

Odil RAXIMOV

Nuriddin MAMATKULOV

FIZIKA



O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLIY VA O'RTA MAXSUS TA'LIM VAZIRLIGI

Raximov Odil, Mamatkulov Nuriddin

FIZIKA

O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligi oliy o'quv muassasalarining muhandis-texnik itisosi bakalavriat ta'lim yo'nalishlarida tahsil olayotgan talabalar uchun o'quv qo'llanma sifatida ruxsat etilgan.

"TURON NASHR"
SAMARQAND - 2021-yil

ndis-texnik
iga asosan

nutaxassis
ixtisoslik
yaratish,
ummolarni
utuqlarini
erayotgan
lim, uquv
iqarishga

olaning
siliinlarni

quyidagi
tiradilar:
inamika;
jismlar
on fizik

berilishi
ishildi.
siz olib
tiruvchi
ikaning
nlari va
adi. Bu
o'quv
uchun

UO'K: 53

KVK: 22.3

R 29

Raximov Odil, Mamatkulov Nuriddin. Fizika. O'quv qo'llanma.
"TURON NASHR". Samarqand. 2021. 620 bet.

Mazkur o'quv qo'llanma O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligi oliy o'quv muassasalarining muhandis-texnik itisosi bakalavriat ta'lim yo'nalishlarida tahsil olayotgan talabalar uchun mo'ljallangan fizika fani dasturiga asosan yozilgan.

O'quv qo'llanmada muhandislik sohalari uchun katta ahamiyatga ega bo'lgan mexanika, molekulyar fizika va termodinamika, elektr va magnetizm, optika, atom fizikasi, yadro fizikasi va elementar zarrachalar fizikasiga oid ma'lumotlar bayon etilgan.

Taqrizchilar:

A.Jumabayev–Samarqand davlat universiteti professori, fizika-matematika fanlari doktori,

J.Qurbanov– Samarqand iqtisodiyot va servis instituti professori, texnika fanlari doktori,

A.Abdullayev –Samarqand davlat arxitektura-qurilish instituti dotsenti, fizika-matematika fanlari nomzodi.

ISBN:978-9943-6807-6-0

©"TURON NASHR", 2021

© O.Raximov, N.Mamatkulov., 2021

KIRISH

Mazkur o'quv qo'llanma Oliy o'quv yurtlarining muhandis-texnik sohasi talabalari uchun mo'ljallangan fizika fani dasturiga asosan yozilgan.

“Fizika” fanining asosiy maqsadi- talablardan etuk mutaxassis bo'lib etishishlari yo'lida kerakli umum muhandislik va ixtisoslik fanlarini puxta o'zlashtirish uchun etarli darajada baza yaratish, ularning kelgusidagi mehnat faoliyatlarida uchraydigan muammolarni hal etishda mustaqil fikr yuritishlariga va fizika fanining yutuqlarini bevosita tadbiiq etishlari hamda tabiatni va tabiatda ro'y berayotgan hodisalarni to'g'ri tushunishlariga zarur bo'lgan darajada bilim, uquv va ko'nikmalarni hosil qilishdan hamda amaliyotga, ihtab chiqarishga tadbiiq qilishdan iborat.

“Fizika” fanining vazifasi - uni o'rganuvchilariga olamning hozirgi zamon fizik tasavvuri bo'yicha nazariy-amaliy bilimlarni uzviylik va uzluksizlikda o'rgatishdan iborat.

Mazkur qo'llanmada “Fizika” fani bo'yicha talabalar quyidagi nazariy masalalar bo'yicha o'z bilimlarini chuqurlashtiradilar: mexanikaning fizik asoslari; statistik fizika asoslari va termodinamika; elektr va magnetizm; optika; issiqlikdan nurlanish; qattiq jismlar fizikasi; atom fizikasi; yadro fizikasi; olamning hozirgi zamon fizik tasavvuri.

O'quv qo'llanmaning uncha katta bo'lmagan hajmda berilishi asosan materialni tanlash va qisqacha tushuntirish natijasida erishildi.

Materialni tushuntirish murakkab matematik isbotlarsiz olib borilib, asosiy e'tibor hodisaning fizik tomoniga va uni tushuntiruvchi xulosa va qonuniyatlarga, hamda hozirgi zamon va klassik fizikaning qo'llanilishlariga qaratilgan. Fizik kattaliklarning belgilanishlari va o'lchov birliklari xalqaro hozirgi zamon standartlariga mos keladi. Bu qo'llanma arxitektura-qurilish instituti va Oliy texnika o'quv yurtlarining fizika fani bo'yicha ta'lim oluvchi talabalari uchun mo'ljallangan.

Ushbu o'quv qo'llanma muxandis-texnik faoliyati bo'yicha ta'lim olayotgan oliy o'quv yurtlari talabalariga va shu sohada faoliyat olib borayotgan mutaxassislariga fizika bo'yicha chuqur bilim olishlariga yaqindan yordam beradi degan fikirdamiz.

Mazkur kitob ustida ishlashning barcha bosqichlarida o'zining qimmatli fikr va mulohazalari bilan yaqindan yordam beganliklari uchun Samarqand davlat universiteti professori, fizika-matematika fanlari doktori A.Jumabayevga, Samarqand iqtisodiyot va servis instituti professori, texnika fanlari doktori J. Qurbanovga, Samarqand davlat arxitektura-qurilish instituti dotsentlari, fizika-matematika fanlari nomzodilari A.Abdullayev va A.Abduqodirovlarga o'zimmizning samimiy tashakkurimizni bildiramiz.

O'quv qo'llanmaning yanada yaxshilanishiga qaratilgan barcha taklif va mulohazalarni mualliflar mamnuniyat bilan qabul qiladilar. Taklif va mulohazalarni quyidagi manzilga yuborishlarin so'raymiz: 140147. Samarqand shahri, Lolazor ko'chasi, 70 uy. Mirzo Ulug'bek momli Samarqand davlat arxitektura-qurilish instituti "Tabiiy fanlar" kafedrası.

1-MODUL. MEXANIKANING FIZIK ASOSLARI

1.1. Fizika fani haqida. Fizika tarixining muhim bosqichlari.

Fizika tadqiqotlar usullari; tajriba, gipoteza, eksperiment va nazariya. Matematika va fizika. Fizika va texnika orasidagi o'zaro hamkorlik. Muhandislik kasbini egallashda fizikaning roli

Fizika fani haqida. Fizika tarixining muhim bosqichlari

Fizika so'zi "fizius" grekcha so'zidan olingan bo'lib, tabiat degan ma'noni bildiradi. U tabiat hodisalarini va jarayonlarini sodda va umumiy qonun hamda qonuniyatlarni, modda tuzilishi va uning xossasi, xususiyatlarini va harakatlarini o'rganadi. Fizikani alohida fan sifatida ajratish g'oyasi Ibn Sinoning Beruniyga yozgan nomalarida ilgari surilgan. Lekin uning fan sifatida vujudga kelish jarayoni murakkab va chalkash. Shuning uchun taraqqiyot bosqichlarini shartli ravishda tavsiflab o'tamiz.

Antik davr. Eramizdan avvalgi VI asrdan hozirgi eramizning II asrlarigacha bo'lgan davrni o'z ichiga olib, bu bosqichda Fales, Levkipp, Demokrit, Platon, Aristotel, Knidskiy, Gipparx, Aristerx, Evklid, Arximed, Ptolomey kabi olimlar chiziqli o'lchov, yetkaili tarozilar yaratdilar, mexanik harakatlarni, tovush va uning qaytishi, og'irlik markazi, richag muvozanati, harakatlarni qo'shish kabi jarayonlarhi tadqiq qilishdi, geosentrik sistema g'oyasi ilgari surildi va Yerdan Oygacha bo'lgan masofani o'lchashga harakat qilishdi.

O'rta asrlar (VI-XIV asrlar). Alxazen tomonidan fizik optika elementlari arablar va xitoyliklar tomonidan kompas, Al Beruniy tomonidan qattiq jism va moddalarning zichligini aniqlash, Yer va Oyning harakati, kristallografiya va minerallar xususiyatlari bo'yicha, Ibn Sino tomonidan issiqlik harakati va diffuziya hodisalari tadqiq qilindi, Umar Hayyom tomonidan esa tortish va zichlikni aniqlash usullari takomillashtirildi.

Pelegrino tomonidan magnit hodisalari tavsiflandi, R.Bekon tomonidan sferik ko'zguning fokusi aniqlandi, U.Geytsbern tomonidan oniy tezlik va tezlanish tushunchasi kiritildi, A.Saksonskiy

ilgarilanma va aylanma harakatga ta'rif berdi, tekis o'zgaruvchan harakat va burchak tezlik tushunchalari kiritdi. N.Orem harakatini grafik ko'rinishda tavsiflashni ishlab chiqdi.

Vujudga kelish davri (XV–XVI asrlar). Bu bosqichda Leonardo da-Vinchi, N.Kuzanskiy, N.Frakstro, N.Kopernik, J.Bruno, Z.Yasenlarning tadqiqotlari muhim amaliy va uslubiy yutuqlarga olib keldi.

Bu davrda erkin tushish, gorizontol otilgan jism harakati, to'qnashishlari, harakatni tuzatish mexanizmlari, podshipniklar, ishqalanish jarayonlari, tovush to'lqinlarining tarqalishi, linzadan nurlarning o'tishi, kapillyarlik kabilar tadqiq qilindi. Linzada tasvir olish, ko'zoynak yasash amalga oshirildi. G.Galiley mayatniklarning garmonik tebranishini kuzatdi, J.Benetti gidrostatik paradoksni ochdi, Zansen ko'rish trubasini va mikroskopni yasadi, G.Galiley ularni takomillashtirdi.

Fizikaning fan sifatida vujudga kelish davri (XVII asr). Bu davrda U.Gilbertmagnit jismlar va Yerning magnit maydoni, I.Kerler tomonidan linza formulasi va fotometriyaning asosiy qonuni tavsiflandi. Galiley gorizontga qiya otilgan jism harakatini o'rgandi va yorug'lik tezligini aniqlash tajribasini o'tkazdi.

Bekon tomonidan issiqlik harakati g'oyasi ilgari sutildi va bu g'oya Boyl va Berunull tomonidan rivojlantirildi. V.Snellius yorug'likni sinish qonunini ochdi, J.Rey termometrni kashf etdi, G.Galiley harkatining nisbiylik tamoyilini, erkin tushish qonunlarini kashf etdi. O.Geriks havo nasosini kashf etdi, Torichelli formulasi, atmosfera bosimini o'lchach - tajribasi e'lon qilindi, barometr yasaldi, Dekart tomonidan inersiya qonuni e'lon qilindi. Y.Marsi tomonidan yorug'lik dispersiyasi ochildi, atmosfera bosimining balandlikka bog'likligi tadqiq qilindi, (F.Pere, V.Paskal), Paskal qonuni kashf qilindi, simob termometri yaratildi, mayatnikli soat yaratildi (G.Galiley), Guk qonuni, Boyl-Marriot qonun kashf qilindi.

P.Ferma tomonidan geometrik optikaning asosiy tamoyili (Ferma prinsipi) e'lon qilindi, E.Somerset ilk bor bug' mashinasini yaratdi (1663yil), Guk difraksiyani, I. Nyuton butun olam tortish qonunini va

dispersiya hodisasini kashf etdi. R.Guk barcha moddalar uchun erish va qaynash temperaturallari doimiy kattalik ekanini eʼtirof etdi.

E.Bertole yorugʻlik nurining ikkilanib sinishi, G. Brandt kimyolyuminestsensiyani kashf etdi. O.Ryomer Yupiter yoʻldoshini kuzatib, yorugʻlik tezligini oʻlchadi, Gyugens yorugʻlikning toʻlqin nazariyasini yaratdi, yorugʻlikning qutblanishini kashf etdi, g ʻning qiymatini tajribada aniqladi.

Fizika taraqqiyotining keyingi bosqichlari quyidagicha:

1. *Mumtoz (klassik) fizika davri* (XVII—XIX asrlar).

2. *Hozirgi zamon fizika davri* (1905yildan—hozirgacha).

Bu davrlardagi kashf etilgan asosiy qonunlar, qoidalar, fizik jarayonlar fizika fani dasturi talabida ushbu qollanmada mavzularga oid ravishda qisqacha bayon etilgan.

I. “Fizika” fanining dolzarbligi va oliy kasbiy taʼlimdagi oʻrni

Ushbu dasturda “Fizika” fanining mazmuni, predmeti va metodi, fizika fanining mohiyati, uning maqsadi va vazifalari, kinematika asoslari, moddiy nuqta dinamikasi, energiyaning saqlanish qonuni, qattiq jism mexanikasi, impuls va impuls momentining saqlash qonuni, yaxlit muhit mexanikasining elementlari, relyativistik mexanika elementlari. statistik taqsimotlar, termodinamika asoslari, doimiy va oʻzgaruvchan tok, magnit maydoni, elektromagnit induksiya hodisasi, elektromagnit tebranishlar va toʻlqinlar, kvant fizikasi, qattiq jismlar fizikasi, yadro fizikasi va olamning hozirgi zamon fizik tasavvuri shu kabi mavzular uzviylik va uzluksizlik nuqtai-nazardan mantiqiy ketma-ketlikda oʻz muammolarini hal qilishda rol oʻynaydi.

II. “Fizika” fanning maqsadi va vazifasi

“Fizika” fanining asosiy maqsadi-talablardan etuk mutaxassis boʻlib etishishlari yoʻlida kerakli umum muhandislik va ixtisoslik fanlarini puxta oʻzlashtirish uchun etarli darajada baza yaratish, ularning kelgusidagi mehnat faoliyatlarida uchraydigan muammolarni hal etishda mustaqil fikr yuritishlariga va fizika fanining yutuqlarini

bevosita tadbiiq etishlari hamda tabiatni va tabiatda ro'y berayotgan hodisalarni to'g'ri tushunishlariga zarur bo'lgan darajada bilim, uquv va ko'nikmalarni hosil qilishdan hamda amaliyotga, ihlab chiqarishga tadbiiq qilishdan iborat.

“Fizika” fanining vazifasi uni o'rganuvchilariga: kinematika asoslari, moddiy nuqta dinamikasi, energiyaning saqlanish qonuni, yaxlit muhit mexanikasining elementlari, relyativistik mexanika elementlari, statistik taqsimotlar, termodinamika asoslari, ko'chish hodisalari, fazalar muvozanati, vakuumda va muhitdagi elektr maydoni, doimiy va o'zgaruvchan tok, magnit maydoni, elektromagnit induksiya hodisasi, elektromagnit tebranishlar va to'lqinlar, kvant fizikasi, qattiq jismlar fizikasi, atom fizikasi, yadro fizikasi va olamning hozirgi zamon fizik tasavvuri bo'yicha nazariy-amaliy bilimlarni uzviylik va uzluksizlikda o'rgatishdan iborat.

III. “Fizika” fanni o'qitishda zamonaviy axborot va pedagogik texnologiyalar

Talaba “Fizika” fanini o'zlashtirishda ta'limning innovasion usullaridan foydalanishi, yangi pedagogik, axborot va internet texnologiyalarini tadbiiq qilishi muhim ahamiyat kasb etadi. Fanni o'zlashtirishda o'quv-uslubiy ta'minot (darslik, o'quv va uslubiy qo'llanmalar, modul topshiriqlari) dan foydalanilish tavsiya etiladi.

Ma'ruza va laboratoriya hamda amaliy mashg'ulotlarda turli metod va vositalardan, xususan, aqliy hujum, klaster, amaliy ish va didaktik o'yinlar, shuningdek kompyuter dasturlaridan, internet tizimlaridan foydalanish mumkin.

Bizni o'rab turgan dunyo, atrofdagi mavjud narsalar va bizning sezgilarimiz idrok qiladigan borliq materiyani tashkil qiladi. “Materiya falsafiy kategoriya bo'lib, u obyektiv reallikni ifodalaydi, hamda bizning sezgilarimizda uni aks ettiradi va bu obyektiv reallik bizning sezgilarimizga bog'liq bo'lmagan holda mavjuddir. Materiyaning ajralmas xossasi va uning yashash formasi harakatdir. Keng ma'noda harakat deganda materiyaning turli-tuman o'zgarishlari, ya'ni bunda oddiy ko'chishdan to murakkab idrok qilish

jarayonlarigacha bo'lgan hodisalar tushuniladi". Harakat, keng ma'nodagi tushunchadir, yani materiyaning yashash formasidir, materiyaga xos ichki xususiyat bo'lib, olamdagi bo'ladigan o'zgarishlar va jarayonlarni, oddiy ko'chishdan boshlab, to idrok qilishgacha bo'lgan jarayonlarni o'z ichiga oladi". Materiya harakatining turli-tuman formalarini turli fanlar, jumladan fizika ham o'rganadi. Fizikaning mavzusi, boshqa har qanday fan uchun ham, uni iloji boricha to'laroq bayon qilish jarayonida aniqlanadi. Fizika mavzusining aniq ta'rifini berish ancha murakkabdir, chunki fizika va bazi oraliq fanlar orasidagi chegara shartlidir. Umuman olganda hozirgi vaqtda fizikaning mavzusi tabiat haqidagi fan degan tushunchani qo'llash unchalik to'g'ri emas. Akademik A.F.Ioffi fizikaga quyidagi tarifni beran: "Fizika bu modda va maydonning umumiy xossalari va harakat qonunlarini o'rganuvchi fandir". Hozirgi vaqtda hamma o'zaro ta'sirlar maydon orqali amalga oshishi ko'pchilik tomonidan tan olingan, masalan gravitatsion, elektromagnit, yadro kuchlari maydoni. Maydon modda bilan bir qatorda materiya yashash formalarining bir turidir. Maydon va moddaning o'zaro bog'liqligi va ular xossalariidagi farqlar kursni o'rganish davomida ko'rib chiqiladi. Fizika-materiya harakatining eng oliy va shu bilan birga umumiy formalari, ularning o'zaro aylanishlari haqidagi fandir. Fizikada o'rganiladigan materiya harakat turlari hamma oddiy va murakkab materiya turlarida ham mavjuddir. Shu sababdan bular o'zi oddiy bo'lishiga qaramasdan materiya harakatining umumiy turi bo'lib Materiya harakatining oliy va murakkab turlari boshqa fanlar (kimyo, geografiya,biologiya va boshqalar) mavzusidir.

