нибудь соли, или, наконец, в составе какого-нибудь минерала. Во всех случаях за секунду будет распадаться одинаковое количество атомов радия. Попытки ускорить радиоактивный распад долго не приводили ни к каким результатам.

Все это приводит нас к заключению, что радиоактивный распад происходит внутри ядра атома, где элементарные частицы лежат так близко друг к другу, что между ними действуют громадные силы, равных которым не удавалось создать, несмотря на все могущество современной науки и техники. Только совсем недавно путем обстрела нейтронами удалось вызвать искусственное расщепление ядер урана.

В старых радиоактивных препаратах и в минералах различные продукты распада находятся в равновесии. Это значит, что их взаимное процентное отношение остается постоянным. Поясним это на следующем примере. Возьмем только что приготовленный препарат радия. Часть его превращается в атомы эманации. Эти последние тоже частично распадаются, но пока их очень мало, и поэтому количество вновь образующихся из радия атомов эманации превышает количество исчезающих. В результате эманация накопляется в препарате. Но по мере ее накопления увеличивается и количество атомов эманации, которые распадаются. В конце концов, эманации накопится столько, что количество распадающихся атомов становится равным количеству образующихся. С этого момента между радием и эманацией наступит равновесие. Воспользуемся формулой (1) для того, чтобы определить отно-

[1] Формула (2) выводится из (1) путем простых математических операций, требующих, однако, знакомства с элементами высшей математики.

шение количества атомов радия n_1 к количеству атомов эманации n_2 для случая равновесия. Количество распадающегося радия равно

$$\Delta n_1 = \lambda_1 n.$$

Для эманации

$$\Delta n_2 = \lambda_2 n_2.$$

В случае равновесия количества распадающихся атомов обоих веществ равны. Поэтому

$$\Delta n_1 = \Delta n_2,$$

откуда

$$\lambda_1 n_1 = \lambda_2 n_2$$

или

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1}.$$

Воспользовавшись формулой (2), получим окончательно:

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{T_1}{T_2}. \qquad (3)$$

Количества атомов радиоактивных веществ, находящихся в равновесии, относятся между собой, как их периоды. Взяв из таблицы предыдущего параграфа значения периодов для Ra и Em, получим:

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{1\,580 \cdot 365}{3{,}85} = 149{,}3 \cdot 10^3,$$

откуда

$$n_2 = \frac{n_1}{149{,}3 \cdot 10^3}.$$

Это значит, что в препарате на каждые $149{,}3 \cdot 10^3$ атомов радия приходится один атом эманации. Отсюда легко вычислить, что в равновесии с одним граммом радия находится $0{,}662 \cdot 10^{-3}$ граммов эманации. Эта величина принимается за единицу количества эманации и носит название «кюри».

Укажем еще одно замечательное следствие радиоактивного распада. Так как все радиоактивные постоянные в настоящее время точно определены, мы можем с точностью указать, сколько образуется свинца из данного количества урана в течение определенного периода времени. И обратно, если у нас есть какой-нибудь препарат, в котором известно содержание урана и свинца, то мы можем указать, сколько лет назад этот препарат сделан. Правда, искусственные препараты сделаны слишком недавно, для того чтобы можно было обнаружить в них свинец. Но зато к нашим услугам имеется целый ряд природных препаратов—урановых минералов. Определяя в них химическим путем количество урана и свинца, можно установить их возраст. С другой стороны, геологи по месту нахождения минерала определяют геологическую эпоху, к которой он принадлежит. Древнейшая эпоха называется архейской, эпоха, непосредственно предшествовавшая нашей,—третичной. Возраст геологических эпох давно интересовал ученых, но никаких надежных способов для его определения не было. Теперь же в урановых минералах мы имеем, так сказать, радиоактивные часы, отмечающие довольно точно возраст различных периодов развития земли. Так, например, можно утверждать, что сравнительно молодая каменноугольная эпоха отделена от наших дней промежутком времени в 300 миллионов лет. Прекембрий, одна из древнейших эпох, имеет почтенный возраст в 1 000 миллионов лет. Что касается возраста земли, то мы его не знаем, но во всяком случае он во много раз больше 1 000

миллионов лет, так как до архейской эпохи земля должна была пройти стадию огненно-жидкого состояния и охладиться настолько, чтобы на ней могла образоваться устойчивая твердая кора.

§ 5. Эманация радия в водах и в воздухе. Как мы уже упоминали выше, радиоактивные излучения обладают весьма сильным физиологическим действием. В больших дозах они вредны, так же как и рентгеновские лучи, но при правильной дозировке они являются могучим лечебным средством в борьбе с злокачественными опухолями и язвами, клетки которых разрушают. Радий и продукты его распада чрезвычайно распространены в природе. Почти в каждом минерале, в каждой почве, в каждом источнике они могут быть обнаружены, правда, в ничтожных количествах. Несомненно, радиоактивные излучения и та ионизация воздуха, которую они вызывают, играют определенную роль в развитии живых организмов. Местности или воды с повышенным содержанием радиоактивных веществ должны оказывать на организм особенно сильное действие. Целебные свойства многих источников связывают теперь с эманацией радия, которая растворена в их воде. Совершенно так же благотворное влияние некоторых климатических станций приписывают повышенному содержанию эманации в воздухе. Поэтому в настоящее время усиленно изучают радиоактивность воды и воздуха различных курортов и станций. Мы сообщим кратко, как производятся подобные измерения.

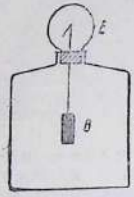


Рис. 443.

Начнем с радиоактивности воды, для измерения которой употребляются приборы всевозможных конструкций, один из которых изображен на рис. 443. Он состоит из электрометра E такого же типа, как описанный в главе 14. Разница только в том, что стерженек, к которому приклеен алюминиевый листочек, укреплен в янтарной пробке, сделанной в дне, а не в крышке электрометра. Наблюдается листочек через оконце с помощью микроскопа с окулярной шкалой. Электрометр укрепляется в горле десятилитрового сосуда, причем предварительно к его стержню снизу привинчивается цилиндр B. Если зарядить электрометр, то между цилиндром B и стенками сосуда A начнется движение ионов, всегда присутствующих в воздухе, и потечет так называемый нормальный ток рассеяния. Чтобы определить его величину, электрометр заряжают до потенциала V_1[1], причем его заряд будет равен CV_1, где C—емкость электрометра. Затем наблюдают по секундомеру за тем, как электрометр разряжается. Когда листок достаточно опустится, секундомер останавливают, и соответствующее показание электрометра V_2 записывают. В этот момент заряд электрометра равен CV_2. Таким образом, мы узнаем,

[1] Величина потенциала не играет роли, лишь бы он был достаточно велик, чтобы создать в приборе ток насыщения.

что за t секунд заряд убыл на величину, равную CV_1-CV_2. Отсюда определяем силу тока:

$$I_0=\frac{C(V_1-V_2)}{t}. \qquad (4)$$

Если C и V выражены в абсолютных единицах, то I выражается тоже в абсолютных единицах. Обычно же в этих измерениях употребляют более мелкие единицы—м а х е:

1 абс. ед. = 1 000 ед. махе.

Емкость электрометра дается обычно в сантиметрах, электрометр же градуируется в вольтах. (Вспомним, что вольт равен одной трехсотой абсолютной единицы.) Окончательно получим:

$$I_0=\frac{1\,000}{300}\cdot\frac{C(V_1-V_2)}{t}=\frac{10}{3}\cdot\frac{C(V_1-V_2)}{t}\text{ ед. махе.} \qquad (4a)$$

Здесь C должно быть выражено в сантиметрах, V—в вольтах и t—в секундах.

После того как нормальный ток определен, в сосуд A наливают литр исследуемой воды[1], затыкают горлышко пробкой и энергично взбалтывают в течение 2—3 минут. Растворенная в воде эманация при этом почти нацело выделяется и смешивается с воздухом. Пробку открывают, укрепляют на сосуде A электрометр и повторяют измерение. Значение полученного тока обозначим через I. Разность токов, равная

$$I-I_0,$$

очевидно, измеряет активность той эманации, которая выделилась из воды. Таким образом, под активностью воды мы понимаем активность эманации, выделившейся из одного литра воды, выраженную в единицах махе.

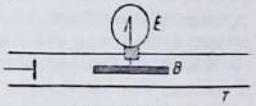


Рис. 444.

Перейдем к определению радиоактивности воздуха. Один из употребляемых здесь приборов изображен на рис. 444. Электрометр E укреплен на трубе T и к его стерженьку прикреплен тонкий цилиндр B, совпадающий с осью трубы T. Слева в трубе находится вентиляторное крылышко L, приводимое в действие не показанным на рисунке мотором. Сначала определяют нормальный ток рассеяния I_0, затем пускают в ход мотор и протягивают через трубу T определенный объем воздуха в n литров. Получаемый при этом ток обозначим I. Разность $I-I_0$ измеряет активность всего воздуха. Поделив эту разность на n, получим активность воздуха, рассчитанную на объем в один литр, т. е.

$$\frac{I-I_0}{n}\ \frac{\text{ед. махе}}{\text{литр}}.$$

[1] Набирать воду и переливать ее в сосуд A надо очень осторожно по стенкам сосуда, чтобы не потерять части эманации.

В заключение укажем, что активность воды и воздуха часто еще выражают в упомянутых на стр. 477 единицах—кюри, причем 1 махе соответствует $3{,}54.10^{-10}$ кюри.

ГЛАВА 37

СОСТАВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ АТОМНОГО ЯДРА

§ 1. Ядерные реакции. В настоящее время внешняя часть атома до оболочки K включительно изучена как экспериментально, так и теоретически. С ядром дело обстоит гораздо хуже,—можно сказать, что физика только приступает к его изучению. Первые относящиеся сюда опыты были произведены в начале текущего столетия, а затем был собран богатый и ценный опытный материал трудами многих выдающихся ученых, среди которых надо особенно отметить заслуги Резерфорда и его сотрудников. Но с теоретической разработкой этого вопроса дело обстояло весьма неблагополучно до 1927 г., когда Гамову удалось создать первую теорию радиоактивного распада атомного ядра. С этого момента интерес к ядерной физике сильно возрос и в начале текущего десятилетия был сделан ряд фундаментальных открытий, сильно расширивших наши сведения об элементарных частицах вещества. Уже теперь мы можем по желанию превращать одни химические элементы в другие, правда, в таких ничтожных количествах, что обычными химическими способами эти превращения замечены быть не могут. Тем не менее эти опыты имеют не только громадное принципиальное значение, но представляют значительный практический интерес как раз в интересующей нас области—в медицине.

В 1919 г. Резерфорд подверг азот бомбардировке α-лучами и доказал, что иногда при особенно удачном ударе из атома азота выбивается протон. Дальнейшие исследования показали, что α-частица застревает в ядре. В результате из атома азота получается протон и новая частица с атомным весом 17—изотоп кислорода[1].

Такое превращение можно записать формулой, подобно тому как это делается в химии. К обычному обозначению атома мы будем приписывать слева наверху значок, указывающий, о каком именно изотопе идет речь. Реакция Резерфорда запишется так:

$$^{14}\mathrm{N} + {}^{4}\alpha = {}^{17}\mathrm{O} + \pi,$$

причем буква π обозначает протон.

Однако такая запись совершенно неверна. При ядерных реакциях могут выделяться громадные количества энергии. Энергия

[1] Атомный вес азота 14. Если отсюда отнять протон с атомным весом 1 и прибавить α-частицу с атомным весом 4, то получится частица с атомным весом 17.

же, как мы знаем, обладает массой и обязательно должна быть учтена в реакции. Правильная запись будет такая:

$$^{14}N + {}^{4}\alpha + \text{энергия} \; {}^{14}N + \text{энергия} \; {}^{4}\alpha = {}^{17}O + {}^{1}\pi + \text{энергия} \; {}^{17}O + \\ + \text{энергия} \; {}^{1}\pi + \text{энергия реакции}. \qquad (а)$$

В этой формуле энергия и масса должны быть выражены в одинаковых единицах. Обычно употребляются эрги, или электрон-вольты, или же все величины выражаются в *единицах массы*, считая одну шестнадцатую массы кислорода за единицу[1]. С помощью формулы Эйнштейна $E=mc^2$ нетрудно установить соотношение между этими единицами:

массовая единица ($O/_{16}$) эквивалентна $1{,}482.10^{-3}$ эрг,
массовая единица ($O/_{16}$) эквивалентна $0{,}931.10^{9}$ электрон-вольт,
1 электрон-вольт эквивалентен $1{,}072.10^{-9}$ массовой единицы.

Расчеты по формуле (а) могут делаться только в том случае, если массы атомов известны с достаточной точностью. В настоящее время Астон так усовершенствовал свой спектрограф, что может определять массы атомов с точностью до четвертого десятичного знака.

В табл. 15 мы приводим некоторые данные, которые нам понадобятся в дальнейшем изложении.

Перед знаками химических элементов в таблице поставлены индексы, из которых нижний обозначает порядковый номер элемента, верхний—массовый номер атома. Например, $^{10}_{5}B$ и $^{11}_{5}B$ обозначают изотопы с атомными весами 10 и 11 элемента бора, занимающего пятое место в системе Менделеева. Кроме элементов, в таблице приведены еще массы электрона ε, протона π (атом водорода без электрона), α-частицы (атом гелия без двух электронов) и нейтрона n. С нейтроном мы познакомимся в одном из следующих параграфов.

Чтобы дать представление о величине энергии, выделяющейся при ядерных реакциях, сделаем следующий расчет. Допустим, что изотоп $^{7}_{3}Li$ образуется из 7 атомов водорода $^{1}_{1}H^{2}$. Пренебрегая энергией теплового движения, можем написать:

$$7\,{}^{1}_{1}H = {}^{7}_{3}Li + \text{энергия реакции}.$$

Подставляя сюда значения масс $^{1}_{1}H$ и $^{7}_{3}Li$ из табл. 15, получим:

$$7 \cdot 1{,}0079 = 7{,}0163 + \text{энергия реакции},$$

откуда

$$\text{энергия реакции} = 7{,}0553 - 7{,}0163 = 0{,}039 \text{ массовых единиц}.$$

---

[1] Атомные веса элементов обычно рассчитываются по кислороду, атомный вес которого принимается за 16. Массу атома любого элемента получим, умножив массовую единицу на соответствующий атомный вес. Этим и объясняется выбор массовой единицы.

[2] Это допущение принципиально неправильно, как мы узнаем в дальнейшем, но основанные на нем расчеты позволяют вычислить с хорошим приближением энергию образования лития.

Массовая единица эквивалентна $1{,}48 \cdot 10^{-3}$ эрг. Отсюда

$$\text{энергия реакции} = 0{,}039 \cdot 1{,}48 \cdot 10^{-3} = 5{,}8 \cdot 10^{-5} \text{ эрг.}$$

Такова энергия, выделяющаяся при образовании одного атома лития из семи атомов водорода. Чтобы понять, какая это громадная величина, рассчитаем количество энергии, выделяющейся при образовании одного грамм-атома $^{7}_{3}Li$. Для этого надо $5{,}8 \cdot 10^{-5}$ эрг помножить на число Лошмидта $6 \cdot 10^{23}$.

Эн. образования грамм-атома $^{7}_{3}Li = 5{,}8 \cdot 10^{-5} \cdot 6 \cdot 10^{23} = 35 \cdot 10^{18}$ эрг.

Таблица 15

Элемент	Атомный вес	Элемент	Атомный вес	Элемент	Атомный вес
ε	0,0005	$^{11}_{5}B$ . . .	11,0099	$^{25}_{12}Mg$ . . .	24,995
$^{1}_{1}H$	1,0079	$^{12}_{6}C$ . . .	12,0036	$^{26}_{1}Mg$ . . .	25,991
$^{1}_{1}\pi$	1,0074	$^{13}_{6}C$ . . .	13,0060	$^{27}_{13}Al$ . . .	26,991
$^{1}_{0}n$	1,0081	$^{14}_{7}N$ . . .	14,0072	$^{28}_{14}Si$ . . .	27,989
$^{2}_{1}H$	2,0139	$^{15}_{7}N$ . . .	15,0048	$^{29}_{14}Si$. . . .	28,987
$^{3}_{1}H$	3,0155	$^{16}_{8}O$ . . .	16,0000	$^{30}_{14}Si$. . . .	29,986
$^{3}_{2}He$	3,0170	$^{17}_{8}O$ . . .	17,0037	$^{31}_{15}P$. . . .	30,984
$^{4}_{2}He$	4,0028	$^{18}_{8}O$ . . .	18,0045	$^{32}_{16}S$	31,982
$^{4}_{2}\alpha$	4,0018	$^{19}_{9}F$ . . .	19,0036	$^{33}_{16}S$	32,981
$^{6}_{3}Li$	6,0156	$^{20}_{10}Ne$ . . .	19,997	$^{34}_{16}S$	33,979
$^{7}_{3}Li$	7,0163	$^{21}_{10}Ne$ . . .	21,002	$^{35}_{17}Cl$ . . .	34,978
$^{8}_{4}Be$	8,0061	$^{22}_{10}Ne$ . . .	21,997	$^{37}_{17}Cl$ . . .	36,960
$^{9}_{4}Be$	9,0128	$^{23}_{11}Na$ . . .	22,998	$^{36}_{18}Ar$ . . .	35,976
$^{10}_{5}B$	10,0143	$^{24}_{12}Mg$ . . .	23,993	—	—

Переведя на уголь, как мы это делали в главе 35, получим около 110 *m*. Таким образом, при образовании из 7 грамм-атомов водорода одного грамм-атома лития выделяется такая энергия, как при сгорании 110 *m* угля.

Из этого расчета становится понятным, почему химические элементы так устойчивы. Ведь для того, чтобы превратить литий

обратно в водород, надо затратить на каждый атом лития $5{,}8 \cdot 10^{-5}$ эрг энергии, а на кусочек лития в 7 *г*—энергию, эквивалентную энергии сгорания 110 *т* угля. Никакими доступными нам техническими средствами невозможно сконцентрировать такую громадную энергию в таком малом объеме.

К счастью, с открытием радиоактивных веществ в руках физиков появилось новое оружие, с помощью которого можно было воздействовать с достаточной энергией на отдельные атомы элементов. Как известно, некоторые радиоактивные вещества выбрасывают α-частицы, которые движутся с громадной скоростью. Они обладают энергией порядка 10^{-5} эрг, сравнимой с энергией ядерных реакций. Если α-частица сталкивается с ядром атома, то она может передать ему значительную долю своей энергии и вызвать расщепление ядра. Путем обстрела α-частицами и удалось впервые осуществить превращение одного химического элемента (азота) в другой (кислород).

§ 2. Искусственное превращение элементов. Как мы уже упоминали, Резерфорд был первый, которому удалось осуществить превращение элементов. Тем не менее в этом параграфе мы опишем не его опыты, а более новые опыты Блэккета, произведенные в 1926 г.

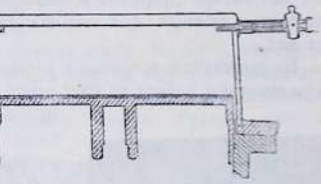


Рис. 445.

Блэккет работал с камерой Вильсона, дающей возможность видеть траекторию движения различных корпускулярных лучей. Ее устройство видно на рис. 445. В стеклянный цилиндр снизу входит поршень, на который наносится слой желатины, смоченной водой. При опускании поршня воздух в цилиндре благодаря расширению охлаждается и имеющиеся в нем водяные пары сгущаются, образуя туман. Как показывает опыт, капельки тумана могут образоваться только на пылинках или на ионах, поэтому после нескольких первых опусканий поршня все пылинки оседают вместе с туманом на дно камеры, и дальнейшие опускания поршня уже не вызывают образования тумана. Если же в камере появятся ионы, то капельки тумана сейчас же образуются при следующем расширении воздуха. Если, например, в камере пролетит α-частица или быстрый электрон, то они на своем пути ионизуют встречные атомы, около которых образуются водяные капельки, поэтому путь движения этих частичек становится заметным в виде тонких белых полосок тумана, носящих название треков. Чтобы они были лучше видны, желатина, покрывающая дно камеры, окрашивается в черный цвет.

По характеру трека обычно можно судить о том, какой ионизующий агент его вызвал. Количество ионов, которое создает на

своем пути движущаяся частица, зависит в первую очередь от ее заряда. Дело в том, что пространство внутри атома очень слабо заполнено веществом. Напомним, что размеры ядер и электронов порядка 10^{-13} *см*, а расстояния между ними порядка 10^{-8} *см*, т. е. в сто тысяч раз больше. Размеры α-частиц и протонов тоже порядка 10^{-13} *см*, так как они представляют собой ядра гелия и водорода, поэтому пролетающая частица крайне редко сталкивается со встречными ядрами или электронами. Ионизация объясняется не этими ударами, а действием зарядов летящей частицы. Например, протон, пролетая невдалеке от встречных электронов, притягивает их к себе своим положительным зарядом и отрывает от атомов. α-частица, обладающая двойным элементарным зарядом, срывает, конечно, на своем пути гораздо больше электронов, образуется большее число ионов, и поэтому α-частица дает в камере Вильсона более толстые треки, чем протоны.

Электрон дает значительно более тонкие, чем протоны, треки, распадающиеся на отдельные капельки тумана. Малая ионизующая способность электрона объясняется его громадной скоростью. Он так быстро проносится мимо встречных атомов, что поспевает передать нужный для ионизации импульс только ближайшим из них.

На ионизацию встречных атомов летящая частица затрачивает определенную работу за счет своей кинетической энергии, поэтому при равной начальной энергии α-частицы имеют наименьший пробег, электроны—наибольший.

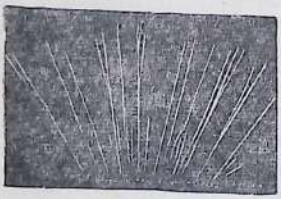


Рис. 446. Треки α-лучей тория С и тория С′ в воздухе. Внизу снимка заметна пластинка, на которой нанесен препарат тория.

Самая быстрая α-частица тория С имеет пробег в воздухе около 8,5 *см*. Протон такой же энергии прошел бы около 50 *см*, а электрон—несколько метров.

Кванты рентгеновских или γ-лучей не несут с собой заряда и поэтому сами по себе не дают в камере Вильсона треков. Тем не менее они могут быть обнаружены, если столкнутся с электроном. После удара электрон получает значительную скорость и образует трек. Благодаря тому, что кванты на своем пути чрезвычайно редко сталкиваются с электронами, они теряют мало энергии и обладают поэтому неизмеримо большей проницающей способностью, чем материальные лучи.

В качестве иллюстрации треков на рис. 446 дан снимок α-лучей тория С и тория С′. Радиоактивный препарат нанесен на пластинке, заметной внизу снимка. Торию С принадлежит группа коротких треков, торию С′—длинных.

Камера, с которой работал Блэккет, была наполнена азотом, который подвергался обстрелу α-лучами. Среди сотен снимков,

которые он сделал, было несколько десятков таких, на которых были заметны «вилки» (рис. 447 и 448). Образование «вилки» понятно, это—след удара α-частицы о ядро встречного атома. После удара α-частица отскакивает в одном направлении, а ядро—в другом. Измеряя углы[1], образованные первоначальным направлением движения α-частиц и частиц, полученных после удара, а также длины пробегов, можно определить массы тех частиц, которые получились в результате удара. Вычисления показывают, что частицы, давшие «вилку» на рис. 447, имеют массу 1 и 4. Здесь мы имеем упругий удар α-частицы об атом водорода (водород присутствует в камере вместе с водяным паром). Частицы же, образовавшие «вилку» на рис. 448, имеют массы 1 и 17. Здесь мы имеем удар, повлекший за собой разрушение атома азота. Из него был выбит протон, сама же α-частица осталась внутри ядра. В результате из азота с атомным весом 14 образовался элемент с атомным весом $14-1+4=17$. Это—изотоп кислорода. Таким образом, азот и α-частица (ионизованный гелий) после удара превратились в водород и кислород.



Рис. 447. «Вилка», образовавшаяся в результате упругого удара α-частицы о ядро атома водорода. Длинный трек, идущий влево,— след движения ядра водорода. Короткий трек, идущий вправо,— след движения отскочившей после удара α-частицы.



Рис. 448. Вилка, образовавшаяся в результате неупругого удара α-частицы о ядро азота. В результате из ядра выбит протон (тонкий трек) и образовалось ядро атома кислорода (толстый короткий трек).

Подобными опытами удалось добиться расщепления почти всех легких элементов, до фосфора включительно. Более тяжелые элементы воздействию α-лучей не поддаются. Очевидно, энергия α-частиц недостаточна, чтобы преодолеть отталкивание больших положительных зарядов ядер тяжелых элементов.

Есть все основания предполагать, что протон, обладающий меньшей массой, а главное, меньшим зарядом, легче проникает

[1] Для определения углов необходимы два одновременных снимка, сделанных с разных сторон. Такие два снимка и даются на фотографиях Блэкетта.

в ядро тяжелых элементов, чем α-частица, если его как следует разогнать в электрическом поле. Вот почему в настоящее время физики затрачивают массу труда и средств на создание высоковольтных установок. У нас в Ленинграде и Харькове имеются установки на $1^1/_2$ млн. вольт, в Америке Лоуренс получает протоны с энергией 3 млн. электрон-вольт и искусственные α-частицы с энергией 11 млн. электрон-вольт.

До сих пор ударами протонов удалось расщепить только легкие элементы, причем получились весьма интересные результаты, которые мы частично приводим ниже.

Кокрофт и Уолтон в лаборатории Резерфорда подвергли литий бомбардировке быстрыми протонами с энергией порядка нескольких сот тысяч электрон-вольт. При этом из лития вылетают α-частицы, обладающие очень большой энергией, во много раз превышающей энергию ударившего протона. Очевидно, атом лития, при проникновении в него протона, распадается с выделением большого количества энергии. Самое простое предположение, которое можно сделать, таково: протон проникает в ядро более тяжелого изотопа ${}^7_3\mathrm{Li}$ и образует неустойчивую систему из восьми протонов. Эти восемь протонов организуются в две самостоятельные α-частицы, и ядро распадается на две части. Согласно закону сохранения количества движения (стр. 35), обе α-частицы должны лететь с одинаковыми скоростями в прямо противоположных направлениях. Это, конечно, только предположение, но, сделав его, можно по ядерной реакции подсчитать скорость, с которой должны разлетаться α-частицы, образовавшиеся из лития.

Если сделанное предположение верно, распад лития должен удовлетворять следующему уравнению:

$${}^7_3\mathrm{Li} + {}^1_1\pi + \text{энергия } {}^1_1\pi = 2\ {}^4_2\alpha + \text{энергия распада}.$$

Подставляя значения масс из предыдущей таблицы и пренебрегая малой величиной энергии ${}^1_1\pi$, получим:

$$7{,}0163 + 1{,}0074 = 2.4{,}0028 + \text{энергия распада}.$$

Отсюда энергия распада получается равной 0,018 массы протона или 17.10^6 электрон-вольт. Если выделившаяся энергия перейдет в кинетическую энергию образовавшихся α-частиц, то на долю каждой придется 8,5 млн. электрон-вольт. Пробеги α-частиц хорошо изучены, и мы знаем, что α-частица с энергией в 8,5 млн. электрон-вольт должна пролететь в воздухе расстояние в 8,4 *см*. Итак, продуктом распада лития должны явиться две α-частицы, летящие в прямо противоположных направлениях и пробегающие в воздухе по 8,4 *см* каждая.

Уолтон и Ди проверили эти соображения, разбивая быстрыми протонами литий, помещенный в камеру Вильсона. На рис. 449 грубо схематически изображена камера, с которой они работали. Пучок быстрых протонов от высоковольтной установки, не показанной на рисунке, проходил по трубке *A*, конец которой был вделан в камеру Вильсона. В нижней части трубки было сделано

маленькое оконце, закрытое тончайшим листочком слюды. На наружной стороне окошечка был нанесен препарат лития. Протоны проходили через слюду и разбивали атомы лития. На рис. 450 дана фотография тех треков, которые образовали в камере продукты распада лития. На ней мы видим две пары треков *aa* и *bb*, причем вторая пара видна в ракурсе. Направление треков диаметрально противоположное, а длина пробегов оказывается равной 8,4 *см*, в полном согласии с приведенным выше расчетом.

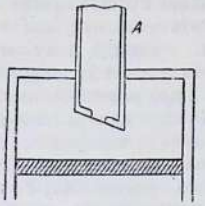


Рис. 449.



Рис. 450.

Подобное же явление наблюдается при обстреле протонами бора, который распадается на 3 α-частицы.

§ 3. Нейтрон. До конца 1932 г. в физике существовало убеждение, что электрон и протон являются теми элементарными частицами, из которых в конечном счете построена вся материя. Считалось, что электрон представляет собой, если можно так выразиться, отрицательный электрический заряд в чистом виде, так как масса электрона электродинамического происхождения и обусловлена его зарядом. Протон же состоит из ядра водородного атома, неразрывно спаянного с положительным элементарным зарядом.

Однако этим установившимся взглядам был нанесен сокрушительный удар открытием новой элементарной частицы—нейтрона. История этого открытия такова: И. Кюри и Жолио[1] изучали с помощью камеры Вильсона γ-лучи, которые возникают при обстреле металлического бериллия α-частицами полония[2]. На рис. 451 показана фотография камеры[3], в центре которой видно изображение трубочки, в которой помещался препарат полония и бериллия, а внизу видно изображение пластинки со слабым препаратом радия. Около пластинки видны два обыкновенных трека α-частиц, которые служили только для проверки работы камеры. В верхней части рисунка виден жирный, короткий трек, отмеченный стрелками, начало которого не связано ни с каким радиоактивным препаратом. Такие треки были известны и раньше. Они наблюдались при прохождении через камеру рентгеновских или γ-квантов и представляли собой пути движения выбитых из атомов электронов.

---

[1] И. Кюри—дочь знаменитой Марии Кюри, Жолио—ее муж.

[2] Полоний—один из продуктов распада радия, α-излучатель.

[3] Фотография взята из более поздней работы Розетти, повторившего опыты Кюри и Жолио.

По внешнему виду это были тоненькие искривленные линии, местами распадающиеся на отдельные точки. То же, что мы видим на рис. 451, носит совершенно иной характер, это, несомненно, след движения тяжелого иона, в данном случае иона азота.

Естественно было предположить, как это и сделали Кюри и Жолио, что бериллий испускает настолько жесткие γ-кванты, что при ударе о ядро атома они могут сообщить ему большую скорость. По длине пробега можно было рассчитать энергию, полученную ядром, а отсюда и ту энергию, которой должен был обладать ударивший ядро квант. Из опытов Кюри и Жолио, камера которых была наполнена водородом, для энергии γ-кванта получилось громадное число, равное 50.10^6 электрон-вольт. Результат мало вероятный, так как наиболее жесткие известные нам γ-лучи тория C″ имеют энергию всего в $2{,}6.10^6$ электрон-вольт. Опыты Розетти с азотом, описанные выше, дали для того же кванта энергию в 90 млн. электрон-вольт, а с кислородом даже 140 млн. электрон-вольт. Результаты явно нелепые. Объяснение было найдено Чадвиком, показавшим рядом убедительных опытов, что из бериллия при обстреле его α-лучами полония выбиваются частицы, лишенные заряда и обладающие массой, равной массе протона. Эта новая частица получила название *нейтрона*.

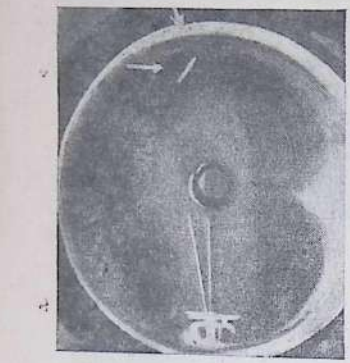


Рис. 451. Расщепление азота нейтронами. Трек, отмеченный стрелками, результат движения ядра азота после столкновения с нейтроном.

Благодаря отсутствию заряда нейтроны не вызывают ионизации в окружающей среде, и поэтому обладают чудовищной проницающей способностью. Чадвик показал, что они свободно проходят через слой свинца до 5 *см* толщиной, тогда как самые быстрые протоны едва в состоянии пройти через тонкую металлическую фольгу. Путь нейтрона в камере незаметен, но если ему посчастливится врезаться прямо в ядро встречного атома, то это последнее получает большую скорость и ионизует на своем пути газ. Грек, видимый на рис. 451, представляет собой след движения ядра азота после столкновения с нейтроном.

Таким образом, была открыта новая элементарная частица, лишенная электрического заряда. Оставалось только обнаружить существование свободного положительного заряда или положительного электрона, что и было сделано в начале 1933 г.

§ 4. Положительный электрон или позитрон. Если поместить камеру Вильсона в магнитное поле, то можно определить знак заряда пролетающей через нее частицы. Допустим, например, что

камера, изображенная на рис. 452, находится в магнитном поле, перпендикулярном к плоскости чертежа и направленном к нам. Тогда положительно заряженная частица, летящая снизу вверх, отклонится вправо, а двигающаяся по тому же направлению отрицательно заряженная частица—влево. При помощи камеры Вильсона и был обнаружен позитрон. Очень быстро после этого открытия появилось громадное количество работ о позитроне и было указано много способов его получения. Некоторые из этих способов настолько просты, что невольно удивляешься, почему физики, работавшие с камерой Вильсона, не обнаружили позитрона раньше. Оказывается, треки положительных электронов неоднократно фиксировались на снимках и прежде, но неправильно истолковывались. Так, Д. Скобельцын в 1925 г. видел на своих снимках эти треки, но принял их

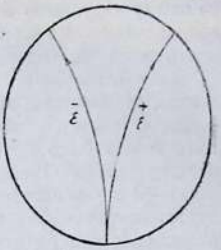
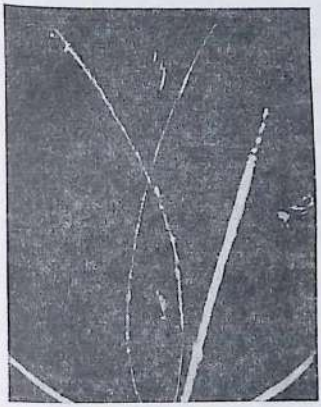
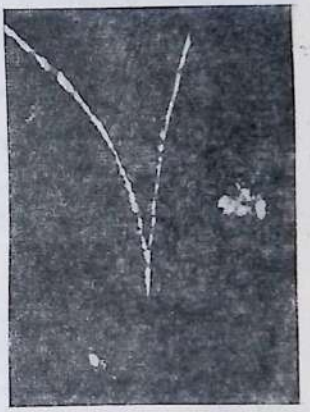


Рис. 452.


Рис. 453.


Рис. 454.

за треки обычных электронов, летящих в противоположном направлении. Только в 1933 г. Андерсон в Америке и Блэкетт с Окиллиани в Англии не только получили, но и правильно истолковали треки позитронов.

Мы начнем с описания более простой установки, с которой работали Кюри и Жолио. В камеру Вильсона через окошко, закрытое металлической пластинкой, впускался пучок γ-лучей тория C″. Энергия квантов этих лучей $2{,}65 \cdot 10^6$ электрон-вольт. Камера

находилась в магнитном поле напряжением в 400 эрстед. Время от времени можно было наблюдать в камере появление парных треков, возникающих в одной точке пространства, тождественных по своему наружному виду, но искривленных в противоположных направлениях. Это были типичные тонкие треки электронов, распадающиеся на отдельные капельки.

В большинстве случаев они возникали в металлической пластинке, закрывавшей окно в камеру (рис. 453), но иногда, очень редко, возникали и внутри камеры (рис. 454). По направлению поля можно было заключить, что трек, искривленный вправо, представлял собой след движения позитрона, а искривленный влево—обычного электрона. По кривизне треков можно было определить кинетическую энергию электрона и позитрона, которые оказались почти одинаковыми и равными $0{,}86 \cdot 10^6$ электрон-вольт каждая.

Учитывая попарное появление положительных и отрицательных электронов, Жолио интерпретирует результаты своих опытов следующим образом: γ-квант врезывается в атом металла или газа и там поглощается. Исчезнувшая энергия кванта отчасти материализуется[1], превращаясь в электрон и позитрон, а отчасти передается вновь образовавшимся частицам в качестве кинетической энергии. Формула предполагаемой реакции такова:

$$h\nu = \overset{+}{\varepsilon} + \bar{\varepsilon} + \text{энергия } \overset{+}{\varepsilon} + \text{энергия } \bar{\varepsilon}$$

Энергии движения электрона $\bar{\varepsilon}$ и позитрона $\overset{+}{\varepsilon}$ равны, как указано выше, $0{,}86 \cdot 10^6$ электрон-вольт каждая. Массы обоих электронов, выраженные в электрон-вольтах, равны $0{,}51 \cdot 10^6$ электрон-вольт (массу позитрона считаем равной массе электрона). Подставляя все эти значения в вышеприведенную формулу, получим:

$$h\nu = 2 \cdot 0{,}51 \cdot 10^6 + 2 \cdot 0{,}86 \cdot 10^6 = 2{,}74 \cdot 10^6 \text{ электрон-вольт}$$

в достаточно хорошем согласии с истинным значением γ-кванта тория C'', равным $2{,}65 \cdot 10^6$ электрон-вольт.

Одновременное возникновение обеих частиц соответствует закону сохранения электрических зарядов.

Почему же, однако, положительный электрон так долго ускользал от наблюдений? Дело в том, что продолжительность жизни позитрона очень мала. Как только он теряет свою скорость, так ускользает от наших наблюдений и, повидимому, вообще перестает существовать. Какими способами происходит его исчезновение,

[1] Под словом «материализация» мы понимаем процесс превращения энергии в вещество. Дематериализация обозначает обратный процесс—переход вещества в энергию. Термины не особенно удачные, так как с точки зрения философии в этих процессах никакого возникновения или уничтожения материи нет. Просто один вид материи—кванты—переходит в другую форму материи—электроны.

сейчас еще не совсем ясно. Повидимому, наиболее вероятный процесс дематериализации состоит в том, что медленный позитрон соединяется со свободным электроном, после чего обе частицы исчезают, а взамен их появляются два кванта по $0{,}5.10^{-6}$ электрон-вольт энергии каждый. Необходимость появления двух квантов, разлетающихся в противоположных направлениях, обусловлена законом сохранения количества движения. Этот процесс дематериализации подтверждается опытами Жолио и Тибо, которые облучали кусок свинца позитронами. Оказалось, что в этих условиях свинец испускал γ-лучи, энергия которых была равна $0{,}5.10^{6}$ электрон-вольт, т. е. была эквивалентна массе исчезнувших частиц.

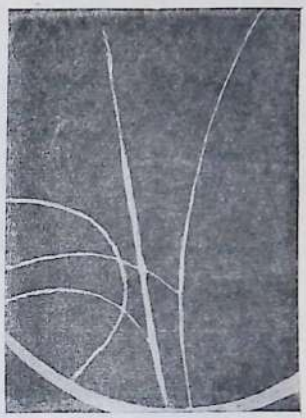


Рис. 455.

В описанных опытах указываются простые способы получения позитронов и, кроме того, устанавливается факт первостепенной важности, что энергия непосредственно может переходить в вещество и вещество — в энергию.

Опишем, наконец, еще один способ получения позитронов, указанный тоже Кюри и Жолио. Они делали в стенке камеры Вильсона отверстие, закрытое тончайшей алюминиевой фольгой. На небольшом расстоянии от отверстия помещался препарат полония, испускавший α-лучи. На снимках можно было наблюдать толстые треки протонов и тонкие треки электронов (рис. 455). Трек протона, обладающего большой массой, не искривлен,—для этого магнитное поле слишком слабо. Трек, искривленный вправо, принадлежит позитрону.

Замечательнее всего, что алюминий, подвергнутый действию α-лучей полония, продолжает выбрасывать некоторое время позитроны после того, как препарат полония убран. В этом случае алюминий ведет себя аналогично β-излучателям радиоактивных элементов. Таким образом, Кюри и Жолио пришли к новому важнейшему открытию—искусственной радиоактивности.

§ 5. Искусственная радиоактивность. В опытах Кюри и Жолио, упомянутых в конце предыдущего параграфа, α-частицы выбивали из алюминия протоны, нейтроны и позитроны. Выбрасывание протона соответствует реакции

$$^{27}_{13}\mathrm{Al} + ^{4}_{2}\alpha \rightarrow ^{30}_{14}\mathrm{Si} + ^{1}_{1}\pi$$

и ведет к образованию устойчивого изотопа кремния.

Стрелка показывает направление реакции. Знак равенства здесь поставить нельзя, так как мы не учитываем энергию, выделяющуюся при реакции.

Выбрасыванию нейтрона и позитрона из атома $^{27}_{13}Al$ могла бы соответствовать реакция

$$^{27}_{13}Al + {}^{4}_{2}\alpha \rightarrow {}^{30}_{14}Si + {}^{1}_{0}n + {}^{+}_{\varepsilon},$$

которая тоже приводит к образованию изотопа кремния $^{30}_{14}Si$. Надо заметить, что в этой записи содержится допущение об одновременном вылете из атома алюминия нейтрона и позитрона под влиянием удара α-частицы. Однако это предположение оказалось неверным. Когда Кюри и Жолио внесли в камеру Вильсона листочек алюминия, предварительно подвергнутый действию α-лучей полония, то оказалось, что он испускает в течение некоторого времени позитроны. Отсюда ясно, что под влиянием удара α-частиц из ядра алюминия выбрасываются сначала нейтроны и образуются атомы нового неустойчивого элемента, который в свою очередь распадается с выбрасыванием положительного электрона.

Предполагаемая реакция может быть записана так:

$$^{27}_{13}Al + {}^{4}_{2}\alpha \rightarrow {}^{30}_{15}X + {}^{1}_{0}n. \qquad (a)$$

Определение индексов неизвестной частицы X производится на основании следующих правил:

1. При ядерных реакциях масса реагирующих частиц, как известно, меняется. Однако это изменение массы, связанное с выделением энергии, невелико по сравнению с массовой единицей. Поэтому сумма массовых номеров частиц (верхние индексы) должна быть одинакова в обеих частях равенства.

2. Нижние индексы указывают количество положительных элементарных зарядов ядра. На основании закона сохранения электрических зарядов мы можем утверждать, что сумма нижних индексов частиц в обеих частях равенства должна быть одинакова.

В уравнении (а) элемент X имеет индекс 15, равный сумме зарядов ядер алюминия и гелия, потому что нейтрон не имеет заряда. Если бы вместо нейтрона при реакции был выброшен электрон, то нижний индекс X был бы 16 (13+2=16—1).

Пятнадцатому номеру периодической системы элементов соответствует фосфор. Однако изотопа фосфора с атомным номером 30 не существует (см. таблицу 15 на стр. 482). Отсюда следует, что под влиянием реакции с α-частицей алюминий превращается в неустойчивый изотоп фосфора, который затем распадается с выделением позитрона по реакции

$$^{30}_{15}P \rightarrow {}^{30}_{14}Y + {}^{+}_{\varepsilon}.$$

Неизвестный элемент Y, фигурирующий в этой формуле, должен занимать четырнадцатую клетку периодической системы, как показывает его нижний индекс. Это изотоп кремния и поэтому предыдущая реакция запишется так:

$$^{30}_{15}P \rightarrow {}^{30}_{14}Si + {}^{+}_{\varepsilon}. \qquad (b)$$

Новый элемент $^{30}_{15}P$ Кюри и Жолио назвали радиофосфором. Это типичный радиоактивный элемент с полупериодом распада в 3 минуты 15 секунд.

Справедливость реакции (a) и (b) удалось проверить химическим путем. Для этого Кюри и Жолио растворяли алюминий, предварительно активированный α-лучами полония, в соляной кислоте. Если получившийся раствор быстро выпарить и осадок исследовать, то оказывается, что он не радиоактивен. Если же исследовать выделяющиеся при растворении алюминия газы, собрав их в тонкостенном стеклянном сосуде, то можно обнаружить, что они испускают позитроны. Это обстоятельство вполне соответствует ожиданиям, так как при растворении алюминия содержащийся в нем радиофосфор должен образовать газообразный фосфористый водород. Эта и другие реакции позволили Кюри и Жолио с несомненностью установить, что новый радиоактивный элемент представляет собой неустойчивый изотоп фосфора. Продолжая свои исследования, они получили еще ряд радиоактивных элементов.

Однако при помощи α-лучей можно получить радиоактивные элементы только с небольшим атомным весом, так как в ядра тяжелых элементов α-частицы проникнуть не могут. Их энергия оказывается недостаточной для того, чтобы преодолеть силы отталкивания больших электрических зарядов тяжелых ядер.

Дальнейшие успехи были достигнуты итальянским физиком Ферми, применившим в качестве метательных снарядов нейтроны. Эти частицы не заряжены, поэтому не отталкиваются зарядом ядра и могут проникать в ядра наиболее тяжелых элементов. Ферми вместе со своими сотрудниками получил несколько десятков новых радиоактивных элементов и исследовал их свойства.

В качестве сильного источника нейтронов они употребляли металлическую трубочку, наполненную тонким порошком бериллия и эманацией радия в количестве до 800 милликюри[1]. Под влиянием α-лучей эманации и дальнейших продуктов распада радия порошок бериллия испускает многочисленные нейтроны, действию которых подвергался исследуемый элемент. После более или менее продолжительного облучения ампулка с бериллием убиралась, а облученный элемент исследовался на радиоактивность. Оказалось, что под влиянием нейтронов почти все элементы до урана включительно претерпевают изменения, превращаясь в радиоактивные элементы[2].

Ядерные реакции, идущие с участием нейтронов, весьма разнообразны. В качестве примера мы рассмотрим одну из них, когда нейтрон, проникающий в ядро, выбрасывает из него протон, а сам застревает в ядре. В результате массовый номер ядра не меняется, так как массы протона и нейтрона равны, а порядковый номер убывает на единицу, потому что протон уносит один поло-

[1] Количество эманации, находящееся в равновесии с 800 *мг* радия, сильный радиоактивный препарат.

[2] Бывают также случаи, когда элементы превращаются в другие устойчивые элементы.

жительный элементарный заряд. Так, например, протекает реакция в ядрах атомов железа, подвергнутых обстрелу нейтронами.

$$^{56}_{26}\mathrm{Fe} + {}^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow {}^{56}_{25}\mathrm{Mn} + {}^{1}_{1}\pi.$$

Получившийся изотоп марганца неустойчив, в нем лишний против нормы нейтрон. Исследования при помощи камеры Вильсона показывают, что железная пластинка после обстрела нейтронами излучает электроны, которые выбрасываются, очевидно, атомами радиомарганца. В этом случае массовый номер ядра не меняется, так как масса выброшенного электрона очень мала по сравнению с массой протона, порядковый же номер должен увеличиваться на единицу, потому что выход из ядра отрицательного элементарного заряда увеличивает на единицу его положительный заряд

$$^{56}_{25}\mathrm{Mn} \rightarrow {}^{56}_{26}\mathrm{Fe} + \varepsilon.$$

Конечным продуктом превращений оказывается опять железо. Благодаря необычной чувствительности методов исследования радиоактивных элементов подобные реакции могут быть проверены химическим путем. Применяемый в этих случаях метод будет понятен, если мы рассмотрим частный случай превращения железа. Облученная нейтронами пластинка растворяется в азотной кислоте и к раствору прибавляется небольшое количество соли обычного марганца. После этого к раствору прибавляется некоторое количество хлорноватокислого натрия. Происходит химическая реакция, в результате которой марганец выпадает из раствора в виде MnO_2. Если предположение об образовании в железе радиоактивного изотопа марганца справедливо, то этот изотоп должен выпасть из раствора в виде $^{56}_{25}MnO_2$ вместе с добавленным обычным марганцем и получившийся осадок должен быть радиоактивным. Опыты показали, что действительно вся радиоактивность сосредоточена в MnO_2, значит, образование радиомарганца можно считать доказанным.

Реакции, вызванные нейтронами, необычайно эффективны, поэтому вопрос о создании мощных источников нейтронов приобретает большой интерес. Подходящим источником является бериллий, подвергнутый действию дейтронов (ядер тяжелого водорода). Реакция идет согласно следующему уравнению:

$$^{9}_{4}\mathrm{Be} + {}^{2}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{10}_{5}\mathrm{B} + {}^{1}_{0}\mathrm{n}.$$

Лоуренс с помощью своей высоковольтной установки подвергал пластинку из бериллия обстрелу дейтронами и получил необычайно мощный источник нейтронов. Обычно, как мы уже упоминали, в качестве источника нейтронов применяется трубочка, наполненная порошком бериллия и эманацией радия. Для того чтобы подобный источник дал такое же количество нейтронов, как бериллиевая мишень в установке Лоуренса, в трубку с бериллием необходимо было бы собрать количество эманации, находящееся в равновесии с 200 *кг* радия! Другие эффективные источники нейтронов получаются при облучении дейтронами дейтерия, лития и бора.

Кроме α-лучей и нейтронов, искусственную радиоактивность можно вызвать с помощью быстрых протонов и дейтронов, а также с помощью γ-лучей. К сожалению, недостаток места не позволяет остановиться подробнее на этих интересных явлениях.

В настоящее время известно около сотни радиоактивных элементов, причем почти все обычные элементы имеют радиоактивные изотопы.

Несколько лет назад мы знали небольшое число радиоактивных элементов и были склонны рассматривать радиоактивность как некоторую аномалию. Но теперь мы знаем такое количество радиоактивных изотопов, что радиоактивность ядер мы скорее должны рассматривать как правило, а не как исключение. Когда в процессе формирования солнечной системы в лаборатории природы стали образовываться химические элементы, вероятно, большинство из них имели неустойчивые ядра, т. е. были радиоактивными. Однако в течение миллиардов лет, которые отделяют нас от этой эпохи, сохранить свою радиоактивность могли только те элементы, которые обладают громадными периодами распада, как Ur, Th, K, Rb и Sm, или являются продуктами распада этих элементов.

§ 6. Составные части атомного ядра. Все опыты, описанные в этой главе, не оставляют сомнения в том, что ядра химических элементов представляют собой сложные образования. Пока нейтрон и позитрон не были известны, мы принимали за элементарные частицы электроны и протоны и считали, что из них-то и построены все ядра. Учитывая дальше, что α-частицы обладают большим дефектом масс и, стало быть, представляют собой весьма устойчивые образования, мы считали, что каждые четыре протона и два электрона внутри ядра организуются в α-частицу. Это предположение подкреплялось наблюдениями над радиоактивными веществами, которые при своих превращениях выбрасывают α-частицы.

Однако такое представление о строении ядра приводило к большим трудностям теоретического и экспериментального характера. Теперь оно должно быть отброшено, так как нам известны реакции, при которых из ядра выбиваются не только α-частицы и электроны, но также протоны, нейтроны и позитроны.

В настоящее время общепризнанной является теория Гейзенберга [1], который считает, что ядро состоит из протонов и нейтронов, между которыми действуют силы взаимного притяжения. Число протонов равно порядковому номеру элемента, а число нейтронов—разности между массовым и порядковым номером элемента. Так, например, ядро изотопа железа $^{54}_{26}Fe$ состоит из 26 протонов, сообщающих ядру заряд, равный 26 элементарным зарядам, и 54—26=28 нейтронов. Никаких электронов, ни положительных, ни отрицательных, в ядре нет. Для каждого числа протонов существуют определенные числа нейтронов, образующие с протонами устойчивые ядра изотопов, соответствующего элемента. Например, у хрома существуют следующие нерадиоактивные изотопы:

$$^{50}_{24}Cr;\ ^{52}_{24}Cr;\ ^{53}_{24}Cr;\ ^{54}_{24}Cr.$$

Значит, 24 протона могут образовать устойчивые ядра с 26 нейтронами, или с 28, или с 29, или, наконец, с 30 нейтронами. С другим числом нейтронов образование ядра, вообще говоря, возможно, но оно уже не будет устойчивым.

Если в ядре окажется излишний нейтрон, то он превратится в протон с одновременным выбрасыванием электрона. Если в ядре нехватает нейтрона,

[1] Первые указания на роль нейтронов в строении ядра были сделаны в литературе Д. Иваненко.

ветствующего радиоактивного изотопа. Через некоторое время животное убивают и исследуют его органы на радиоактивность. Эти работы, которые уже начаты, несомненно, осветят многие темные вопросы современной фармакологии. Когда будет выяснено, какие элементы выделяются в том или ином органе тела, мы получим возможность непосредственно воздействовать на пораженные органы, давая больному лекарство, содержащее соответствующие радиоактивные элементы.

Таким образом, в искусственной радиоактивности медицина получает новое могучее лечебное средство, все значение которого сейчас трудно предвидеть и в должной мере оценить.

В заключение я хотел бы выразить надежду, что студент-медик, прочтя эту книгу, уяснит себе всю важность физических знаний для современной медицины. Физика и химия являются основами современных теоретических медицинских дисциплин, сознательное усвоение которых вне физики и химии совершенно невозможно. Знать нужно не только старую классическую физику, но и новую физику, вплоть до ее самых последних достижений, которые весьма интенсивно используются теоретической и практической медициной всех стран. Особенно убедительную иллюстрацию этих положений представляет собой искусственная радиоактивность, о которой мы только что говорили.

МЕХАНИКА

1. Построить графики зависимостей пути от времени и скорости от времени для равномерного движения, скорость которого 1,5 *м/сек*. Что обозначает во втором случае площадь между полученной прямой, координатными осями и ординатой, соответствующей какому-нибудь моменту времени?

2. Тело движется равномерно со скоростью 1,5 *м/сек* в течение 5 секунд, затем останавливается на 4 секунды, потом снова движется со скоростью 2 *м/сек*. Построить графики скорости и пути.

3. Из пункта *A* выезжает автомобиль, идущий со скоростью 40 *км/час* по направлению к пункту *B*. В то же самое время и по тому же направлению из *B* выезжает другой автомобиль, идущий со скоростью 32 *км/час*. Расстояние между *A* и *B* равно 48 *км*. Через сколько времени первый автомобиль догонит второй и на каком расстоянии от пункта *A*? Задачу решить с помощью построения графиков пути.

4. Пароход идет вниз по течению со скоростью 6,2 *м/сек*, вверх по течению со скоростью 3,8 *м/сек*. Определить скорость течения и скорость парохода.

5. Человек идет поперек палубы баржи со скоростью 1,5 *м/сек*, баржа движется по воде со скоростью 2 *м/сек*. Найти скорость движения человека относительно берега.