Fizika boshqa tabiiy fanlar bilan chambarchas bog'langandir. Akademik S.Vavilov aytganidek, fizikaning boshqa tabiiy fanlar bilan chambarchas bog'liqligi shunga olib keldiki, fizika o'zining chuqur ildizlari bilan falakiyotshunoslikga, geologiyaga, kimyoga, biologiya va boshqa tibbiyot fanlarga o'sib o'tdi. Natijada bir qancha oraliq fanlar: astrofizika, geofizika, fizikaviy kimyo, biofizika va boshqa fanlar yuzaga keldi.

Fizika fani matematika fanining turli xil usullaridan foydalanadi, jumladan, hosila, integral va hokazlar.

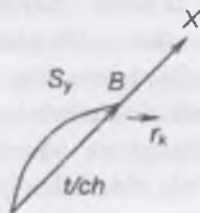
Hosila. Funksiyani $[x_0; x] - [x_0; x - \Delta x]$ intervalidagi o'rtacha o'zgarish tezligi-funksiya o'zgarishining argument o'zgarishiga nisbatiga hosila deyiladi, ya'ni

$$\frac{\Delta f(x_0)}{\Delta x} = \frac{f(x_0 + \Delta x) - f(x_0)}{\Delta x}$$

Argument-erkin o'zgaruvchining o'zgarishi 0 ga intilganda funksiya o'zgarish tezligining *limiti* ya'ni $\lim_{x \rightarrow x_0} \frac{\Delta f(x_0)}{\Delta x}$ ga funksiyaning x_0 nuqtadagi o'zgarish tezligi deyiladi. Buni hosila deb qabul qilingan.

f funksiyasi x_0 nuqtadagi hosilasi $f'(x_0)$ deb belgilanadi.

Hosilaning mexanik ma'nosi.



1-rasm.

Agar $S = f(t)$ funksiya berilgan bo'lsa va uning yordamida ixtiyoriy vaqt momentida moddiy nuqtaning vaziyatini aniqlash mumkin bo'lsa (1-rasm), u holda harakat qonuniyati ma'lum deb hisoblanadi va $S = f(t)$ tenglama harakat tenglamasi deyiladi.

Demak, t vaqt momentida moddiy nuqta M nuqtada, ya'ni $OM = S = f(t)$ masofada bo'ladi. $t + \Delta t$ vaqt momentida M nuqta O nuqtadan $OM_1 = S + \Delta S_1 = f(t + \Delta t)$ masofada bo'ladi (1-rasm).

Moddiy nuqta, Δt vaqt intervalida ΔS masofani $v_{o'ir}$ tezlik bilan o'tadi:

$$v_{o'ir} = \frac{\Delta S}{\Delta t} = \frac{f(x_0 + \Delta x) - f(x_0)}{\Delta t}$$

Δt vaqt 0 ga intilgandagi tezlikning o'rtacha qiymati moddiy nuqtaning berilgan vaqt momentidagi, ya'ni oniy tezligiga teng bo'ladi. Demak,

$$v = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} v = \lim_{t \rightarrow 0} \frac{\Delta S}{\Delta t} = S'(t)$$

Moddiy nuqtaning berilgan vaqt momentidagi tezligi yo'ldan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilasiga teng. Masalalar yechishda hosilalardan foydalinaladi. Oniy tezlanish esa S masofanidan ikkinchi tartibli yoki v oniy tezlikdan birinchi tartibli hosilasiga teng, ya'ni:

$$a = S''(t) = v'(t)$$

Integral. Aniqmas integral. Agar berilgan intervalda x ning barcha qiymatlari uchun $F'(x) = f(x)$ tenglik o'rinni bo'lsa, $F'(x)$ funksiya $f(x)$ funksiya uchun birlamchi funksiya bo'ladi.

Agar biror x intervalida $F(x)$ funksiya $f(x)$ funksiya uchun birlamchi funksiya bo'lsa, $\int f(x) dx = F(x) + c$ ifoda $f(x)$ funksianing noaniq integrali deyilad. Bu yerda c ixtiyoriy doimiy son, $\int f(x) dx$ integral ostidagi ifoda.

Integralning asosiy qoidalari:

$$\int a f(x) dx = a \int f(x) dx,$$

$$\int [f_1(x) \pm f_2(x)] dx = \int f_1(x) dx \pm \int f_2(x) dx,$$

$$\int f(ax + b) dx = \frac{1}{a} F(ax + b) + c.$$

Integralning asosiy formulalari matematika ma'lumotnomalari jadvalarida keltirilgan.

Aniq integral. Uzluksiz $f(x)$ funkziyaning $[a; b]$ intervalidagi aniq integrali deb birlamchi F funksianing $[a; b]$ intervalidagi $F(a) - F(b)$ o'zgarishiga aytiladi va quyidagicha belgilanadi:

$$\int_a^b f(x) dx = F(a) - F(b).$$

Fizika texnika bilan chambarchas bog'langan bo'lib, bu bog'lanish ikki tomonlama xarakterga ega. Fizika texnika talabiga qarab rivojlanadi va shu bilan birga texnika fizik izlanishlar mavzusini aniqlaydi. Ikkinchi tomondan sanoatning texnik jihatdan o'sish darajasi fizikaning rivojiga bog'liq. Fizika-bu texnikaning yangi sohalarini yaratuvchi asosiy manbadir.

Fizikaning jadal rivojlanishiga va uning texnika bilan chambarchas bog'liqligi fizikaning texnika oliy o'quv yurtlarida ikki xil rol o'ynashini ko'rsatadi. Birinchidan bu muxandis kadrlar tayyorlash nazariyadan fundamental baza, ikkinchidan bu ilmiy dunyoqarashlarning hosil bo'lishiga yordam beradi.

Fizikada asosiy tadqiqot usuli tajriba (eksperiment) hisoblanadi. U obyektiv haqiqatni his etish-emperik bilishga asoslangandir, ya'ni tadqiq qilinayotgan hodisalarning borishini kuzatish va ko'p martalab takrorlaganda qayd qilishga imkon beruvchi shartlarni e'tiborga olgan holda kuzatishdan iboratdir. Tajriba natijalarini tushuntirish uchun gipoteza olg'a suriladi.

Gipoteza-bu biror bir hodisani tushuntirish uchun olg'a surilgan hamda tajribada tekshirilishi va haqiqiy ilmiy nazariyaga ega bo'lishi uchun nazariy tasdiqdan o'tishi kerak bo'lgan tasavvurdir. Tajriba natijalarini hamda inson faoliyatini umumlashtirish natijasida fizik qonunuyatlar aniqlanadi.

Fizika xalqaro birliklar tizima (XBT) da 7 ta asosiy o'lchov birlik qabul qilingan.

Metr (m)-bu yorug'likning vakumda $1/299792458c$ vaqt ichida o'tgan yo'lidir.

Kilogramm (kg)-bu massaning xalqaro prototipi kilogramga teng (platina-irridiyli silindr bo'lib, u xalqaro o'lchov va ogirliklarning Parij yaqinidagi Sevrda joylashgan byurosida saqlanadi).

Sekund (S)-bu seziiy - I_{33} atomining ikkita o'ta qisqa asosiy holatlari orasidagi o'tish davrining 9192631770 ga ko'paytmasiga teng.

Ampere (A)-bu shunday o'zgaraydigan tok kuchiga tengki, u vakuumda bir-biridan 1 m uzoqlikda joylashgan ikkita cheksiz uzun parallel va ko'ndalang kesim yuzi juda kichik bo'lgan o'tkazgichdan o'tganda, o'tkazgichning har bir metriga $2 \cdot 10^{-7} N$ ga teng ta'sir etuvchi kuch hosil qiladi.

Kelvin (K)-bu suvning uchlangan nuqtasidagi termodinamik haroratning $1/273,16$ qismiga tengdir.

Mol (mol)-bu tizimdagi modda miqdori bo'lib, massasi $0,012 \text{ kg}$ ga teng bo'lgan uglerodda qancha atom bo'lsa shu moddada ham shuncha struktura elementi bo'ladi.

Kandela (cd)-bu chastotasi $540 \cdot 10^{12} \text{ Hz}$ bo'lgan monoxromatik nurlanish manbaining berilgan yo'nalishidagi shunday yorug'lik kuchiga tengki, uning shu yo'nalish bo'yicha yorug'likning energetik kuchi $1/683 \text{ W/cr}$ ga teng bo'lsin

XBTdagi qo'shimcha birliklar:

Radian (rad)-aylananing radius uzunligiga teng yoy hosil qiluvchi ikkala radius orasidagi burchak qiymati.

Steradian (cr)-uchi sfera markazida joylashgan va sferaning radius kvadratiga teng yuzali sirtni ajratuvchi fazaviy burchak

Hosilaviy o'lchov birliklarni aniqlash uchun ularni asosiy fizik kattaliklar bilan bog'lovchi qonuniyatlardan foydalaniladi.

1.1-MAVZU. KINEMATIKANING ELEMENTLARI

Reja:

1.1.1. Moddiy nuqta, sanoq tizimi, radius-vektor va trayektoriya tushunchalari;

1.1.2. Moddiy nuqtaning to'g'ri chiziqli harakati Tezlik. Tezlanish;

1.1.3. Moddiy nuqtaning aylana bo'ylab harakati. Egri chiziqli harakatda tezlik va tezlanish.

1.1.1. Moddiy nuqta, sanoq tizimi, radius-vektor va trayektoriya tushunchalari

Mexanika-fizikaning bir qismi bo'lib, mexanik harakatning hosil bo'lish va uning o'zgarish sabablarini o'rganadi. Mexanik harakat deb vaqt o'tishi bilan jismlarning yoki ular qismlari bir-biriga nisbatan vaziyatining o'zgarishiga aytiladi. Mexanikaning fan sifatida rivojlanishi eramizdan avvalgi III asrda yashagan grek olimi Arximed richagning muvozanat qonuni va suzuvchi jismlarning muvozanat qonunini ochishdan boshlangan. Mexanikaning asosiy qonunlari asosan italiyan fizigi va falokiyotshunosi G.Galiley tomonidan kashf etilgan va ingliz olimi I.Nyuton tomonidan to'lasincha tushuntirilgan. Galiley-Nyuton mexanikasiga klassik mexanika deyiladi va u tezligi yorug'likning vakuumdagi tezligidan juda kichik bo'lgan makroskopik jismlarning harakat qonunlarini o'rganadi. Tezligi yorug'lik tezligi c ga yaqin bo'lgan mikroskopik jismlarning harakat qonunlarini A.Eynshteyn tomonidan yaratilgan maxsus nisbiylik nazariyasiga bag'ishlangan relyativistik mexanika o'rganadi. Mikroskopik jismlar harakati uchun esa klassik mexanika qonunlari o'rinli emas, shu sababli ular kvant mexanikasi qonunlari bilan almashtiriladi. Mexanikaning birinchi qismida biz Galiley-Nyuton mexanikasi bilan ish ko'ramiz, yani tezligi yorug'lik tezligidan juda kichik bo'lgan makroskopik jismlarning harakatini o'rganamiz. Klassik mexanikada I.Nyuton tomonidan yaratilgan va XVII-XIX asrgacha tabiat ilmida hukmronlik qilib kelgan. Galiley-Nyuton mexanikasida fazo va vaqt materiyaning yashash formasi sifatida

qaraladi, ammo fazo va vaqt moddiy jismlar harakatidan va bir-biriga bog'liq bo'lmagan holda qaraladi, chunki bu o'sha davr fani rivojiga mos kelar edi. Ko'plab fizik hodisalarni mexanik ifodalash ko'rgazmali va tushinarli bo'lganidan XIX asrdagi bir qator fiziklar hamma hodisalarni mexanik hodisalar bilan bog'ladi.

Mexanika bo'limlari: Kinematika, Dinamika, Statika.

Kinematika-jismlar harakatini vujudga keltiruvchi sabablarni e'tiborga olmasdan o'rganuvchi bo'limdir.

Dinamika-jismlarning harakat qonunlarini, ularni vujudga keltiruvchi va o'zgarish sabablarini e'tiborga olgan holda o'rganadi.

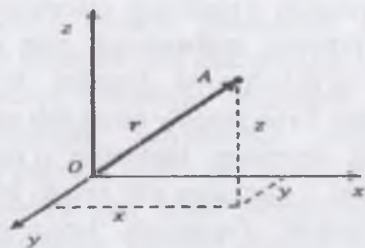
Statika-jismlar tizimining muvozanat shartlarini o'rganadi. Agar jismlarning harakat qonunlari ma'lum bo'lsa, u holda undan muvozanat shartlarini keltirib chiqarish mumkin. Shu sababli statika qonunlari fizikaviy dinamik qonunlaridan ajralgan holda o'rganilmaydi.

Mexanikada jismlar harakatini ifodalash uchun har bir aniq masala shartiga qarab turli-tuman fizik modellar qo'llaniladi. Eng oddiy model sifatida moddiy nuqta olinadi. *Moddiy nuqta* deb, qaralayotgan masalada o'lchamlarini e'tiborga olmasa ham bo'ladigan va ma'lum massaga ega bo'lgan jismga aytiladi. Moddiy nuqta tushunchasi abstrakt bo'lsa ham, bu tushuncha yordamida ko'plab masalalarni yechish mumkin. Masalan, Quyosh atrofida planetalarning orbita bo'ylab harakatini o'rganishda planetalarni moddiy nuqta deb qarash mumkin. Ixtiyoriy makroskopik jism yoki jismlar tizimini, xayolan o'zaro ta'sirlashuvchi shunday bo'lakchalarga bo'lish kerakki, ularning har birini moddiy nuqta deb qarash mumkin bo'lsin. U holda ixtiyoriy tizimning harakatini o'rganish moddiy nuqta tizimining harakatini o'rganishga olib keladi. Mexanikada oldin bitta moddiy nuqta harakati o'rganiladi, keyin esa moddiy nuqtalar tizimining harakatini o'rganishga o'tiladi.

Jismlar bir-birlari bilan ta'sirlashganda deformatsiyalashadi, ya'ni o'zlarining shakli va o'lchamini o'zgartiradi. Shu sababli mexanikada yana bir model absolyut qattiq jism tushunchasi kiritiladi.

Absolyut qattiq jism deb har qanday sharoitda deformatsiyalanmaydigan va har qanday sharoitda ikki nuqtasi orasidagi masofa o'zgarmaydigan jismga aytiladi. Qattiq jismning har qanday harakatini uning ilgariylanma va aylanma harakati kombinatsiyasi kabi tasavir qilish mumkin.

Ilgariylanma harakat deb, harakatlanuvchi jism bilan bog'langan har qanday to'g'ri chiziq har doim o'zining boshlang'ich holatiga parallel qoladigan harakatga aytiladi. Aylanma harakat deb jismning hamma nuqtalari markazlari aylanish o'qi, deb ataluvchi chiziq atrofida aylana bo'ylab harakatiga aytiladi. Jismlar harakati fazo va vaqtda sodir bo'ladi. Shu sababli, moddiy nuqtaning harakatini ifodalash uchun moddiy nuqta fazoning qaysi nuqtasida ekanligini va qaysi vaqtda bu nuqta fazoning u yoki bu nuqtasidan o'tishini bilish zarur. Moddiy nuqtaning harakati sanoq jismi deb ataluvchi ixtiyoriy tanlab olingan boshqa biror jismga nisbatan aniqlanadi. Sanoq jism bilan bog'liq tizmda, dekart kordinatalar tizimi va soat birgalikda sanoq tizimini tashkil qiladi. Ko'p ishlatiladigan dekart kordinatalar tizimida biror A moddiy nuqtaning berilgan vaqtdagi holati bu tizimga nisbatan 3 ta x, y, z koordinatalar bilan, yoki koordinatalar tizimi boshi bilan moddiy nuqtani birlashtiruvchi r - radius vektor orqali aniqlanadi (2-rasm).



2-rasm.

Moddiy nuqtaning harakati davomida, vaqt o'tishi bilan uning koordinatalari o'zgaradi. Umumiy holda, uning harakati quyidagi uchta skalyar tenglama bilan ifodalanadi:

$$x = x(t), y = y(t), z = z(t) \quad (1.1)$$

yoki (1.1) ga teng kuchli vektor tenglamani yozish mumkin.

$$\vec{r} = \vec{r}(t) \quad (1.2)$$

(1.1) va (1.2) tenglamalarga moddiy nuqta harakatining kinematik tenglamalari deb ataladi.

Nuqtaning fazoda to'la holatini aniqlovchi, bir-biriga bog'liq bo'lmagan koordinatalar soniga erkinlik darajasi soni deyiladi. Yuqorida aytilganlarga ko'ra, agar moddiy nuqta fazoda harakat qilsa uning erkinlik darajalar soni 3 ta bo'ladi, tekislikda harakatlansa 2 ta erkinlik darajasiga, biror chiziq bo'ylab harakatlansa bitta erkinlik darajasiga ega bo'ladi. (1.1) va (1.2) tenglamalardan t ni o'zgartira borib moddiy nuqta harakati uchun trayektoriya tenglamasini hosil qilamiz. Moddiy nuqtaning harakat trayektoriyasi deb shu nuqtaning harakati davomida fazoda qoldirgan iziga aytiladi. Trayektoriya shakliga qarab harakat to'g'ri chiziqli yoki egri chiziqli bo'lishi mumkin.

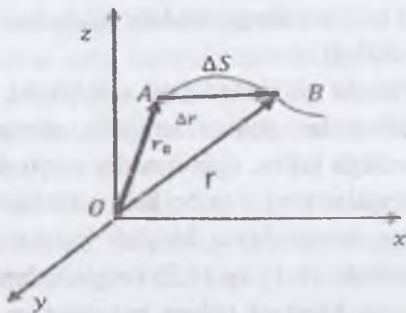
1.1.2. Moddiy nuqtaning to'g'ri chiziqli harakati Tezlik. Tezlanish

Moddiy nuqtaning ixtiyoriy trayektoriyasi bo'ylab harakatini qaraylik.

Vaqtning moddiy nuqtaning A holatidan boshlab hisoblaylik. Moddiy nuqtaning hisob boshlangandan so'ng o'tgan trayektoriyaning AB qismi uzunligi ΔS yo'l uzunligi deyiladi va vaqtning skalyar funksiyasidan iboratdir $\Delta s = \Delta s(t)$. Moddiy nuqtaning harakat boshlangandagi nuqtasi bilan, biror vaqt o'tgandan keyingi nuqtasini birlashtiruvchi $\Delta \vec{r} = \vec{r} - \vec{r}_0$ vektorga ko'chish deyiladi. To'g'ri chiziqli harakatda ko'chishning $|\vec{r}|$ moduli Δs o'tilgan yo'lga teng bo'ladi.