6. Сани скатываются с горы со скоростью 10 *м/сек*. Наклон горы составляет с горизонтом угол в 30°. Определить скорость, с которой сани спускаются вниз по вертикальному направлению, и скорость по горизонтальному направлению.

7. Под каким углом по отношению к течению должен гребец поставить лодку, чтобы плыть точно поперек реки (под углом 90° к течению)? Скорость, которую гребец сообщает лодке, равна 1,6 *м/сек*. Скорость течения 0,8 *м/сек*. С какой скоростью будет плыть лодка?

8. В аэроплан (биплан), летящий со скоростью 100 *км/час*, стреляют с земли из ружья, причем пуля летит вертикально вверх. Найти скорость пули, если оказалось, что пробитые ею в крыльях аэроплана отверстия смещены друг относительно друга на 15 *см*

по линии полета аэроплана. Расстояние между несущими поверхностями (крыльями) биплана равно 2 *м*.

9. Определить, какую скорость через 4 секунды будет иметь тело, движущееся равномерно-ускоренно с ускорением 2 *см/сек²* и с начальной скоростью 3 *см/сек*? Какой путь оно пройдет за 4 секунды? Построить графики этого движения.

10. Камень брошен вертикально вверх со скоростью 39,2 *м/сек*. На какую высоту он поднимется и сколько времени будет длиться подъем?

11. Камень падает с высоты 122,5 *м*. Какова будет скорость в момент удара о землю и сколько времени камень будет падать?

12. Поезд от станции проходит равномерно-ускоренным движением 600 *м* и развивает скорость 72 *км/час*. Как велико ускорение поезда и в какое время он проходит первые 600 *м*?

13. Камень падает в колодец. Через 5 секунд слышен удар камня о дно колодца. Определить глубину колодца, принимая скорость звука за 300 *м/сек* и ускорение силы тяжести за 10 *м/сек²*.

14. Водяные капли вытекают из трубки через 0,1 *сек*. одна за другой и падают вниз. Определить расстояние между двумя соседними каплями через 1 секунду после момента истечения первой капли.

15. Аэростат поднимается вверх со скоростью 5 *м/сек*. С аэростата спускают балласт. Какую скорость и направление движения будет иметь балласт в вертикальном направлении через 0,5 секунды после момента спуска?

16. Камень сдвигают при помощи двух запряжек. Сила, прилагаемая одной лошадью, равна 600 *кг*, другой—400 *кг*, угол между направлениями сил 60°. Найти равнодействующую.

17. Мальчик везет сани, натягивая веревку с силой 10 *кг*. Угол, образуемый веревкой с горизонтом, равен 60°. Определить силу, с которой мальчик тянет сани в горизонтальном направлении, и силу, тянущую вверх переднюю часть саней.

18. Фонарь висит на растяжках, образующих между собой угол в 120°. Вес фонаря 20 *кг*. Определить натяжение растяжек.

19. Найти, какое ускорение сообщит сила в 10 *г* телу с массой в 98 *г*.

20. Определить силу, сообщающую телу с массой в 2 *кг* ускорение 2 *м/сек²*.

21. Определить силу, которая действует на тело с массой 49 *кг* и сообщает ему через 20 секунд скорость в 2 *м/сек*.

22. По горизонтальным рельсам движется вагон, вес которого 2940 *кг*. Коэфициент трения равен 0,01. а) Определить, с какой силой надо толкать вагон, чтобы двигать его равномерно? б) С какой силой нужно толкать вагон, чтобы сверх преодоления трения сообщать вагону ускорение в 1 и 10 *см/сек²*?

23. Тонкая бронзовая проволочка выдерживает груз до 400 *г*. На такой проволочке висит груз в 350 *г*. С каким наибольшим ускорением можно поднимать этот груз за проволочку, не разрывая ее?

24. Горизонтальная платформа шахтной клетки поднимается вверх с ускорением 2 *м/сек*². На платформе стоит человек весом 60 *кг*. С какой силой человек давит на платформу? Какова будет сила давления человека на платформу при спуске платформы с тем же ускорением? С каким ускорением нужно опускать платформу, чтобы давление человека равнялось нулю? Каково давление человека в случае равномерного подъема или спуска?

25. Трамвай весом в 9 *т*, идущий со скоростью 12 *км/час*, затормаживают, и он останавливается через 5 секунд. Определить задерживающую силу тормоза.

26. Пуля с массой 12 *г* вылетает из ружья со скоростью 400 *м/сек*. Продолжительность движения пули внутри ствола 0,005 секунды. Определить силу давления пороховых газов.

27. К концам нитки, перекинутой через блок, подвешены два груза по 98 *г* каждый. На одной из них положен еще перегрузок весом 4 *г*. Определить ускорение, с которым будут двигаться грузы.

28. Вагон отцепился от состава, находящегося в покое, и покатился под уклон. За первые 5 секунд он прошел расстояние 1,25 *м*. Определить уклон пути. Влиянием трения пренебречь.

29. Снаряд весом в 20 *кг* вылетает из орудия весом в 1 *т* со скоростью 800 *м/сек*. Определить скорость отдачи орудия в момент выстрела.

30. Как велика центростремительная сила, действующая на тело, двигающееся по кругу с радиусом в 3 *м* со скоростью 2 *м/сек*? Вес тела 2,94 *кг*.

31. Самолет описывает петлю в вертикальной плоскости, причем в верхней части петли летчик оказывается вниз головой. Какова должна быть наименьшая скорость самолета, чтобы летчик не оторвался от сиденья? Радиус петли 80 *м*.

32. Камень весом в 1 *кг* движется в вертикальной плоскости по кругу с радиусом в 80 *см*. Определить максимальную возможную скорость камня, если с центром вращения он соединен нитью, выдерживающей нагрузку в 5 *кг*.

33. Конькобежец бежит по кругу со скоростью 9 *м/сек*. В какую сторону и на сколько градусов он должен при этом наклониться? При решении задачи считать, что центростремительная сила приложена к центру тяжести конькобежца. Расстояние между центром круга и центром тяжести конькобежца 12 *м*.

34. При какой продолжительности суток тела, находящиеся на экваторе земли, казались бы лишенными веса? Радиус земли принять равным 6000 *км*.

35. Какую работу производит человек, поднимая камень весом в 30 *кг* на высоту 2 *м*? На преодоление каких сил эта работа затрачивается?

36. Рабочий везет тачку весом в 150 *кг* по горизонтальному пути, прилагая усилие в 10 *кг*. Какую работу он совершит на протяжении 200 *м* и против каких сил совершается эта работа?

37. Лошадь подняла воз на гору высотой 100 *м* по уклону длиной 2 *км*. Вес воза 500 *кг*, сила трения равна 10 *кг*. Определить

работу, совершенную против сил тяжести, сил трения, и полную работу лошади.

38. Какую работу нужно затратить, чтобы вспахать конным плугом 1 гектар земли, считая, что сила тяги лошади 70 *кг*, а ширина борозды 35 *см*?

39. Лошадь везет повозку со скоростью 180 *м* в минуту, прилагая усилие в 15 *кг*. Определить работу лошади за час. Определить мощность лошади в лошадиных силах.

40. Мальчик везет сани, натягивая веревку с силой 5 *кг*. Веревка образует с горизонтальным направлением угол в 60 . Определить работу мальчика, если он провезет сани на 100 *м*.

41. Вычислить кинетическую энергию камня весом в 40 *г*, летящего со скоростью 3 *м/сек*.

42. Вычислить кинетическую энергию вагона с массой 19,6 *т*, движущегося со скоростью 18 *км/час*.

43. Трамвай весом в 10 *т* через 5 секунд после остановки развил скорость 7,2 *км/час*. Определить мощность мотора.

44. Пуля с массой в 12 *г*, летящая со скоростью 200 *м/сек*, попадает в вал и входит в него на глубину в 40 *см*. Определить среднюю силу сопротивления грунта вала.

45. Молот, масса которого 1,47 *кг*, ударяет в шляпку гвоздя, имея в момент удара скорость в 6 *м/сек*. Вследствие этого гвоздь входит в доску на глубину 2 *см*. Определить среднюю силу, развивающуюся при ударе молота.

46. На каком расстоянии остановится паровоз, идущий по горизонтальному пути со скоростью 36 *км/час*, после прекращения действия пара? Коэфициент трения равен 0,005.

47. Поезд весом в 600 *т* равномерно поднимается на гору. Подъем горы 5 *м* на километр пути. Сила трения равна 1 *т*. Скорость поезда 72 *км/час*. Определить мощность паровоза. В какие виды энергии переходит работа паровоза?

48. Поезд весом в 490 *т* (без паровоза) идет со скоростью 54 *км/час*. Какую добавочную тягу должен дать паровоз, чтобы на протяжении 100 *м* увеличить скорость до 90 *км/час*?

49. Определить запас потенциальной энергии в теле весом в 50 *г*, находящемся на высоте 2 *м*.

50. Камень весом в 100 *г*, находясь на высоте 300 *м*, летит вниз со скоростью 15 *м/сек* (в данный момент). Определить кинетическую и потенциальную энергию в данный момент и через 2 секунды и показать, что сумма обеих энергий не изменилась.

51. Пуля с массой в 12 *г* летит вверх со скоростью 200 *м/сек*. На какую высоту она может подняться за счет своей кинетической энергии?

52. Велосипедист должен проехать по чортову колесу (сделать петлю в вертикальной плоскости), радиус которого равен 8 *м*. С какой высоты h над нижней точкой колеса должен он начать разбег, чтобы не оторваться от колеса в его верхней точке (рис. 1)?

53. Бочку весом в 50 *кг* вкатывают при помощи наклонно поставленных досок на телегу. Какую силу прилагают к бочке? Высота телеги 1 *м*, длина досок 2,5 *м*.

54. Поезд весом в 600 *т* идет равномерно со скоростью 72 *км/час*. Коэфициент трения 0,002. Определить мощность паровоза.

55. На тело действуют две параллельные силы в 10 и 15 *кг*. Расстояние между силами 20 *см*. Определить величину и положение равнодействующей, если силы действуют в одну и разные стороны.

56. Сила 120 *кг* разложена на две параллельные и одинаково направленные силы. Одна из составляющих равна 40 *кг*, а точка приложения ее отстоит от точки приложения данной силы на 15 *см*. Найти вторую составляющую и расстояние между составляющими.

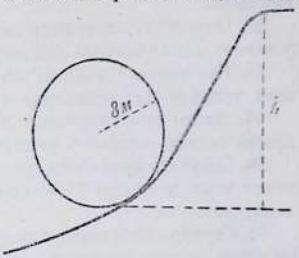
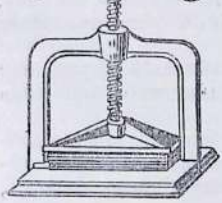


Рис. 1.

57. Двое несут на шесте ведро с водой. Расстояние от места, где приложена тяжесть, до переднего несущего 1 *м*, до заднего 1,5 *м*. Как велико давление, испытываемое рукой каждого из несущих, если вес ведра с водой 30 *кг*?

58. Потолочная балка фабричного здания покоится на двух каменных стенах, отстоящих друг от друга на расстоянии 8 *м*. На расстоянии 3 *м* от правой стены эта балка поддерживает колонну, несущую груз в 16 000 *кг*. Найти давления, испытываемые правой и левой стенами. Весом балки пренебречь.

59. Доска длиной в 4 *м* служит вместо качелей двум мальчикам, из которых один весит 20 *кг*, другой 30 *кг*. Где должна быть у доски точка опоры?


Рис. 2.

60. В тачке расстояние от оси до конца ручек равно 1,2 *м*. Расстояние от оси до центра тяжести нагруженной тачки 45 *см*, вес тачки 40 *кг*. Определить усилие рабочего, берущегося за ручки тачки.

61. Человек приподнимает камень весом в 60 *кг*, подсунув под него палку длиной 180 *см*. Палка опирается о второй камень на расстоянии 30 *см* от подсунутого под первый камень конца палки. Определить, с какой силой должен давить рабочий на второй конец палки?

62. Каково усилие двуглавой мышцы, когда на ладони лежит груз в 16 *кг* (см. рис. 32)?

63. Радиус вала ворота 8 *см*, а радиус колеса 64 *см*. Определить силу, необходимую для того, чтобы поднимать при помощи этого ворота груз в 60 *кг*.

64. У копировального пресса шаг винта равен 5 *мм* (рис. 2). Ручка, вращающая винт, имеет в длину 40 *см* и к ее концам приложены усилия, равные 2,5 *кг* каждое. Определить силу, действующую в зажиме тисков.

65. Рабочий поднимает груз в 500 *кг*, вращая рукоятку лебедки. Когда рабочий сделал 20 полных оборотов рукояткой, груз поднялся на 30 *см*. Какую силу прилагал рабочий, если радиус рукоятки 25 *см*?

Вращение твердого тела около оси

66. Определить угловую скорость вращения земли в абсолютной мере.

67. Определить линейную скорость точек земной поверхности у экватора и на широте Ленинграда (60°). Радиус земли 6 400 *км*.

68. Вал паровой машины делает 180 оборотов в минуту. Выразить угловую скорость вала в абсолютной мере.

69. Найти линейную скорость точек поверхности вала предыдущей задачи, если его радиус 30 *см*.

70. Скорость якоря электромотора через 5 секунд после включения тока достигает 1 000 оборотов в минуту. Найти угловое ускорение.

71. Снаряд имеет вид цилиндра с диаметром в 6 *см* и весит 30 *кг*. Он летит со скоростью 400 *м/сек* и вращается, делая 500 оборотов в секунду. Найти его полную кинетическую энергию.

72. С наклонной плоскости высотой в 3 *м* скатывается без скольжения шар, радиус которого равен 5 *см*. Найти скорость его поступательного движения и угловую скорость вращения в конце наклонной плоскости.

73. С наклонной плоскости высотой в 3 *м* шар соскальзывает без трения, не вращаясь. Определить скорость его поступательного движения в конце наклонной плоскости и сравнить ее с ответом предыдущей задачи.

74. Вал с массой в 600 *кг* и радиусом в 12 *см* вращается со скоростью 540 оборотов в минуту. К валу прижимается колодка, благодаря чему он останавливается, сделав 20 оборотов. Найти тормозящую силу.

75. Железный вал с радиусом в 15 *см* и длиной в 2 *м* вращается со скоростью 300 оборотов в минуту. Найти момент инерции вала и его кинетическую энергию.

76. К валу предыдущей задачи прижимается колодка, тормозящая его движение. Через 4 секунды вал останавливается. Определить тормозящий момент, силу торможения и число оборотов, которое сделает вал до остановки.

77. На легком деревянном валу насажен металлический диск, радиус которого равен 25 *см*, вес 40 *кг* (рис. 3). На том же валу намотан шнур, на котором висит груз, равный 32 *кг*. Определить угловую скорость вращения диска и его кинетическую энергию, когда груз опустится на 2 *м*. Диаметр самого вала 10 *см*. Трением пренебречь.

78. Имеются два цилиндра одинаковых размеров, один сплошной железный, другой свинцовый. В свинцовом высверлено по оси отверстие так, чтобы его вес равнялся весу железного цилиндра. Оба цилиндра заделаны в кожухи из листового железа. Таким образом, оба цилиндра имеют одинаковый вес и вид. Как узнать, не вскрывая кожухов, какой из цилиндров железный и какой свинцовый?

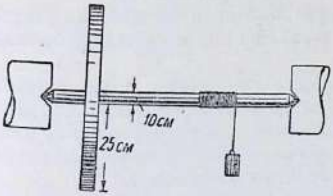


Рис. 3.

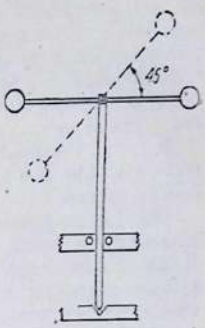


Рис. 4.

79. На оси с шариковыми подшипниками укреплена под углом в 90° поперечная перекладина, к концам которой, на одинаковом расстоянии от оси, прикреплены два одинаковых груза. Ось вращается со скоростью одного оборота за 3 секунды. Какова будет скорость вращения, если наклонить перекладину так, чтобы она образовала с осью угол в 45° (см. рис. 4)?

ОБЩИЕ СВОЙСТВА ТЕЛ

Гидро- и аэростатика

1. Человек весом в 70 *кг* опирается на грунт ногами в ботинках. Общая площадь подошв равна 200 $см^2$. Какое давление испытывает земля под ботинками?

2. Каково будет давление, оказываемое этим же человеком на лед, если он встал на коньки длиной 40 *см* и с шириной лезвия в 1 *мм*?

3. Человек нажимает рукой на рукоятку шила с силой 2 *кг*. Площадь острия 0,01 $мм^2$. Чему равно давление под острием шила?

4. Площадь малого поршня гидравлического пресса 4 $см^2$, площадь большого 1000 $см^2$. Определить силу, развиваемую большим поршнем, если на малый поршень действует сила в 50 *кг*.

5. Определить силу давления на дно сосуда, наполненного спиртом, если площадь дна 500 $см^2$ и высота столба спирта 60 *см*. Удельный вес спирта 0,79 $г/см^3$.

6. В баке, наполненном водой, имеется боковое отверстие, площадь которого 16 $см^2$, а расстояние от его центра до уровня жидкости 5 $м$. Определить силу, действующую на пробку, закрывающую это отверстие.

7. Наибольшая глубина океана оценивается в 10,8 $км$ (в Тихом океане). Определить давление морской воды на этой глубине, если ее удельный вес равен 1,05 $г/см^3$. Выразить это давление в технических атмосферах.

8. Ртутный барометр показывает давление 755 $мм$. Какова была бы высота столба жидкости в барометре, содержащем вместо ртути: 1) воду, 2) масло с удельным весом 0,85 $г/см^3$?

9. Сосуд, имеющий форму куба, наполнен тяжелой жидкостью веса P. Как велико полное давление на дно и на четыре боковые стенки сосуда?

10. Две сообщающиеся трубки разной длины, но одинакового поперечного сечения, наполнены до некоторой высоты ртутью. В более длинную трубку наливают столько воды, сколько нужно, чтобы поднять ртуть в другом колене на 1,5 $см$ относительно первоначального уровня. Какова высота столба воды?

11. Открытый манометр, наполненный серной кислотой, присоединен к крану газопроводной сети. Разность уровней кислоты в трубках манометра 3,6 $см$. Как велико давление газа в сети, если атмосферное давление равно 750 $мм$ ртутного столба, а удельный вес серной кислоты 1,8 $г/см^3$?

12. Кусок металла в воздухе весит 62,4 $г$, а при погружении в воду 54,4 $г$. Определить удельный вес металла.

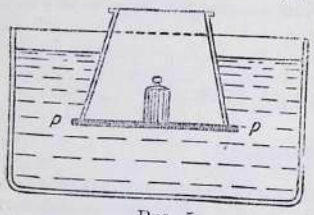


Рис. 5.

13. Кусок серебра при погружении в воду весит 950 $г$. Определить вес этого куска в воздухе и спирте.

14. Железный стержень, погруженный в воду, весит меньше, чем в воздухе, на 10 $кг$. Определить вес его в воздухе.

15. Существуют насекомые, которые бегают по поверхности воды. Приложим ли к ним закон Архимеда, как к плавающим телам?

16. Широкая трубка в форме усеченного конуса опущена в воду и ее нижнее отверстие закрыто пластинкой P, которая удерживается давлением воды (рис. 5). Если внутрь трубки влить килограмм воды, то ее давления как раз достаточно, чтобы оторвать пластинку. Оторвется ли пластинка P, если вместо воды ее нагрузить гирей в 1 $кг$?

17. Ледяная глыба плавает в воде, причем объем ее надводной части равен 2 000 $м^3$. Как велики объем всей глыбы и ее вес, если удельный вес морской воды считать равным 1,03 $г/см^3$, а льда 0,9 $г/см^3$?

18. Определить подъемную силу аэростата, вмещающего

3 000 $м^3$ водорода, если оболочка и гондола со всеми приспособлениями весят 830 $кг$.

19. Сколько воды надо принять в балластные цистерны подводной лодки, чтобы погрузить ее? Объем лодки 1 800 $м^3$, а вес без балласта 1 350 $т$. Удельный вес морской воды 1,05 $г/см^3$.

20. Рассчитать объем пробкового пояса, необходимого для удержания человека в морской воде так, чтобы голова и плечи ($^1/_3$ объема) не были погружены в воду. Вес человека 70 $кг$, объем 65,4 $дм^3$. Удельный вес пробки 0,2 $г/см^3$, морской воды 1,03 $г/см^3$.

Деформация тел. Закон Бойля-Мариотта

21. Найти удлинение латунного стержня длиной 2 $м$, диаметром 3 $мм$, к которому привешен груз в 6 $кг$. $E=9\,000$ $кг/мм^2$.

22. Найти удлинение стальной проволоки диаметром 0,1 $мм$ и длиной 30 $см$, растягиваемой грузом в 200 $г$. $E=20\,000$ $кг/мм^2$.

23. Каков модуль Юнга для вещества проволоки, если при растяжении проволоки длиной 1,5 $м$, сечением 0,5 $мм^2$, грузом в 4 $кг$ удлинение составляло 1 $мм$?

24. Какую длину должна иметь свинцовая проволока, чтобы она разорвалась под действием собственного веса? Удельный вес свинца 11,3 $г/см^3$, предел прочности 2 $кг/мм^2$.

25. Предел прочности на сжатие для кирпича 80 $кг/см^2$. Какой высоты можно выложить башню из этого строительного материала, если требуется десятикратная безопасность и если принять удельный вес кирпича равным 1,6 $г/см^3$?

26. Чугунная колонна высотой в 2,4 $м$ имеет поперечное сечение 150 $см^2$. На сколько должна сжаться такая колонна от груза в 10 $т$, если модуль Юнга для этого сорта чугуна равен 800 000 $кг/см^2$?

Движение жидкостей и газов

27. Как велика теоретическая скорость истечения жидкости из отверстия, находящегося под поверхностью жидкости на глубине 4,905 $м$?

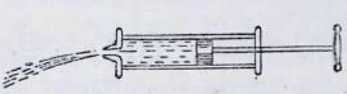


Рис. 6.

28. Внутренний диаметр спринцовки (рис. 6) $D=4$ $см$. На поршень производится давление с силой $F=6$ $кг$. С какой скоростью должна вытекать струя из отверстия по горизонтальному направлению?

29. В бутыль налито немного воды, а затем накачан воздух под давлением трех атмосфер. С какой скоростью будет бить струя воды, если в дне бутыли проделать малое отверстие?

30. В стенке бака на глубине 140 *см* под уровнем воды образовалось отверстие с площадью 0,92 *см*^{2}. Какое количество воды вытечет через это отверстие за минуту, если коэфициент сжатия струи $\kappa = 0{,}62$?

31. При стационарном потоке воды в трубке с переменным сечением, в сечении с площадью 50 *см*^{2} скорость потока равна 75 *см/сек*. Какова скорость в сечении с площадью в 10 *см*^{2}?

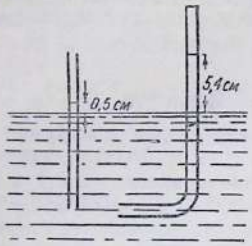


Рис. 7.

32. Определить скорость течения реки или ручья можно следующим образом: сначала опускают в воду в вертикальном положении прямую стеклянную трубку A (рис. 7) и отмечают положение уровня воды в ней относительно поверхности реки. Затем в то же место опускают изогнутую под прямым углом трубку отверстием навстречу течению и отмечают уровень воды в ней. По разности уровней в обеих трубках можно определить скорость течения воды. Сделайте это, если измерения показали, что высота уровня воды в трубке A над поверхностью реки равна 0,5 *см*, а в трубке B равна 5,4 *см*.

33. В трубе с переменным сечением течет стационарный поток. Определить скорость жидкости в сечении S_2, где статическое давление равно 50 *дин/см*^{2}, если известно, что в сечении S_1 давление равно 1 100 *дин/см*^{2}, а скорость равна 20 *см/сек*. Трением пренебречь.

34. Чему равна работа, идущая на преодоление трения при передвижении 25 *см*^{3} воды в горизонтальной цилиндрической трубке, от сечения с давлением 4.10^5 *дин/см*^{2} до сечения с давлением 2.10^5 *дин/см*^{2}?

35. С какой скоростью вытекает из малого отверстия воздух, находящийся под нормальным давлением, в пустоту?

36. Как велика при 76 *см* давления скорость истечения углекислого газа в пустоту, если плотность углекислоты относительно воздуха равна 1,529?

37. Чему равна скорость истечения воздуха, находящегося под давлением в 108 *см* ртутного столба, в пространство, наполненное воздухом, при давлении 72 *см* ртутного столба?

38. При каждом биении человеческого сердца левый желудочек, сокращаясь, выталкивает в аорту 70 *г* крови под давлением $h = 20$ *см* ртутного столба. За минуту происходит ~ 75 сокращений желудочка. Определите работу, производимую сердцем в течение суток.

Капиллярные явления

39. При измерении плотности жидких тел с помощью ареометров влияние поверхностного натяжения вносит ошибку в опре-

деление плотности. В какую сторону изменяет эта ошибка величину определяемой плотности?

40. Почему свободно падающая струя жидкости стремится принять круговое сечение, независимо от формы отверстия, из которого она вытекает?

41. Рамка с подвижной перекладинкой a, поставленная вертикально, затянута мыльной пленкой (рис. 8). Какой груз надо подвесить к перекладинке, чтобы она осталась в равновесии? Вес перекладинки 50 *мг*, ее длина 25 *мм*, поверхностное натяжение мыльной пленки 45 *дин/см*.

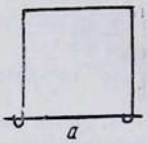


Рис. 8.

42. Найти вес капель воды, вытекающих из трубочки диаметром 2,5 *мм*. Диаметр перетяжки капли, по которой она отрывается, полагать равным диаметру трубки, $\alpha = 70$ *дин/см*.

43. Какую силу надо приложить к кольцу диаметром 30 *мм*, чтобы вытащить его из спирта, $\alpha = 22$ *дин/см*? (Толщину и собственный вес кольца не учитываем.) Плоскость кольца горизонтальна.

44. Под каким давлением находится воздух в пузырьке диаметром 0,02 *мм*, лежащем под поверхностью воды, если внешнее давление равно 1 *ат* и $\alpha = 70$ *дин/см*?

45. Под каким избыточным давлением находится воздух в мыльном пузыре диаметром в 3 *см*? Поверхностное натяжение мыльной воды равно 45 *дин/см*.

46. Прямоугольная рамка делится на 2 части подвижной перекладинкой, параллельной одной из сторон рамки. Обе части, получившиеся от разделения рамки, затягиваются пленками из жидкостей, поверхностные натяжения которых равны соответственно 40 и 70 *дин* на 1 *см*. Определить силу, испытываемую перекладинкой, если длина стороны рамки, параллельной перекладинке, равна 10 *см*.

47. Два мыльных пузыря неравной величины выдуты на концах двух трубок, и затем трубки сообщены между собой. Что будет происходить в этом случае?

48. Два пузыря, выдутые из жидкостей, поверхностные натяжения которых равны соответственно 70 и 40 *дин/см*, сообщаются друг с другом. Каково должно быть отношение радиусов пузырей, чтобы они находились в равновесии? Будет ли это равновесие устойчивым?

49. Как велико должно быть внутреннее сечение стеклянной трубки, чтобы капиллярный подъем воды получался в 1 *м* высотой?