Moddiy nuqta harakatining ma'lum vaqtdagi jadalligini va yo'nalishini izohlash uchun tezlik deb ataluvchi vektor kattalik kiritiladi. Biror moddiy nuqta ixtiyoriy egri chiziqli traektoriya bo'ylab harakatlanayotgan bo'lib, uning Δt vaqt oralig'idagi radiusvektor o'zgarishi $\Delta \vec{r}$ bo'lsin (3-rasm). Biror Δt vaqt ichida moddiy

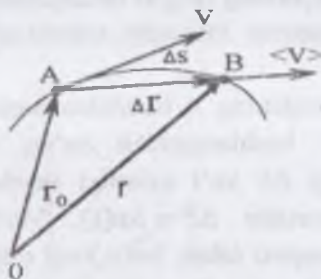
nuqta Δs yo'lni bosib o'tadi. Tezlik vektorining \vec{v}_{ort} o'rtacha qiymati deb, nuqta $\Delta \vec{r}$ ko'chish radius-vektori o'zgarishining Δt harakat vaqti oralig'iga nisbati bilan aniqlanadigan vektor kattalikka aytiladi;



3-rasm.

$$\langle \vec{v} \rangle = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} \quad (1.3)$$

$\langle \vec{v} \rangle$ o'rtacha tezlikning yo'nalishi $\Delta \vec{r}$ vektorning yo'nalishi bilan mos keladi.



4-rasm.

Agar Δt vaqtni oralig'ini dt ga cheksiz kichraytirsak, u holda tezlik o'zining oniy qiymati bo'lgan \vec{v} tezlikka erishadi.

$$\vec{v} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} = \frac{d\vec{r}}{dt}$$

Demak, \vec{v} oniy tezlik moddiy nuqta harakat radius vektori $\Delta \vec{r}$ dan olingan birinchi tartibli hosilaga teng bo'lgan vektor kattaligidir.

Ko'chish limitga o'tganda urinma bilan ustma ust tushadi, shu sababi, \vec{v} tezlik vektori A nuqta harakati trayektoriyasiga o'tkazilgan urinma yo'nalishida bo'ladi (4-rasm). Δt vaqtning kamayib borishi bilan o'tilgan yo'l Δs , $\Delta \vec{r}$ ga yaqinlashib boradi, shuning uchun tezlik moduli quyidagiga teng bo'ladi:

$$v = |\vec{v}| = \left| \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta r}{\Delta t} \right| = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{|\Delta r|}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{ds}{dt}$$

Shunday qilib, tezlikning son qiymati yo'ldan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilasiga teng ekan, ya'ni

$$v = \frac{ds}{dt} \quad (1.4)$$

Notekis harakatda tezlikning son qiymati vaqt o'tishi bilan o'zgarib boradi. Bu holda v_{orrt} skalyar kattalikdan, ya'ni notekis harakat o'rtacha tezligidan foydalaniladi

$$\langle v \rangle = \frac{\Delta s}{\Delta t}$$

4-rasmdan $\langle v \rangle > |\vec{v}|$ ekani kelib chiqadi, chunki $\Delta s > |\vec{r}|$ va faqat to'g'ri chiziqli harakatda $\Delta s = |\vec{r}|$ bo'ladi. Agar $ds = v dt$ bo'lsa, t va Δt vaqt ichida o'tgan yo'lini quyidagi integraldan topish mumkin

$$s = \int_t^{t+\Delta t} v dt \quad (1.4)$$

Tezlikning son qiymatlari o'zgarmas bo'lgan tekis harakat uchun (1.4) formula quyidagi ko'rinishga keladi,

$$s = v \int_t^{t+\Delta t} dt = v \Delta t$$

Nuqtaning t_1 va t_2 vaqt oralig'ida o'tgan yo'li quyidagi integraldan aniqlanadi,

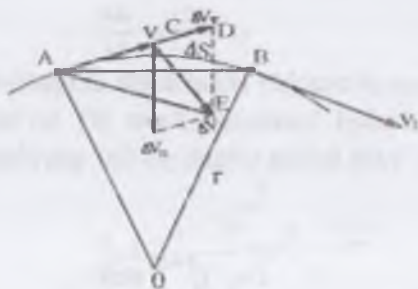
$$s = \int_{t_1}^{t_2} v(t) dt \quad (1.5)$$

Notekis harakatning tezligi vaqt o'tishi bilan qanday o'zgarishini bilish katta ahamiyatga ega. Tezlikning ham moduli, ham yo'nalishi bo'yicha o'zgarishini xarakterlovchi fizik kattalik tezlanishdir.

Tekislikdagi harakatni, ya'ni harakat davomida moddiy nuqta trayektoriyasining hamma qismi bitta tekislikda yotadigan harakatni qaraylik. Faraz qilaylik, moddiy nuqta t vaqtda A nuqtada bo'lib uning tezligi \vec{v} vektori bilan berilgan bo'lsin. Biror $t + \Delta t$ vaqt ichida harakatlanayotgan moddiy nuqta B nuqtaga o'tdi va \vec{v} tezlik ham moduli, hamda yo'nalishi bilan farq qiluvchi \vec{v}_1 tezlikka erishdi. Bu \vec{v}_1 tezlik vektori $\vec{v}_1 = \vec{v} + \Delta\vec{v}$ ga teng bo'ladi.

Notekis harakatning t vaqtdan $t + \Delta t$ vaqt oralig'idagi \vec{a}_{oirt} o'rtacha tezlanishi deb $\Delta\vec{v}$ tezlik vektori o'zgarishining Δt vaqt oralig'iga nisbatiga teng bo'lgan vektor kattalikka aytiladi, ya'ni

$$\vec{a}_{oirt} = \frac{\Delta\vec{v}}{\Delta t}$$



5-rasm.

Moddiy nuqtaning biror t vaqtdagi oniy tezlanishi \vec{a} deb o'rtacha tezlanishning vaqt oralig'i nolga intilgandagi limitiga teng kattalikka aytiladi,

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \vec{a}_{oirt} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\vec{v}}{\Delta t} = \frac{d\vec{v}}{dt}$$

Shunday qilib, tezlanish \vec{a} vektor kattalik bo'lib, tezlikdan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilasiga tengdir. $\Delta\vec{v}$ vektorni ikkita tashkil etuvchilarga ajratamiz. Buning uchun A nuqtadan tezlik \vec{v} yo'nalishida modul jihatidan \vec{v} ga teng \vec{AD} vektor chizamiz.

Ravshanki $\Delta\vec{\vartheta}$ vektorga teng bo'lgan \overline{SD} vektor tezlikning Δt vaqt bo'yicha modul jihatidan o'zgarishini ko'rsatadi, ya'ni $\Delta\vartheta_\tau = \vartheta_1 - \vartheta$.

$\Delta\vec{\vartheta}$ vektorining ikkinchi tashkil etuvchi $\Delta\vec{\vartheta}_n$ esa tezlikning Δt vaqt ichida yo'nalishining o'zgarishini izohlaydi. Tezlanishning tangensial tashkil etuvchisi

$$a_\tau = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\vartheta_\tau}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\vartheta}{\Delta t} = \frac{d\vartheta}{dt} \quad (1.6)$$

bo'lib, ya'ni tezlik modulining vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilasi bo'lib, tezlikning modul bo'yicha o'zgarish jadaligini izohlaydi.

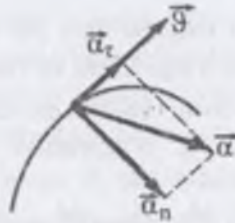
Endi tezlanishning ikkinchi tashkil etuvchisini topamiz. B nuqta A nuqtaga ancha yaqin bo'lsin, u holda ΔS ni AB dan kam farq qiluvchi r radiusli aylananing yoyi deb qarash mumkin. U holda AOB va EAD uchburchaklarning o'xshashligidan $\frac{\Delta\vartheta_n}{AB} = \frac{\vartheta_1}{r}$ kelib chiqadi, ammo $AB = \vartheta\Delta t$ bo'lgani uchun

$$\frac{\vartheta_n}{\Delta t} = \frac{\vartheta \cdot \vartheta_1}{r}$$

bo'ladi. $\Delta t \rightarrow 0$ dagi limitda $\vec{\vartheta}_1 = \vec{\vartheta}$ bo'ladi. Ammo $\vec{\vartheta}_1 \rightarrow \vec{\vartheta}$ bo'lsa ΔEAD nolga intiladi, chunki ΔEAB uchburchak teng yonli bo'lganidan $\vec{\vartheta}$ va $\Delta\vec{\vartheta}$ orasidagi ADE burchak to'g'ri burchakga intiladi. Bundan ko'rinadiki, $\Delta t \rightarrow 0$ bo'lganda $\Delta\vec{\vartheta}_n$ va $\vec{\vartheta}$ vektorlar o'zaro perpendikulyardir. Tangensial tezlanish vektori aylanaga urinma, normal tezlanish esa aylana markazi tomon yo'nalgan bo'ladi. Tezlanishning ikkinchi tashkil etuvchisi

$$a_n = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\vartheta_n}{\Delta t} = \frac{\vartheta^2}{r} \quad (1.7)$$

ga teng bo'lib, tezlanishning normal tashkil etuvchisi deyiladi va trayektoriyaga o'tkazilgan urinmaga perpendikulyar bo'lib egrilik markaziga qarab yo'nalgandir. Jismning to'la tezlanishi tangensial va normal tezlanishlarning geometrik yig'indisiga tengdir (5-rasm).



5 - rasm

$$\vec{a} = \vec{a}_\tau + \vec{a}_n \quad (1.8)$$

Demak, tezlanishning tangensial tashkil etuvchisi tezlik modulining o'zgarish jadalligini izohlaydi, tezlanishning normal tashkil etuvchisi esa tezlikning yo'nalish bo'yicha o'zgarish jadalligini izohlaydi. Tezlanishning tangensial va normal tashkil etuvchilarini e'tiborga olgan holda harakatni quyidagi turlarga bo'lish mumkin.

1) $a_\tau = 0$, $a_n = 0$ -to'g'ri chiziqli tekis harakat,

2) $a_\tau = a = const$ -to'g'ri chiziqli tekis o'zgaruvchan harakat.

Agar harakat uchun boshlang'ich vaqt $t_1 = 0$ da boshlang'ich tezlik $\vartheta_1 = \vartheta_0$ bo'lsa, u holda $t_2 = t$ va $\vartheta_2 = \vartheta$ deb belgilab, $\vartheta = \vartheta_0 + at$ ni hosil qilamiz, bu ifodani 0 dan biror ixtiyoriy t vaqt oralig'igacha integrallasak, tekis o'zgaruvchan harakat uchun o'tilgan yo'l formulasini hosil qilamiz.

$$S = \int_0^t \vartheta dt = \int_0^t (\vartheta_0 + at) dt = \vartheta_0 t + \frac{at^2}{2} \quad (1.9)$$

3) $a_\tau = f(t)$, $a_n = 0$ -tezlanishi o'zgarib turuvchi to'g'ri chiziqli harakat

4) $a_\tau = 0$, $a_n = const$ -bo'lganda tezlik modul bo'yicha o'zgarmasdan, faqat yo'nalish jihatidan o'zgaradi. $a_n = \frac{\vartheta^2}{r}$ formuladan ko'rinadiki, egrilik radiusi doimiy bo'lishi kerak. Demak, bu harakat aylana bo'ylab tekis harakatdan iboratdir.

5) $a_\tau = 0$, $a_n \neq 0$ - egri chiziqli tekis harakat.

6) $a_\tau = const$, $a_n \neq 0$ - egri chiziqli tekis o'zgaruvchan harakat.

7) $a_r = f(t)$, $a_r \neq 0$ - egri chizikli o'zgaruvchan tezlanishli harakat

1.1.3. Moddiy nuqtaning aylana bo'ylab harakati. Egri chizikli harakatda tezlik va tezlanish

Qo'zg'almas o'q atrofida aylanayotgan qattiq jismni harakatini qaraymiz. Qo'zalmas o'q atrofida aylanma harakat qilayotgan jismning moddiy nuqtalari aylanish o'qida yotuvchi turli radiusli aylana bo'ylab harakat qilayotgan bo'lsin (6-rasm)



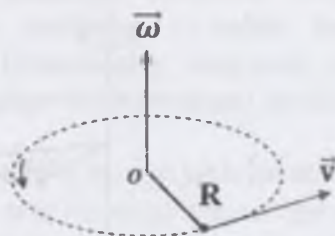
6-rasm.

va uning Δt vaqtdagi fazodagi holati biror $\Delta\varphi$ burchak bilan aniqlansin. Elementar burilish burchaklar vektor deb qaraladi. $d\vec{\varphi}$ vektorning moduli burilish burchagiga teng bo'lib, uning yo'nalishi o'ng parma qoidasiga asosan topiladi. Agar parma dastasining aylanma harakat yo'nalishi, aylanma harakat yo'nalishi bilan mos tushsa, parma uchining ilgarilanma harakati elementar burilish burchak vektor yo'nalishini ko'rsatadi, ya'ni uning yo'nalishi parma uchining ilgarilanma harakati bilan mos tushadi (6-rasm). Aylanish yo'nalishi bilan bog'liq bo'lgan vektorlarga psevdovektorlar yoki aksial vektorlar deyiladi. Bu vektorlar ma'lum tayanch nuqtalarga ega emas, ularni aylanish o'qining ixtiyoriy nuqtasidan yo'naltirishi mumkin.

Burchak tezlik deb, aylana radius-vektori burilish burchagidan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilasiga teng bo'lgan vektor kattalikga aytiladi.

$$\vec{\omega} = \frac{d\vec{\varphi}}{dt} \quad (1.10)$$

$\vec{\omega}$ vektorining yo'nalishi o'ng parma qoidasiga asosan topiladi: Agar parma dastasining aylanma harakat yo'nalishi, aylanma harakat yo'nalishi bilan mos tushsa, parma uchining ilgarilanma harakati burchak tezlik vektor yo'nalishini ko'rsatadi, ya'ni uning yo'nalishi aylanish o'qi bo'ylab yo'nalgandir (7-rasm).



7-rasm.

Burchak tezlikning o'lchov birligi radian bo'lingan sekund $\left(\frac{Rad}{s}\right)$.

Moddiy nuqtaning aylana bo'ylab harakat trayektoriyasiga urinma bo'ylab yo'nalgan tezligiga chiziqli tezlik deyiladi.

Moddiy nuqtaning aylana bo'ylab harakatining chiziqli tezligi deb, vaqt birligi ichida bosib o'tilgan yoyning uzunligiga teng bo'lgan fizik kattalikga aytiladi.

Nuqtaning chiziqli tezligi (6-rasmga qarang)

$$v = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta S}{\Delta t} = \frac{dS}{dt} \quad (1.11)$$

Chiziqli tezlik va burchak tezliklar orasidagi bog'lanishni topaylik:

$$v = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta S}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} R \frac{\Delta \varphi}{\Delta t} = R \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \varphi}{\Delta t} = \frac{d\varphi}{dt} = \omega R,$$

ya'ni

$$\vartheta = \omega R \quad (1.12)$$

bo'ladi. Moddiy nuqtaning aylana bo'ylab harakatining chiziqli tezligi, burchakli tezligining aylanish radiusiga ko'paytmasiga teng.

Agar $\omega = \text{const}$ bo'lsa, moddiy nuqtaning aylana bo'ylab harakati tekis bo'ladi. Aylanani to'la bir marta aylanib chiqish uchun ketgan vaqt T davr deyiladi, bu T vaqt ichida nuqtaning R radius-vektori 2π burchakka buraladi. Agar vaqt oralig'i $\Delta t = T$, $\Delta\varphi = 2\pi$ ga mos kelsa, $\omega = \frac{2\pi}{T}$ bo'ladi. Jismning vaqt birligi ichidagi to'la aylanishlar soniga aylanishlar chastotasi deyiladi. Aylanishlar chastotasi ν va davr T ga teskari proporsional bo'lib, $\nu = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi}$ ga teng.

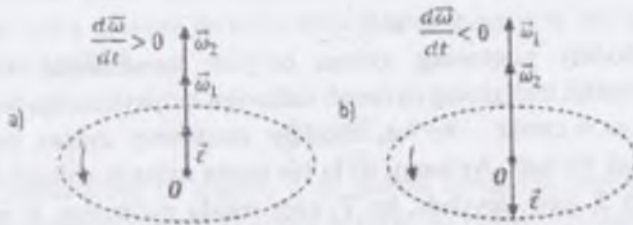
Demak, burchak tezlik quyidagi formula bilan aniqlanadi

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu. \quad (1.13)$$

Burchak tezlanishi deb burchak tezlikdan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilaga teng bo'lgan vektor kattalikka aytiladi,

$$\dot{\varepsilon} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{\omega}}{\Delta t} = \frac{d\vec{\omega}}{dt}. \quad (1.14)$$

Jismning qo'zgalmas o'q atrofida aylanishida burchak tezlanish vektori aylanish o'qining burchak tezlik vektorining elementar ko'chishi tomonga yo'nalgandir. Tezlanuvchan harakatda $\vec{\varepsilon}$ vektor $\vec{\omega}$ vektori yo'nalgan tomonga yo'nalgan bo'ladi (8a-rasm). Sekinlashuvchan harakatda esa, bu $\vec{\omega}$ va $\vec{\varepsilon}$ vektorlar qarama-qarshi tomonga yo'nalgan bo'ladi (8b-rasm).



8-rasm

Tezlanishning tangensial tashkil etuvchisi

$$a_{\tau} = \frac{d\vartheta}{dt}$$

bunda $\vartheta = \omega R$ ekanligini inobatga o'lsak, a_{τ} ni quyidagicha ifodalash mumkin

$$a_{\tau} = \frac{d(\omega R)}{dt} = R \frac{d\omega}{dt} = \varepsilon R \quad (1.15)$$

Tezlanishning normal tashkil etuvchisi esa

$$a_n = \frac{\vartheta^2}{R} = \frac{\omega^2 R^2}{R} = \omega^2 R. \quad (1.16)$$

Moddiy nuqtaning aylana bo'ylab harakatining normal tezlanishining absolyut qiymati burchakli tezlik kvadrati va aylana radiuslarining ko'paytmasiga teng.