50. Фитиль подымает воду на высоту 80 *мм*. На какую высоту подымется по тому же фитилю спирт?

51. Парафиновое пятно выводится из шерстяной материи, если накрыть материю пропускной бумагой и приложить сверху горячий утюг. Почему парафин будет проникать в бумагу, а не расходиться по материи?

52. U-образная трубка поставлена вертикально и отчасти

наполнена водой. Внутренние диаметры колен равны 1 и 0,1 *мм*. Чему будет равняться разность уровней в обоих коленах ($\alpha = 70$ *дин/см*)?

ТЕПЛОТА И МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

Основные понятия, передача тепла

1. На сколько градусов нагреется стакан воды, если ему сообщить 2 б. кал. теплоты? В стакане содержится 250 *г* воды.

2. Сколько тепла нужно затратить, чтобы нагреть железный утюг на 140°? Масса утюга 1,2 *кг*.

3. Найти удельную теплоемкость латуни, если на нагревание латунной гири массой 200 *г* от +12° до +16° пошло 72 кал. теплоты.

4. В ванну влито 210 *л* воды при 10°. Сколько кипятка надо прилить в ванну, чтобы температура воды была 37°?

5. Какова будет общая температура воды и дроби, если 100 *г* свинцовой дроби, нагретой до 98°, бросить в 25 *г* воды, имеющей температуру 5°? Теплоемкость свинца 0,033 *кал/г*. град.

6. Медная кастрюля весит 500 *г*. Она содержит 1 *кг* воды при температуре 20°. Сколько кипятка нужно долить, чтобы температура смеси получилась в 50°?

7. Стальной предмет весом в 150 *г*, нагретый до 650° С, бросают для закалки в сосуд, содержащий 10 *кг* ртути при 15° С. Какова теплоемкость стали, если ртуть нагрелась на 32,8° С?

8. В электрическом кипятильнике выделяется 330 джоулей тепла в секунду. Через сколько времени такой кипятильник доведет до кипения 200 *г* воды, начальная температура которой 10° С? Считать, что выделяющаяся энергия утилизируется полностью.

9. Лампочка накаливания, расходующая 54 ватта, погружается в калориметр с прозрачными стенками, содержащий 650 *г* воды. За 3 мин. вода нагревается на 3,4° С. Какая часть энергии, потребляемой лампочкой, пропускается калориметром наружу в виде лучистой энергии?

10. Сколько килограмм-метров работы надо произвести, чтобы эквивалентным количеством теплоты нагреть до кипения стакан воды (250 *г*) с начальной температурой 8°?

11. Свинцовая пуля падает с высоты 1 200 *м*. Считая, что 50% всей энергии при ударе пули о землю пошло на нагревание пули, рассчитать, на сколько повысится ее температура.

12. Количество энергии, доставляемое перпендикулярно падающими лучами солнца на 1 $м^2$ поверхности земли, равно $\sim$20 б. кал. в минуту (если не принимать во внимание поглощение лучей атмосферой). Рассчитать мощность, падающего на $м^2$ светового потока в ваттах и в лошадиных силах?

13. На поддержание жизни молодого человека требуется ежесуточная затрата около 50 б. кал. на каждый килограмм его веса. Вычислите приблизительно, какую это составляет мощность в лошадиных силах или киловаттах, если вес человека 50 *кг*.

14. В среднем при работе человек может развивать мощность в 0,05 *л. с.* в течение 8-часового рабочего дня. Сколько белка он должен потреблять ежедневно, считая, что 1 *г* белка доставляет 5 б. кал. энергии и допуская, что вся эта энергия тратится только на производимую работу. На деле потребление энергии в форме пищи должно быть приблизительно в 6 раз больше.

15. Радий обладает свойством непрерывно выделять теплоту, причем 1 *г* радия выделяет в час 32 б. кал. Какую мощность можно было бы получить от 10 *кг* радия?

16. При высверливании отверстия в чугунной болванке вода, налитая в отверстие в количестве 5 *л* при температуре 10°, через 5 мин. закипела. Какая мощность затрачивается при сверлении?

17. Сколько тепла проходит в 1 сек. через медный стержень размерами $3 \times 3 \times 60$ *см* при разности температур на концах его 20°? Боковыми утечками тепла пренебречь.

18. Каждый квадратный метр кирпичной стены толщиной в 90 *см* при разности температур комнатного и наружного воздуха в 1° С в течение часа пропускает 0,65 б. кал. тепла. Вычислите на основании этих данных приблизительную величину коэфициента теплопроводности кирпича в единицах CGS.

19. Сколько тепла проходит в час через кирпичную стену толщиной 60 *см*, размерами 6×4 *м*, при разности температур 25°? Коэфициент теплопроводности кирпича 0,002.

20. Цилиндрический термос, диаметром 40 *см*, высотой 120 *см*, наполнен горячей водой при 85° С. Теплоизолирующий слой термоса состоит из 2 *см* пробки (коэфициент теплопроводности 0,00009). На сколько градусов остывает вода за час при внешней температуре 15°С?

21. Сосуд разделен на две части алюминиевой стенкой, площадь которой равна 100 $см^2$, а толщина 1 *см*. В одной половине пропусканием пара поддерживается температура 100°, в другой при помощи протекающей воды 40°. Вода протекает в количестве 144 *г/сек* и имеет при выходе температуру на 20° выше, чем при входе. Определить коэфициент теплопроводности алюминия.

22. Почему костры могут служить защитой от отравляющих веществ при газовой атаке?

23. Почему нельзя топить печи во время газовой атаки?

24. Величина зазора между железнодорожными рельсами при температуре 0°С оказалась равной 0,6 *см*. Рассчитать, до какой температуры должны разогреться рельсы, чтобы зазор закрылся. Длину рельса принять равной 10 *м*, коэфициент расширения $81 \cdot 10^{-7}$.

25. Железный стержень, длина которого при 0°С равна 60 *см*, помещенный в печь, удлинился на 6,5 *мм*. Определить температуру печи.

26. Надо стянуть деревянное колесо железной шиной, диаметр

которой на 5 *мм* меньше диаметра колеса. Диаметр колеса 1 *м*. На сколько градусов надо нагреть шину для того, чтобы можно было ее надеть на колесо?

27. При температуре в 20° керосин и вода взяты в одинаковом объеме по 500 $см^3$. Какая будет разница в объеме этих жидкостей при 0°?

Свойства газов

28. Газ под давлением 30 *ат* занимает объем 100 *л*. Какой объем он займет под давлением 2,5 *ат*?

29. Газ под давлением в 1 *ат* занимает объем в 20 *л*. При каком давлении объем того же количества газа равен 600 $см^3$?

30. Каково давление газа в электрической лампочке, объем которой равен 1 *л*, если при отламывании кончика последней под поверхностью воды в лампочку вошло 998,7 *г* воды?

31. Сколько весит кислород, наполняющий газовый баллон объемом в 40 *л*, при 0° и давлении 25 *ат*?

32. При нормальном барометрическом давлении плотность кислорода относительно воздуха равна 1,1056. Какова плотность кислорода при давлении 43 *см* ртутного столба?

33. Некоторое количество водорода обладает упругостью, измеряемой высотой ртутного столба в 76 *см* при плотности 0,06926 $г/см^3$. Какова будет упругость этого газа, когда плотность возрастет до 0,09 $г/см^3$?

34. Рассчитать среднюю скорость молекул сернистого газа при 0°, если плотность его при 0° и атмосферном давлении равна 0,0029 $г/см^3$.

35. Найти число газовых частиц в 1 $см^3$, обладающих массой 10^{-23} *г* и средней скоростью 1 060 *м/сек*, необходимое для поддержания в сосуде нормального атмосферного давления.

36. Какова скорость молекул азота и гелия при давлении в 1 *ат* и при 0°?

37. В сосуде емкостью в 1 *л* заключены 1 *г* водорода и 1 *г* углекислого газа при 0°. Как велико давление смеси на стенки колбы?

38. В баллоне емкостью в 5 *л* содержится 2 *г* гелия и 4 *г* водорода. Чему равно давление смеси?

39. Цилиндрический сосуд делится на две части подвижным поршнем. Каково будет положение поршня, если в одну часть сосуда помещено некоторое весовое количество кислорода, в другую—такое же количество водорода, а общая длина сосуда равна 85 *см*?

40. Газ занимает при 0° объем в 20 *л*. Каков будет объем газа при том же давлении при 25° С, при 100° С и при—40° С?

41. Гелий занимает при 0° объем 20 *л*. При какой температуре объем будет равен: а) 22 *л*, в) 81 *л*, с) 4 *л*? Давление при нагревании газа не меняется.

42. Давление водорода при 0° равно 1 *ат*. При какой температуре его давление будет равно 1,2,3 или 0,25 *ат*, если объем газа при нагревании не меняется.

43. Давление неона при 0° равно 1 *ат*. Каково будет его давление при 160°, 1 000° и — 40° при том же объеме?

44. Сколько требуется теплоты, чтобы 1 *л* воздуха, взятый при нормальных условиях, нагреть настолько, чтобы его объем при неизменном давлении увеличился вдвое?

45. Найти вес воздуха, находящегося в комнате объемом в 100 $м^3$, при нормальном давлении и температуре в 27° С.

46. Рассчитать, на сколько увеличится вес воздуха в комнате при понижении температуры от +27° до +7° при неизменном давлении. Объем комнаты 120 $м^3$.

47. Открытая стеклянная колба, снабженная краном, нагревается до 400°С, затем кран закрывается. Определить плотность воздуха в колбе после описанной операции. Внешнее давление считать нормальным.

48. Вычислить объем воздуха при температуре 30° и давлении 730 *мм* ртутного столба, если при нормальных условиях его объем 2 *л*.

49. Найти вес 12 *л* воздуха при —20° С и давлении в 780 *мм* ртутного столба. Какой объем займет та же масса воздуха при нормальном давлении и 0° С?

50. Воздух в объеме 12 $см^3$ находится под давлением в 0,964 $кг/см^2$ и имеет температуру 25° С. Как изменится давление воздуха, если его нагреть до 150° С, увеличив одновременно объем до 15 $см^3$?

51. 1,602 $дм^3$ водорода при нормальном давлении и 110° С весит 0,10231 *г*. Вычислить отсюда вес 1 *л* водорода при 0° С и при нормальном давлении.

52. Вес литра азота при 100 *ат* и 70° С около 120 *г*. Сколько весит 20 *л* азота при 0° С и 250 *ат*?

53. Стальной баллон содержит водород под давлением в 50 *ат* при 40° С. До скольких градусов можно нагреть баллон без опасности взрыва, если он рассчитан на давление до 90 *ат*?

54. Имеем 22 *г* углекислоты (CO_2) при 27° С и давлении 1,5 *ат*. Найти объем.

55. Давление ртутного пара при 60° С равно 0,025 *мм* ртутного столба. Вычислить плотность пара при этой температуре.

56. Воспользовавшись равенством (6) на стр. 134, вывести формулу, выражающую зависимость плотности газа от температуры и давления. Применить найденную формулу и закон Архимеда, чтобы найти зависимость подъёмной силы аэростата от температуры и давления. Под влиянием нагревания оболочки солнцем температура газа может стать выше температуры окружающего воздуха. Как это скажется на подъемной силе аэростата, если принять во внимание, что давление газа в оболочке аэростата всегда равно давлению окружающего воздуха?

57. Найти среднюю квадратичную скорость молекулы гелия при —252° С.

58. Чему равна средняя квадратичная скорость молекулы углекислоты (CO_2) при 18° С?

11. Изолированный шар с радиусом в 10 *см* заряжен до потенциала в 900 V. Определить количество электричества, находящегося на шаре.

12. До какого потенциала зарядится проводник с емкостью в 2 μF, если ему сообщить заряд, равный 18 000 эл.-ст. ед.?

13. Изолированному проводнику сообщен заряд в 10 эл.-ст.ед. и при этом он зарядился до потенциала в 100 V. Определить емкость проводника в сантиметрах.

14. Задачу 1 невозможно проверить на практике, так как мы не сможем сообщить шарам указанные там заряды. В самом деле, рассчитайте, до какого потенциала зарядится шар радиусом в 0,5 *м*, если ему сообщить 1 кулон электричества.

15. На сколько изменится потенциал земного шара, если ему сообщить 1 кулон электричества (R = 6 370 *км*)?

16. Докажите, что силовые линии системы зарядов не могут взаимно пересекаться.

17. Докажите, что эквипотенциальные поверхности системы зарядов не могут взаимно пересекаться.

18. Докажите, что силовые линии всегда пересекаются под прямыми углами (ортогонально) с эквипотенциальными поверхностями той же системы.

19. Шар радиуса R заряжен до потенциала $V = 100$ ед. Как велики будут радиусы сфер равного потенциала, соответствующих потенциалам: $V_1 = 90$ ед., $V_2 = 80$ ед., $V_3 = 70$ ед. и т. д.?

20. Шарик радиуса $r_1 = 1$ *см* заряжается до потенциала $V_1 = 20$ ед. и вносится внутрь полого шара радиуса $r_2 = 10$ *см*, заряженного до потенциала $V_2 = 25$ ед. Определите величины потенциалов и зарядов на шарах после их соприкосновения.

21. Два шара, радиусы которых R_1 и R_2, как угодно электризуются и затем соединяются тонкой проволокой. Докажите, что после соединения плотности зарядов на шарах должны быть обратно пропорциональны величинам радиусов.

22. Два наэлектризованные шарика в воздухе притягиваются друг к другу с силой F. Как велика будет сила притяжения шариков F', если, не меняя расстояния, их поместить в жидкость с диэлектрической постоянной ε и зарядить до тех же потенциалов, как в воздухе.

23. Определить емкость плоского конденсатора в абсолютных единицах и в микрофарадах, если известно, что поверхность его пластин равна 150 *см*^{2}, расстояние между ними 0,01 *мм* и между пластинами проложена слюда, диэлектрическая постоянная которой равна 3.

24. Конденсатор состоит из 15 листов станиоля, площадью 30 *см*^{2} каждый, с прокладками из парафинированной бумаги толщиной в 0,02 *мм*. Найти емкость конденсатора, если диэлектрическая постоянная парафинированной бумаги равна 1,81.

25. Необходимо построить конденсатор емкостью в 2 μF, причем имеется в распоряжении парафинированная бумага толщиной в 0,02 *мм*. Какова общая площадь станиоля, пошедшего на изго-

товление конденсатора, если конденсатор состоит из двух цельных пластин? Если конденсатор состоит из 20 отдельных листов, собранных в батарею? Диэлектрическая постоянная бумаги 1,8.

26. Воздушный конденсатор переменной емкости (применяется в радиоприемниках) состоит из 8 подвижных и 9 неподвижных пластин площадью 29,5 $см^2$ каждая. Определить расстояние между пластинами, если полная емкость конденсатора 300 *см*.

27. Три конденсатора в 1,2 и 4 μF соединены между собой параллельно. На обкладки подается разность потенциалов в 20 000 V. Определить количество электричества, накопляющегося на обкладках конденсатора.

28. В равномерном вертикально направленном поле находится маленькая капелька воды, к которой пристало 10 электронов. Вес капельки уравновешивается действием электрического поля. Определить массу капли, если напряженность поля равна 10 эл.-ст. ед.

29. Сколько электронов должно было бы пристать к капле воды предыдущей задачи, чтобы она находилась в равновесии в поле с напряженностью в $0{,}5 \cdot 10^4$ V.

30. Какую разность потенциалов надо приложить к пластинам конденсатора, находящимся на расстоянии 5 *мм* друг от друга, чтобы уравновесить между ними пылинку с массой в $2 \cdot 10^{-7}$ *г*, предполагая, что на ней имеется 60 электронов?

Постоянный ток

31. В течение часа через поперечное сечение проводника проходит 7 200 кулонов электричества. Определить силу тока.

32. Определить время, в течение которого через проводник пройдет 8 000 кулонов электричества при силе тока в 2,5 А.

33. Определить сопротивление лампы, горящей под напряжением в 220 V, при силе протекающего через нее тока в 0,9 А.

34. Определить силу тока, протекающего через проводник при разности потенциалов на его концах в 15 V, если его сопротивление равно 7 500 Ω.

35. Какая разность потенциалов необходима для того, чтобы через проводник с сопротивлением в 35 Ω шел ток силой в 0,5 А?

36. Определить сопротивление медного провода длиной в 1,5 *км* и диаметром в 3 *мм*, если удельное сопротивление меди ρ в технических единицах равно 0,017 Ω на метр при поперечном сечении в 1 $мм^2$.

37. Определить сечение железной проволоки реостата, обладающего сопротивлением в 10 Ω, при длине проволоки в 40 *м*. Удельное сопротивление железа в технических единицах (см. задачу 36) равно 0,1.

38. Определить длину никелиновой проволоки, пошедшей на изготовление реостата, сопротивление которого равно 30 Ω, если

диаметр проволоки равен 1 *мм*, а удельное сопротивление никелина в технических единицах равно 0,4 (см. задачу 36).

39. Расстояние от динамомашины до потребителя электрической энергии 2 *км*. Определить потерянное напряжение в медных подводящих проводах с сечением в 12,5 *мм*², если сила тока равна 5 А.

40. Электродвижущая сила элемента равна 1,5 V, внутреннее сопротивление 2,1 Ω. Элемент замкнут никелиновым проводом длиной в 10 *м* и сечением 0,5 *мм*². Определить силу тока. Удельное сопротивление никелина равно 0,4 техн. ед.

41. Элемент с электродвижущей силой в 1,1 V и внутренним сопротивлением в 2,1 Ω дает ток силой в 0,1 А. Определить сопротивление внешней цепи.

42. Через проводник, замыкающий элемент с сопротивлением в 5 Ω, проходит ток силой в 0,2 А. Определить внутреннее сопротивление элемента, если его электродвижущая сила равна 1,5 V.

43. Элемент замкнут железным проводом длиною 37,1 *м* и с поперечным сечением в 1 *мм*². Определить электродвижущую силу элемента, если напряжение во внешней цепи равно 1,3 V, а внутреннее сопротивление элемента 1,5 Ω. Удельное сопротивление железа 0,1 техн. ед.

44. Гальванический элемент дает ток силой в 0,6 А, если его замкнуть медной проволокой длиной в 150 *м* с поперечным сечением 1,7 *мм*². При замыкании того же элемента никелиновой проволокой, длиной в 100 *м* и с сечением в 6,1 *мм*², получается ток в 0,2 А. Найти электродвижущую силу и внутреннее сопротивление элемента.

45. Аккумулятор, внутреннее сопротивление которого равно 0,05 Ω, замкнут проводником, обладающим сопротивлением в 2 Ω, причем сила тока получается равной 1 А. Определить электродвижущую силу аккумулятора и напряжение во внешней цепи.

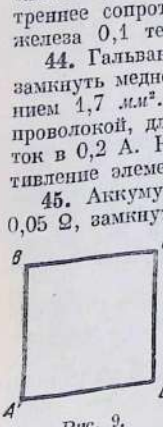


Рис. 9.

46. Сколько элементов Даниэля потребуется для работы телеграфного аппарата с сопротивлением в 700 Ω, если сопротивление телеграфной линии 600 Ω, а сила тока, необходимая для работы телеграфа, равна 10 *m*А? Электродвижущая сила элемента Даниэля равна 1,1 V, а внутреннее сопротивление 8 Ω.

47. В осветительную сеть с напряжением в 120 V включены параллельно 30 ламп: 5 ламп по 100 Ω, 10 ламп по 150 Ω и 15 ламп по 300 Ω. Определить силу тока в общей цепи.

48. Ток в 70 А разветвляется на три части: одна часть идет по сопротивлению в 5 Ω, другая через ветвь с сопротивлением в 10 Ω, третья через ветвь с сопротивлением в 20 Ω. Какая сила тока будет итти в каждой из ветвей?

49. Из однородной проволоки сделан квадрат *ABCD* (рис. 9), каждая сторона которого представляет сопротивление *r*. Какое

сопротивление r_1 представляет такая фигура, если ток проходит от точки A к точке C? Какое сопротивление r_2 представляет такая фигура, если ток проходит от точки A к точке D?

50. Рассчитать силу тока в отдельных ветвях и в общей цепи, изображенной на схеме (рис. 10). Электродвижущая сила элемента равна 2 V, внутреннее сопротивление 1,8 Ω.

51. Подобрать сопротивление шунта к гальванометру так, чтобы сила тока в гальванометре была равна 0,01 от общей силы тока. Сопротивление обмоток гальванометра равно 2 Ω.

52. Подобрать сопротивление шунта 5-амперному измерителю тока так, чтобы с его помощью можно было мерить токи до 100 А. Внутреннее сопротивление амперметра 0,2 Ω.

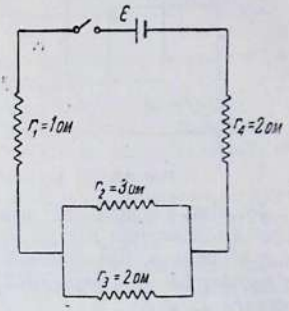


Рис. 10.

53. Для увеличения области измерения вольтметра последовательно с ним включается сопротивление R_2. Пусть вольтметр с сопротивлением $R_1 = 300$ Ω служит для непосредственного измерения напряжения до 3 V. Как велико должно быть включаемое добавочно сопротивление, если нужно измерять тем же вольтметром напряжения до 150 V? Какое напряжение теряется в добавочном сопротивлении?

54. Сопротивление гальванометра равно g. Параллельно с этим гальванометром вводится шунт, сопротивление которого s. Какое добавочное сопротивление G надо ввести последовательно с этой комбинацией, чтобы в общем получилось прежнее сопротивление g?

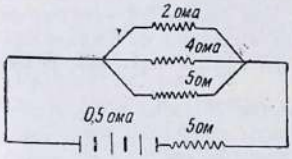


Рис. 11.

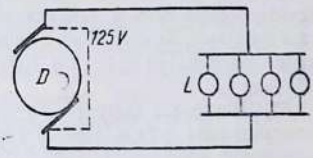


Рис. 12.

55. Какой ток пойдет по цепи (рис. 11), если каждый элемент дает электродвижущую силу в 2,03 V при общем сопротивлении батареи в 0,5 Ω?

56. Рис. 12 показывает генератор, дающий напряжение в 125 V, передаточную линию и некоторое число ламп, включенных параллельно. Сопротивление линии (обеих проводов) 1 Ω. Каждая лампа берет 0,5 А при 120 V и будет плохо гореть, если вольтаж упадет

ниже этой цифры. Сколько лампочек может удовлетворительно действовать в этой системе?

57. Из однородной проволоки сделан каркас в форме куба, каждая сторона которого представляет сопротивление r. Как велико будет сопротивление R этого каркаса, если ток будет проходить от вершины A к вершине B (рис. 13).

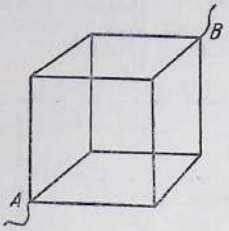


Рис. 13.

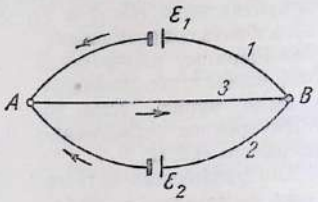


Рис. 14.

58. Цепь составлена так, как изображено на рисунке (рис. 14), причем одноименные полюсы элементов $\mathcal{E}_1$ и $\mathcal{E}_2$ обращены в одну и ту же сторону. Выразите силы токов i_1, i_2, i_3 через данные электродвижущие силы элементов $\mathcal{E}_1$ и $\mathcal{E}_2$ и сопротивления трех ветвей цепи r_1, r_2 и r_3.

59. Разность потенциалов на концах электрической лампочки 120 V, а сила протекающего тока 0,5 A. Определить мощность тока, потребляемого лампочкой.

60. Определить силу тока в цепи динамомашины, напряжение на полюсах которой равно 120 V, а мощность динамомашины 10 *л. с.*

61. При каком напряжении следует передавать электрическую энергию мощностью в 50 kW, если сила тока (по соображениям экономии меди) не должна превышать 100 A?

62. Определить месячную стоимость энергии, потребляемой электрической лампой накаливания, при тарифе 2,1 копейки за гектоватт-час. Лампа горит ежедневно в среднем по 6 часов при напряжении в 120 V, а сила тока, проходящая через нее, равна 0,5 A.

63. Электровоз двигается со скоростью 36 *км/час* и развивает в среднем силу тяги в 500 *кг*. Определить, какой силы ток потребляет мотор электровоза, если напряжение на его зажимах равно 500 V.

64. В квартире установлены: электрическая печь мощностью в 600 W, работающая ежедневно в среднем 3 часа, и лампы общей мощностью в 300 W. По счету за декабрь было уплачено 19 руб. 53 коп. при тарифе 1,5 копейки за гектоватт-час. Определить, сколько часов в среднем ежедневно горели лампы в квартире.

65. Определить сопротивление электрического утюга мощностью в 300 W, работающего под напряжением в 120 V.

66. Лампа накаливания потребляет 100 W и обладает сопротивлением в 144 Ω. Определить напряжение на зажимах лампы.

67. Ток мощностью в 100 kW передается под напряжением 500 V. Определить мощность тока у потребителя электрической энергии, расположенного на расстоянии 1 *км* от электростанции, если проводка состоит из медного провода площадью поперечного сечения 250 *мм*² с удельным сопротивлением в 0,017 техн. ед.

68. Требуется передать ток мощностью 10 kW на расстояние 2 *км*. Напряжение на зажимах динамомашины 240 V. Подобрать сечение медных подводящих проводов так, чтобы потеря энергии в проводах не превышала 5% передаваемой энергии.

69. Определить количество тепла, выделяющегося в течение часа в лампочке накаливания с сопротивлением в 100 Ω. Напряжение тока 120 V.

70. Определить количество тепла, выделяемое электрической печью мощностью 600 W в течение суток.

71. Сколько времени потребуется, чтобы вскипятить 1,5 *л* воды в электрическом чайнике с коэфициентом полезного действия 75%, если сила тока равна 6 А и чайник рассчитан на напряжение в 120 V? Начальная температура воды 10°.

72. Какая сила тока проходит через спираль для нагревания воды током, если стакан воды (200 *г*) при напряжении 120 V закипает в 2 минуты? Начальная температура воды 8°.

73. Подобрать сопротивление проволоки для устройства электрического нагревания, если необходимо, чтобы 2 *л* воды закипели в 15 мин. Коэфициент полезного действия нагревателя 80%. Начальная температура воды 10°. Напряжение тока 120 V.

74. Для какого напряжения рассчитан электрический чайник, если 6 стаканов воды (стакан—200 *г*) закипает в течение 10 минут? Коэфициент полезного действия чайника 80%. Сила тока 4 А. Начальная температура воды 15,5°.

75. Какое количество воды с начальной температурой в 10° можно вскипятить в течение получаса в кипятильнике с коэфициентом полезного действия 80%, если напряжение тока 120 V, а сопротивление кипятильника 20 Ω?

76. Подобрать длину никелиновой проволоки для изготовления нагревателя, если необходимо, чтобы 1,2 *л* воды с начальной температурой 10° закипели в течение 10 минут. Напряжение тока 120 V, площадь сечения никелиновой проволоки 0,08 *мм*²; ρ никелина равно 0,4. Коэфициент полезного действия 80%.

77. Мотор потребляет мощность в 6 kW при напряжении в 120 V. Определить сопротивление его обмотки, если его коэфициент полезного действия 90%.

Магнетизм и электромагнетизм

78. Определить величину магнитной массы, которая отталкивает равную себе магнитную массу, помещенную в пустоте на расстоянии 3 *см* от нее, с силой 1 *г*.

79. Два количества магнетизма в 100 и 60 маги. ед., помещенных в пустоте, отталкиваются друг от друга с силой 0,5 *г*; найти расстояние между ними.

80. Вычислить силу, действующую на магнитный полюс в 40 магн. ед., помещенный в постоянное магнитное поле напряжением 800 эрстед.

81. На магнитный полюс с количеством магнетизма в 40 магн. ед., помещенный в магнитное поле, действует сила в 10 *г*. Найти напряженность поля.

82. В магнитное поле с напряженностью 400 эрстед помещен магнитный полюс. Найти количество магнетизма, заключенного в нем, если на него действует сила в 20 *г*.

83. Даны два одинаковых стальных бруска, один из которых намагничен, второй нет. Определить, который из них намагничен, не имея в руках ничего, кроме этих брусков.

84. Объяснить на основании теории Вебера и молекулярно-кинетической теории следующие явления:

а) Почему механические толчки и нагревание портят магниты?

б) Почему стальные изделия, лежащие так, что их концы расположены к северу и югу, после длительного пребывания на складе обнаруживают свойства магнитов?

в) Почему концы магнитов при хранении соединяют между собой железным бруском (якорем)?

85. Трамвайные провода расположены так, что по ним идет ток в направлении с севера на юг. Определить, куда отклоняются южные концы магнитных стрелок, расположенных над проводом и под проводом.

86. Определить напряженность магнитного поля на расстоянии 2 *см* от провода, по которому идет ток в 2 А, а также силу, действующую на магнитный полюс в 25 магн. ед., помещенный на том же расстоянии от провода.

87. На расстоянии 4 *см* от прямого тока напряженность магнитного поля равна 0,6 эрстед. Найти силу тока, текущего по проводнику.

88. Как велика работа, производимая силами поля при обводе 5 магн. ед. вокруг провода, по которому течет ток в 10 А?

89. При обводе единицы магнетизма вокруг прямого тока силы поля совершают работу, равную 20 *эрг*. Определить силу тока, текущую по проводу, и напряженность поля на расстоянии 4 *см* от него.

90. В каком направлении стал бы двигаться линейный горизонтальный проводник, помещенный на экваторе, если пропустить через него ток по направлению с запада на восток?

91. Вычислить напряженность, полное число силовых линий, а также индукцию и полный поток индукции внутри соленоида, в котором течет ток силой в 4 А. Длина соленоида 40 *см*, диаметр 6 *см*, число витков 80, магнитная проницаемость железного сердечника 400.

92. Соленоид длиной в 60 *см* состоит из 5 слоев проволоки по 150 витков в каждом слое. Определить силу тока, протекающего в соленоиде, если напряженность внутри него равна 80 эрстедам.

93. Соленоид длиной в 60 *см* пронизывается магнитным потоком в 2 000 силовых линий: по нему протекает ток силой 2 А. Определить число витков соленоида, если его диаметр равен 6 *см*.

94. Объяснить, почему сердечник электромагнита делают обычно из железа, а не из стали и для чего электромагнит снабжают полюсными наконечниками, имеющими форму усеченного конуса.

95. Объяснить, почему в чувствительных гальванометрах с подвижной магнитной стрелкой стрелку помещают внутри железного шара (панцыря).

Индукция

96. Проволочная петля с площадью в 40 $см^2$ расположена в магнитном поле перпендикулярно к силовым линиям. Напряженность поля равна 2000 эрстедам. Определить среднее значение электродвижущей силы, возникающей в петле, если она удаляется из поля в течение 0,02 секунды.

97. Между полюсами электромагнита, создающего магнитное поле в 4 000 эрстед, находится виток с радиусом 5 *см*, плоскость которого перпендикулярна к силовым линиям. Найти среднюю величину электродвижущей силы, возникающей в нем при переключении полюсов электромагнита. Время переключения 0,2 секунды.

98. Соленоид, состоящий из 80 витков и имеющий диаметр 8 *см*, находится в магнитном поле с напряженностью в 600 эрстед. Соленоид поворачивается на 180° в течение 0,004 секунды. Найти среднее значение электродвижущей силы, возникшее в нем.

99. Как изменится электродвижущая сила, возникшая в соленоиде предыдущей задачи, если в него вставлен железный сердечник с магнитной проницаемостью, равной 500.

100. Катушка в 10 витков с диаметром в 1 *см* соединена с баллистическим гальванометром, причем общее сопротивление этой цепи равно 5 Ω. Катушка помещается между полюсами электромагнита перпендикулярно к направлению поля, затем катушку быстро поворачивают на 180°. При этом отмечается, что через гальванометр протекает $3{,}1416 \times 10^{-5}$ кулонов электричества. Определите силу поля между полюсами магнита.

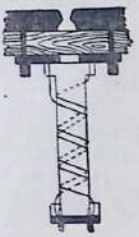


Рис. 15.

101. Если вы будете замыкать и размыкать цепь от одного гальванического элемента, держа в руках неизолированные концы проводников, то вы не будете чувствовать тока, проходящего через вас, но если в цепь введен большой электромагнит, то при размыкании вы будете чувствовать толчок тока, как при слабом разряде лейденской банки. Почему?

102. Зачем в магазинах сопротивлений обмотки катушек делаются в форме двойных спиралей (рис. 15)?

103. Вычислить величину средней электродвижущей силы, развивающейся при размыкании тока в электромагните, если число витков 1 000, сечение 30 *см*², индукция 16 000 гаусс и время размыкания 0,001 сек.

104. В магнитном поле с напряженностью 400 эрстед движется проводник длиной 1,5 *м* со скоростью 10 *м/сек*. Определить значение электродвижущей силы, возникающей в нем.

105. В равномерном магнитном поле с напряженностью 300 эрстед движется с постоянной скоростью проводник длиной в 1 *м*. В нем индуцируется электродвижущая сила, равная 0,5 V. Найти скорость передвижения проводника.

106. Аэроплан, имеющий размах крыльев $L = 50$ *м*, летит горизонтально со скоростью $v = 200$ *км/час*. Определить разность потенциалов на концах крыльев, если вертикальная составляющая земного магнитного поля $H = 0{,}5$ эрстеда. Что будет показывать милливольтметр, если замкнуть на него концы крыльев?

107. Найти коэфициент взаимной индукции двух проводников, если при изменении силы тока на 3 А в течение 0,15 секунды в одном из них в другом возникает электродвижущая сила в 10 V.

108. Коэфициент взаимной индукции двух проводников равен 0,2 генри. При изменении силы тока в одном из них в течение 0,1 секунды в другом возникает электродвижущая сила, равная 5 V. Определить величину изменения силы тока.

109. Две катушки с числом витков в 4 000 и 160 вставлены одна в другую. Найти коэфициент их взаимной индукции, если длина катушек 40 *см*, а площадь сечения 30 *см*².

110. Как изменится коэфициент взаимной индукции в предыдущей задаче, если в катушки вставлен железный сердечник с магнитной проницаемостью, равной 400?

111. Каково среднее значение электродвижущей силы самоиндукции в катушке с коэфициентом в 0,05 генри при исчезновении в ней тока в 3 А в течение 0,1 секунды?

112. Полый цилиндр длиной 40 *см* обмотан проволокой так, что 900 витков намотаны по часовой стрелке, а 1000 витков против. Чему равен коэфициент самоиндукции этой катушки, если диаметр цилиндра равен 8 *см*?

113. Найти коэфициент самоиндукции прямого электромагнита длиной в 100 *см*, имеющего диаметр сечения 16 *см*² с числом витков, равным 8 000. Магнитная проницаемость сердечника равна 400.

114. В момент размыкания цепи постоянного тока появляется ток индукции. Откуда берется его энергия?

Переменный ток

В большинстве случаев при измерениях значений переменного тока приходится иметь дело с так называемыми эффективными значениями, т. е. со значениями, равноценными по своим тепловым действиям току постоянному. Иногда необходимо, кроме того,

знать и максимальные значения тока, и напряжения, которые связаны с эффективными следующей зависимостью:

$$I_0 = I_e\sqrt{2} \approx I_e \cdot 1{,}41$$
$$\mathcal{E}_0 = \mathcal{E}_e\sqrt{2} \approx \mathcal{E}_e \cdot 1{,}41$$

115. Измерительные приборы, включенные в цепь переменного тока, показывают 110 V и 15 A. Найти максимальные значения тока и напряжения.

116. Известно, что изолятор рассчитан на пробивное напряжение в 10 000 V. Найти допускаемое эффективное напряжение переменного тока.

117. Какому омическому сопротивлению эквивалентна самоиндукция в 1 генри при токе в 50 периодов и в 1 000 периодов?

118. Какому омическому сопротивлению эквивалентен конденсатор емкостью в 1μF, если он включен в цепь переменного тока с частотой 50 *сек*$^{-1}$?

119. В цепь переменного тока с напряжением 110 V включены последовательно лампочки накаливания с сопротивлением 220 Ω и конденсатор емкостью 5 μF. Найти силу тока, если его частота равна 50 *сек*$^{-1}$.

120. Вольтова дуга питается переменным током 50 периодов в секунду и силой 30 A. Сопротивление горящей дуги равно 1,5 Ω. Эффективное напряжение в цепи 110 V. Какую самоиндукцию нужно включить последовательно с дугой, чтобы получить нужный ток?

121. Цепь с вольтажем в 110 V и 60 периодами в секунду имеет омическое сопротивление 12 Ω и введенные последовательно самоиндукцию в 0,2 генри и емкость в 24 μF. Какова сила тока в этой цепи?

122. В цепь переменного тока с напряжением в 440 V и 50 периодов включены последовательно нормально горящая лампочка накаливания и конденсатор. Какова емкость конденсатора, если лампочка рассчитана на полампера при 110 V?

123. Через дроссель с самоиндукцией 0,1 генри при напряжении в 110 V течет ток 2 A. Каковы омическое сопротивление дросселя и выделяющаяся в нем мощность? Период тока $^1/_{50}$ секунды.

124. Какое сопротивление переменному току в 1 000 периодов представляет реостат, если его омическое сопротивление 1 000 Ω, число витков 2 000, длина 50 *см* и площадь витка 15 *см*^{2}?

125. Если встать на изолирующую подставку и взять в руку один из контактов лампы накаливания, другой контакт которой соединен с источником быстро-переменного напряжения (трансформатор Тесла), то через лампу пойдет ток. Какова емкость человеческого тела, если при напряжении в 15 000 V и частоте в 50 000 *сек.*$^{-1}$ через лампочку протекает 0,5 A и она горит нормальным светом?

126. Понижающий трансформатор содержит в первичной обмотке 2 000 витков, во вторичной 40. Первичная обмотка соединена

с источником, дающим 4000 V, вторичная дает 50 A. Найти вторичную электродвижущую силу, первичную силу тока и получающуюся мощность, пренебрегая потерями в трансформаторе.

127. Первичная обмотка трансформатора имеет 500 витков, вторичная 5000. Найти напряжение во вторичной обмотке и силу тока в ней, если напряжение в первичной 110 V, а мощность, даваемая трансформатором, равна 11 kW:

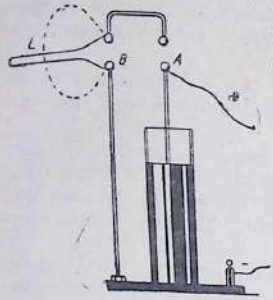


Рис. 16.

128. Вычислить период и длину волны собственных колебаний системы, состоящей из параллельно соединенных емкости в 0,4 μF и самоиндукции в 0,1 генри.

129. Лейденская банка может разряжаться через два искровых промежутка A и B (рис. 16). Параллельно с промежутком B вводится гибкий металлический проводник L. Если этот проводник растянуть так, что его верхняя и нижняя части близки между собой и параллельны, то искры в промежутке B не получается: разряд проходит по проводнику. Если же проводник развернуть кольцом, разряд проходит через промежуток B. Объясните явление.

Электронные и ионные явления

130. Найти величину заряда двухвалентного иона меди.

131. В элементе Лекланше за один час работы растворилось 0,5 $г$ цинка. Определить силу тока в цепи элемента.

132. На заводе синтетического каучука в сутки потребляется 22 000 $м^3$ водорода. Определить среднюю силу тока, необходимую для получения водорода электролитическим путем.

133. В 1929 г. мировая добыча алюминия составляла около 277 000 $т$. Весь этот алюминий добыт при помощи электролиза. Какая средняя годичная сила тока требовалась для получения указанного количества алюминия, если коэфициент полезного действия установок около 70%?

134. В какой поправке нуждается амперметр, если при последовательном включении с медным вольтаметром он показывал 1,5 A, а в вольтаметре отложилось за 10 мин. 0,316 $г$ меди?

135. Через три последовательно соединенных ванны с платиновыми электродами пропускался в течение 5 мин. ток силой 0,4 A. В первой ванне был раствор NaCl, во второй KJ и в третьей Na_2SO_4. Какие и в каких количествах выделяются вещества в каждой ванне?

136. Для серебрения 12 ложек пропускался в течение 4 часов через раствор серебряной соли ток силой в 1,8 А. Определить толщину слоя серебра, если поверхность каждой ложки равна 50 $см^2$, а удельный вес серебра 10,5 $г/см^3$.

137. В газовом вольтаметре ток в течение 10 мин. выделил 180 $см^3$ гремучего газа. Высота столба оставшегося раствора 9 *см*, удельный вес раствора 1,1. Найти силу тока, если давление атмосферы 754 *мм*, а температура равна 19° С.

138. Найти скорость движения электронов в катодной трубке при разности потенциалов между катодом и анодом в 9 000 V.

139. Определить разность потенциалов в катодной трубке, если скорость движения электронов равна 0,02 скорости света.

140. Электрон, имеющий скорость в 50 000 V[1], влетает в плоский конденсатор, двигаясь параллельно плоскости его пластин. Длина пластин конденсатора 5 *см*, расстояние между ними 1 *см* и приложенная разность потенциалов 1 000 V. На какое расстояние сместится электрон по направлению к положительно заряженной пластине к тому моменту, как он вылетит из конденсатора?

141. Электрон, обладающий скоростью в 1 000 V, влетает в магнитное поле напряженности 100 эрстед. Направление поля перпендикулярно к направлению движения электрона. Определить траекторию электрона в магнитном поле.

142. Зная, что радиус траектории электрона в перпендикулярном магнитном поле равен 1,4 *см* и напряженность поля равна 150 эрстедам, вычислить скорость электрона, влетевшего в это поле.

КОЛЕБАНИЯ. ВОЛНЫ. ОПТИКА

Гармонические колебания и линейные волны

1. На каком расстоянии от положения равновесия находилась колеблющаяся точка в момент начала счета времени ($t=0$), если начальная фаза равна 45°, а амплитуда равна 10 *см*?

2. В начальный момент движения точка находилась на расстоянии 3 *см* кверху от положения равновесия и двигалась также кверху. Найти начальную фазу, если амплитуда колебания равна 7 *см*.

3. Какова будет начальная фаза, если в момент $t=0$ точка предыдущей задачи движется вниз?

4. В начальный момент колеблющаяся точка находится на расстоянии $\frac{1}{2}$ амплитуды книзу от положения равновесия и движется кверху. Найти начальную фазу.

5. Амплитуда колебаний 12 *см*; начальная фаза 145°. Найти

[1] Для сокращения говорят, что электрон имеет скорость, например, в 5 000 V. Это значит, что электрон обладает такой скоростью, которую он приобретает в электрическом поле, пройдя разность потенциалов в 5 000 V.

положение точки в момент начала движения и направление движения.

6. Решить предыдущую задачу для того случая, когда начальная фаза равна 220° или 340°.

7. Сложить графически два гармонических колебания, заданных следующими уравнениями:

$$\begin{cases} s_1 = 2 \sin \dfrac{2\pi t}{T} \\ s_2 = 5 \sin \dfrac{2\pi t}{T} \end{cases}$$

8. Сложить графически два гармонических колебания, заданных уравнениями:

$$\begin{cases} s_1 = 2 \sin \dfrac{2\pi t}{T} \\ s_2 = 5 \sin \left(\dfrac{2\pi t}{T} + \dfrac{\pi}{2} \right). \end{cases}$$

9. Чему равна разность фаз двух гармонических колебаний:

$$s_1 = a \sin (2\pi \nu t + 45°)$$
$$s_2 = b \sin \left(2\pi \nu t - \frac{2\pi}{3} \right)$$

10. Сложить два гармонических колебания, заданных уравнениями:

$$s_1 = 3 \sin \frac{2\pi}{10} t;$$
$$s_2 = 5 \sin \frac{2\pi}{5} t.$$

11. Найти, сколько биений в секунду получится при сложении двух гармонических колебаний с периодами:

$$T_1 = 0{,}005 \text{ } сек.$$
$$T_2 = 0{,}004 \text{ } сек.$$

12. Определить начальную фазу гармонического колебательного движения $s = a \sin \left(\dfrac{2\pi t}{T} + \varphi \right)$, если известно, что когда t приняло значение, равное $\dfrac{7}{8} T$, то фаза становится равной 360°.

13. Конец ножки звучащего камертона колеблется с амплитудой 1 *мм* и с частотой 380 *сек*. Какова наибольшая скорость конца ножки?

14. Расстояние от точки A до точки C равно 12 *м*, от точки B до точки C равно 15 *м*. Из точки A и B одновременно и в одинаковых фазах идут по направлению к C колебания с частотой 550 $сек^{-1}$ и со скоростью 330 *м/сек*. Какова амплитуда колебания в точке C?

15. Какова амплитуда колебаний в точке C предыдущей задачи, если ее расстояние до точки $A = 3{,}6$ *м*, а до $B = 4{,}5$ *м*.

16. Какова амплитуда колебаний в точке C, лежащей на расстоянии 8 *м* от точки A и на расстоянии 10 *м* от точки B, если в точках A и B колебания заданы уравнениями:

$$s_1 = 5 \sin\left(2\pi\nu t + \frac{\pi}{2}\right);$$

$$s_2 = 7 \sin\left(2\pi\nu t + \frac{\pi}{4}\right),$$

а длина волны $\lambda = 15$ *см*.

17. Когда высокий тон от небольшой органной трубы звучит в комнате с гладкими стенами, то, двигаясь медленно по комнате, можно заметить большие изменения силы звука. Объясните.

18. В трубке Кундта, наполненной воздухом, расстояние между соседними узлами равно 20 *см*. Какова длина волны и частота звука? Длина металлического стержня равна 60 *см*. Какова длина волны и скорость звука в металле? Скорость звука в воздухе в условиях опыта была 340 *м/сек*.

Отражение и преломление света

19. На какой угол повернется отраженный луч, если зеркало повернуть на угол φ?

20. Найти показатель преломления вещества, если луч света, падая из воздуха под углом в 45°, преломляется под углом 30°.

21. Определить, под каким углом преломляется луч света в воде, если он падает из воздуха под углом 60°, а показатель преломления воды равен 1,33.

22. Скорость желтого луча в воде 225 000 *км/сек*, в стекле 198 200 *км/сек*. Определить показатель преломления стекла относительно воды.

23. Скорость света в пустоте равна 300 000 *км/сек*. Определить скорость света в воде для красного луча $\lambda = 759$ *мμ*, для фиолетового луча $\lambda = 433$ *мμ*.

24. Если смотреть на изображение удаленного источника света, отраженное под углом 45° от толстой пластинки из красного стекла, то бывают видны два изображения источника: одно белое, другое красное. Объясните.

25. Каков показатель преломления вещества, предельный угол в котором равен 30°?

26. Предельный угол для некоторой прозрачной среды равен 41° 48′. Определить показатель преломления для этой среды.

27. Луч света выходит со дна сосуда, в котором налит спирт до высоты 10 *см*. Показатель преломления спирта равен 1,36. Найти, на каком расстоянии от точки выхода упадут лучи, испытавшие полное внутреннее отражение.

28. На какой угол отклонится красный луч света в трехгранной равносторонней призме, если он падает на грань под углом в 45° и коэфициент преломления для этого луча равен 1,51.

29. Луч света падает перпендикулярно к грани призмы, преломляющий угол которой равен 30°. Угол отклонения луча равен 30°. Определить показатель преломления материала призмы.

30. Луч света проходит через кювету с плоско параллельными стеклами, наполненную спиртом. Показатель преломления спирта равен 1,36. Пренебрегая толщиной стенок кюветки, найти, на сколько сместится луч света, если он падает под углом в 60° и толщина слоя спирта 10 *см*.

31. Луч света падает на прозрачную пластинку толщиной в 1 *см* под углом в 60° и преломляется в ней под углом 45°. Определить расстояние вышедшего луча от падающего.

32. Из плоско параллельных стекол склеена полая равносторонняя призма и опущена в воду (воздушная призма в воде). Показатель преломления воды 1,33. Начертить ход луча, образующего внутри призмы углы по 60° с ее гранями.

33. Начертить путь луча света, падающего на одну поверхность равносторонней трехгранной призмы под углом 25°, если показатель преломления 1,52.

34. Белый луч света падает под углом падения $i = 45°$ на призму, преломляющий угол которой $P = 60°$. Призма сделана из стекла, показатели преломления которого для крайних лучей видимого спектра равны $n_к = 1{,}6238$ и $n_ф = 1{,}6711$. Определите угол δ между крайними лучами при выходе из призмы.

Сферические зеркала

35. На каком расстоянии от вогнутого сферического зеркала надо поставить светящуюся точку, чтобы ее изображение лежало на главной оптической оси на расстоянии 12 *см* от зеркала? Радиус кривизны зеркала равен 18 *см*.

36. Предмет высотой 10 *см* помещен перпендикулярно главной оптической оси вогнутого сферического зеркала, радиус кривизны которого равен 30 *см*. Определить расстояние изображения от зеркала и величину изображения, если расстояние предмета от зеркала равно 40 *см*.

37. Радиус кривизны вогнутого сферического зеркала равен 1 *м*. На расстоянии 3 *м* от зеркала перпендикулярно к его главной оси помещают предмет, действительное изображение которого равно 16 *мм*. Определить величину предмета и расстояние его изображения от зеркала.

38. Вогнутое зеркало дает в 3 раза увеличенное действительное изображение предмета. Расстояние между предметом и изображением 28 *см*. Определить главное фокусное расстояние зеркала.

39. Электрическая лампочка находится на расстоянии 30 *см* от вогнутого зеркала. Если лампочку передвинуть на 5 *см* ближе к зеркалу, то расстояние изображения от зеркала увеличится на 40 *см*. Определить главное фокусное расстояние зеркала.

40. Светящаяся прямая линия длиной в 17 *см* расположена нормально к главной оси выпуклого сферического зеркала, радиус

кривизны которого равен 180 *см*. Определить величину и положение изображения этой прямой, если она находится на расстоянии 80 *см* от зеркала.

41. Определить радиус кривизны выпуклого зеркала, если известно, что предмет высотой в 24 *см*, помещенный перпендикулярно главной оптической оси зеркала на расстоянии 47 *см* от его вершины, дает изображение высотой 18 *см*.

Оптические стекла

42. Если предмет высотой в 10 *см* поместить перпендикулярно главной оптической оси двояковыпуклого стекла на расстоянии 1 *м* от него, то действительное изображение получится высотой в 30 *см*. Определить главное фокусное расстояние линзы.

43. Перед двояковыпуклым стеклом, главное фокусное расстояние которого равно 24 *см*, помещен нормально к главной оси предмет высотой в 1,5 *м*. На каком расстоянии от линзы получится действительное изображение предмета высотой в 0,05 *м*?

44. Определить расстояние изображения от двояковыпуклого стекла и увеличение, если расстояние предмета от стекла равно 6 *см*, а главное фокусное расстояние линзы равно 18 *см*.

45. На фотопластинке желают получить изображение сантиметровой линейки в натуральную величину. На каком расстоянии перед объективом фотоаппарата нужно поместить линейку, если главное фокусное расстояние объектива равно 15 *см*?

46. Расстояние между неподвижной лампой и экраном равно 144 *см*. Как надо поместить между ними линзу с фокусным расстоянием в 30 *см*, чтобы получить на экране увеличенное изображение лампы?

47. С помощью объектива с фокусным расстоянием в 30 *см* желают сфотографировать поверхность в 2 $м^2$ так, чтобы изображение получилось в 100 $см^2$. На каком расстоянии надо поместить объектив от данной поверхности?

48. Глаз рассматривает через двояковогнутое стекло предмет, помещенный перпендикулярно к его главной оси. Найти высоту изображения предмета, если известно, что главное фокусное расстояние линзы равно 30 *см*, расстояние предмета от стекла равно 12 *м* и высота предмета 2,05 *м*.

Диффракция и поляризация света

49. Желтому свету натрия (фраунгоферовой линии *D*) соответствует длина волны $\lambda = 589\ m\mu$ в воздухе (или в пустоте). Как велики длины волн того же света в воде и в алмазе?

50. Лучи белого света падают на тонкую прозрачную пластинку под углом $\alpha = 45°$. Пластинка при этом в отраженном свете пред-

ставляется окрашенной в зеленый цвет. Докажите, что при уменьшении угла α цвет пластинки должен изменяться, переходя к красному концу спектра, а при увеличении угла α, наоборот, к фиолетовому.

51. Дифракционная решетка содержит 5 775 штрихов на 1 *см*. Под каким углом к оси коллиматора должна быть установлена зрительная труба спектрометра, на котором применяется эта решетка, чтобы наблюдать линию D ($\lambda = 589$ *мк*) первого порядка?

52. Длина волны красного света, испускаемого раскаленными парами лития, определяется спектрометром при помощи дифракционной решетки, имеющей 40 штрихов на 1 *мм*. При измерении оказывается, что четвертое дифракционное изображение щели отклонено на угол $\alpha = 6\ 10'$ от центрального изображения. Вычислите длину волны.

53. Плоскость колебания поляризованного луча расположена под углом в 30° в плоскости колебаний, проходящих через николь. Определить амплитуду колебания после николя, если до николя амплитуда колебаний была равна a.

54. Через николь проходят колебания с амплитудой a. Найти амплитуду колебаний до николя, если угол между плоскостью колебания луча и плоскостью колебаний, проходящих через николь, равен 40°.

55. Удельное вращение сахара для натриевого пламени равно 66,5°. Определить концентрацию сахарного раствора, налитого в трубку длиной 15 *см*, если угол вращения плоскости колебаний равен 25°.

56. Определить угол вращения плоскости колебаний натриевого луча для сахарного раствора концентрации 0,1, если раствор налит в трубку длиной 12 *см* и удельное вращение сахара для натриевого пламени равно 66,5°.

57. Определить толщину слоя сахарного раствора, если плоскость колебаний натриевого луча поворачивается на 13,3° при концентрации 0,1. Удельное вращение сахара для натриевого пламени равно 66,5°.

Фотометрия

58. На каком расстоянии нужно поместить экран между двумя источниками света в 32 свечи и в 12 свечей так, чтобы он был освещен одинаково с обеих сторон, если расстояние между источниками 1¼ *дм*.

59. На расстоянии в 1 *м* от источника света помещен белый экран. На каком расстоянии от экрана надо поставить вдвое более яркий источник света, чтобы получить ту же освещенность?