Shunday qilib, chiziqli va burchakli kattaliklar orasidagi bog'lanishlar quyidagi formulalar bilan ifodalanadi:

$$S = R\varphi, \quad \vartheta = \omega R, \quad a_{\tau} = \varepsilon R, \quad a_n = \omega^2 R.$$

Moddiy nuqtaning aylana bo'ylab tekis o'zgaruvchan (tekis tezlanuvchan va tekis sekinlanuvchan) harakati uchun ω va φ lar uchun quyidagi formulalar o'rinli

$$\omega = \omega_0 \pm \varepsilon t, \quad \varphi = \omega_0 t \pm \frac{\varepsilon t^2}{2} \quad (1.17)$$

bo'ladi. Bunda ω_0 — boshlang'ich burchak tezlikdir, ε — burchak tezlanish. Formulalardagi plus ishora egri chiziqli tekis tezlanuvchan harakat uchun, minus ishora esa egri chiziqli tekis sekinlanuvchan harakatlarga tegishlidir.

Mavzu yuzasidan testlar

1. To'g'ri chiziqli tekis harakatda yo'l formulasi.

A) $S = (V_0 + V) t$ B) $S = V t$ C) $S = \frac{V}{t}$ D) $S = \frac{t}{V}$

2. To'g'ri chiziqli tekis harakatda tezlik formulasi.

A) $V = S t$ B) $V = \frac{t}{S}$ C) $V = \frac{S}{t}$ D) $V = \frac{a}{t}$

3. Tezlanuvchan harakatda yo'l formulasi.

A) $S = V t$ B) $S = V_0 t + \frac{at^2}{2}$ C) $S = V_0 t - \frac{at^2}{2}$ D) $S =$

$a t$

4. Tekis sekinlanuvchan harakatda yo'l formulasi.

A) $a = \frac{v}{t}$ B) $S = V_0 t + \frac{at^2}{2}$ C) $S = V_0 t - \frac{at^2}{2}$ D) $S = at^2$

5. Tangensial tezlanish formulasi.

A) $a = \frac{ds}{dt}$ B) $a = \frac{ds}{at^2}$ C) $a = \frac{dv}{dt}$ D) $a = dv dt$

Mavzu yuzasidan savollar

1. Mexanika fani qanday bo'limlardan iborat.
2. Mexanikada asosiy o'lchov birliklari haqida to'xtaling.
3. Fizik tajriba nima?
4. Fizik hodisa nima ?
5. Fizika fani nimalarga tayanadi?
6. Moddiy nuqta nima?
7. Tezlik deb nimaga aytiladi?
8. Tekis harakatni ta'riflang.
9. Tekis tezlanuvchan harakat deb nimaga aytiladi?
10. Tezlanish qachon manfiy bo'ladi?
11. Tekis tezlanuvchan (sekinlanuvchan) harakatda yo'l formulasi.
12. Burchakli tezlik deb nimaga aytiladi?

1.2-MAVZU. MODDIY NUQTA DINAMIKASI

Reja:

1.2.1. Dinamikaning vazifasi. Nyuton qonunlarining zamonaviy talqin etilishi. Nyutonning birinchi qonuni. Nyutonning ikkinchi qonuni. Impuls. Nyutonning uchinchi qonuni;

1.2.2. Impulsning saqlanish qonuni. Reaktiv harakat. O'zgaruvchi massali jismning harakat;

1.2.3. Tortishish kuchlari. Kepler qonunlari. Butun olam tortishish qonuni. Gravitatsion maydon;

1.2.4. Og'irlik kuchi va jismning og'irligi. Vaznsizlik;

1.2.5. Markazga intilma kuch. Kosmik tezliklar;

1.2.6. Ishqalanish kuchi. Ishqalanish turlari.

1.2.1. Dinamikaning vazifasi. Nyutonning birinchi qonuni.

Nyutonning ikkinchi qonuni. Impuls. Nyutonning uchinchi qonuni

Jismlarning harakatni keltirib chiqargan sabablarga bog'liq bo'lgan holda o'rganadigan mexanikaning bo'limi dinamika deyiladi. Dinamika deb, mexanikaning kuch ta'siridagi jismlarning harakatini o'rganadigan bo'limiga aytiladi. Dinamika bo'limida jismlarning harakatini keltirib chiqargan fizik sabablar-kuchlar bilan bog'liq holda o'rganiladi.

Dinamikaning asosiy qonunlari uchta bo'lib, ularni 1687 yili ingliz fizigi Isaak Nyuton kashf qilgan va uning sharafiga Nyuton qonunlari deb ataladi. Bu qonunlar insoniyatning ko'p asrlik tajribasi natijalarining umumlashtirilishidir. Hozirgi vaqtda ishlatiladigan Nyutonning uchta qonunining ta'rifini keltiramiz.

Nyutonning birinchi qonuni (inersiya qonuni).

Inersial sanoq tizimlarda jismga boshqa jismlar ta'sir etmasa yoki ularning ta'siri o'zaro kompensatsiyalansa, jism o'zining tinch holatini yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatini saqlaydi.

Jismlar o'zlarining tinch holatini yoki tug'ri chiziqli tekis harakatini saqlash qobiliyati inersiya (inersiya - lotincha so'z bo'lib, "qotib qolishlik", "harakatsizlik" yoki "faoliyatsizlik" demakdir) deyiladi. Nyutonning birinchi qonuni har qanday sanoq tizimida ham

bajarilavermaydi. Nyutonning birinchi qonuni bajariladigan sanoq tizimiga inersial sanoq tizimi deyiladi, bajarilmaydigan sanoq tizimiga esa noinersial sanoq tizimi deb ataladi. Inersial sanoq tizimiga nisbatan to'g'ri chiziqli tekis harakatlanuvchi har qanday sanoq tizimi inersial sanoq tizimi bo'la oladi. Tekshirishlardan ma'lum bo'ldiki, Quyoshda markazlashgan, o'qlari esa mos ravishda yulduzlar tomon yo'nalgan sanoq tizimi birdan-bir inersial sanoq tizimi bo'lar ekan.

Tajribaning ko'rsatishicha, turli xil jismlar o'zaro ta'sirlashsa o'zlarining tezliklarini turlicha o'zgartirar ekan. Boshqacha aytganda, aynan bir xil ta'sir turli jismlarga turlicha tezlanish beradi. Demak, jismning olgan tezlanishining kattaligi faqat ta'siming kattaligiga emas, shu bilan birga jismning ba'zi xususiy xossasiga ham bog'liq bo'lar ekan. Jismning bu xossasi massa deb ataladigan fizik kattalik bilan xarakterlanadi. Shu ma'noda massa jismning inersiya o'lchovidir deyish mumkin.

Massa (m) asosiy fizik kattaliklardan biridir. Massa jismning faqat inersiyasiningina emas, shu bilan birga ularning gravitatsion (gravitas - lotincha so'z bo'lib, "og'irlik" demakdir) xossalarini ham xarakterlaydi. Bundan tashqari, massa jismning "energiya tutuvchanligini" xarakterlaydi va ya'na, jismda bor bo'lgan modda miqdorini ham xarakterlaydi. Hozirgi vaqtda inert va gravitatsion massalar bir-biriga teng ekanligi isbotlangan deb hisoblash mumkin.

Jismlarning massasini biror ixtiyoriy tanlab olingan etalon jismning massasiga solishtirish bilan aniqlanadi. Xalqaro kelishuvga muvofiq bunday etalon sifatida Fransiyaning Parij shahriga yaqin bo'lgan Sevr shahri muzeyida saqlanadigan, iridiy-platina qotishmasidan tayyorlangan silindr olingan, uning massasi kilogramm massa (kg) deyiladi; bu massani massa birligi $1 kg$ deb qabul qilingan.

Nyutonning birinchi qonunida tilga olingan ta'simi izohlab berish uchun kuch degan tushuncha kiritiladi. Kuch ta'sirida jismlar o'zining tezligini o'zgartirishi ya'ni tezlanish olishi, yoki deformatsiyalanishi ya'ni o'zining shakli va o'lchamlarini o'gartirishi mumkin. Vaqtning istalgan lahzasida kuch son qiymati, yo'nalishi va qo'yilish nuqtasi

bilan izohlanadi. Shunday qilib, kuch vektor kattalik bo'lib, jismga boshqa jismlar yoki maydonlar tomonidan ko'rsatiladigan mexanik ta'sir o'lhovidir. Bu ta'sir natijasida jism tezlanish oladi yoki o'zining o'lcham va shaklini o'zgartirib deformatsiyalanadi.

Nyutonning ikkinchi qonuni ilgari tanima harakat dinamikasining asosiy qonuni bo'lib, moddiy nuqta mexanik harakatining unga qo'yilgan kuch ta'sirida qanday o'zgarishi kerak, degan savolga javob beradi. Agar jismga bir nechta kuchlar ta'siri qaralayotgan bo'lsa, u holda tezlanishi har doim shu kuchlar teng ta'sir etuvchisiga to'g'ri proporsional bo'lar ekan:

$$a \sim F \quad (m = \text{const}).$$

Agar bitta kuch bilan turli massali jismlarga ta'sir qilinsa, u holda ularning tezlanishlari turlicha bo'lib, jism massalariga teskari proporsional bo'lar ekan, ya'ni:

$$a \sim \frac{1}{m}, \quad (F = \text{const})$$

Bu formulalarga asosan kuch bilan tezlanish vektor kattalik ekanini e'tiborga olsak, u holda quyidagilarni yozishimiz mumkin

$$\vec{a} = k \frac{\vec{F}}{m}$$

Bu formula Nyutonning ikkinchi qonuni ifodalaydi: Moddiy nuqtaning olgan tezlanishi shu tezlanishni yuzaga keltiruvchi kuchga to'g'ri proporsional bo'lib, uning yo'nalishi bilan mos keladi va moddiy nuqtaning massasiga teskari proporsionaldir. XBT da proporsionallik koeffitsienti $k = 1$, u holda

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m}$$

bundan:

$$\vec{F} = m\vec{a}$$

yoki

$$\vec{F} = m \frac{d\vec{v}}{dt}. \quad (1.17)$$

Ma'lumki, klassik mexanikada jism massasi o'zgarmas kattalikdir, shu sababli (1.17) formulada uni hosila ishorasi ostiga kiritish mumkin, ya'ni

$$\vec{F} = \frac{d}{dt}(m\vec{v}). \quad (1.18)$$

Moddiy nuqta massasi bilan uning tezligi ko'paytmasi teng bo'lgan vektor kattalikka moddiy nuqta impuls (harakat miqdori) deyiladi. m massali moddiy nuqta \vec{v} tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsa uning impuls \vec{P} ni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\vec{P} = m\vec{v}. \quad (1.19)$$

Impuls (harakat miqdori) ning yo'nalishi harakat yo'nalgan tomonga qarab yo'nalgan. Impulsning XBTdagi birligi-1 $kg \frac{m}{s}$.

(1.19) ni (1.18) ga qo'yib quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\vec{F} = \frac{d\vec{P}}{dt} \quad (1.20)$$

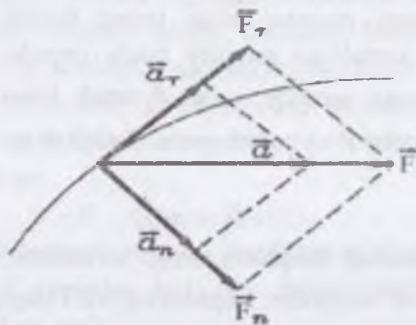
bu (1.20) ifoda Nyuton ikkinchi qonunining umumiyroq formulasidir. Moddiy nuqta impulsining vaqt davomida o'zgarishi unga ta'sir qiluvchi kuchga tengdir (1.2.6. ga qarang). (1.20) ifodaga moddiy nuqta harakat tenglamasi deyiladi. XBTda kuch birligi qilib Nyuton (N) olingan: 1 N deb, massasi 1 kilogramm bo'lgan jismga $1m/s^2$ tezlanish beruvchi kuchga aytiladi. Demak, $1 N = 1 kg \cdot m/s^2$.

Mexanikada kuchlar ta'sirining mustaqillik prinsipining ahamiyati katta, agar moddiy nuqtaga bir vaqtning o'zida bir nechta kuchlar ta'sir qilsa, u holda har bir kuch jismga Nyutonning ikkinchi qonuniga ko'ra, xuddi boshqa kuchlar bo'lmaganidek tezlanish beradi. Shu prinsipga asosan kuch va tezlanishni tashkil etuvchilarga ajratish mumkin bo'lib, uni qo'llash masalalarni yechishni ancha ixchamlashtiradi. Masalan, 9-rasmda ko'rsatilgan $\vec{F} = m\vec{a}$ kuch ikkita tashkil etuvchi kuchlarga ajratilgan, ya'ni tangensial \vec{F}_t va normal \vec{F}_n tashkil etuvchi kuchlarga. Shu bilan birgalikda \vec{a} tezlanish tashkil etuvchilari a_t va a_n ham ko'rsatilgan.

Ularning

$$a_{\tau} = \frac{d\vartheta}{dt}, a_n = \frac{\vartheta^2}{R} \text{ va } \vartheta = \omega R$$

formulalari (1.1.2. ga qarang). Bu formulalardan foydalanib, quyidagilarni yozamiz:



9-rasm.

$$F_{\tau} = ma = m \frac{d\vartheta}{dt}, F_n = ma_n = \frac{m\vartheta^2}{R} = m\omega^2 R.$$

(1.21)

Agar bir vaqtda moddiy nuqtaga bir nechta kuch ta'sir qilsa, kuchlar ta'sirining mustaqillik prinsipiga asosan, Nyutonning ikkinchi qonunidagi \vec{F} teng ta'sir etuvchi kuchni bildiradi.

Jismlar orasidagi o'zaro ta'sir kuchi Nyutonning uchinchi qonuni orqali ifodalanadi. Moddiy nuqtalarning bir-biriga har qanday ta'siri o'zaro ta'sir xarakteriga egadir.

Jismlar o'zaro modul jihatidan teng, yo'nalish jixatidan qarama-qarshi va shu ikki jism massalari markazlarini tutashtiruvchi tug'ri chiziq bo'ylab yo'nalgan kuchlar bilan ta'sirlashadi:

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}, \quad (1.22)$$

bunda \vec{F}_{12} -ikkinchi jism tomonidan birinchi jismga ko'rsatilayotgan ta'sir kuchi, \vec{F}_{21} -birinchi jism tomonidan ikkinchi jismga ko'rsatilayotgan ta'sir kuchi. Bu kuchlar turli jismlarga qo'yilgan, har doim juft bo'lib ta'sir qiladi va bir xil tabiatli kuchlar hisoblanadi.

(1.22) formuladan shu narsa kelib chiqadiki, ikki jismning faqat bir-biriga o'zaro ta'sirining o'zi ikkala jismni bir yo'nalishda harakatlantira olmaydi. O'zaro ta'sir qilayotgan ikki jism bir yo'nalishda harakatga kelishi uchun ular (yoki ulardan biri) biror uchinchi jism bilan o'zaro ta'sirlashishi kerak. Nyuton ikkinchi qonuniga asoslanib, quyidagini yozish mumkin:

$$\vec{F}_1 = m_1 \vec{a}_1 \text{ va } \vec{F}_2 = m_2 \vec{a}_2. \quad (1.23)$$

(1.22) va (1.23) ifodalardan foydalanib, quyidagilarni olish mumkin

$$m \vec{a}_1 = -m_2 \vec{a}_2$$

yoki

$$\frac{\vec{a}_1}{\vec{a}_2} = -\frac{m_2}{m_1}. \quad (1.24)$$

To'qnashayotgan ikki jism tezlanishlarining nisbati massalarining nisbatlariga teskari proporsional bo'lib, ularning yo'nalishlari qarama-qarshidir. Nyuton qonunlariga asoslanib kuchning ta'rifini aniqlashtirish mumkin; kuch jismlarning o'zaro ta'sirini xarakterlovchi fizik (vektor) kattalik bo'lib, bundan o'zaro ta'sir natijasida jismlar tezlanish oladi. Biroq shuni qayd qilish kerakki, kuchning ta'siri faqat jismlar harakatining tezlanishidagina namoyon bo'lmaydi. Kuch ta'sirida jismlar, shuningdek, deformatsiyalanishi (shaklini o'zgartirishi) mumkin (1.3.3. ga qarang). Masalan, simga osilgan yuk simni cho'zadi. Deformatsiya miqdoriga qarab kuchning kattaligini aniqlash mumkin. Ma'lumki, kuchni prujinili dinamometr bilan o'lchash deformatsiyaga asoslangan

Hozirgacha qaralgan masalalarda kuchlarning qanday hosil bo'lishini e'tiborga olmagan edik. Lekin mexanik jarayonlarda turli tabiatga ega kuchlar bilan ish ko'riladi: ishqalanish, elastiklik, tortishish.

1.2.2. Impulsning saqlanish qonuni. Reaktiv harakat. O'zgaruvchi massali jismning harakat

Moddiy nuqta massasi bilan uning tezligi ko'paytmasi teng bo'lgan vektor kattalikka moddiy nuqta impulsi (harakat miqdori) deyilishini bilamiz (1.2.1. ga qarang). Impulsning saqlanish qonunini keltirib chiqarish uchun ba'zi bir tushunchalarni kiritamiz. Bir butun deb qaralayotgan moddiy nuqtalar to'plamiga mexanik tizim deyiladi. Mexanik tizimdagi moddiy nuqtalar orasidagi o'zaro ta'sir kuchlariga ichki kuchlar deyiladi. Tashqi jismlarning tizimga tegishli moddiy nuqtaga ko'rsatadigan ta'sir kuchlariga tashqi kuchlar deyiladi. Tashqi kuchlar ta'sir qilmayotgan jismlarning mexanik tizimiga yopiq tizim deyiladi. Agar berilgan mexanik tizim bir qancha jismlardan tashkil topgan bo'lsa, u holda Nyutonning uchinchi qonuniga asosan bu jismlar orasidagi o'zaro ta'sir kuchlari bir-biriga teng bo'lib, qarama-qarshi tomonga yo'nalgan bo'ladi, ya'ni ichki kuchlarning geometrik yig'indisi nolga teng bo'ladi. Massalari m_1, m_2, \dots, m_n va tezliklari $\vec{v}_1, \vec{v}_2, \dots, \vec{v}_n$ jismdan tashkil topgan mexanik tizimni qaraymiz. Faraz qilaylik. $\vec{F}_1^i, \vec{F}_2^i, \dots, \vec{F}_n^i$ berilgan jismlarning har biriga ta'sir qiluvchi ichki kuchlarning teng ta'sir etuvchlari va $\vec{F}_1^1, \vec{F}_2^1, \dots, \vec{F}_n^1$ berilgan jismlarning har biriga ta'sir qiluvchi tashqi kuchlarning teng ta'sir etuvchlari bo'lsin. Mexanik tizimni tashkil qiluvchi n ta jismning har biri uchun Nyutonning ikkinchi qonunini yozib chiqamiz:

$$\frac{d(m_1 \vec{v}_1)}{dt} = \vec{F}_1^i + \vec{F}_1^1$$

$$\frac{d(m_2 \vec{v}_2)}{dt} = \vec{F}_2^i + \vec{F}_2^1$$

.....

$$\frac{d(m_n \vec{v}_n)}{dt} = \vec{F}_n^i + \vec{F}_n^1.$$

Bu tenglamalarni hadma-had qo'shib quyidagini olamiz

$$\begin{aligned} & \frac{d(m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 + \dots + m_n \vec{v}_n)}{dt} \\ & = \vec{F}_1^i + \vec{F}_2^i + \dots + \vec{F}_n^i + \vec{F}_1^1 + \vec{F}_2^1 + \dots + \vec{F}_n^1. \end{aligned}$$

Ammo mexanik tizim ichki kuchlarining geometrik yig'indisi Nyutonning uchinchi qonuniga asoslanolga teng bo'lganligi uchun quyidagini yozish mumkin,

$$\frac{d(m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2 + \dots + m_n\vec{v}_n)}{dt} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_n$$

yoki

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_n, \quad (1.25)$$

bu yerda $\vec{P} = \sum_{i=1}^n m_i \vec{v}_i$ tizim impulsi. Shunday qilib, mexanik tizim impulsidan olingan birinchi tartibli hosila tizimga ta'sir qiluvchi tashqi kuchlarning geometrik yig'indisiga teng bo'lar ekan.

Tashqi kuchlar bo'lmagan ya'ni tashqi kuchlar nolga teng bo'lgan holni qaraymiz

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \sum_{i=1}^n \frac{d}{dt} (m_i \vec{v}_i) = 0$$

ya'ni

$$\vec{P} = \sum_{i=1}^n m_i \vec{v}_i = \text{const}. \quad (1.26)$$

Bu formula impulsning saqlanish qonunini ifodalaydi: yopiq tizimning impulsi saqlanadi, ya'ni vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi. Impulsning saqlanish qonuni Nyuton qonuni natijasi sifatida hosil qilingan bo'lsada, u nafaqat klassik fizikada o'rinli bo'libgina qolmasdan, balki tajribalarda tasdiqlanishicha, mikrozarrachalarning yopiq tizimi uchun ham bajariladi. Bu qonun umumiy izohga, ya'ni impulsning saqlanish qonuni-tabi'atning asosiy qonunidir. Impulsning saqlanish qonuni fazoning bir jinslilik va simmetriklilik xossasining natijasi hisoblanadi. Fazoning birjinsliliigi yopiq jismlar tizimini fazoda parallel ko'chirganda undagi fizik qonuniyatlar va harakat qonunlari o'zgarmasligini ifodalaydi, boshqacha so'z bilan aytganda, inersial sanoq tizim koordinatalarining boshlang'ich holatini tanlashga bog'liq emas. Shuni ta'kitlash kerakki, agar hamma tashqi kuchlar

geometrik yig'indisi nolga teng bo'lsa, u holda (1.26) ga asosan impulsning saqlanish qonuni yopiq bo'lmagan tizim uchun ham bajariladi.

Galiley-Nyuton mexanikasida massa tezlikka bog'liq bo'lmaganligi uchun tizimning impulsi uning massa markazi tezligi orqali ifodalanishi mumkin.

Moddiy nuqtalar tizimining massa markazi deb, shunday hayolan olingan M nuqtaga aytiladiki, bu nuqtada tizimning barcha massasi to'plangan bo'ladi. Uning radius-vektori quyidagiga teng:

$$\vec{r}_M = \frac{\sum_{i=1}^n m_i \vec{r}_i}{m}$$

bunda m_i va \vec{r}_i mos ravishda i -moddiy nuqta massasi va radius-vektori, n tizimdagi moddiy nuqtalar soni,

$$m = \sum_{i=1}^n m_i$$

tizim massasi. Massa markazi tezligi $\vec{v}_M = \frac{d\vec{r}_M}{dt} = \frac{\sum_{i=1}^n m_i \vec{v}_i}{m}$ ekanligini va impulsi

$$\vec{P}_i = m_i \vec{v}_i \text{ yoki } \vec{P} = \sum_{i=1}^n \vec{P}_i$$

tizimining harakat miqdori \vec{P} ga teng ekanligini e'tiborga olsak, u holda quyidagini yozish mumkin

$$\vec{P} = m \vec{v}_M \quad (1.27)$$

ya'ni tizimning impulsi tizim massasini uning massa markazi tezligiga ko'paytmasiga teng bo'lar ekan. (1.27) ni (1.25) tenglamaga qo'yib quyidagini olamiz

$$m \frac{d\vec{v}_M}{dt} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_n \quad (1.28)$$

ya'ni, tizimning massa markazi xuddi tizimning butun massasi mujassamlangan va unga tashqi kuchlar geometrik yig'indisiga teng bo'lgan kuch ta'sir qilganda harakatlanadigan moddiy nuqta kabi harakatlanadi. (1.28) ifoda massa markazi harakat qonunini ifodalaydi. (1.26) ga asosan impulsning saqlanish qonunidan yopiq tizimning

massa markazi to'g'ri chiziqli tekis harakatlanishi yoki tinch turishi kelib chiqadi.

O'zgaruvchan massali jism harakati

O'zgaruvchan massali jism harakati reaktiv harakatni misol qilib olish mumkin.

Reaktiv harakat deb jismning biror qismi undan qandaydir telik bilan otilib chiqqanda jismning olgan qrama-qarshi yo'nalgan harakatiga aytiladi

Bir qancha hollarda jismlar harakati davomida ularning massasi o'zgaradi, masalan, raketa massasi undagi yoqilg'ining yonib, gazga aylanib chiqib ketishi natijasida kamayadi va shunga o'xshash hodisalar. Raketa harakati misolida o'zgaruvchan massali jism harakatining tenglamasini keltirib chiqaramiz. Agar vaqtning biror t lahzasida raketa massasi m , tezligi esa \vec{v} bo'lsa, u holda biror dt vaqt o'tgandan so'ng uning massasi dm ga kamayib $m-dm$ ga teng bo'ladi, tezligi esa $\vec{v} + d\vec{v}$ ga teng bo'ladi. dt vaqt ichida tizim impulsining o'zgarishi quyidagicha bo'ladi:

$$d\vec{P} = [m - dm](\vec{v} + d\vec{v}) + dm(\vec{v} + d\vec{v} - \vec{v}_g) - m\vec{v}$$

bunda \vec{v}_g -gazlarning raketadan chiqish tezligi. U holda

$$d\vec{P} = m d\vec{v} + \vec{v}_g dm$$

(dm va $d\vec{v}$ lar qolgan kattaliklarga qaraganda ancha kichik qiymatlarga ega ekanligi e'tiborga olingan). Agar tizimga tashqi kuchlar ta'sir qilayotgan bo'lsa, u holda $d\vec{P} = \vec{F} dt$ bo'ladi. Shuning uchun $\vec{F} dt = m d\vec{v} + \vec{v}_g dm$

yoki

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F} - \vec{v}_g \frac{dm}{dt} \quad (1.29)$$

bu formuladagi $\vec{v}_g \frac{dm}{dt}$ reaktiv harakatni hosil qiluvchi kuch bolib, \vec{F}_r reaktiv kuch deyiladi. Agar \vec{v}_g , \vec{v} ga qarama-qarshi yo'nalgan bo'lsa,

raketa tezlashadi, agar ϑ bilan bir xil yo'nalishda bo'lsa, raketa tormozlanadi. Shunday qilib, biz o'zgaruvchan massada jism uchun harakat tenglamasini hosil qilamiz

$$m\vec{a} = \vec{F} + \vec{F}_r \quad (1.30)$$

buni birinchi marta I.V.Misherskiy ishlab chiqqan.

Tashqi kuchlar ta'sir etayotgan raketa harakati uchun (1.30) formulani qo'llaymiz. $\vec{F} = 0$ ekanligi va raketadan chiquvchi gazlarning tezligi raketa harakatiga nisbatan doimiy ekanligini e'tiborga olsak u holda quyidagini olamiz:

$$m \frac{d\vartheta}{dt} = -\vartheta_g \frac{dm}{dt}$$

bundan

$$\vartheta = -\vartheta_g \int \frac{dm}{m} = -\vartheta_g \ln m + C.$$

Integrallash doimiysi C ning qiymati boshlang'ich shartlardan aniqlanadi. Agar raketa boshlang'ich tezligi nolga teng bo'lib, ko'tarilishdagi massasi m_0 bo'lsa, u holda $C = \vartheta_g \ln m_0$ bo'ladi. Demak,

$$\vartheta = \vartheta_g \ln \left(\frac{m_0}{m} \right) \quad (1.31)$$

bu ifodaga Sialkovskiy formulasi deyiladi. Bundan ko'rinadiki: raketaning oxirgi massasi qancha katta bo'lsa, raketaning boshlang'ich m_0 ko'tarilish massasi ham shunchalik katta bo'lishi kerak.

Gazlarning raketadan chiqish ϑ_g tezligi qancha katta bo'lsa, raketaning berilgan boshlang'ich massasida foydali massa shuncha ko'p bo'ladi. Birinchi raketaning loyahasini 1881 yili N.I.Kibalchich tavsiya qilgan. Planetalararo fazo-kosmosda uchish nazariyasini yaratishda K.E.Siolkovskiyning (1857-1936 y.) kata ahamiyatga ega bo'ldi. Siolkovskiyning g'oyalari, ajoyib olim S.P.Korolov rahbarligida sovet olimlari va texniklari tomonidan yaratilgan raketa 1937 yilda sinab ko'rildi.

Hozirgi vaqitda Yerning sun'iy yo'ldoshi va kosmik kemalarni ko'p bosqichli raketalar yordamida uchish orbitalariga chiqariladi.

Ko'p bosqichli raketalar deb, har biri o'z ishini tugatgandan keyin raketadan ajraladigan, ketma-krt ishlaydigan bir necha reaktiv raketalarga aytiladi.

Ko'p bosqichli raketalarni yasash g'oasi Siolkovskiy tomonidan aytilgan bo'lib, amalda uch va to'rt bosqichli raketalarni qo'llash maqsadga muvofiq ekanligi ma'lum bo'ldi

1.2.3. Tortishish kuchlari. Kepler qonunlari. Butun olam tortishish qonuni. Gravitatsion maydon

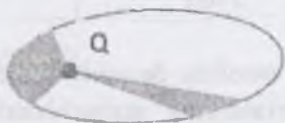
Daniyalik astronom Tixo Bragening (1546-1601) ko'p yillik kuzatishlarini uzoq vaqt o'rganish natijasida Kepler (1571-1630) planetalar harakatining uchta qonunini empirik ravishda aniqladi. Bu qonunlar quyidagicha ta'riflanadi:

1. Har bir planeta Quyosh atrofida elliptik orbitalar bo'yicha harakat qiladi, bu ellipsning fokuslaridan birida Quyosh turadi (10-rasm).



10-rasm

2. Planetaning radius-vektori teng vaqtlarda teng yuzalar chizadi (11-rasm).



11-rasm.

3. Ixtiyoriy ikkita planetaning quyosh atrofida aylanish davrlarining kvadratlarining nisbati, quyoshgacha bo'lgan o'rtacha masofaning kublarining nisbatlariga teng.

$$\left(\frac{T_1}{T_2}\right)^2 = \left(\frac{R_1}{R_2}\right)^3 \quad (1.32)$$

bunda T_1 va T_2 planetalar orbitalaridagi harakat davri, R_1 va R_2 planetalardan Quyoshgacha bo'lgan masofa.

$\frac{R^3}{T^2} = k$ -hamma planetalar uchun bir xil bo'lib, Kepler doimiysi yoki doimiyligi deyiladi va u $k = \frac{R^3}{T^2} \approx 3,34 \cdot 10^{24} \frac{\text{km}^3}{\text{yil}^2}$ ga teng.

1.1-jadval

Keplerning III qonuni qo'llanganda planetalar harakat parametrlari

Planetalar	Qo'yoshgacha bo'lgan o'rtacha masofalar 10^6km	Aylanish davri T Yer yili	R^3/T^2 $10^{24}\text{km}^3/\text{yil}^2$
Merkuriy	57,9	0,241	3,34
Venera(oy)	108,2	0,615	3,35
Yer	149,6	1,0	3,35
Mars	227,9	1,88	3,35
Yupiter	778,3	11,86	3,35
Saturn	1427	29,5	3,34
Uran	2870	84,0	3,35
Neptun	4497	165	3,34
Pluton	5900	248	3,33

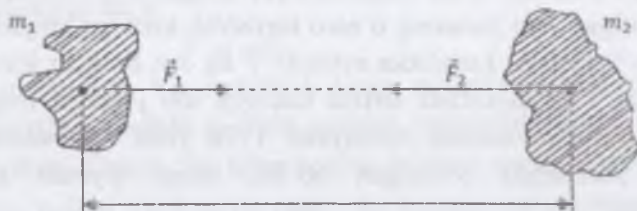
Demak, Quyosh atrofida doiraviy orbitalar bo'yicha aylanuvchi ikkita har xil planetalarning tezlanishlari ularning Quyoshgacha bo'lgan masofalari kvadratlariga teskari proporsional bo'lar ekan.

Birinchi ikki qonunni Kepler 1609 yilda e'lon qilgan, oxirgisini esa 1619-yilda e'lon qilgan. Kepler qonunlari Nyutonning butun olam tortishish qonunining ochilishiga olib keldi.

Butun olam tortishish qonuni

Nyuton Kepler qonunlarini tahlil qilib, butun olam tortishish qonunini kashf qildi.

Tortishish kuchlari (Gravitatsion kuch) tabiatdagi barcha jismlar orasida sodir bo'ladir va u jismlarning tuzilishi va kimyoviy tarkibiga bog'liq bo'lmaydi. Jismlarning o'zaro tortishishim ifodalovchi qonunni (Gravitatsion qonun) deb yuritiladi va u quydagicha ta'riflanadi.



R
12-rasm

Ixtiyoriy ikki jism (moddiy nuqta) bir-birini o'zaro tutashtiruvchi to'g'ri chiziq bo'ylab yo'nalgan, ularning massalari ko'paytmasiga to'g'ri va ular massalari markazlari o'rtasidagi masofa kvadratiga teskari proporsional bo'lgan kuch bilan tortadi.

Tortishish kuchlari, jismlar massalarining nisbatlari qanday bo'lishidan qat'iy nazar, ikkala jismlar uchun ham son jihatidan teng, yo'nalish jihatdan qarama-qarshi va bir to'g'ri chiziqda yotuvchi kuchlardir (12-rasm).

$$F = G \frac{m_1 m_2}{r^2}. \quad (1.33)$$

Bu ifoda butun olam tortishish qonunining formulasi bo'lib, bunda:

F –tortish (gravitatsion) kuch,

r – jismlar massalari markazlari orasidagi masofa,

m_1 va m_2 – tortishuvchi jismlar massalari.

Kuch vektor bo'lganligi uchunbutun olam tortishish qonunining formulasini vektor ko'rinishida yozish mumkin:

$$\vec{F} = G \frac{m_1 m_2}{r^2} \vec{r}. \quad (1.34)$$

G - proporsionallik koeffitsienti bo'lib, uni gravitatsion (tortishish) doimiysi deb atalib, $G = \frac{F \cdot R^2}{m_1 m_2}$ ga teng. Gravitatsion doimiysi deb, bir-birlik masofada joylashgan massalari bir-birlikka teng bo'lgan ikki jismning o'zaro tortishish kuchiga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi. 1 kg dan bo'lgan ikki jismning bir-birini 1 m masofada tortish kuchiga son jihatdan teng bo'lgan kattaligidir. Gravitatsion doimiysini 1798 yilda Kavendesh burama tarozi yordamida o'lchagan bo'lib, uning qiymati $G = 6,67 \cdot 10^{-11} \frac{N \cdot m^2}{kg^2}$ ga teng.

Gravitatsion kuchlar ta'siri seziladigan fazo sohasi gravitatsion maydon yoki tortishiish maydoni deb ataladi. Har bir jismning atrofiga o'ziga xos bo'lgan tortishish maydoni hosil bo'ladi. Bu maydon ta'siri jisimga yaqinlashganda kuchayadi, uzoqlashganda kuchsizlanib boradi. Bu maydonning ajoyib xususiyati moddalardan tekis o'tishidir. Shu sababli koinotdagi barcha jismlar bir biriga tortiladi. Yer sirtida turgan m massali jismning, u bilan tortishish kuchi

$$F = G \frac{mM}{R^2}. \quad (1.35)$$

bunda R - Yer radiusi, M - Yer massasi.

Yer sirtidan h balandlikda turgan m massali jism uchun esa:

$$F = G \frac{mM}{(R+h)^2},$$

bunda F - tortishish (gravitatsion) kuchi, R - Yer radiusi, m va M - mos ravishda jism va Yer massalari.

1.2.4. Og'irlik kuchi va jismning og'irligi. Vaznsizlik

Butun olam tortishish kuchning ko'rinishlaridan biri ogirlik kuchi, ya'ni jismlarning yerga tortilish kuchidir. Agar Yerning massasini M bilan, radiusini R bilan, muayyan jismning massasini m bilan

belgilasak, Yer sirti yaqinidagi jismning og'irlik kuchi quyidagiga teng bo'ladi:

$$F = G \frac{mM}{R^2}. \quad (1.36)$$

Odatda og'irlik kuchi \vec{P} bilan belgilanib, \vec{F} -Yerning tortish kuchiga tengligi yuqorida ta'kidlab o'tildi. Shunga asosanib $\vec{P} = \vec{F}$ teng. Bu og'irlik kuchi Yer markazi tomon yo'nalgan. Ikkinchi tomondan og'irlik kuchi Nyutonning ikkinchi qonuniga asosan quyidagiga teng:

$$\vec{P} = m\vec{g} \quad (1.37)$$

Vakuumdagi jism Yer tortishish kuchi ta'sirida tushishiga erkin tushishi deyiladi. Bunda g erkin tushish tezlanishi bo'lib, u $g \approx 9.81 \frac{m}{s^2}$ ga teng. Demak, Yer bilan bog'liq bo'lgan sanoq sistemalarida har qanday jismga kuch ta'sir etadi. Bu kuchga og'irlik kuchi deb ataladi va uning yo'nalishi yer markazi tomon yo'nalgandir. Og'irlik kuchi bilan tortishish kuchi orasidagi farq 0.36% bo'lib, bu farq kichik bo'lgani uchun Yerga tortishish kuchiga teng deb olish mumkin. (1.36) va (1.37) formulalardan jismning erkin tushish tezlanishini topsak:

$$g = G \frac{M}{R^2}, \quad (1.38)$$

g teng bo'ladi. g ning qiymati har xil planetalar uchun har xil. Yer sirtidan h balandlikda turgan jism uchun

$$g_h = \frac{M}{(R+h)^2} \quad (1.39)$$

bo'lib, og'irlik kuchi

$$\vec{P}_h = m\vec{g} = G \frac{mM_{Yer}}{(R_{Yer}+h)^2} \quad (1.40)$$

ga teng, lekin u h balandlik ortgan sari kamayib boradi.