60. Над двором на высоте 3 *м* висят два фонаря по 100 свечей каждый. Расстояние между лампами 4 *м*. Определить освещенность на земле под каждой лампой.

61. На высоте в 15 *м* над серединой прямоугольной площади висит фонарь в 5000 свечей. Определить освещенность в центре площади и в углах, если длина ее равна 32 *м*, а ширина 24 *м*.

Оптические приборы

62. Какое увеличение дает лупа, оптическая сила которой равна 10 диоптриям?

63. Чему равна оптическая сила лупы, дающей увеличение в 3 раза?

64. Главное фокусное расстояние объектива микроскопа равно 4 *мм*, предмет расположен на расстоянии 4,2 *мм* от объектива. Чему равно увеличение объектива микроскопа?

65. Главное фокусное расстояние объектива микроскопа равно 3 *мм*. Предмет находится от объектива на расстоянии 3,1 *мм*. Главное фокусное расстояние окуляра 5 *см*. Найти увеличение микроскопа для нормального глаза.

СТРОЕНИЕ АТОМА

1. Каковы пределы серии Лаймена, т. е. самые длинные и самые короткие длины волн, теоретически возможные в этой серии?

2. Пользуясь формулами (a) и (b) на стр. 443, вычислить радиус первой орбиты водородного атома.

3. С какой линейной скоростью движется электрон по первой орбите водородного атома и сколько оборотов в секунду он совершает?

4. Найти работу выхода электронов из алюминия, если известно, что красная граница фотоэффекта 413,2 *mμ*.

5. Определить ту же работу при выходе электронов из меди. Красная граница фотоэффекта в этом случае равна 303,3 *mμ*.

6. Найти красную границу фотоэффекта у серебра, зная, что работа выхода равна 3,67 электрон-вольта.

7. Определить то же самое для свинца, если работа выхода фотоэлектрона равна 3,97 электрон-вольта.

8. Какое обратное поле нужно приложить для того, чтобы задержать фотоэлектроны, испускаемые натрием, если его поверхность освещается монохроматическим светом с длиной волны в 40 mμ и фотоэффект у натрия начинается с 680 mμ.

9. Красная граница фотоэлектронов платины 301,8 mμ. Определить электрическое поле, необходимое для того, чтобы задержать фотоэлектроны, выходящие с поверхности платины, при освещении светом с длиной волны, равной 240 mμ.

10. Найти отношение поглощающей способности молекул сернистого висмута (Bi_2S_3) и воды для лучей Рентгена.

11. Найти отношение поглощающих способностей молекул гидрата окиси бария $Ba(OH)_2$ и средней кальциевой соли метафосфорной кислоты $Ca(PO_3)_2$, входящей в состав костной ткани.

12. Во сколько раз изменится интенсивность X-лучей в трубке Кулиджа при возрастании силы тока с 30 до 50 миллиампер и увеличении разности потенциалов с 10 000 до 15 000 вольт?

13. При возрастании силы тока в трубке Кулиджа с 40 до 60 mA и при увеличении разности потенциалов интенсивность X-лучей увеличилась в 3 раза. Найти конечную разность потенциалов, если до возрастания она равнялась 12 000 V.

14. Вычислить в эргах величину кванта энергии для рентгеновских лучей с длиной волны в 12 Å.

15. Какова частота γ-луча, если длина его волны равна 0,028 Å?

16. Определить траектории одновалентного иона натрия, имеющего энергию в 5 000 электрон-вольт, в магнитном поле, напряженность которого 15 000 гаусс. Направление поля нормально к направлению движения иона.

17. При питании вольтовой дуги постоянным током один из ее электродов сгорает быстрее другого. В случае питания переменным током сгорание происходит равномерно. Объяснить это явление.

ОТВЕТЫ

Механика

4. Скорость течения 1,2 *м/сек*; скорость парохода 5 *м/сек*. **5.** 2,5 *м/сек*. **6.** 5 *м/сек* и 8,7 *м/сек*. **7.** 120°, скорость 1,4 *м/сек*. **8.** 370 *м/сек*. **9.** 11 *см/сек* и 28 *см*. **10.** 78,4 *м*, 4 *сек*. **11.** 49 *м/сек*., 5 *сек*. **12.** 33 *см/сек*^{2} и 60 *сек*. **13.** 108 *м*. **14.** 93 *см*. **15.** 0,1 *м/сек* вверх. **16.** 872 *кг*. **17.** 5 *кг* и 8,7 *кг*. **18.** 20 *кг*. **19.** 100 *см/сек*^{2}. **20.** 4.10^5 *дин*. **21.** 0,5 *кг*. **22.** а) 29,4 *кг*, б) 32,4 *кг*, 59,4 *кг*. **23.** 140 *см/сек*^{2}. **24.** 72,2 *кг*; 47,8 *кг*; 9,8 *м/сек*^{2}; 60 *кг*. **25.** 612 *кг*. **26.** 98 *кг*. **27.** 19,6 *см/сек*^{2}. **28.** $\sim$ 0,01. **29.** 16 *м/сек*. **30.** 0,4 *кг*. **31.** 28 *м/сек*. **32.** 5,6 *м/сек*. **33.** 34°30′. **37.** Полная работа 70000 *кг.м*. **38.** 2.10^5 *кг.м*. **39.** 0,6 *л. с*. **40.** 250 *кг.м*. **41.** 18.10^5 *эрг*. **42.** 25.10^3 *кг.м*. **43.** 4 *kW*. **44.** 61 *кг*. **45.** 135 *кг*. **46.** 1,02 *км*. **47.** 1067 *л. с*. **48.** 10^5 *кг*. **49.** $9{,}8.10^6$ *эрг*. **51.** 2041 *м*. **52.** 20 *м*. **53.** 20 *кг*. **54.** 320 *л. с*. **56.** 80 *кг*; 22,5 *см*. **57.** 18 *кг* и 12 *кг*. **58.** 10000 *кг* и 6000 *кг*. **59.** На расстоянии 2,4 *м* от меньшего мальчика. **60.** 15 *кг*. **61.** 12 *кг*. **62.** 192 *кг*. **63.** 7,5 *кг*. **64.** 1256 *кг*. **65.** 4,78 *кг*. **66.** 0,0000727 *сек*$^{-1}$. **67.** 465,3 *м/сек* и 232,6 *м/сек*. **68.** 18,84 *сек*$^{-1}$. **69.** 565,2 *см/сек*. **70.** 21 *сек*$^{-2}$. **71.** $25{,}3.10^4$ *кг.м*. **72.** 648 *см/сек*; 129,6 *сек*$^{-1}$. **73.** 767 *см/сек*. **74.** 46,7 *кг*. **75.** $\sim 124.10^6$ *г. см*^{2}; $\sim$ 6120 *джоуля*. **76.** Тормозящая сила равна 66,3 *кг*; число оборотов 10. **77.** 30,7 *сек*$^{-1}$. **79.** 1 оборот за 1,5 *сек*.

Общие свойства тел

1. 0,35 *кг/см*^{2}. **2.** 8,75 *кг/см*^{2}. **3.** 20 *т/см*^{2}. **4.** 12500 *кг*. **5.** 23,7 *кг*. **6.** 8 *кг*. **7.** 1134 техн. ат. 8.10,27 *м*; 12,08 *м*. **9.** 3 *P*. **10.** 40,8 *см*. **11.** 755 *мм*. **12.** 7,8 *г/см*^{3}. **13.** 1,05 *кг*; 971 *г*. **14.** 78 *кг*. **17.** $\sim$ 15900 *м*^{3} $\sim$ 14300 *т*. **18.** 2780 *кг*. **19.** 540 *т*. **20.** 13,3 *дм*^{3}. **21.** 0,19 *мм*. **22.** $\sim$ 0,4 *мм*. **23.** 12000 *кг/мм*^{2}.

24. 117 *м*. **25.** 50 *м*. **26.** 0,2 *мм*. **27.** 9,65 *м/сек*. **29.** 20,14 *м/сек*. **30.** 179,4 *л*. **31.** 375 *см/сек*. **32.** 98 *см/сек*. **33.** 50 *см/сек*. **34.** 0,5 *джоуля*. **35.** ~396 *м/сек*. **36.** ~320 *м/сек*. **37.** 273 *м/сек*. **38.** ~20560 *кгм*. **41.** ~0,18 *г*. **42.** ~0,056 *г*. **43.** ~0,42 *г*. **44.** ~1,14 *ат*. **45.** ~0,09 *мм* рт. ст. **46.** ~612 *мг*. **48.** 1,75; неустойчивое. **49.** $r \approx 0{,}014$ *мм*. **50.** 3,18 *см*. **52.** 25,7 *см*.

Теплота и молекулярная физика

1. 8°. **2.** 17,7 *б. кал*. **3.** 0,09 *кал/г. град*. **4.** 90 *л*. **5.** ~15,8°. **6.** 627,5 *г*. **7.** 0,12 *кал/г. град*. **8.** 228 *сек*. **9.** 5%. **10.** 9821 *кгм*. **11.** ~45,4°. **12.** ~1,9 *л. с*. **13.** ~0,16 *л. с*. **14.** ~51 *г*. **15.** ~506 *л. с*. **16.** 8,5 *л. с*. **17.** ~2,7 *кал*. **18.** ~0,0016. **19.** ~720 *б. кал*. **20.** ~на 1,3°. **21.** 0,48. **24.** 49,5°. **25.** ~910°. **26.** 420°. **27.** 7,6 $см^3$. **28.** 1200 *л*. **29.** 33,3 *ат*. **30.** ~0,99 *мм* рт. ст. **31.** ~1,43 *кг*. **32.** 0,6255. **33.** 98,76 *см*. **34.** 324 *м/сек*. **35.** $2{,}7 \cdot 10^{19}$. **36.** ~493 *м/сек*; 1305 *м/сек*. **37.** 11,6 *ат*. **38.** 11,14 *ат*. **39.** В 5 *см* от того конца сосуда, в котором находился кислород. **44.** ~85 *кал*. **46.** ~10 *кг*. **47.** $5{,}24 \cdot 10^{-4}$ $г/см^3$. **48.** 2,311 *л*. **49.** 17,2 *г*; 13,29 *л*. **51.** 0,0896 *г*. **53.** ~290°. **54.** 8,2 *л*. **55.** $2{,}4 \cdot 10^{-7}$ $г/см^3$. **57.** 360 *м/сек*. **58.** 400 *м/сек*. **59.** ~447°. **60.** $1{,}88 \cdot 10^{-5}$ *см/сек*, $7{,}5 \cdot 10^{5}$ *см/сек*. **61.** $7{,}3 \cdot 10^{14}$. **62.** 2,24 *ат*. **63.** В 1,18 раза. **64.** 0,535 *г*. **65.** 1870 $см^3$. **67.** 0°. Остается ~33 *г* льда. **68.** 303 *г* льда и 397 *г* воды. **70.** 323 *б. кал*. **71.** ~55 *б. кал*. **73.** 1,63 *г*. **74.** Остается 20,1 *г* льда. **75.** 297 *кг*. **76.** Полное количество теплоты 30,8 *б. кал*; на работу расширения 8,86 *б. кал*. **77.** 0,008 *кал*, около 1/30 000 всей теплоты. **78.** На внешнюю работу ~39 *б. кал*; на внутреннюю ~498 *б. кал*.

Электричество

1. ~900000 *т*. **2.** ~24 эл.-ст. ед. **3.** В случае одноименных зарядов — на расстоянии 7,6 *см* от заряда в 15 единиц. В случае разноименных — за зарядом в 15 единиц на расстоянии в 31,6 *см*. **4.** 2. **5.** 0,5 эл.-ст. ед. **6.** 100 V. **8.** 30 V. **9.** ~67 *эрг*. **10.** 40 эл. ст. ед. **11.** 30 эл.-ст. ед. **12.** 3 V. **13.** 30 *см*. **14.** $18 \cdot 10^{9}$ V. **15.** ~1400 V. **19.** $1^1/_9$ R; $1^2/_8 R$; $1^3/_7 R$ и т. д. **20.** Потенциал 27 ед.; заряд 270 ед. **22.** $F' = F$. **23.** ~18000 *см* или ~0,02 μF. **24.** ~0,034 μF. **25.** 5,02 $м^2$; ~2,62 $м^2$. **26.** 1,85 *мм*. **27.** 0,14 кулона. **28.** $4{,}8 \cdot 10^{-9}$ *г*. **29.** 600. **30.** ~10^6 V. **31.** 2 A. **32.** ~53,3 минуты. **33.** 244 Ω. **34.** 2 mA. **35.** 17,5 V. **36.** 3,61 Ω. **37.** 0,4 $мм^2$. **38.** 58,9 *м*. **39.** 27 V. **40.** ~0,15 A. **41.** 8,9 Ω. **42.** 2,5 Ω.

43. 1,825 V. **44.** 1,5 V и 1 Ω. **45.** 2,05 V; 2 V. **46.** ~13 элементов. **47.** 20 A. **48.** 40; 20; 10 A. **49.** $r_1 = r$; $r_2 = {}^3/_4 r$. **50.** $I = I_1 = I_4 = 0{,}33$ A; $I_2 = 0{,}13$ A; $I_3 = 0{,}2$ A. **51.** ~0,02 Ω. **52.** 0,0105 Ω. **53.** 14 700 Ω, 147 V. **54.** $G = \frac{g^2}{g+s}$. **55.** 0,93 A. **56.** 10. **57.** $R = {}^5/_6 r$. **58.** $i_1 = \frac{l_1(r_2+r_3) - l_2 r_3}{r_1 r_2 + r_2 r_3 + r_3 r_1}$; $i_2 = \frac{l_1 r_3 + l_2 r_1}{r_1 r_2 + r_2 r_3 + r_3 r_1}$. **59.** 60 W. **60.** ~61,3 A. **61.** 500 V. **62.** ~2 руб. 27 коп. **63.** ~98 A. **64.** 8 час. **65.** 48 Ω. **66.** 120 V. **67.** 94,6 kW. **68.** ~236 *мм*². **69.** ~124 *б. кал.* **70.** ~12 440 *б. кал.* **71.** ~17 минут. **72.** ~5,3 A. **73.** ~14 Ω. **74.** 220 V. **75.** ~2,8 *л.* **76.** ~3,1 *м.* **77.** 0,24 Ω. **78.** 94 магн. ед. **79.** 3,5 *см.* **80.** 32,6 *г.* **81.** 245 эрстед. **82.** 49 магн. ед. **86.** 0,2 эрстед; 5 *дин.* **87.** 12 A. **88.** 62,8 *эрг.* **89.** 0,8 эрстед; 16 A. **90.** Вверх. **91.** 10,05 эрстед; 284 силовых линий; индукция 4 020. **92.** ~5,1 A. **93.** ~1 700 витков. **96.** 0,04 V. **97.** ~0,31 V. **98.** ~12,06 V. **100.** 1 000 эрстед. **103.** 4 800 V. **104.** 0,6 V. **105.** ~16,7 *м/сек.* **106.** 138,8 mV; ничего не покажет. **107.** 0,5 генри. **108.** 2,5 A. **109.** 0,006 генри. **110.** 2,4 генри. **111.** 1,5 V. **112.** $1{,}6 \cdot 10^{-4}$ генри. **113.** 646 генри. **115.** 155 V; 21,2 A. **116.** ~7 100 V. **117.** 314 Ω; 6 280 Ω. **118.** 3 180 Ω. **119.** 0,16 A. **120.** ~0,01 генри. **121.** 2,95 A. **122.** 3,75 μF. **123.** 45,1 Ω; 180,4 W. **124.** ~1 050 Ω. **125.** ~95 *см.* **126.** 80 V; 1 A. **127.** 1 100 V. **128.** $T = 1{,}26 \cdot 10^{-3}$ *сек*; $\lambda \approx 378$ *км.* **130.** $9{,}4 \cdot 10^{-10}$ эл.-ст. ед. **131.** 10 A. **133.** 0,41 A. **134.** $13{,}5 \cdot 10^7$ A. **135.** +0,1 A. В первой ванне — на аноде 44,1 *мг* Cl, на катоде 1,253 *мг* H. Во второй ванне — на аноде 157,8 *мг* J, на катоде 1,253 *мг* H. В третьей ванне — на аноде 10 *мг* O, на катоде 1,253 *мг* H. **136.** ~0,05 *мм.* **137.** ~1,5 A. **138.** ~56 400 *км/сек.* **139.** ~100 V. **140.** 1,25 *мм.* **141.** Окружность с радиусом 1,06 *см.* **142.** ~3 900 V.

Колебания. Волны. Оптика

1. 7,07 *см.* **2.** 25°24′. **3.** 154°36′. **4.** 330°. **5.** 6,9 *см*, вниз. **6.** ~7,7 *см*, вниз; 4,1 *см*, вверх. **9.** $11/12\,\pi$. **11.** 50 $сек^{-1}$. **12.** 45°. **13.** 238,7 *см/сек.* **14.** Сумма амплитуд. **15.** Разность амплитуд. **18.** 40 *см*; 850 $сек^{-1}$; 120 *м*; 1 020 *м/сек.* **19.** 2 φ. **20.** 1,414. **21.** 40°36′. **22.** 1,135. **23.** 226 600 *км/сек*; 224 000 *км/сек.* **25.** $n = 2$. **26.** 1,5. **27.** 21,7 *см* и дальше. **28.** 39°16′. **29.** 1,73. **30.** ~4,5 *см.* **31.** 3,6 *мм.* **34.** 7°24′. **35.** 36 *см.* **36.** 24 *см*; 6 *см.* **37.** 8 *см*; 60 *см.* **38.** 10,5 *см.* **39.** 20 *см.* **40.** 9 *см*; 42,34 *см* от зеркала. **41.** 282 *см.* **42.** 75 *см.* **43.** 24,8 *см.* **44.** 9 *см*, увеличение 1,5. **45.** 30 *см.* **46.** 42,6 *см* от лампы. **47.** 453 *см.* **48.** 5 *см.*

49. В воде 443 *тμ*; в алмазе 243 *тμ*. 51. 19°34′. 53. 0,866 *а*. 54. 1,3 *а*. 55. 0,25. 56. 8°. 57. 20 *см*. 58. ~8,7 *дм*. 59. 1,41 *м*. 60. 13,5 люкса. 61. 22,2 люкса; 4,8 люкса. 62. 2,5 раза. 63. 12 диоптрий. 64. 20. 65. 150 раз.

Строение атома

1. 91 и 122 *тμ*. 2. 5.10^{-9} *см*. 3. $2{,}25.10^{8}$ *см/сек*; $8{,}7.10^{15}$ оборотов в секунду. 4. 2,98 электрон-вольта. 5. 4,07 электрон-вольта. 6. 336,4 *тμ*. 7. 311 *тμ*. 8. ~29 V. 10. $\sim 23.10^{3}$. 11. ~34. 12. ~3,75. 13. ~17 000 V. 14. $1{,}6.10^{-9}$ *эрг*.

ТАБЛИЦА I

Упругие постоянные твердых тел

Вещество	Химический состав	Модуль Юнга в кг/мм²	Модуль сдвига в кг/мм²	Предел прочности в кг/мм²*
Алюминий тянутый . .	99% Al	7 190	2 700	10—40
Свинец литой	99,95% Pb	1 660	570	—
Сталь тянутая	От 0,01 до 1% C	21 700	8 000	40—60
Золото тянутое	99,8% Au	8 120	2 800	11
Чугун литой	3% графита 0,5% связ. C	10 500	5 000	12—13
Константан тянутый . .	60% Cu, 40% Ni	16 600	6 200	32
Медь тянутая	Чистая	12 500	6 440	16—45
Манганин тянутый . .	84% Cu, 4% Ni, 12% Mn	12 600	4 700	—
Латунь литая	60—80% Cu, 40—20% Zn	8 000-10 000	2 700—3 700	10—50
Нейзильбер тянутый .		11 000	4 000	—
Никель тянутый . . .	Чистый	23 500	9 520	50
Платина литая	Чистая	17 080	6 200	24—34
Серебро тянутое . . .	99,9% Ag	8 050	2 940	29
Тантал		19 200	—	93
Цинк литой	99,97% Zn	13 100	—	13—20
Олово литое	99,8% Sn	5 540	2 080	2
Стекло		4 700—7 800	1 800—3 000	3—22
Кварц плавленый . . .		6 800	—	—
Дерево		1 080—1 300	—	—
Каучук		7—10	—	—

* В основном таблицы составлены по «Сборнику физических констант» изд. 1937 г. Некоторые значения постоянных взяты из Практической физики Кольрауша.

ТАБЛИЦА II

Тепловые постоянные твердых веществ

Вещество	Плотность	Коэффициент линейного расширения при 20° С	Удельная теплоемкость $\frac{кал}{г \cdot град}$	Температура плавления °С	Скрытая теплота плавления $\frac{кал}{г}$	Коэффициент теплопроводности $\frac{кал}{град \cdot см \cdot сек}$
Алюминий	2,70	0,0000232	0,210	657	92,4	0,50
Висмут	9,80	137	0,030	269	13	0,024
Вольфрам	19,1	044	0,034	3 400	—	0,234
Железо	7,86	119	0,105	1 528	49,4	0,11–0,16
Сталь	7,85—7,87	От 010 до 115	0,114	1 300—1 400	—	0,06–0,12
Золото	19,3	143	0,031	1 063	15,9	0,74
Кадмий	8,64	288	0,054	321	13,7	0,22
Латунь	8,4—8,7	186	0,093	Приб. 900	—	0,15–0,30
Магний	1,74	254	0,242	644	46,5	0,38
Медь	8,93	162	0,091	1 083	41,6	0,92
Никель	8,8	128	0,106	1 451	68	0,14
Олово	7,28	214	0,052	232	14,6	0,155
Платина	21,4	089	0,032	1 779	27,2	0,167
Свинец	11,34	276	0,031	327	6,3	0,084
Сера ромб.	2,07	—	0,172	119	10	0,0007
Серебро	10,50	185	0,056	961	24,7	1,01
Тантал	16,6	066	0,033	2 900	—	0,2
Цинк	7,14	283	0,091	420,4	26,6	0,27
Стекло крон.	2,4—2,8	088	0,190	—	—	0,0016
Эбонит	1,15	800	—	—	—	0,0004
Лед (—5°)	0,917	273	0,50	—	79,63	0,0057
Шерсть	1,32	—	—	—	—	0,000092

ТАБЛИЦА III

Тепловые постоянные жидкостей

	Плотность $г/см^3$	Коэффициент объемного расширения	Теплоемкость при 18° $\frac{кал}{г \cdot град}$	Температура плавления °С	Температура кипения °С	Скрытая теплота парообразования кал/г
Спирт этиловый	0,789 (0°)	0,00110	0,573	—114,3	78,3	216,4
Бензол	0,879 (20°)	0,00124	0,416	5,4	80,2	92,9
Вода	1,000 (4°)	0,00018	0,999	0	100	539,1
Глицерин	1,260 (0°)	0,00051	0,576	—	290	—
Керосин	0,8 (0°)	0,00096	0,498	—	110—120	75
Ртуть	13,596 (0°)	0,00182	0,033	—38,7	358	67,8
Хлороформ	1,48 (18°)	0,00127	0,234	—63,7	61,2	61,4
Эфир этиловый	0,716 (0°)	0,00166	0,529	—116,3	34,8	84,8
Жидкий азот	0,79	—	—	См. табл. IV	См. табл. IV	—
» водород	0,07	—	—	То же	То же	—
» гелий	0,15	—	—	» »	» »	—
» кислород	1,41	—	—	» »	» »	—
» неон	1,24	—	—	» »	» »	—
Твердая углекислота	1,53	—	—	» »	» »	—

ТАБЛИЦА IV

Тепловые постоянные газов

Газы	Масса нормального литра в г	Термический коэфициент давления*	Коэфициент теплопроводности* к л. / см. сек. град.	Теплоемкость при постоянном давлении и 20° к л. / г. град.	Критическая температура °С	Температура плавления °С	Температура кипения °С
Азот	1,2505	0,003674	0,0000567	0,249	—147	—210,5	—195
Аргон	1,7839	0,003671	0,0000389	0,127	—122	—187,9	—185,8
Аммиак	0,7717	0,003802	0,0000490	0,512	130	— 75	— 33,5
Водород	0,0899	0,003662	0,0003760	3,41	—240	—257,2	—252,8
Воздух	1,2930	0,003675	0,0000565	0,241	—140	—	—193
Гелий	0,1786	0,003660	0,0003380	1,25	—268	—272,1	—268,8
Кислород	1,4289	0,003674	0,0000572	0,218	—119	—219,4	—183
Неон	0,8999	0,003661	0,0000109	—	—228	—249	—245,9
Углекислота	1,9769	0,003726	0,0000331	0,217	31,4	—	—78,5
Хлор	3,2200	0,003833	0,0000183	0,124	141	—100,9	—34,5

* При —78,5° и при нормальном давлении твердая углекислота возгоняется.

ТАБЛИЦА V

Давление насыщенных паров в мм ртутного столба

Температура °С	Эфир этиловый	Хлороформ	Спирт этиловый	Бензол	Вода	Ртуть
—22	68,9	18,2	3,3	6	0,77	—
0	184,4	61	12,7	26,5	4,6	0,0002
20	433	160	44,5	74,7	17,5	0,0013
40	907	—	133,7	181	55,3	0,0064
60	1 725	755	350	389	149,4	0,0265
80	3 020	—	813	754	355,1	0,0920
100	4 950	2 429	1 698	1 344	760,0	0,2793
Температура кипения . .	31,5	46,2	78,3	80,2	100	356,7

ТАБЛИЦА VI

Спектры некоторых элементов (длина волн в mμ)

Li	670,8	He 388,8 (10)*	Hg 366,3 (10)	Cd	467,8 (10)
	610,4	402,6 (5)	404,8 (7)		480,0 (10)
Na	589,0	447,1 (6)	434,8 (6)		508,6 (10)
	589,6	471,3 (5)	491,6 (10)		515,5 (5)
H	389,0	492,2 (4)	546,1 (10)		537,9 (8)
	397,1	501,6 (10)	577,0 (10)		643,8 (10)
(H_ε)	410,3	587,6 (10)	579,0 (10)	Ca	559,8
(H_γ)	434,2	667,8 (6)	612,3 (5)		616,2
(H_β)	486,3	706,5 (5)	708,2 (4)	Tl	535,1
(H_α)	656,5				

* Цифры в скобках указывают относительную интенсивность спектральных линий.