Jism biror tayanchda turgan bo'lsa yoki osmaga osilib qo'yilsa u yerga nisbatan tinch holatda bo'lib, bunda \vec{P} og'irlik kuchi tayanchning yoki osmaning \vec{N} reaksiya kuchi bilan muvozanatlashadi (1.3-rasm). Yerga tortishishi tufayli jism muvozanatlashadi. Yer bilan tortishishi tufayli jism tomondan osmaga yoki tayanchga ta'sir

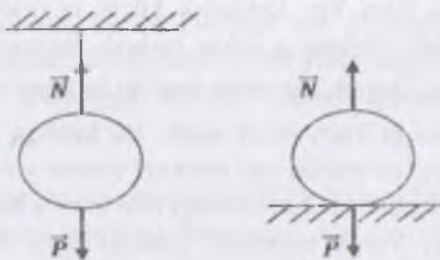
qilayotgan ogirlik (yer bilan tortishish) kuchining son qiymatiga jism og'irligi deyiladi.

Jism og'irligi quyidagicha ifodalanadi,

$$P = mg. \quad (1.41)$$

P - jism og'irligi yoki vazni.

Og'irlik kuchi jism massalar markaziga qo'yilgan bo'lib, vektor kattalik, uning yo'nalishi Yer markaziga tomon yo'nalgan. Jismning og'irligi esa tayanchga yoki osmaga qo'yilgan bo'lib, u skolyar kattalikdir.



13-rasm.

Tinch holatda jismning og'irligi og'irlik kuchiga son qiymatiga teng bo'ladi. Agar tayanch yoki osma yerga nisbatan tezlanish bilan harakatlansa, jismning og'irligi og'irlik kuchidan farq qiladi.

Agar jism erkin tushish tezlanishi yo'nalishida (ya'ni pastga) a tezlanish bilan harakat qilsa, uning harakatdagi og'irligi, tinchlikdagi og'irlikdan kam bo'ladi. Ya'ni

$$P = m(g - a) \quad (1.42).$$

Agar jism xuddi shunday a tezlanish bilan yuqoriga harakat qilsa, uning harakatdagi og'irligi teng bo'lib, tinchlikdagi og'irlikdan og'ir bo'ladi,

$$P = m(g+a) \quad (1.43)$$

Agar jism tayanch va osma bilan birga erkin tushsa, u holda $a = g$ bo'lib,

$$P = m(g-a) = m(g-g) = 0 \quad (1.44)$$

bo'lib, jism og'irligi yo'qoladi, bunda jism vaznsiz holatda bo'ladi. Vaznsizlik jism vaznining (og'irligining) nolga teng bo'lgan holatidir. Vaznsizlik holatida jismga faqat og'irlik kuchi ta'sir etadi va kuch jismga g tezlanish beradi. Vaznsizlik holati jismga faqat tortishish kuchlari ta'sir qilgan holdagina ya'ni jism tortishish maydonida erkin harakat qilganda yuzaga keladi. Vaznsizlik holatida jism deformatsiyaga uchramaydi. Vaznsizlik holati kosmik kema dvigatelini o'chirib, yer atrofida harakat qilayotganda ham namoyon bo'ladi.

1.2.5. Markazga intilma kuch. Kosmik tezliklar

Jismning aylana bo'ylab tekis harakati markazga intilma tezlanish bilan xarakterlandi (1.1.2. ga qarang). Bunday tezlanishni hosil qiladigan har qanday tabiatdagi kuch markazga intilma kuch deyiladi. Bu kuch jismga qo'yilgan bo'lib, aylana markaziga yo'nalgan va Nyutonning ikkinchi qonuniga muvofiq quyidagiga teng:

$$F_{mik} = m \frac{v^2}{R} \quad (1.45)$$

yoki

$$F_{mik} = m a_{mit} = m \frac{v^2}{R} = m \omega^2 R, \quad (1.46)$$

bu yerda m -jismning massasi, a_{mit} -markazga intilma tezlanish, v va ω -chiziqli va burchak tezliklari. R -aylana radiusi.

Markazga intilma kuch jismni aylanada tutib turgan bog'lanish tufayli yuzaga keladi; uning bo'lishiga sabab jismning aylana markazidan uzoqlashishiga intilishiga bo'lgan bog'lanish reaksiyasidir.

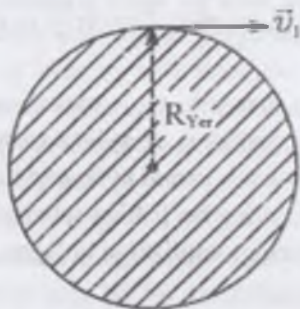
Kosmik tezliklar. Yer sirtidan h balandlikda yer atrofida aylanma orbita bo'ylab harakatlanishi ya'ni sun'iy yo'ldosh bo'lib qoluvchi, Quyoch atrofida aylanuvchi sun'iy planeta bo'lib qoluvchi va galaktikaga chiqib ketish uchun jismga yer sirtida beriladigan tezliklarga kosmik tezliklar deyiladi. Yer sirtidan jismga berilgan boshlang'ich tezligiga qarab, to'rt xil kosmik tezlik mavjud.

Birinchi kosmik tezlik deb Yerning sun'iy yo'ldoshiga aylanib qolish uchun jismga yer sirtidan beriladigan tezlikka aytiladi (14-rasm). Birinchi kosmik tezlikka erishgan jism, yerning tortishish kuchi ta'sirida yer atrofida aylanma orbita bo'ylab harakat qilib yerning sun'iy yo'ldoshiga aylanadi. Bunday harakatlanayotgan jismga ikkita teng kuch ta'sir qiladi. 1). Markazga intilma (qochma) kuch F_{mik} , $F_{mik} = \frac{m\vartheta_1^2}{R}$, bunda m kosmik kema ning massasi, ϑ_1 -kosmik kema tezligi, R -Yer radiusi. 2). Og'irlik kuchi $P = mg$. Markazga intilma (qochma) kuch F_{mik} va og'irlik kuchi P larning tengligidan foydalanib quyuidagini yozamiz: $\frac{m\vartheta_1^2}{R} = mg$, bundan

$$\vartheta_1 = \sqrt{g \cdot R} \quad (1.47)$$

olamiz. Birinchi kosmik tezlikning son qiymati hisoblaymiz:

$$\vartheta_1 = \sqrt{g \cdot R} = \sqrt{9,81 \frac{m}{s^2} \cdot 6,4 \cdot 10^6 m} = 7,9 \frac{km}{s} \text{ ga teng.}$$

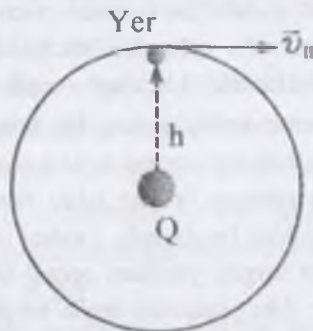


14-rasm

Ikkinchi kosmik tezlik. Yer tortish kuchini yengib chiqib, Quyoshning sun'iy planetasiga aylanib qolishi uchun Yer sirtidan jismga beriladigan tezlikka ikkinchi kosmik tezlik deyiladi. Bunda jism quyosh atrofida ellips orbita bo'ylab harakatlanadi (15-rasm). Ikkinchi kosmik tezlikning ifodasi

$$\vartheta_{II} = \sqrt{2}\vartheta_I \quad (1.48)$$

orqali topiladi (ikkinchi va uchinchi kosmik tezliklarning formulalarini keltirib chiqarish shart emas deb o'yladik, lekin keltirib chiqarish mumkin edi). Ikkinchi kosmik tezlikning son qiymati $\vartheta_{II} = \sqrt{2}\vartheta_I \approx$



$11,2 \frac{km}{s}$ ga teng.

15-rasm

Uchinchi kosmik tezlik. Uchinchi kosmik tezlik deb jismga Yer va Quyoshning tortishish kuchlarini yengib galaktikaga chiqib ketish uchun Yer sirtidan beriladigan tezlikka aytiladi. Uchinchi kosmik tezlikka erishgan jism yer va quyoshning tortishish kuchini yengib, quyosh doirasidan chiqib ketadi. Uchinchi kosmik tezlik quyidagi formuladan topiladi:

$$\vartheta_{III} = \sqrt{2G \cdot \frac{M_Q}{R}} \quad (1.49)$$

bu yerda $M_Q = 1,97 \cdot 10^{30} \text{ kg}$, $R = 1,5 \cdot 10^{11} \text{ km}$. Uning son qiymati $\vartheta_{III} = 16,7 \frac{km}{s}$ ga teng. Uchinchi kosmik tezlik $16,7 \frac{km}{s}$ dan $73 \frac{km}{s}$ gacha o'zgarishi mumkin.

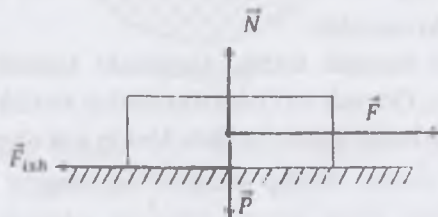
To'rtinchi kosmik tezlik. To'rtinchi kosmik tezlikka erishish uchun jism Yer, Quyosh va Galaktikalarning tortishish kuchlarini yengib, koinotga chiqib ketish kerak bo'ladi. Uning son qiymati:

$$\vartheta_{IV} = 290 \frac{km}{s} \text{ ga teng.}$$

1.2.6. Ishqalanish kuchi. Ishqalanish turlari

Ishqalanish kuchi. Tajribalardan ma'lumki, har qanday jism boshqa jism ustida harakatanganda, unga boshqa kuchlar ta'sir etmaganida u o'zining harakatini vaqt o'tishi bilan susaytirib boradi va oxiri to'xtab qoladi. Bu hodisani yuzalari bilan tegib turgan jismlar harakatiga qarshilik qiluvchi kuchning borligi bilan tushuntirish mumkin. Ishqalanish kuchlari tegib turgan jismlarning o'zaro bir-biriga nisbatan tezligiga bog'lik. Ishqalanish kuchlari turli tabiatga ega bo'lsada, ularning o'zaro ta'siri natijasida mexanik energiya bir-biriga ishqalanayotgan jismlar ichki energiyasiga aylanadi. Tashqi va ichki ishqalanishlar farqlanadi. Tashqi ishqalanish deb ikkita jismning bir-biriga tegib turgan yuzalari orqali hosil bo'ladigan ishqalanishga aytiladi. Agar ikki jismning tegib turgan yuzlari bir-biriga nisbatan tinch turgan bo'lsa, u holda tinch holdagi ishqalanish haqida gapiriladi, agar bu yuzlar bir-biriga nisbatan siljisa, siljish xarakteriga qarab sirpanish ishqalanish, tebranish va buralish ishqalanish haqida gapiriladi.

Ichki ishqalanish deb, bir jism qismlari yoki zarrachalari orasidagi ishqalanishga, masalan, suyuqlik yoki gaz qatlamlari orasidagi ishqalanishga aytiladi, chunki turli qatlamlarda tezliklar turlicha bo'ladi. Ichki ishqalanishda tashqi ishqalanishdan farqli holda bu yerda tinch ishqalanish bo'lmaydi. Agar bir birining ustida harakatlanayotgan jismlar orasida yopishqoq moy qo'yilgan bo'lsa, ishqalanish shu moy qatlamlari orasida bo'ladi. Bu holda gidrodinamik ishqalanish va chegara ishqalanishi (moy qatlami-0,1 *mkm* yoki undan ham kichik) haqida gapiriladi.



16-rasm

Tashqi ishqalanishning bir qancha qonuniyatlarini ko'rib chiqamiz. Bu ishqalanish tegib turgan yuzlarning g'adir-budirligiga bog'liqdir. Juda silliq sirt (yuz) lar holda ishqalanish malekulalar orasidagi o'zaro ta'sir kuchlariga asoslangan bo'ladi. Gorizantal yo'nalishda ta'sir qilayotgan \vec{F} kuch qo'yilgan biror tekislikdagi jismni ishqalanishini qaraylik (16-rasm).

Jism harakatga kelishi uchun unga qo'yilgan \vec{F} kuch ishqalanish kuchi \vec{F}_{ishq} dan katta bo'lishi kerak. Fransuz fiziklari G.Amonton va Sh.Kulon tajribaga asoslangan holda quyidagi qonunni ochdi: sirpanishda vujudga keluvchi ishqalanish kuchi \vec{F}_{ishq} yuzaga ta'sir etuvchi normal N bosim (siquvchi) kuchiga proporsionaldir:

$$F_{ishq} = \mu N \quad (1.50)$$

bunda, μ -tegib turgan yuzalar xossalariga bog'liq bo'lgan sirpanish ishqalanish koeffitsienti. (1.50) foydalanib ishqalanish koeffitsientini topish mumkin

$$\mu = \frac{F_{ishq}}{N} \quad (1.51)$$

Ishqalanish koeffitsienti deb, ishqalanish kuchi normal bosim (siquvchi) kuchining qancha qismini tashkil etishini ko'rsatuvchi (birliksiz) songa aytiladi. Ishqalanish koeffitsientining qiymati bir qancha faktorlarga bog'liq. Tajribaning ko'rsatishicha, bu faktorlar quyidagilardan iborat:

1. Bir xil moddali jismlar orasidagi ishqalanish koeffitsienti har xil moddali jismlar orasidagi ishqalanish koeffitsientidan doim katta bo'ladi.

2. Ishqalanish koeffitsientining kattaligi ishqalanuvchi sirtlarning silliqiligiga qarab o'zgarib boradi. Aqar ishqalanuvchi sirtlar juda silliq bo'lsa ular orasidagi ishqalanish kuchi molekular o'zaro ta'sir kuchidan iborat bo'lganligi uchun ishqalanish koeffitsienti juda katta qiymatga ega bo'ladi.

3. Ishqalanish kuchi F_{ishq} ning kattaligi u yoki bu darajada sirpanayotgan jismning harakat tezligi v ga bog'liqdir. Bu boglanishning xarakteri ishqalanuvchi sirtlarning tabiati bilan holatiga bog'liqdir.

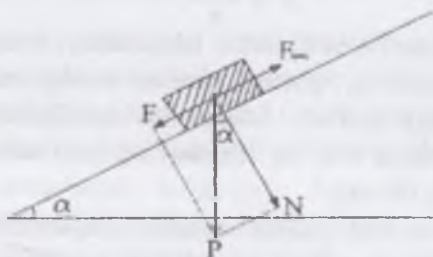
4. Ishqalanish kuchi ishqalanuvchi sirtning holatiga ham bo'g'liq. Ishqalanuvchi sirtlar moylansa, ishqalanish kuchi juda ham kamayib ketadi.

1.2-jadval.

Ba'zi materiallar uchun ishqalanish koeffitsientining qiymatlari

Materiallar	Ishqalanish koeffitsenti
Yog'och bilan yog'och	0,25
Rezina bilan beton	0,75
Po'lat bilan muz	0,04
Po'lat bilan polat	0,20

Sirpanish ishqalanish koeffitsientining qiymatini qiya tekislikdan foydalanib topaylik. Jism qiyaligi α burchakka teng bo'lgan tekislikda turibdi (17-rasm).



17-rasm

Bu jism harakatga kelishi uchun ogirlik kuchi \vec{P} ning tangensiyal tashkil etuvchisi \vec{F} ishqalanish kuchidan katta bo'lishi kerak. Demak, chegaraviy holat $F = F_{ishq}$ bo'ladi, yoki $P \sin \alpha_0 = \mu N = \mu P \cos \alpha_0$ bundan

$$\mu = \operatorname{tg} \alpha \quad (1.52)$$

ekanligi kelib chiqadi.

Shunday qilib, ishqalanish koeffitsenti jismning qiya tekislikda sirpana boshlashiga tugʻri keladigan burchak α_0 ning tangensiga teng boʻlar ekan.

Silliq yuzalarda molekular orasidagi oʻzaro tortish kuchlari vujudga kelishini inobatga olib, B.V.Deryagin sirpanish ishqalanish kuchi uchun quyidagi qonunni tavsiya etdi:

$$F_{ishq} = \mu_{haq}(N + SP_0) \quad (1.53)$$

bunda P_0 -molekulalar orasidagi oʻzaro taʼsir natijasida yuzaga keladigan qoʻshimcha bosim boʻlib, zarrachalar orasidagi masofaning oʻsishi bilan tez kamayadi. S-jismlar tegib turgan qisimlning yuzasi, μ_{haq} -sirpanish ishqalanish koeffitsientining haqiqiy qiymati.

Texnika va tabiatda ishqalanishning ahamiyati katta. Ishqalanish tufayli mashinalar harakatlanadi, devorga qoqilgan mix turadi. Har qandaay jismning tinch turishi yoki harakatlanishi uchun ishqalanish kuchi boʻlishi shart. Baʼzi hollarda ishqalanishning zarari ham boʻlib, bunday hollarda ishqalanish kamaytiriladi. Buning uchun ishqalanuvchi yuzlar moylanadi. Natijada moy yuzaning gʻadir-budirlklarini toʻldiradi va ishqalanuvchi yuzalar orasida yupqa qatlam hosil qilinadi. Shu sababli bir-biridan ajralganday boʻlib, ular bir-biriga nisbatan xuddi suyuqlik qatlamlari kabi sirpanadi. Shunday qilib, qattiq jismlar orasidagi tashqi ishqalanish undan ancha kichik boʻlgan suyuqliklar orasidagi ichki ishqalanish bilan almashtiriladi.

Ishqalanish kuchlarini radikal ravishda kamaytirish uchun sirpanish ishqalanish dumalash ishqalanishga almashtiriladi (sharikli va rolikli podshipniklar). Dumalanish ishqalanish kuchi Kulon qonunidan aniqlanadi:

$$F_{ishq} = \frac{\mu_d N}{r} \quad (1.54)$$

bu erda r dumalanayotgan jism radiusi, μ_d dumalanish ishqalanish koeffitsienti boʻlib, uning birliga $\frac{1}{m}$ dir.