ТАБЛИЦА VII

Показатели преломления некоторых веществ и удельная дисперсия

Фраунгоферовы линии	A	B	C	D	E	F	G	H	Удельная дисперсия
Длины волн в $m\mu$	760	686,8	656,3	589	527	486,1	430,8	396,8	$n_F - n_C$
Вода	1,329	1,331	1,332	1,333	1,336	1,338	1,341	1,344	0,012
Алкоголь	1,359	1,360	1,361	1,363	1,365	1,367	1,371	1,374	0,014
Бензол	1,493	1,495	1,497	1,503	1,507	1,514	1,524	1,536	0,039
Эфир	1,351	1,355	1,356	1,358	1,360	1,362	1,366	1,370	0,014
Коричное масло . .	1,586	1,592	1,596	1,605	1,619	1,634	1,665	1,701	0,105
Сероуглерод	1,610	1,616	1,620	1,629	1,642	1,654	1,679	1,702	0,082
Легкий кронглас . .	1,510	1,512	1,513	1,515	1,519	1,521	1,527	1,531	0,018
Тяжелый флинтглас	1,735	1,741	1,743	1,752	1,762	1,772	1,792	1,811	0,068
Кальцит, луч обыкн.	1,650	1,653	1,655	1,659	1,664	1,668	1,676	1,683	0,028
Кальцит, луч необык.	1,483	1,484	1,485	1,486	1,489	1,491	1,495	1,498	0,013
Кварц, луч обыкн. .	1,539	1,541	1,542	1,544	1,547	1,550	1,554	1,558	0,016
Кварц, луч необыкн.	1,548	1,550	1,551	1,553	1,556	1,559	1,564	1,568	0,017

ТАБЛИЦА VIII

Периодическая система элементов Д. И. Менделеева

Периоды	Ряды	Группы I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	0
I	1	1 H 1.0078	—	—	—	—	—	—	—	2 He 4,002
II	2	3 Li 6 940	4 Be 9.02	5 B 10 82	6 C 12 000	7 N 14,008	8 O 16,000	9 F 19,00	—	10 Ne 20,183
III	3	11 Na 22 997	12 Mg 24,32	13 Al 26,97	14 Si 28,06	15 P 31,02	16 S 32,06	17 Cl 35,457	—	18 Ar 39,944
IV	4	19 K 39,096	20 Ca 40,07	21 Sc 45,10	22 Ti 47,90	23 V 50,95	24 Cr 52.01	25 Mn 54,93	26 Fe 27 Co 28 Ni 55 84 58 94 58 69	—
	5	29 Cu 63 57	30 Zn 65,38	31 Ga 69,72	32 Ge 72,60	33 As 74,93	34 Se 79,2	35 Br 79,916	—	36 Kr 82,9
V	6	37 Rb 85,44	38 Sr 87.63	39 Y 88 93	40 Zr 91,22	41 No 93,3	42 Mo 96,0	43 Ma 96?	44 Ru 45 Rh 46 Pd 101,7 102,9 106 7	—
	7	47 Ag 107.880	48 Cd 112,41	49 In 114.8	50 Sn 118,70	51 Sb 121,76	52 Te 127,5	53 J 126 92	—	54 Xe 131,2
VI	8	55 Cs 1 32 91	56 Ba 137.36	Редкие земли	72 Hf 178 6	73 Ta 181,5	74 W 184,0	75 Re 188,7	76 Os 77 Ir 78 Pt 190 193,1 195,23	—
	9	79 Au 197,2	80 Hg 200.61	81 Tl 204.39	82 Pb 207,21	83 Bi 209.00	84 Po 210,0	85 Am	—	86 Rn 222
VII	10	87 Va	88 Ra 225,97	89 Ac (227)	99 Th 232,12	91 Pa (231)	92 U 238,14	—	—	—

Редкие земли	57 La 138.90	58 Ce 140,13	59 Pr 140 92	60 Nd 144 27	61 Il	62 Sm 150 43	63 Eu 152 0
64 Gd 157,3	65 Tb 159,2	66 Dy 162,46	67 Ho 163,5	68 Er 167,64	69 Tu 169,4	70 Yb 173,5	71 Cp 175,0

ТАБЛИЦА IX

Значения некоторых постоянных

Абсолютный нуль Кельвина: $-273{,}1^{\circ}C$.

Радиус нормальной орбиты электрона в водородном атоме: $0{,}528 \cdot 10^{-8}$ *см*.

Диаметр молекулы водорода: $d = 2{,}9 \cdot 10^{-8}$ *см*.

Заряд электрона: $q_0 = 4{,}80 \cdot 10^{-10}$ эл.-ст. ед $= 1{,}60 \cdot 10^{-19}$ кулона.

Масса атома водорода: $m_u = 1{,}675 \cdot 10^{-24}$ *г*.

Масса электрона: $m_q = 9{,}11 \cdot 10^{-28}$ *г*.

Объем грамм-молекулы идеального газа при нормальных условиях $\omega = 22412$ *см*^{3}.

Постоянная Клапейрона: $R = 0{,}08204 \cdot \frac{\text{л. ам}}{\text{град. моль.}} =$

$= 8{,}313 \cdot 10^7 \frac{\text{эрг}}{\text{град. моль}}$.

Число Авогадро: $N = 6{,}023 \cdot 10^{23}$ (число молекул газа в моле при 0° и 760 *мм*).

Число молекул в 1 *см*^{3} газа при 0° C и давлении 760 *мм* рт. ст. $n = 2{,}683 \cdot 10^{19}$ (число Лошмидта).

Постоянная Больцмана: $k = R/N = 1{,}380 \cdot 10^{-16}$ эрг/град.

Скорость звука в воздухе при 0° C: $u = 331{,}7$ *м/сек*.

Скорость света в пустоте: $c = 2{,}99796 \cdot 10^{10}$ *см/сек*.

Постоянная Планка: $h = 6{,}607 \cdot 10^{-27}$ эрг/*сек*.

$\pi = 3{,}141$; $\pi^2 = 9{,}87$; $\sqrt{\pi} = 1{,}772$; $\lg \pi = 0{,}4971$.

Радиан $= 57{,}296^{\circ}$.

Чтобы перевести:	Нужно умножить на:
грамм-калории в эрги	$4.187 \cdot 10^7$
грамм-калории в килограммометры	0,427
грамм-калории в эл.-вольты	$2{,}63 \cdot 10^{19}$
электрон-вольты в эрги	$1{,}591 \cdot 10^{-12}$
эрги в эл.-вольты	$0{,}629 \cdot 10^{12}$
массовые единицы (отнесенные к $^1/_{16}$ массы кислородного атома) в эрги	$1{,}482 \cdot 10^{-3}$
эрги в массовые единицы	$0{,}669 \cdot 10^3$
массовые единицы в эл.-вольты	$0{,}931 \cdot 10^9$
эл.-вольты в массовые единицы	$1{,}072 \cdot 10^{-9}$

ТАБЛИЦА X

Важнейшие формулы электромагнитного поля. Величины, определяющие поле

$F = \frac{qq_1}{r^2}$ дин
$F = qE$ дин
$\Pi = qV$ эрг
} абсолютные единицы

$[q] = M^{1/2}L^{3/2}T^{-1}$
$[E] = M^{1/2}L^{-1/2}T^{-2}$
$[V] = M^{1/2}L^{1/2}T^{-1}$

$E = \frac{V_1 - V_2}{AA'}$ $\frac{\text{вольт}}{см}$

$C = \frac{q}{V}$ $\frac{\text{кулон}}{\text{вольт}}$ (фарада)

$[C] = L$

$I = \frac{V_1 - V_2}{R}$ $\frac{\text{вольт}}{\text{ом}}$ (ампер)

$[I] = M^{1/2}L^{3/2}T^{-2}$

$I = \frac{\mathcal{E}}{R + R_0}$

$[\mathcal{E}] = M^{1/2}L^{1/2}T^{-1}$

$W = I^2Rt$ ампер^2 × ом × *сек* (джоуль)

$[R] = L^{-1}T$

$F = \frac{mm_1}{r}$ дин
$F = m \cdot H$ абс. ед. магнетизма × эрстед (дин)
} абсолютные единицы

$[m] = M^{1/2}L^{-3/2}T^{-1}$
$[H] = M^{1/2}L^{-1/2}T^{-1}$

m' в практ. ед. $= 10^{-7}\, m$ абс. ед. магнетизма

$H = \frac{0{,}2}{c_0}\frac{I}{r}$ $\frac{\text{ампер}}{см}$ (эрстед)

$[c_0] = LT^{-1}$;
$c_0 = 1$ *см/сек*

$W = \frac{0{,}4\pi}{c_0} mI$ практ. ед. магн. × ампер (джоулей)

$B = \mu H$ гаусс

$[B] = [H] = M^{1/2}L^{-1/2}T^{-2}$

$\Phi = BS$ гаусс × *см*^{2}

$[\Phi] = M^{1/2}L^{3/2}T^{-1}$

$F = \frac{10^{-8}}{c_0}\mu HIl\cos\alpha = \frac{10^{-8}}{c_0}BIl\cos\alpha$ гаусс × × ампер × *см* (б. дин)

$f = 10^{-8}\, Hqu$ эрстед × кулон × *см* × *сек*$^{-1}$ (б. дин)

$\mathcal{E}_i = -\frac{10^{-8}}{c_0}\cdot\frac{d\Phi}{dt}$ гаусс × *см*.$^{-1}$ (вольт)

$\mathcal{E}_i = -M\frac{dI}{dt}$ генри × ампер × *сек*$^{-1}$ (вольт)

$[M] = L^{-1}T^2$

$\mathcal{E}_i = -L\frac{dI}{dt}$ генри × ампер × *сек*$^{-1}$ (вольт)

$[L] = L^{-1}T^2$

ПЕРЕЧЕНЬ ТАБЛИЦ, ПОМЕЩЕННЫХ В ТЕКСТЕ

1. Коэфициенты трения покоя (стр. 33).
2. Коэфициенты вязкости (стр. 101).
3. Коэфициенты теплопроводности некоторых тел (стр. 130).
4. Скорости и пробеги газовых молекул (стр. 140).
5. Критические постоянные (стр. 169).
6. Диэлектрические постоянные (стр. 208).
7. Единицы величин определяющих электростатическое поле (стр. 210).
8. Удельные сопротивления некоторых металлов и сплавов (стр. 226).
9. Термоэлектрические напряжения (стр. 227).
10. Магнитная проницаемость некоторых сред (стр. 236).
11. Грамм-эквиваленты элементов и радикалов (стр. 251).
12. Коэфициенты прозрачности некоторых веществ (стр. 384).
13. Шкала электромагнитных волн (стр. 439).
14. Семейство урана—радия (стр. 475).
15. Точные веса изотопов первых восемнадцати элементов (стр. 482).

	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	1 2 3	4 5 6	7 8 9
10	0000	0043	0086	0128	0170	0212	0253	0294	0334	0374	4 8 12	17 51 25	29 33 37
11	0414	0453	0492	0531	0569	0607	0645	0682	0719	0755	4 8 11	15 19 23	26 30 34
12	0792	0828	0864	0899	0934	0969	1004	1038	1072	1106	3 7 10	14 17 21	24 28 31
13	1139	1173	1206	1239	1271	1303	1335	1367	1399	1430	3 6 10	13 16 19	23 25 29
14	1461	1492	1523	1553	1584	1614	1644	1673	1703	1732	3 6 9	12 15 18	21 24 27
15	1761	1790	1818	1847	1875	1903	1931	1959	1987	2014	3 6 8	11 14 17	20 22 25
16	2041	2068	2095	2122	2148	2175	2201	2227	2253	2279	3 5 8	11 13 16	18 21 24
17	2304	2330	2355	2380	2405	2430	2455	2480	2504	2529	2 5 7	10 12 15	17 20 22
18	2553	2577	2601	2625	2648	2672	2695	2718	2742	2765	2 5 7	9 12 14	16 19 21
19	2788	2810	2833	2856	2878	2900	2923	2945	2945	2989	2 4 7	9 11 13	16 18 20
20	3010	3032	3054	3075	3096	3118	3139	3160	3181	3201	2 4 6	8 11 13	15 17 19
21	3222	3243	3263	3284	3304	3324	3345	3365	3385	3404	2 4 6	8 10 12	14 16 18
22	3424	3444	3464	3483	3502	3522	3541	3560	3579	3598	2 4 6	8 10 12	14 15 17
23	3617	3636	3655	3674	3692	3711	3729	3747	3766	3784	2 4 6	7 9 11	13 15 17
24	3802	3820	3838	3856	3874	3892	3909	3927	3945	3962	2 4 5	7 9 11	12 14 16
25	3979	3997	4014	4031	4048	4065	4082	4099	4116	4133	2 3 5	7 9 10	12 14 15
26	4150	4166	4183	4200	4216	4232	4249	4265	4281	4298	2 3 5	7 8 10	11 13 15
27	4314	4330	4346	4362	4378	4393	4409	4425	4440	4456	2 3 5	6 8 9	11 13 14
28	4472	4487	4502	4518	4533	4548	4564	4579	4594	4609	2 3 5	6 8 9	11 12 14
29	4624	4639	4654	4669	4683	4698	4713	4728	4742	4757	1 3 4	6 7 9	10 12 13
30	4771	4786	4800	4814	4829	4843	4857	4871	4886	4900	1 3 4	6 7 9	10 11 13
31	4914	4928	4942	4955	4969	4983	4997	5011	5024	5038	1 3 4	6 7 8	10 11 12
32	5051	5065	5079	5092	5105	5119	5132	5145	5159	5172	1 3 4	5 7 8	9 11 12
33	5185	5198	5211	5224	5237	5250	5263	5276	5289	5302	1 3 4	5 6 8	9 10 12
34	5315	5328	5328	5353	5366	5378	5391	5403	5416	5428	1 3 4	5 6 8	9 10 11
35	5441	5453	5465	5478	5490	5502	5514	5527	5539	5551	1 2 4	5 6 7	9 10 11
36	5563	5575	5587	5599	5611	5623	5635	5647	5658	5670	1 2 4	5 6 7	8 10 11
37	5682	5694	5705	5717	5729	5740	5752	5763	5775	5786	1 2 3	5 6 7	8 9 10
38	5798	5809	5821	5832	5843	5855	5866	5877	5888	5899	1 2 3	5 6 7	8 9 10
39	5911	5922	5933	5944	5955	5966	5977	5988	5999	6010	1 2 3	4 5 7	8 9 10
40	6021	6031	6042	6053	6064	6075	6085	6096	6107	6117	1 2 3	4 5 6	8 9 10
41	6128	6138	6149	6160	6170	6180	6191	6201	6212	6222	1 2 3	4 5 6	7 8 9
42	6232	6243	6253	6263	6274	6284	6294	6304	6314	6325	1 2 3	4 5 6	7 8 9
43	6335	6345	6355	6365	6375	6385	6395	6405	6415	6425	1 2 3	4 5 6	7 8 9
44	6435	6444	6454	6564	6474	6484	6493	6503	6513	6522	1 2 3	4 5 6	7 8 9
45	6532	6542	6551	6561	6571	6580	6590	6599	6609	6618	1 2 3	4 5 6	7 8 9
46	6628	6637	6646	6656	6665	6675	6684	6693	6702	6712	1 2 3	4 5 6	7 7 8
47	6721	6730	6739	6749	6758	6767	6776	6785	6794	6803	1 2 3	4 5 5	6 7 8
48	6812	6821	6830	6839	6848	6857	6866	6875	6884	6893	1 2 3	4 4 5	6 7 8
49	6902	6911	6920	6928	6937	6946	6955	6964	6972	6981	1 2 3	4 4 5	6 7 8
50	6990	6998	7007	7016	7024	7033	7042	7050	7059	7067	1 2 3	3 4 5	6 7 8
51	7076	7084	7093	7101	7110	7118	7126	7135	7143	7152	1 2 3	3 4 5	6 7 8
52	7160	7168	7177	7185	7193	7202	7210	7218	7226	7235	1 2 2	3 4 0	6 7 7
53	7243	7251	7259	7267	7275	7284	7292	7300	7308	7316	1 2 2	3 4 5	6 6 7
54	7324	7332	7340	7348	7356	7364	7372	7380	7388	7396	1 2 2	3 4 5	6 6 7

	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	1 2 3	4 5 6	7 8 9
55	7404	7412	7419	7427	7435	7443	7451	7459	7466	7474	1 2 2	3 4 5	5 6 7
56	7482	7490	7497	7505	7513	7520	7528	7536	7543	7551	1 2 2	3 4 5	5 6 7
57	7559	7566	7574	7582	7589	7597	7604	7612	7619	7627	1 2 2	3 4 5	5 6 7
58	7634	7642	7649	7657	7664	7672	7679	7686	7694	7701	1 1 2	3 4 5	5 6 7
59	7709	7716	7723	7731	7738	7745	7752	7760	7767	7774	1 1 2	3 4 4	5 6 7
60	7782	7789	7796	7803	7810	7818	7825	7832	7839	7846	1 1 2	3 4 4	5 6 6
61	7853	7860	7868	7875	7882	7889	7896	7903	7910	7917	1 1 2	3 4 4	5 6 6
62	7924	7931	7938	7945	7952	7959	7966	7973	7980	7987	1 1 2	3 3 4	5 6 6
63	7993	8000	8007	8014	8021	8028	8035	8041	8048	8055	1 1 2	3 3 4	5 5 6
64	8062	8069	8075	8082	8089	8096	8102	8109	8116	8122	1 1 2	3 3 4	5 5 6
65	8129	8136	8142	8149	8156	8162	8169	8176	8182	8189	1 1 2	3 3 4	5 5 6
66	8195	8202	8209	8215	8222	8228	8235	8241	8248	8254	1 1 2	3 3 4	5 5 6
67	8261	8267	8274	8280	8287	8293	8299	8306	8312	8319	1 1 2	3 3 4	5 5 6
68	8325	8331	8338	8344	8351	8357	8363	8370	8376	8382	1 1 2	3 3 4	4 5 6
69	8388	8395	8401	8407	8414	8420	8426	8432	8439	8445	1 1 2	2 3 4	4 5 6
70	8451	8457	8463	8470	8476	8482	8488	8494	8500	8506	1 1 2	2 3 4	4 5 6
71	8513	8519	8525	8531	8537	8543	8549	8555	8561	8567	1 1 2	2 3 4	4 5 5
72	8573	8579	8585	8591	8597	8603	8609	8615	8621	8627	1 1 2	2 3 4	4 5 5
73	8633	8639	8645	8651	8657	8663	8669	8675	8681	8686	1 1 2	2 3 4	4 5 5
74	8692	8698	8704	8710	8716	8722	8727	8733	8739	8745	1 1 2	2 3 4	4 5 5
75	8751	8756	8762	8768	8774	8779	8785	8791	8797	8802	1 1 2	2 3 3	4 5 5
76	8808	8814	8820	8825	8831	8837	8842	8848	8854	8859	1 1 2	2 3 3	4 5 5
77	8865	8871	8876	8882	8887	8893	8899	8904	8910	8915	1 1 2	2 3 3	4 4 5
78	8921	8927	8932	8938	8943	8949	8954	8960	8965	8971	1 1 2	2 3 3	4 4 5
79	8976	8982	8987	8993	8998	9004	9009	9015	9020	9025	1 1 2	2 3 3	4 4 5
80	9031	9036	9042	9047	9053	9058	9063	9069	9074	9079	1 1 2	2 3 3	4 4 5
81	9085	9090	9096	9101	9106	9112	9117	9122	9128	9133	1 1 2	2 3 3	4 4 5
82	9138	9143	9149	9154	9159	9165	9170	9175	9180	9186	1 1 2	2 3 3	4 4 5
83	9191	9196	9201	9206	9212	9217	9222	9227	9232	9238	1 1 2	2 3 3	4 4 5
84	9243	9248	9253	9258	9263	9269	9274	9279	9284	9289	1 1 2	2 3 3	4 4 5
85	9294	9299	9304	9309	9315	9320	9325	9330	9335	9340	1 1 2	2 3 3	4 4 5
86	9345	9350	9355	9360	9365	9370	9375	9380	9385	9390	1 1 2	2 3 3	4 4 5
87	9395	9400	9405	9410	9416	9420	9425	9430	9435	9440	0 1 1	2 2 3	3 4 4
88	9445	9450	9455	9460	9465	9469	9474	9479	9484	9489	0 1 1	2 2 3	3 4 4
89	9494	9499	9504	9509	9513	9518	9523	9528	9533	9538	0 1 1	2 2 3	3 4 4
90	9542	9547	9552	9557	9562	9566	9571	9577	9581	9589	0 1 1	2 2 3	3 4 4
91	9590	9595	9600	9605	9609	9614	9619	9624	9628	9633	0 1 1	2 2 3	3 4 4
92	9638	9643	9647	9652	9657	9661	9666	9671	9675	9680	0 1 1	2 2 3	3 4 4
93	9685	9689	9694	9699	9703	9708	9713	9717	9722	9727	0 1 1	2 2 3	3 4 4
94	9731	9736	9741	9745	9750	9754	9759	9763	9768	9773	0 1 1	2 2 3	3 4 4
95	9777	9782	9786	9791	9795	9800	9805	9809	9814	9818	0 1 1	2 2 3	3 4 4
96	9823	9827	9832	9836	9841	9845	9850	9854	9859	9863	0 1 1	2 2 3	3 4 4
97	9868	9872	9877	9881	9886	9890	9894	9899	9903	9908	0 1 1	2 2 3	3 4 4
98	9912	9917	9921	9926	9930	9934	9939	9943	9948	9952	0 1 1	2 2 3	3 4 4
99	9956	9961	9965	9969	9974	9978	9983	9987	9991	9996	0 1 1	2 2 3	3 3 4

Таблица натуральных тригонометрических величин

Градусы	Радианы	sin	tg	ctg	cos	Радианы	Градусы
0°	0	0	0	∞	1	1,5708	90
1	0,0175	0,0175	0,0175	57,2900	0,8998	1,5553	89
2	0349	0349	0349	28,6363	9994	1,5359	88
3	0524	0523	0524	19,0811	9986	1,5184	87
4	0698	0698	0699	14,3006	9976	1,5010	86
5	0,0873	0,0872	0,0875	11,4301	0,9962	1,4835	85
6	1047	1045	1051	9,5144	9945	1,4661	84
7	1222	1219	1228	8,5143	9925	1,4486	83
8	1396	1392	1405	7,1154	9903	1,4312	82
9	1571	1564	1584	6,3138	9877	1,4137	81
10	0,1745	0,1736	0,1763	5,6713	0,9848	1,3963	80
11	1920	1908	1944	5,1446	9816	1,3788	79
12	2094	2079	2126	4,7046	9781	1,3614	78
13	2269	2250	2309	4,3315	9744	1,3439	77
14	2443	2419	2483	4,0108	9703	1,3265	76
15	0,2618	0,2588	0,2679	3,7321	0,9659	1,3090	75
16	2793	2756	2867	3,4874	9613	1,2915	74
17	2967	2924	3057	3,2709	9563	1,2741	73
18	3142	3090	3249	3,0777	9511	1,2566	72
19	3316	3256	3443	2,9042	9455	1,2392	71
20	0,3491	0,3420	0,3640	2,7475	0,9397	1,2217	70
21	3665	3584	3839	2,6051	9336	1,2043	69
22	3840	3746	4040	2,4751	9272	1,1868	68
23	4014	3907	4245	2,3559	9205	1,1694	67
24	4189	4067	4452	2,2460	9135	1,1519	66
25	0,4363	0,4226	0,4663	2,1445	0,9063	1,1345	65
26	4538	4384	4877	2,0503	8988	1,1170	64
27	4712	4540	5095	1,9626	8910	1,0996	63
28	4887	4695	5317	1,8807	8829	1,0821	62
29	5061	4848	5543	1,8040	8746	1,0647	61
30	0,5236	0,5090	0,5774	1,7321	0,8660	1,0472	60
31	5421	5150	6009	1,6643	8572	1,0297	59
32	5585	5299	6249	1,6003	8480	1,0123	58
33	5760	5446	6494	1,5399	8387	0,9948	57
34	5934	5592	6745	1,4826	8290	9774	56
35	0,6109	0,5736	0,7002	1,4281	0,8192	0,9599	55
36	6283	5878	7265	1,3764	8090	9425	54
37	6458	6018	7536	1,3270	7986	9250	53
38	6632	6157	7813	1,2799	7880	9076	52
39	6807	6293	8098	1,2349	7771	8901	51
40	0,6981	0,6428	0,8391	1,1918	0,7660	0,8727	50
41	7156	6561	8693	1,1504	7547	8552	49
42	7330	6691	9004	1,1106	7431	8378	48
43	7505	6820	9325	1,0724	7314	8203	47
44	7679	6947	9657	1,0355	7193	8029	46
45	7854	7071	1,0000	1,0000	7071	7858	45
Градусы	Радианы	cos	ctg	tg	sin	Радианы	Градусы

Красный
Оранжевый
Желтый
Зеленый
Голубой
Синий
Фиолетовый
750 700 650 600 550 500 450 400 mμ
Спектры испускания
Водород
Гелий
Литий
Натрий
Азот
Раскаленное твердое и жидк. тело
Обращенные спектры паров и газов
Литий
Натрий
Солнце
A a B C D E b c F d e f G g h H
Спектры поглощения
Марганцево-кислый калий
Индиго
Газо-глобин

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Аберрация сферическая 424
— хроматическая 425
Абсолютная температура 133
Абсолютный нуль 133
Абсцисс ось 11
Абсцисса 11
Авогадро число 88, 250
Адаптация 407
Адиабата 150
Адиабатный процесс 148
Адсорбция 121
Аккомодация глаза 427
Актиний 476
Альфа-лучи 472
Аморфные тела 87
— — плавление 177
Ампер 211
Ампера правило 236
Амперметр 218
— д'Арсонвали 248
— градуировка 252
— тепловой 228
Амплитуда волны давления 320
— скорости 76
— смещения 71
— ускорения 77
Анализ спектральный 378
Анализатор 390, 396
Анионы 249
Анод 249
д'Арсонвали амперметр 248
— вольтметр 248
— гальванометр 247
— прибор 301
Астигматизм 425
Атмосфера 93
— техническая 90
Атмосферное давление 93
Атом(ы) 86, 183
— водорода 442
— масса, определение 481
— модель Резерфорда-Бору 449
— сложные спектры оптические 452
— спектры 437
— строение 86, 437
— — задачи 533
— — по Резерфорду-Бору 449
— электроны внешние 437
— — внутренние 456
— ядро 183
Ахроматизм 384
Аэростатика, задачи 505

Балансир 86
Бальмера серия 439
Бар 90
Барабанная перепонка 335
Батарея элементов 216
Бернулли уравнение 104
Бета-лучи 472
Биения 82
Бойля-Мариотта закон, 131
— — — задачи 507

Больцмана постоянная 140
Бора теория 439, 443
Броуновское движение 136
Брюстера закон 397
Бунзена фотометр 403

Валентность 250
Ван дер Ваальса уравнение 165
Ватт 42
Ваттметр 291
Вебера теория магнетизма 233
— фотометр 406
Вектор(ы) 21
— магнитной индукции 245
— сложение 21
Величины бесконечно малые 14
— — — знак 16
— переменные, измерение 15
Вещество, движение 18
— поверхностно активное 120
Вибратор линейный 337
— поле электромагнитное 340
Вилки 485
Вина закон 420
Влажность воздуха 170, 171
Вода, радиоактивность, определение 478
— тяжелая 470
Водород, спектр 439
Водянистая влага 426
Воздух, влажность 170
— — абсолютная 171
— — максимальная 171
— — относительная 171
— жидкий 170
— радиоактивность, определение 479
Волна(ы) 308
— двумерные 322
— дифракции 359
— — на поверхности жидкости 364
— задачи 527
— закон отражения 327
— — преломления 327
— звуковые, интенсивность 336
— интерференция 359
— — в пластинках 331
— инфракрасные 346
— линейные 308
— — длина 309
— — задачи 527
— — период 309
— — поперечные 308
— — разность хода 312
— — скорость 309
— — сложение 312
— — частота 309
— отражение 322, 325
— — на поверхности жидкости 328
— отраженные 325
— плоские 324
— поверхность 323
— поперечная 309
— преломление 322, 325