Dumalanish ishqalanish kuchi dumalanayotgan jism radiusiga teskari proporsionaldir.

Umuman olganda jismlarning tinchlikda ishqalanish koeffitsienti μ_t , sirpanish ishqalanish koeffitsienti μ_{ishq} dan ham, dumalanish koeffitsienti μ_d dan ham katta ya'ni $\mu_t > \mu_{ishq} > \mu_d$.

Mavzu yuzasidan testlar

1. Markazga intilma yoki normal tezlanish formulasini ko'rsating?

A) $a_n = \frac{v^2}{R}$ B) $a_n = \frac{d\theta}{dt}$ C) $a_r = \frac{d\theta}{dt}$ D) $a = \frac{v}{R}$

2. Urinma tezlanish formulasini ko'rsating?

A) $a_r = \frac{ds}{dt}$ B) $a_r = \frac{v^2}{R}$ C) $a_r = \frac{v^2}{R}$ D) $a_r = \frac{d\theta}{dt}$

3. Nyutonning ikkinchi qonunining formulasiniko'rsating?

A) $\frac{d\theta}{dt} = F$; B) $\frac{dp}{dt} = P$; C) $\frac{dp}{dt} = F$; D) $F = mg$

4. Yer markazidan Yer radiusi qadar uzoqlikda joylashgan nuqtalarda Yerning tortish maydoni kuchlanganligining formulasini ko'rsating?

A) $|G| = -\gamma \frac{m_{Yer}}{R_{Yer}^2}$ B) $G = -\gamma \frac{m_{Yer}}{R_{Yer}}$ C) $|G| = \gamma \frac{m_{Yer}}{R_{Yer}^2}$ D)

$|G| = \gamma \frac{m_{Yer}}{R_{Yer}}$

5. Erkin tushish tezlanishi formulasini ko'rsating?

A) $g = \frac{m}{P}$ B) $|g| = -\gamma \frac{m_{Yer}}{R_{Yer}^2}$ C) $g = -\frac{P}{m}$ D) $|g| = \gamma \frac{m_{Yer}}{R_{Yer}^2}$

6. Butun olam tortishish(gravitasiya) qonunining formulasini ko'rsating?

A) $F = \gamma \frac{m_1 \cdot m_2}{r^2}$ B) $F = \gamma \frac{m_1 \cdot m_2}{r}$ C) $F = \frac{m_1 \cdot m_2}{r^2}$ D) $F = -\gamma \frac{m_1 \cdot m_2}{r^2}$

7. Butun olam tortishish (gravitasiya) doimiysining qiymati va o'lchov birligini ko'rsating?

A) $\gamma = 6,67 \cdot 10^{-11} N \cdot m^2 \cdot kg$;

B) $\gamma = 6,67 \cdot 10^{-12} N \cdot m^2 \cdot kg^2$;

C) $\gamma = 6,67 \cdot 10^{-11} N \cdot m^2 \cdot kg^2$;

D) $\gamma = 6,67 \cdot 10^{-11} N \cdot m^1 \cdot kg^2$;

8. Gravitasion yoki tortishish maydoni deb nimaga aytiladi?

A) Gravitasion, tortishish yoki yadro kuchlari ta'siri seziladigan fazo sohasiga aytiladi.

B) Elektr kuchlari ta'siri seziladigan fazo sohasiga aytiladi.

C) Gravitasion kuchlar ta'siri seziladigan fazo sohasiga aytiladi.

D) Tortishish yoki yadro kuchlari ta'siri seziladigan fazo sohasiga aytiladi

9. Ikkinchi kosmik tezlik formulasini ko'rsating?g

A) $v_{II} = \sqrt{R_{Yerp} \cdot g}$ B) $v_{II} = \sqrt{2R_{Yer} \cdot g}$

C) $v_{II} = \sqrt{3R_{Yer} \cdot g}$ D) $v_{II} = 2\sqrt{R_{Yer} \cdot g}$:

Mavzu yuzasidan savollar

1. Dinamika deb nimaga aytiladi?

2. Qanday tizimga inersial sanoq tizimi deyiladi?

3. Kuch va massa deb nimaga aytiladi?

4. Nyutonning ikkinchi qonuniga ta'rif bering.

5. Impuls saqlanish qonunini ta'riflan va formulasini yozing

6. Kepler qonunlari va Butun olam tortishish qonunining

formulalarini yozing, ta'rif bering

7. Gravitasion doimiysi va uni aniqlash usullarini aytib bering.

8. Og'irlik kuchi, jismning og'irligi vavaznsizlik nimaga aytiladi?

9. Ishqalanish kuchi nima? Ishqalanishning fizikaviy sabablari nima?

10. Quruq va suyuq ishqalanish deb nimaga aytiladi vaularning bir-biridan farqi nimada?

11. Quruq (tashqi) ishqalanishning qanday turlari bor? Ular qanday qonunlargabo'ysunadi?

12. Ishqalanishning tabiatda va texnikada qanday foydali va zararli tomonlari bor?

13. Kosmik tezliklar ta'rifini ayting va formulalarini yozing. Elliptik, giperbolik va parabolik harakatlarning shartlari qanday?

1.3-MAVZU. MEXANIKADA SAQLANISH QONUNLARI

Reja:

1.3.1. Mexanik ish va quvvat. Ish bajaruvchi mashinaning foydali ish koeffitsienti;

1.3.2. Mexanik energiya. Kinetik va potensial energiya. Energiyaning saqlanish qonuni. Konservativ va nokonservativ kuchlar;

1.3.3. Mutloq elastik to'qnashish. Saqlanish qonunlarini absolyut elastik va absolyut noelastik to'qnashuvlarga tadbiiq etish. To'qnashishlar jarayonida impuls, energiya va impuls momentining saqlanish qonuni;

1.3.4. Qattiq jismlar deformatsiyasi. Elastiklik kuchlari. Guk qonuni. Mexanik kuchlanish. Elastik siqilgan prujina potensial energiyasi;

1.3.1. Mexanik ish va quvvat. Ish bajaruvchi mashinaning foydali ish koeffitsienti

Energiya bu harakat va materiya turlarining o'zaro ta'sirini izohlovchi universal miqdoriy fizik kattalikdir. Materiyaning turli shakldagi harakatlari va ta'sirlari tufayli vujudga keladigan energiyalar turli shakllari mavjud: mexanik, issiqlik, elektromagnit, yadro va hokazo. Materiyaning turli shakldagi harakatlari bilan energiyaning turli shakllari bog'langandir.

Ba'zi hodisalarda materiya harakatining turi o'zgar olmaydi, boshqa hodisalarda esa boshqa turga o'tishi mumkin. Lekin hamma holda ham energiyaning bir jismdan ikkinchisiga bergan miqdori, ikkinchi jismning olgan miqdoriga teng bo'ladi. Boshqa jismlarning ta'siri natijasida jismning mexanik harakati o'zgaradi. O'zaro ta'sir etuvchi jismlar orasidagi energiya almashishini miqdor jihatdan izohlash uchun, shu jismga qo'yilgan kuchlarning bajargan ishi degan tushuncha kiritiladi. Mexanik ish skalyar kattalik bo'lib, kuch bilan

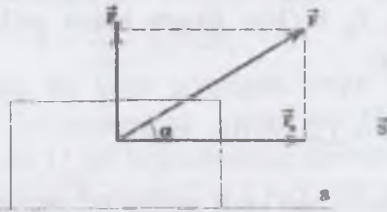
kuch ta'siri yo'nalishida jism bosib o'tgan yo'lning ko'paytmasiga teng, ya'ni:

$$A = F \cdot S \quad (1.43)$$

bunda A - bajarilgan ish, F - jismga ta'sir qiluvchi o'zgarmas kuch, S - o'tilgan yo'l.

Agar jism to'g'ri chiziqli harakatlanayotgan bo'lib, unga harakat yo'nalishiga α burchak ostida yo'nalgan \vec{F} o'zgarmas kuch ta'sir qilayotgan bo'lsa, u holda bu kuchning A ishi shu kuchning ko'chish yo'nalishiga proeksiyasi F_s bilan kuch qo'yilgan nuqtaning S ko'chishiga ko'paytmasiga teng bo'ladi (18-rasm):

$$A = F_s S = FS \cos \alpha \quad (1.44)$$



18-rasm

O'zgarmas kuchning bajarilgan ishi kuchni jism bosib o'tgan yo'lga va kuch bilan harakat yo'nalishi orasidagi burchak kosinusi ko'paytmasiga teng.

(1.44) formuladagi α burchakning har xil qiymatlariga mos kelgan xususiy hollarda bajarilgan ishlarni qarab chiqaylik:

1) agar $\alpha = 0$ bo'lsa, $\cos \alpha = 1$ bo'lib, o'zgarmas kuchning bajarilgan ishi maksimal va kuchning yo'l ko'paytmasiga teng bo'ladi: $A_m = F \cdot S$;

2) agar $\alpha < \frac{\pi}{2}$ bo'lsa, $\cos \alpha > 0$ bo'lib, o'zgarmas kuchning bajarilgan ishi musbat bo'ladi. Bu holda jismni harakatlantiruvchi kuch ish bajaradi;

3) agar $\alpha = \frac{\pi}{2}$ bo'lsa, $\cos\alpha = 0$ bo'lib, o'zgarmas kuchning bajarigan ishi nol bo'ladi. Masalan, jiasmning aylana bo'ylab harakatida jism bog'langan ipning taranglik kuchi (markazga intilma kuch) ish bajarilmaydi;

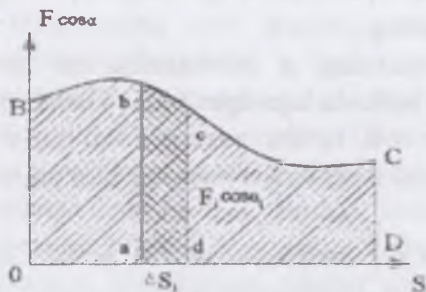
4) $\alpha = \pi$ bo'lsa, $\cos\alpha = -1$ bo'lib, kuch siljishga qarama-qarshi yo'nalgan va kuch bajarilgan ish manfiy bo'ladi.

Umumiy holda, kuch yo'nalishi bo'yicha ham, moduli bo'yicha ham o'zgarishi mumkin, shu sababli bu hollarda (1.44) formulani qo'llash mumkin emas.

Kuch o'zgaruvchan va yo'l egri chiziq bo'lganda butun yo'lning shunday kichik (amalda to'g'ri chiziq bo'lgan) $\Delta S_1, \Delta S_2, \Delta S_3, \dots, \Delta S_n$ kesmalarga bo'lamizki, bu kesmalarning har biriga ta'sir qiluvchi kuchlarni o'zgarmas deb hisoblash mumkin bo'lsin va mos ravishda $F_1, F_2, F_3, \dots, F_n$ bo'lsin. Bunda butun yo'lida bajarilgan to'la ish quyidagiga teng:

$$A = \sum_{i=1}^n F_i \Delta S_i \cdot \cos\alpha_i. \quad (1.45)$$

Agar o'zgaruvchan kuch grafigi BC egri chiziq bilan ifodalansa, yo'lning i - kesmasida bajarilgan ish grafikda $abcd$ to'g'ri to'rt burchakning yuzidan iborat bo'lsa, butun yo'l davomidagi to'la ish $OBCD$ shakl maydoni bilan ifolanadi (19-rasm).



19-rasm

Agar OD yo'li cheksiz kichik dS kesmalarga bo'lingan bo'lsa, u holda (1.45) formulaning o'ng qismida turgan yig'indi integralga o'tadi va uning ifodasi quyidagicha bo'ladi

$$A = \int_0^{OD} F \cdot \cos \alpha \, dS$$

Ishning o'lchov birligi-Joul (J). 1 J bu 1N kuchning 1m yo'lni o'tishda bajaragan ishiga tengdir.

Bajarilayotgan ishning tezligini ifodalash uchun N quvvat degan tushuncha kiritiladi

$$N = \frac{dA}{dt} \quad (1.46)$$

\vec{F} kuchning dt vaqt ichida bajaragan ishi $\vec{F} d\vec{r}$ bo'lsa, u holda kuchning shu vaqt ichida hosil qiladigan quvvati quyidagiga teng bo'ladi,

$$N = \frac{d\vec{F}d\vec{r}}{dt} = \vec{F}d\vec{v} \quad (1.47)$$

ya'ni kuch vektorining bu kuch qo'yilgan nuqta harakati tezligi vektoriga skalyar ko'paytmasiga tengdir. Quvvat birligi-Vatt (W). 1 W bu 1s da 1J ish bajarilgandagi quvvatdir. Quvvatning *ot kuch* deb ataluvchi birligi ham bor, 1 o.k. $\approx 735W$ ga teng.

Har qanday ish bajaruvchi mashinaning foydali ish koeffitsienti bilish muhim ahamiyatga ega. Har bir mashina dvigatel bilan harakatga keltiriladi va ma'lum ishni bajarishga belgilangan. Ammo dvigatel mashinani harakatga keltirishda, foydali ishdan tashqari foydasiz, lekin bajarilishi shart bo'lgan, masalan, qarshilik kuchiga va hokazolarga qarshi ishlarni ham bajaradi. Shuning uchun ham dvigatellar hamma vaqt mashinani harakatga keltirgan ishga qaraganda ko'proq ish bajaradi. Bundan ko'rinadiki, dvigatelning sarflangan ishining qancha ko'p qismina foydali ishni tashkil qilsa, mashina shuncha tejamli ishlaydi.

Mashinaning tejamlilikini xarakterlaydigan kattalikka uning foydali ish koeffitsienti ($F.I.K.$) deyiladi. Mashinaning $F.I.K.$ η (grekcha "eta") harfi bilan belgilanadi.

Mashinaning foydali ish koeffitsienti deb sarflangan A_{um} umumiy ishining qancha qismini A_f foydali ishni tashkil qilganligini ko'rsatuvchi o'lchamsiz kattalikga aytiladi, ya'ni:

$$\eta = \frac{A_f}{A_{um}}. \quad (1.48)$$

$F.I.K.$ har doim birdan kichik bo'ladi, u birga qancha yaqin bo'lsa, mashina shuncha tejamli bo'ladi. Agar $F.I.K.$ foizda ifodalansa, u vaqtda (1.48) formula quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\eta = \frac{A_f}{A_{um}} \cdot 100\%. \quad (1.49)$$

Bajarilgan ishlar, $A_f = N_f t$ va $A_{um} = N_{um} t$ bo'lganligi uchun, $F.I.K.$ ni quvvat orqali ham ifodalash mumkin:

$$\eta = \frac{N_f}{N_{um}}, \quad (1.50)$$

yoki

$$\eta = \frac{N_f}{N_{um}} \cdot 100\%. \quad (1.51)$$

1.3.2. Mexanik energiya. Kinetik va potensial energiya.

Energiyaning saqlanish qonuni. Konservativ va nokonservativ kuchlar

Mexanik energiya. Energiya jismning yoki jismlar tizimining ish bajara olish qobiliyatini xarakterlovchi eng muhim fizik kattalikdir: energiya ma'lum (berilgan) sharoitlarda shu tizim bajarishi mumkin bo'lgan ish miqdori bilan o'lchanadi. Mexanik tizimning kinetik energiyasi deb, bu tizimning mexanik harakati energiyasiga aytiladi. Agar \vec{F} kuch tinch turgan jismga ta'sir qilsa jism harakatga keladi. Ubirov ish bajaradi va harakatlanayotgan jismning energiyasi sarflangan ishga teng miqdorda ortirma oladi. Shunday qilib, \vec{F} kuchning tezlik 0 dan \vec{v} gacha ortgan oraliqqa erishguncha bajargan dA ishi jismning dE_k kinetik energiyasini ortishiga sarf bo'ladi, ya'ni

$$dA = dE_k.$$

Nyutonning ikkinchi qonunidan foydalanib, quyidagini hosil qilamiz.

$$\vec{F} \cdot d\vec{r} = m \frac{d\vec{v}}{dt} \cdot d\vec{r} = dA$$

$\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt}$ bo'lgani uchun, $dA = m\vec{v}d\vec{v} = m\vartheta d\vartheta = dE_k$ bundan:

$$dE_k = \int_0^\vartheta m\vartheta d\vartheta = \frac{m\vartheta^2}{2}.$$

Shunday qilib, ϑ tezlik bilan harakatlanayotgan m massali jism quyidagi formula bilan aniqlanuvchi kinetik energiyaga ega bo'ladi

$$E_k = \frac{m\vartheta^2}{2}. \quad (1.52)$$

Bu formuladan ko'rinadiki, kinetik energiya jismning faqat massasi va tezligiga bog'liqdir, ya'ni tizimning kinetik energiyasi ($m = \text{const}$) uning tezligining funksiyasidir.