Волны преломленные 325
— продольные 317
— ручности 314
— разность хода 360
— рассеянные 366
— световые дифракция 368
— — определение длины 373
— — поляризация 392
— стоячие 313
— трехмерные 322
— узлы 314
— ультрафиолетовые 346
— электрические 337
— элементарные 325, 366
Вольт 194
Вольтметр 218
— д'Арсонвали 248
— тепловой 229
Вольтова дуга 264
Вольты закон 213
Вращение 59
— кинематика 61
— оси свободные 69
— плоскости колебаний 398
— уравнение основное 65
Высота давления 109
— скорости 110
Вязкость, коэфициент 101

Газоосветные лампы 424
Газы, давление 90, 91
— — коэфициент термический 132
— — передача 89
— движение 99
— — задачи 507
— идеальные 132
— с молекулярно-кинетической точки зрения 135
— свойства 131
— — задачи 513
— сжатие 93
— — адиабатное 149
— сжижение 169
— скорость молекул 140
— теории кинетическая 136
— теплоемкость молекулярная 148
— — удельная 147
— ток электрический в них 254
— энергия молекул 139
Гальваническая цепь 212
Гальванический элемент 213
Гальванометр д'Арсонвали 247
— зеркальный 181
— струнный 248
Гамма-лучи 472
Гаусс 246
Гаусса теорема 172
Гейзенберга теория строения атомного ядра 495
Гей-Люссака законы 132
Гейслера трубки 258
Гелий, спектр 441
Генри 271, 273
Геологические эпохи 477
Герц 329
Гигрометр Ренье 172
Гидростатика, задачи 505
Гипербола равносторонняя 14
Главная оптическая ось линзы 353
— фокальная плоскость линзы 354
Главное сечение кристалла 389
Глаз 426
— аккомодация 427
— воспримчивость к различным участкам спектра 400
— чувствительность 409
Глазное яблоко 426
Голосовая щель 335
Голосовой аппарат, строение 334
Голосовые связки 334
Гониометр 374
Горное солнце 265

Градиент скорости средний 10
Грамм 2
— атом 250
— молекула 88, 250
— эквивалент 250
Гука закон 95
Гюйгенса принцип 322

Давление атмосферное 93
— внутреннее молекулярное 114
— высота 109
— газа 90
— динамическое 107
— критическое 168
— насыщенного пара 162, 540
— под кривой поверхностью 115
Двигатель вечный второго рода 155
Движение вещества 19
— газов 99
— — задачи 507
— жидкостей 99
— — задачи 507
— — ламинарное 100
— — слоистое 100
— — стационарное 103
— — турбулентное 111
— — установившееся 103
— импульс 33
— колебательное гармоническое 70
— количество 34
— — закон сохранения его 35, 36
— молекулярное 136
— неравномерное, ускорение 25
— переменное, скорость 22
— прямолинейное равномерное 20
— — равномерно переменное 24
— равномерное по окружности 37
Дейтерий 470
Дейтон 470
Дематериализации 490
Деформация тел 86
— — задачи 507
Джоуль 42
Джоуля-Ленца закон 221
— Томсона эффект 151
Диаграмма Мозли 465
— работы 151
— состояния тела 149
Диамагнитные тела 236
Дина 28
— большая 210
Динамика 19
Диоптрия 359
Дисперсия 384
— призмы полная 385
— света 376
— — нормальная 376
— удельная 385, 541
Диссонанс 329
Дифракционная решетка 371
Дифракционные изображения 373
Дифракционный спектр 374
Дифракция 367
— волн на поверхности жидкости 364
— световых волн 368
Диффузия 142
Дихроизм 396
Диэлектрики, сопротивление 225
Диэлектрическая постоянная 206
— среда, влияние на электрическое поле 206
Дюара сосуды 130
Дюбуа-Реймонда прибор 277

Единица емкости проводника абсолютная 202
— индукции 246
— количества эманации радия 477
— магнетизма 230
— массы 28, 30
— напряженности магнитного поля 250
— освещенности 402

Единица потенциала электростатическая абсолютная 194
— светового потока 401
— силы 28
— — тока 211
— сопротивление проводника 219
— электричества 187
— электростатическая абсолютная 188
Емкостное сопротивление 288
Емкость проводника 202

Желтое пятно 407, 427
Жидкости вязкие 100
— давление 91
— — внутреннее молекулярное 114
— — передача 89
— — под кривой поверхностью 115
— движение 99, 103
— — в горизонтальных трубах с переменным сечением 107
— — в трубах с постоянным сечением 109
— — задачи 507
— — ламинарное 100
— — слоистое 100
— — стационарное 103
— — установившееся 103
— идеальные 102
— испарение 159
— кипение 162
— мениски 119
— натяжение поверхностное 114
— переохлаждение 176
— пленка поверхностная 113
— расширение 123
— реальные 102
— сжатие 94
— слой поверхностный 113
— течение, наблюдение 102
— — по трубам с эластичными стенками 112
— — турбулентное 111
— энергия потенциальная внутренняя 103

Закатодные лучи 468
Закон(ы) Бойля-Мариотта 131
— Брюстера 397
— Вина 420
— Вольты 213
— Гей-Люссака 132
— Гука 95
— Джоуля-Ленца 221
— излучения света 415
— Кирхгофа 222
— Кулона 187, 229
— Ньютона второй 28
— — первый 27
— — третий 31
— Ома 219
— — для полной цепи 220
— — — участка цепи 219
— отражения волн 327
— Паскаля 90
— преломления волн 327
— сохранения вещества 454
— — количества движения 35, 36
— — — электричества 180
— — массы 455
— — момента количества движения 67
— — энергии 44, 454
— Тальбо 408
— термодинамики основные 146
— Фарадея 250
Заряды элементарные 249
— — определение величины по Милликену 253
Затухающие колебания 296
Звук 329
— анализ 332
— высота 329
— музыкальный 329
— синтез 332
— скорость 330
Звук, скорость, определение 330
— — — способ Кундта 330
— спектр акустический 333
— тембр 329
Зеркала сферические, задачи 530
Зрительная труба 429
— — способность разрешающая 431
— — увеличение 430

Изгиб 97
Излучение солнца 420
— — напряжение 420
— температурное 422
Изображение(я) диффракционные 373
— мнимое 347
— построение 355
Изоляторы 179
Изотермический процесс 148
Изотермы углекислоты 167
Изотоп водорода 470
Изотопы 468, 470
Изотропные тела 124
Импульс движения 33
— силы 33
Индуктивное сопротивление 286
Индуктор 275
Индукция 266
— в быстро переменных полях 300
— взаимная 270
— — коэфициент 271
— задачи 523
— магнитная 234
— поток 245
— электростатическая 179
Инерция 27
— момент 62
Интерференция волн 313, 331
— — на поверхности жидкости 359
— света 361
Инфракрасные лучи 380
Ион(ы) 182
— отрицательный 86, 184
— положительный 86, 184
— рекомбинация 184
Ионизация 184
— ударная 257
Ионная трубка 457
Ионные явления, задачи 526
Искровой промежуток 298
Исландский шпат 387
Испарение 159
— теплота скрытая 160
Испускательная способность тела 415
Источники колебаний когерентные 361

Калориметр 126
Калориметрия 125
Калория 125
— большая 125
Кальцит 387
— ось оптическая 388
Камера Вильсона 483
Канальные лучи 468
Капиллярные явления 113, 119
— — задачи 508
Капли, образование 116
Карно машина 152
— процесс 154
— цикл 154
Катод 249
Катодная лампа 263
— — с сеткой 303
— — характеристика 264
Катодные лучи 259, 456
Катушка плоская 241
— Румкорфа 275
Каутер холодный 303
Качение, трение 68
Кванты света 437
Кенотрон 458
Киловатт 42
Килограмм-калория 125

Килограммометр 42
Кинематика 19
Кинетическая теория газов 136
Кипение 162
Кирхгофа законы 222
Клапейрона постоянная 135
— формула 134
Когерентные источники колебаний 361
Колбочки сетчатки 407
Колебания гармонические 70
— — задачи 527
— — сила 77
— — скорость 76
— — ускорение 76
— — энергия 77
— задачи 527
— затухающие 75, 296
— воздушных столбов 319
— вынужденные 83
— источники когерентные 361
— незатухающие с самовозбуждением 305
— сложение 79, 81
— стержней 318
— струн 316
— частота 73
— — круговая 74
— электрические 293, 296, 337
Колебательный контур 293, 296, 305
Количество движения 34
— — закон сохранения его 35, 36
Коллиматор 374
Конвекция 130
Конденсаторы 203
— емкость 205
— устройство 208
Консонанс 329
Контур колебательный 293, 296
— опоры 58
— сетки 306
— тока 241
Координат начало 11
— оси 11
Координаты 11
Кортиевы струны 336
Коэфициент взаимной индукции 271
— внутреннего трения 101
— вязкости 101
— давления термический 132
— линейного расширения 123
— объемного расширения 124
— полезного действия реальных машин 156
— — — тепловых машин 152, 154
— прозрачности 383
— — атмосферы 421
— пропорциональности 9
— растяжения 95
— самоиндукции 273
— сжатия жидкости 94
— теплопроводности 129
— трения качения 69
— — покоя 32
— — скольжения 33
Кристалл(ы) 386
— преломление двойное 393
— сечение главное 389
Кристаллические тела 87
— — плавление 172
Критическая температура 168
Критический объем 169
Критическое давление 169
— состояние 168
Круговая частота тока 279
Кручение 98
Кулиджа трубка 457
Кулон 188
Кулона закон 187, 229
Кундта способ определения скорости звука 330
Кюри 477

Лампа газосветная 424
— катодная 263
Ленгмюра насос 144
Ленца правило 270
Линде машина 169
Линза(ы) 353
— воздушная 358
— недостатки 424
— ось оптическая главная 353
— — — — побочная 354
— плоскость фокальная главная 354
— рассеивающие, построение изображений 357
— сила оптическая 358
— собирающие, построение изображений 355
— тонкие 353
— — формула 355
— центр оптический 354
Линия(ии) индукции 245
— поляризации 245
— тока 102
— Фраунгофера 379
Лумера-Бродхуна фотометр 404
Луна 428
— увеличение 429
Лучеиспускание 130, 415
Лучи действующие 471
— естественные 389
— закатодные 468
— инфракрасные 380
— каналовые 468
— катодные 259, 456
— монохроматические 348
— необыкновенные 393
— обыкновенные 393
— плоскополяризованные 390
— положительные 468
— поляризованные 389
— радия 472
— Рентгена 456
— световые 347
— — обратимость хода 349
— тепловые 380
— ультрафиолетовые 380
— характеристические 465
— цветные, фотометрия 408
— электронные 259
— эллиптически поляризованные 390
Люкс 402
Люмен 401

Магнетизм 229
— теория Вебера 233
— задачи 521
Магнит(ы) 185
— движения в магнитном поле 232
— полюсы 229
— элементарные 186
Магнитная индукция 234
— — вектор 245
— проницаемость 235
Магнитное поле 185
— — влияние среды 234
— — действие на прямолинейные токи 230
— — измерение 236
— — напряженность 230, 244
— — соленоида 242
Магнитные силовые линии 231
— силы 185
— спектры 231
Магнитный листок 241
Майера расчет 147
Мариотта-Гей-Люссака формула 134
Масло, определение размеров его молекул по способу Релея 118
Масса 28, 445
— зависимость от скорости 261
Материализация 490
Машина(ы) Карно 152
— Линде 169
— реальные, коэфициент полезного действия 156

Масса(ы) тяжелые, коэффициент полезного действия 152, 54
Международная свеча 400
Мезон 184
Мениски 11
Механика 10
— задачи 496
Микрометр окулярный 5
Микрон 346
Микроскоп 443
Микрофарад 203
Миллимена способ определения величины элементарного заряда 253
Миллимикрон 346
Модуль растяжения 16
— сдвига 99
— Юнга 96
Мозли диаграмма 465
Молекулы 86
Молоточек Нефа 276
Моль 250
Момент (ы) вращающий 52
— импульса 66
— инерции 62
— количества движения 66
— — — закон сохранения 67
— сил 59
— силы относительно оси 52
Монокристаллы 87
Монохроматоры 378
Мощность 41
— переменного тока 291
Мурра свет 258

Напряжение излучения солнца 420
— потерянное 217
Насос Лангмюра 144
— ротационный масляный 144
Натяжение поверхностное 114
Начало координат 11
Нейтрон 184, 487
Нефа молоточек 276
Ниша опыт 136
Нормаль 18
Нормы освещенности 407
Нуль абсолютный 133
Ньютона закон второй 28
— — первый 27
— — третий 31

Обертоны 317, 329
Обмен тепла путем лучеиспускания 415
Объектив 429
Объем критический 169
Окуляр 429
Окулярный микрометр 430
Ом 219
Ома закон 219
Оптика 346
— геометрическая 346
— задачи 527
— история 437
Оптическая сила линзы 358
Оптические инструменты 424
— оси линзы 353, 354
— приборы, задачи 532
Оптический центр линзы 354
Опыт Рубенса 321
— Штерна 141
Ордината ось 11
Ордината 12
Освещенность 402
— изменение 409
— нормы 407
Осциллограф 298
Ось(и) абсцисс 11
— вращения 59
— — свободные 69
— координат 11
— ординат 11
Отражение внутреннее полное 343
— волн 325

Охлаждение тел путем лучеиспускания 418

Палочки сетчатки 407
Пар насыщенный 161
— — давление 162
— ненасыщенный 164
Пара сил 56
Парамагнитные тела 236
Паскаля закон 90
Переменный ток 278
Переохлаждение жидкостей 176
Период 71
— волны 309
Периодическая система элементов 542
Perpetuum mobile 44, 155
Плавление аморфных тел 177
— кристаллических тел 172
— температуры 173
— теплота скрытая 173
Пластинка(и) плоскопараллельная 351
— тонкие, цвета 362
Пленка поверхностная жидкостей 113
Плечо рычага 55
— силы относительно оси 52
Плоскость(и) колебаний, вращение 398
— спайности 386
Побочная оптическая ось линзы 354
Поверхность равного уровня 197
Поглощательная способность тела 415
Поглощение света 381
Позитрон 183, 488
— получение 489
Показатель преломления 327, 348, 541
Поле заряженного шара 201
— точечного заряда 199
Поликристаллы 7, 87
Положение равновесия 70
Полюсы 457
Полюсы гальванического элемента 214
— магнита 229
Поляризатор 390, 396
Поляризация света 386
— — при отражении и преломлении 396
— световых волн 392
— электромагнитных волн 390
Поляроиды 395
Постоянная Больцмана 140
— Клапейрона 135
— Стефана 416
Постоянный ток 211
Построение изображений 355
Потенциал 193
— единица электростатическая абсолютная 194
— измерение 198
— разность контактная 212
— связь с работой и напряженностью 195
Поток индукции 245
Правило Ампера 236
— Ленца 270
— правой руки 270
— Стокса 423
Превращение элементов искусственное 483
— энергии 158
Предел прочности 97
— упругости 96
Преломление волн 325
— двойное в кристаллах 393
Прибор д'Арсонваля 301
— Дюбуа-Реймонда 277
Призма 352
— ахроматическая 385
— Николя 3, 5
— обращающая 351
— полного внутреннего отражения 350
Принцип Гюйгенса 322
Пробеги света средние 384
Проводники 179
— включение параллельное 223
— сопротивление 225
Прозрачные тела 381

Проницаемость магнитная 235
Пропорциональности коэффициент 9
Протон 183
— треки 484
Прочность, предел 97

Работа 40, 41
— тока 220
— человека 50
Равновесие 51
— безразличное 57
— неустойчивое 57
— под действием силы тяжести 56
— устойчивое 57
Равномерность физической величины 28
Радий 472
Радиоактивность 471
— искусственная 491
— — в медицине 497
Радиоактивные вещества 471, 475
— — период распада 474
— превращения 473
— элементы, применение в медицине 497
Радиоактивный распад 476
Радиомарганец 494
Радиофосфор 493
Радужная оболочка 426
Разряд в разреженных газах 257
Раковины усадочные 175
Распределение энергии в спектре 418
Расстояние наилучшего зрения 427
Растяжение 94
— коэффициент 95
— модуль 96
Расширение линейное, коэффициент 123
— объемное, коэффициент 124
Расщепление элементов 485
Реакция(и) Резерфорда 480
— ядерные 480
Резерфорда реакция 480
Резонанс 83, 85
— напряжений 290
Резонатор 341
Рейнольдса число 111
Релея способ определения размеров молекул масла 118
Рентгеновская трубка 457
— установка 456, 458
— электронная трубка Кулиджа 457
Рентгеновские лучи 456
— — белые 465
— — дозировка 461
— — жесткость 461
— — защита от них 462
— — отражение 463
— — применение 461
— — природа волновая 462
— — свойства 459
— — спектр 465
Рентгеновский спектр, поляризование 466
— — серии 465
Реостат 217
— как делитель напряжения 224
Решетка дифракционная 371
— кристаллическая 87
— пространственная 387
Роговица 426
Розерфорда-Бора модель атома 449
Ромбоэдр 387
Ртутная дуга 265
Рубенса опыт 321
Румкорфа катушка 275
Рычаг(и) 53
— плечо 55
— прямолинейный 55
— равновесие 54
— сложный 54

Самарий 476
Самоиндукция 273
Сантиметр 202
Сахариметр Мичерлиха 400

Свет, восприятие субъективное 400
— дисперсия 376
— дифракция, задачи 531
— излучение, законы 415
— интерференция 361
— Мурра 258
— отражение 347
— — задачи 529
— поглощение 381
— — характеристика количественная 382
— поляризация 386
— — задачи 531
— преломление 347
— — задачи 529
— пробеги средние 384
— распространение 346
— сила 400
— скорость 346
— теория волновая 347
— — квантовая 433
— — корпускулярная 437
— — электромагнитная 345
— — электронная 438
Световое давление 446
— ощущение, длительность 407
Световой поток 383, 400
— — полный 401
Свеча международная 400
Сдвиг 98
— модуль 99
— фазы 285
Серии 439
Серия Бальмера 439
Сетчатка 407, 427
Сжатие 93
— жидкости, коэффициент 94
— одностороннее 96
Снижение газов 169
Сила(ы) 27
— внешние 35
— внутренние 35
— живая 43
— — теорема 43
— изменение точки приложения 51
— импульс 33
— лошадиная 43
— момент(ы) 50
— — относительно оси 52
— пара 56
— параллельные, сложение 55
— — центр 56
— плечо относительно оси 52
— принцип независимости действия 30
— разложение 30
— света 400
— сложение 30
— тока 211
— — измерение 218
— — регулировка 217
— трения 32
— — качения 69
— упругие 88
— центробежная 40
— электродвижущие термоэлектрические 227
Силовое поле 190
Силовой поток 244
Силовые линии 189
— — магнитные 231
— — плотность 192
Синусоидальный однофазный ток 278
Система изолированная 35, 47
Скаляры 20
Скорость(и) 21
— амплитуда 76
— высота 110
— гармонического колебания 76
— градиент средний 100
— единица 21
— звука 330
— молекул газов 141
— наиболее вероятная 139

Скорость, приращение геометрическое 26
— света 346
— сложение 21
— составляющая 21
— средняя квадратичная 138
— угловая 61
Скрытая теплота испарения 160
— — плавления 173
Слух 336
Смещение 70
— амплитуда 71
Соленоид 242
Солнечная постоянная 421
Солнечный спектр 422
Солнце, излучение 420
Сопротивление диэлектриков 225
— емкостное 288
— индуктивное 286
— проводников 225
— реактивное 291
Сосуды Дюара 130
Сплав Вуда 174
Спектр(ы) 353, 540
— водородный 439
— газов обращенные 378
— дифракционный 374
— звезд 379
— лучи невидимые 380
— оптические сложных атомов 452
— поглощения 381
— получение 377
— распределение энергии 418
— рентгеновский 465
— солнца 379, 422
Спектральные аппараты 377
Спектральный анализ 378
Спектрограф массовый 468
Спектрометр 376
Спектроскоп призматический 378
Стекло(а) нителевое 381
— оптические, задачи 530
— увиолевое 381
Стекловидное тело 427
Стерадиан 18
Стефана постоянная 416
Стокса правило 423
Струны, колебания 316

Тальбо закон 408
Тела аморфные 87
— изотропные 124
— кристаллические 87
— твердые, расширение 123
Тесла трансформатор 302
Телесный угол 17
Темное пространство Фарадея 258
Температура абсолютная 133
— измерение 122
— критическая 168
— плавления 173
— — и давление 174
Температурное излучение 422
Тень геометрическая 364
Теорема Гаусса 192
— живых сил 43
— Фурье 83
Теория Бора 439, 443
— квантов 438
Тепло, количество 125
— передача 122
— распространение 128
— эквивалент механический 126
Тепловая смерть 159
Тепловые измерительные приборы 228
— постоянные газов 539
— — жидкости 538
— — твердых тел 538
Теплоемкость газов молекулярная 148
— — удельная 147
— удельная 125
Теплопроводность 128
— коэфициент 129
Теплопроизводительная способность животных 125
Теплота 122
— задачи 510
— плавления скрытая 173
Термодинамика 146
— законы основные 146
— начало второе 155
— — первое 146
Термометр медицинский 122
Термопары 228
Термоэлектрические токи 227
— электродвижущие силы 227
Термоэлектричество 227
Термоэлектронная эмиссия 263
Термоэлементы 228
Течение жидкостей турбулентное 111
Ток(и) 211
— в электролитах 249
— высокой частоты 301
— индукция 266
— контуры 241
— насыщения 256
— переменный 278
— — задачи 524
— — значение эффективное 280
— — мощность 291
— — напряжение эффективное 281
— — сила эффективная 280
— — цепи 282
— постоянный 211
— — задачи 517
— прямолинейный, поле 226
— работа 220
— сила 211
— — значение мгновенное 278
— — измерение 218
— — регулировка 217
— синусоидальный однофазный 278
— термоэлектрические 227
— фарадические 277
— Фуко 277
— частота круговая 279
Томсона формула 294, 338
Тон 329
— основной 317
Торий 476
— деление ядра 496
Точечный источник света 401
Трансформатор 294
— Тесла 302
Треки 483
Трение внутреннее 99
— — коэфициент 101
— качения 68
— — коэфициент 69
— — сила 69
Трубки Гейслера 258
Турмалин 392

Увиолевое стекло 381
Углекислота, изотермы 167
Угол(ы) зрения 427
— измерение радиальное 16
— мера радиальная 16
— отражение 327
— падения 327
— полного внутреннего отражения 350
— поляризации 397
— телесный 17
— — единица 18
Удельное вращение вещества 399
— — растворенного вещества 399
Улитка 335
Ультрафиолетовые лучи 380
Упругие постоянные твердых тел 537
Упругость, предел 96
Уравнение Бернулли 104

Уравнение ван дер Ваальса 165
— состояния тела 148
Уран 471, 475
— деление ядра 496
Ускорение 2
— амплитуда 77
— в неравномерном движении 25
— гармонического колебания 76
— среднее 26
— угловое 62
Ухо внутреннее 335

Фаза колебания 71
— — начальная 72
— — противоположная 73
Фарада 262
Фарадея законы 250
— пространство темное 258
Фарадизация 277
Ферромагнитные тела 235
Физика молекулярная, задачи 510
Фигуры Хладни 331
Флюоресценция 422
Формула Клапейрона 124
— Мариотта-Гей-Люссака 134
— Томсона 294, 338
— тонких линз 355
— Эйнштейна 449
— электромагнитного поля 544
Фосфор 423
Фосфоресценция 422
Фосфоресцирующие вещества 423
Фотометр Бунзена 403
— Вебера 406
— Лумера-Бродхуна 404
Фотометрия 403
— задачи 532
— цветных лучей 408

Фотоны 437
Фотоэлектрический эффект 447
Фотоэлементы 447
Фраунгофера линии 379
Фуко токи 277
Функции, изображение графическое 11
Фурье теорема 83

Хладни фигуры 331
Хрусталик 426

Цвет(а) белый 410
— дополнительные 412
— сложение вычитательное 413
— — оптическое 413
— составные 411
— спектральные 411
— тонких пластинок 362
— черный 410
Центр параллельных сил 56
— тяжести 57
— — определение 58
— — человека, определение 59
Центрифуга 40
Цепь переменного тока 282
— — — полная 289
— — — разветвленная 292
— — — с емкостью 286
— — — —омическим сопротивлением 282
— — — — самоиндукцией 284
— разветвленная 222
Цикл Карно 154

Частота колебания 73
— — круговая 74
Человек, работа, производимая им, 50

Черные тела 415
Число Авогадро 88, 250
— Рейнольдса 111

Шкала температурная Цельса 122
Шпат исландский 387
Штерна опыт 141
Шунт 224

Эйнштейна формула 449
Эквивалент электрохимический 252
Электрические волны 337
— заряды, свойства основные 178
— — — — в состоянии движения 180
— — — точечные, поле 199
— колебания 293, 296, 337
— — — незатухающие 304
Электрический ток 180, 211
— — в газах 256
— — — электролитах 249
— — — измеритель 181
Электрическое поле 178, 187
— — влияние диэлектрической среды 206
— — напряженность 188, 193, 195
— — потенциал 193
Электричество 178
— отрицательное 178
— положительное 178
Электродвижущая сила 213
— — самоиндукции 273
— — элемента 216
Электроды 214, 249
Электролиты 182, 214, 249
— ток в них 249
Электромагнетизм 236
— задачи 521
Электромагнит 246
Электромагнитное поле вибратора 340
Электромагнитные волны, поляризация 390
Электрометр(ы) 178, 198
— чувствительный 255
Электрон(ы) 86, 183, 249
— атома внешние 437
— — внутренние 456
— возбужденный 441
— движение 442
— положительный 183, 488
— треки 483
Электронные лучи 259
— оболочки 452
— явления, задачи 526
Электроскоп 178
Электростатика 187
— задачи 525
Электростатическая индукция 179
Электростатическое поле, единицы 210
— — формулы 210
Элемент(ы), батарея 216
— гальванический 213
— — полюса 214
— соединение параллельное 216
— — последовательное 216
Элементарные заряды 249
— частицы 183
Элементы, превращение искусственное 483
— расщепление 485
Эманация радия 473
— — в водах 478
— — — воздухе 478
Эмиссия термоэлектрическая 263
Энергия 40, 445
— величина 40
— виды 41
— движения 41
— жидкости потенциальная внутренняя 103
— закон сохранения 44
— кинетическая 41, 43, 62
— молекул газа 139
— нормировка 48

Энергия положения 41
— потенциальная 41, 46
— превращение 158
— сохранения 454
— тепловая 41
— химическая 41
— ядерных реакций 481
Эрстед 230
Эффект Джоуля-Томсона 151
Эффективная сила переменного тока 280
Эффективное значение переменного тока 280
— напряжение переменного тока 281
Юнга модель 96
Ядерные реакции 480
— — энергия 481
Ядро атомное, распад радиоактивный 489
— — строение 485
— — — теории Гейзенберга 485
— — части составные 485
— — элементы составные 480

Редактор *Б. Н. Степаненко*
Технический редактор *А. Ефимова*

А 21722. Сдано в набор 31/XII 1944 г. Подп. к печ. 10/IX 1945 г. Ф. бум. 60×92/16. П. л. 35. У.-н. л. 33,25. Зн. в 1 п. л. 52 000. М-У-10. Тир. 20 000 экз. Цена 24 р. Переплет 1 р. 50 к. Зак. 455.

16-я тип. треста «Полиграфкнига» ОГИЗа при СНК РСФСР, Москва, Трехпрудный, 9.