Potensial energiya jismlar tizimining mexanik energiyasi bo'lib, jismlarning bir-biriga nisbatan joylashishi va ular orasidagi o'zaro ta'sir xarakterini aniqlaydi. Faraz qilaylik, jismlar orasidagi o'zaro ta'sir kuch maydoni orqali amalga oshayotgan bo'lsin. Bu maydonda ta'sir etayotgan kuchlar natijasida jismni bir nuqtadan ikkinchi nuqtaga ko'chirishda bajargan ishi, ko'chish trayektoriyasi shakliga bog'liq bo'lmasdan, faqat boshlang'ich va oxirgi holatlarigagina bog'liq bo'ladi. Bunday maydonga potensial maydon deyiladi va unga ta'sir etuvchi kuchlarga esa konservativ kuchlar deyiladi. Agar kuch ta'sirida bajarilgan ish, ismning bir nuqtadan ikkinchi nuqtaga ko'chish trayektoriyasiga bog'liq bo'lsa, bunday kuchga dissipativ kuchlar deyiladi. Bunga misol, ishqalanish kuchlaridir. Potensial maydonda bo'lgan jism E_p potensial energiyaga ega bo'ladi. Tizim konfiguratsiyasining elementar o'zgarishida konservativ kuchlar bajargan ishi potensial energiya o'zgarishining minus ishora bilan olingan qiymatiga tengdir, chunki ish potensial energiyaning kamayishi hisobiga bajariladi:

$$dA = -dE_p. \quad (1.53)$$

dA ish \vec{F} kuchning $d\vec{S}$ ko'chishga skolyar ko'paytmasiga teng bo'lgani uchun ifodani quyidagi ko'rinishida yozish mumkin:

$$\vec{F}d\vec{S} = dE_p.$$

Demak, $E_p(S)$ funksiya ma'lum bo'lsa, u holda formuladan \vec{F} kuchni modul va yo'nalish jihatdan aniqlash mumkin. Potensial energiyani

$$E_p = - \int \vec{F} d\vec{r} + C$$

ko'rinishida yozish mumkin. Bunda C - integrallash doimiysi, ya'ni potensial energiya ixtiyoriy biror o'zgarmas son aniqligida aniqlanadi. Ammo bu fizikqonunlarga ta'sir ko'rsatmaydi, chunki ularga jism ikki xil holati potensial energiyalari ayirmasi yoki E_p ning koordinata bo'yicha hosilasi kiradi. Shu sababli jismning ma'lum bir holatidagi potensial energiyasi nolga teng deb olinadi, qolgan holatlardagi jismning energiyasi ana shu nolinchi sathga nisbatan hisoblanadi. Yerdan h balandlikka ko'tarilgan m massali jismning potensial energiyasi quyidagiga teng bo'ladi:

$$E_p = mgh \quad (1.53')$$

bunda h -potensial energiya $E_{0p} = 0$ bo'lgan holatdan boshlab hisoblangan balandlik, g -jismning og'irlik kuchi ta'sirida o'layotgan tezlanishi. Yuqoridagi ifoda jismning og'irlik kuchi ta'sirida h balandlikdan yer sirtida tushishda bajargan ishning potensial energiyaga tengligidan kelib chiqadi. Hisob boshi ixtiyoriy tanlangani uchun potensial energiya manfiy qiymatga ega bo'lishi mumkin. Yer sirtida yotgan jismning potensial energiyasini nolga teng deb qabul qilsak, u holda shaxta tubidagi jismning potensial energiyasi

$$E_p = -mgh$$

Elastik deformatsiyalangan jismning potensial energiyasini

Endi elastik deformatsiyalangan jismning potensial energiyasini topaylik. Elastik kuchlar deformatsiyaga proporsionaldir:

$$F = -kx \quad (1.54)$$

Elastik kuchlarx deformatsiyaga proporsionaldir $F = -kx$ elastik kuchaing ox o'qi yo'nalishiga proeksiyasi. k -elastiklik koeffitsienti, minus ishora esa elastiklik kuchlarining deformatsiyaga qarama-qarshi tomonga yo'nalganligini ko'rsatadi. Nyutonning uchinchi qonuniga

asosandeformatsiyalovchi kuch modul jihatdan elastik kuchga teng va yoʻnalish boʻyicha unga qarama-qarshidir $F = -F_x = kx$ kuchning juda kichik dx deformatsiyani amalga oshirishda bajargan elementar ishi, $dA = F_x dx = kx dx$.

Toʻla ish esa quyidagiga teng boʻladi

$$A = \int_0^x kx dx = \frac{kx^2}{2},$$

va u prujinaning potensial energiyaning oshirishiga sarf boʻladi. Shunday qilib, elastik deformatsiyalangan jismning potensial energiyasi

$$E_p = \frac{kx^2}{2}. \quad (1.55)$$

Tizimning potensial energiyasi kinetik energiya singari tizim holati funksiyasidir u faqat tizim konfiguratsiyasidan va uning tashqi jismlarga nisbatan joylashishiga bogʻliqdir. Tizimning toʻla mexanik energiyasi-bu mexanik harakat energiyasi va oʻzaro taʼsir energiyasi yigʻindisidan iborat

$$E = E_k + E_p, \quad (1.56)$$

yaʼni potensial va kinetik energiyalar yigʻindisiga teng boʻladi. Energiyaning saqlanish qonuni bu koʻplab tajriba natijalarini umumlashtirish mahsulidir. Bu qonunni hosil qilish uchun massalari m_1, m_2, \dots, m_n boʻlgan va $\vec{\vartheta}_1, \vec{\vartheta}_2, \dots, \vec{\vartheta}_n$ tezlik bilan harakatlanayotgan moddiy nuqtalarning yopiq tizimini qaraymiz. Faraz qilaylik, $\vec{F}_1^1, \vec{F}_2^1, \dots, \vec{F}_n^1$ lar shu nuqtalarning har biriga taʼsir koʻrsatayotgan ichki konservativ kuchlarning teng taʼsir etuvchilari va $\vec{F}_1^2, \vec{F}_2^2, \dots, \vec{F}_n^2$ lar esa tashqi kuchlarning teng taʼsir etuvchilari boʻlsin. Bundan tashqari moddiy nuqtalarga tashqi nokonservativ kuchlar ham taʼsir qiladi deb hisoblaymiz. Bu moddiy nuqtalarning har biriga taʼsir qiluvchi nokonservativ kuchlarning teng taʼsir etuvchilarini $\vec{f}_1^1, \vec{f}_2^1, \dots, \vec{f}_n^1$ bilan belgilaymiz. $\vartheta \ll c$ boʻlgan holda hamma moddiy nuqtalar massalari doimiy boʻlib, bu nuqtalar uchun Nyutonning ikkinchi qonuni tenglamasi quyidagicha yoziladi:

$$m_1 \frac{d\vec{\vartheta}_1}{dt} = \vec{F}_1^1 + \vec{F}_1^2 + \vec{f}_1^1$$

$$m_2 \frac{d\vec{v}_2}{dt} = \vec{F}_2^1 + \vec{F}_2 + \vec{f}_2^1$$

.....

$$m_n \frac{d\vec{v}_n}{dt} = \vec{F}_n^1 + \vec{F}_n + \vec{f}_n^1$$

Kuchlar ta'sirida harakat qilib tizim nuqtalari dt vaqt oralig'ida mos ravishda $d\vec{S}_1, d\vec{S}_2, \dots, d\vec{S}_n$ ko'chishlarga erishsin. Har bir tenglamani mos ravishda skolyar ko'chishlarga ko'paytirib va $d\vec{r}_i = \vec{v}_i dt$ ekanini e'tiborga olsak u holda tenglamalar quyidagi ko'rinishga keladi:

$$m_1(\vec{v}_1 d\vec{v}_1) - (\vec{F}_1^1 + \vec{F}_1) d\vec{r}_1 = \vec{f}_1^1 d\vec{r}_1$$

$$m_2(\vec{v}_2 d\vec{v}_2) - (\vec{F}_2^1 + \vec{F}_2) d\vec{r}_2 = \vec{f}_2^1 d\vec{r}_2$$

.....

$$m_n(\vec{v}_n d\vec{v}_n) - (\vec{F}_n^1 + \vec{F}_n) d\vec{r}_n = \vec{f}_n^1 d\vec{r}_n$$

Bu tenglamalarni o'zaro qo'shib quyidagini olamiz:

$$\sum_{i=1}^n m_i(\vec{v}_i d\vec{v}_i) - \sum_{i=1}^n (\vec{F}_i^1 + \vec{F}_i) d\vec{r}_i = \sum_{i=1}^n \vec{f}_i^1 d\vec{r}_i,$$

tenglikning chap tomonidagi birinchi hadi quyidagiga teng:

$$\sum_{i=1}^n m_i(\vec{v}_i d\vec{v}_i) = \sum_{i=1}^n \left(\frac{m_i d\vec{v}_i^2}{2} \right) = dE_k.$$

Bunda dE_k -tizim kinetik energiyasining o'zgarishidan iboratdir, $i = 1, 2, 3, \dots$, qiymatlarni qabul qiladi. Ikkinchi had esa tizimga ta'sir etuvchi hamma ichki va tashqi konservativ kuchlarning bajargan elementar ishining teskari ishora bilan olingan qiymatidan iboratdir, va'ni (1.1.53) formulaga asosan tizimning dE_p potensial energiyasining elementar o'zgarishiga tengdir.

(1.52) tenglamaning o'ng tomoni tizimga ta'sir qiluvchi tashqi nokonservativ kuchlar ishini beradi. Shunday qilib, quyidagini hosil qilamiz:

$$d(E_k + E_p) = dA. \quad (1.57)$$

Tizimning birinchi holatdan ikkinchi holatga o'tishida quyidagi o'rinni bo'ladi

$$\int_1^2 d(E_k + E_p) = A_{12}.$$

ya'ni tizim to'la mexanik energiyasi bir holatdan ikkinchi holatga o'tishida o'zgarishi tashqi nokonservativ kuchlarning bajargan ishiga teng ekan. Agar tashqi nokonservativ kuchlar bo'lmasa, u holda yuqoridagidan $d(E_k + E_p) = 0$, bundan

$$E_k + E_p = E = \text{const}, \quad (1.58)$$

ya'ni tizim to'la mexanik energiyasi o'zgarmasdir. (1.58)mexanik energiyaning saqlanish qonunining formulasidan: o'zaro faqat konfederatev kuchlar bilan ta'sir qiluvchi jismlar tizimida mexanik energiya saqlanadi, ya'ni vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi. Jismlarga faqat konservatev kuchlar ta'sir qilayotgan mexanik tizimga konservatev tizim deyiladi.

Mexanik energiyaning saqlanish qonunini quyidagicha ta'riflash mumkin: konservativ tizimlarda to'la mexanik energiya saqlanadi. Shunday qilib, energiya hech qachon yo'qolmaydi va yo'qdan bor bo'lmaydi, u faqat bir turdan boshqa turga aylanadi. Energiyaning saqlanish va aylanish qonunining mohiyati shundan iboratdir, ya'ni materiya va uning harakati yo'q bo'lmaydi.

1.3.3. Mutloq elastik to'qnashish. Saqlanish qonunlarini absolyut elastik va absolyut noelastik to'qnashuvlarga tadbiq etish. To'qnashishlar jarayonida impuls, energiya va impuls momentinining saqlanish qonuni

Mutloq elastik to'qnashuvga misol qilib, ikkita metall sharchaning (billiard sharlarining) to'qnashuvini keltirish mumkin.

Mutloq elastik to'qnashuv deb, to'qnashuvdan keyin jismlarning massalari o'zgarmaydigan va energiya almashinadigan qisqa ta'sir turiga aytiladi.

Massasi m_1 va m_2 bo'lgan va tezliklari v_1 va v_2 bo'lgan sharlar elastik to'qnashayotgan bo'lsin. To'qnashishdan keyin ularning massalari o'zgarmasdan (m_1 va m_2), tezliklari esa (v_1' va v_2') o'zgaradi.

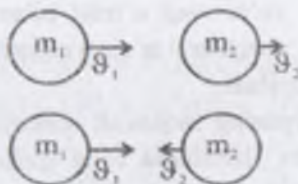
Energiya va impulsning saqlanish qonunidan bu tizim uchun quyidagini yozamiz:

$$\frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} = \frac{m_1 v_1'^2}{2} + \frac{m_2 v_2'^2}{2}, \quad (1.59)$$

va

$$m_1 v_1 + m_2 v_2 = m_1 v_1' + m_2 v_2'. \quad (1.59')$$

Eng avvalo, markaziy to'qnashuvni qarab o'taylik, ya'ni jismlar to'qnashguncha va undan keyin ularning tezliklari bir to'g'ri chiziqda yotsin (20-rasm). (1.59) va (1.59') ifodalarni quyidagi ko'rinishda yozamiz:



$$m_1(v_1^2 - v_1'^2) = m_2(v_2'^2 - v_2^2), \quad (1.60)$$

$$m_1(v_1 - v_1') = m_2(v_2' - v_2). \quad (1.61)$$

(1.60) ni (1.61) ga bo'lsak

$$v_1 + v_1' = v_2' + v_2 \quad (1.62)$$

hosil bo'ladi. (1.62) ni m_1 ga ko'paytirib, (1.60) dan ayiramiz. Keyin esa m_2 ga ko'paytirib (1.61) dan ayiramiz. Hosil bo'lgan ifodalardan v_1 va v_2 larni topamiz.

$$v_1' = \frac{(m_1 - m_2)v_1 + 2m_2 v_2}{m_1 + m_2} \quad (1.63)$$

$$v_2' = \frac{(m_2 - m_1)v_2 + 2m_1 v_1}{m_1 + m_2} \quad (1.64)$$

Bir necha xususiy hollarni qarab chiqamiz.

1. Tizimning to'la impulsi to'qnashguncha nolga teng bo'lsin.

$$m_1 v_1 + m_2 v_2 = m_1 v_1' + m_2 v_2' = 0 \quad (1.65)$$

$$m_1 v_1 = -m_2 v_2,$$

yoki

$$m_1 v_1' = -m_2 v_2'.$$

Bu holda:

$$\vartheta_1' = \frac{m_2(\vartheta_2 - \vartheta_1)}{m_1 + m_2} \quad (1.66)$$

$$\vartheta_2' = \frac{m_1(\vartheta_2 - \vartheta_1)}{m_1 + m_2} \quad (1.67)$$

va agar $m_2\vartheta_2 = -m_1\vartheta_1$ va $m_2\vartheta_2' = -m_1\vartheta_1'$ ekanligini inobatga olsak;

$$\vartheta_1' = \frac{m_2\vartheta_2 - m_2\vartheta_1}{m_1 + m_2} = -\frac{m_1\vartheta_1 - m_2\vartheta_1}{m_1 + m_2} = -\vartheta_1 \quad (1.68)$$

$$\vartheta_2' = \frac{m_1\vartheta_2 - m_1\vartheta_1}{m_1 + m_2} = -\frac{m_1\vartheta_2 - m_2\vartheta_2}{m_1 + m_2} = -\vartheta_2. \quad (1.69)$$

Shunday qilib, sharlarning tezligi va impulsi ishoralarini o'zgartiradi.

2. Sharlarning biri tinch turgan bo'lsin.

$\vartheta_2 = 0$ (1.63) va (1.64) dan.

$$\vartheta_1' = \frac{(m_1 - m_2)\vartheta_1}{m_1 + m_2}, \quad (1.70)$$

$$\vartheta_2' = \frac{2m_1\vartheta_1}{m_1 + m_2}. \quad (1.71)$$

(1.70) va (1.71) ifodalardan ko'rinadiki, ikkinchi shar tinch turib birinchi shar kelib urilsa uning tezligi kamayadi, ikkinchi shar esa ϑ_2' tezlik bilan harakatlanib boshlaydi.

3. Ikkinchi sharning massasi birinchi sharning massasidan sezilarli darajada katta bo'lsin: $m_2 > m_1$ yoki $\frac{m_1}{m_2} \rightarrow 0$.

U holda (1.63) va (1.64) formulalardan quyidagilar hosil bo'ladi:

$$\vartheta_1' = \frac{\left(\frac{m_1}{m_2} - 1\right)\vartheta_1 + 2\vartheta_2}{\frac{m_1}{m_2} + 1} = -\vartheta_1 + 2\vartheta_2 \quad (1.72)$$

(1.72) formuladan ko'rinadiki, og'ir sharning tezligi deyarli o'zgarmaydi. Agar yengil shar og'ir sharni quvib yetib urilsa $\vartheta_1' > \vartheta_2$ va

$$2 - \frac{\vartheta_2}{\vartheta_1} < 2 \cdot \left(1 - 2 \frac{\vartheta_2}{\vartheta_1}\right) < 1 \cdot \vartheta_1' < \vartheta_1$$

yengil shar og'ir shardan orqaga qaytadi va bir qism energiyasini unga beradi.

4. Og'ir shar tinch tursin, ya'ni $\vartheta_2 = 0$.

U holda $\vartheta_1' = -\vartheta_1$, $\vartheta_2' = 0$, ya'ni birinchi shar qanday tezlik bilan urilsa shunday tezlik bilan orqaga qaytadi, ikkinchi shar joyida qoladi.

5. Sharlarning massalari o'zaro teng bo'lsin va ikkinchi shar tinch tursin.

U holda $\vartheta_1' = \vartheta_2 = 0$, $\vartheta_2' = \vartheta_1$ ya'ni, ikkinchi shar tinch turib birinchi shar kelib urilsa, ikkinchi shar birinchi shar tezligida va shar harakati yo'nalishida harakatlana boshlaydi. Birinchi shar esa urilish joyida to'xtab qoladi.

To'qnashishlar jarayonida saqlanish qonunlari

To'qnashayotgan jismlar tizimni yopiq tizim deb qarasaq u holda energiyaning, impulsining, impuls momentining saqlanish qonunlari ham o'rinli bo'ladi.

a) Impulsning saqlanish qonuni

To'qnashishgacha turli zarralarning impulslari \vec{P}_i bilan ($i = 1, 2, \dots, n$), to'qnashishdan keyingilari \vec{P}_j ($j = 1, 2, \dots, k$) bo'lsin.

Yopiq tizimning impulsi o'zgarmas ekanligidan

$$\sum_{i=1}^n \vec{P}_i = \sum_{j=1}^k \vec{P}_j \quad (1.73)$$

Demak, zarralarning soni ham, ularning turi ham to'qnashguncha va to'qnashishdan keyin har xil bo'lishi mumkin.

Bu qonun relyativistik va relyativistik bo'lmagan hollar uchun ham bajariladi.

b) Energiya va impuls momentinining saqlanish qonuni

Relyativistik bo'lmagan harakat uchun bu qonun kinetik va potensial energiyalarning saqlanish qonunidan iborat. Relyativistik harakat uchun zarrachaning tinchlikdagi energiyasini ham hisobga olish zarur,

$$\sum_{i=1}^n (E_{p2i} + E_{ki}) = \sum_{j=1}^k (E_{p1j}^1 + E_{kj}^1) \quad (1.74)$$

Relyativistik harakat uchun,

$$\sum_{i=1}^n E_i = \sum_{j=1}^k E_j, E_i = \frac{m_{0i} c^2}{\sqrt{1 - \frac{v_i^2}{c^2}}}, \quad (1.75)$$

chunki energiyaning o'zgarishi massaning oshishiga ekvivalentdir,

$$\sum_{i=1}^n \frac{m_{0i} c^2}{\sqrt{1 - \frac{v_i^2}{c^2}}} = \sum_{j=1}^k \frac{m'_{0j} c^2}{\sqrt{1 - \frac{v_j'^2}{c^2}}} \quad (1.76)$$

To'qnashuvda qatnashayotgan jismlarning to'qnashishgacha impuls momentini L_i bilan, ularning ichki impuls momentlarini L_{ii} bilan va mos ravishda to'qnashishdan keyingilarini L_j va L_{ij} bilan belgilasak:

$$\sum_{i=1}^n (L_i + L_{ii}) = \sum_{j=1}^k (L_j + L_{ij}). \quad (1.77)$$

Bu ifoda harakat miqdori momentining saqlanish qonunining formulasidir.

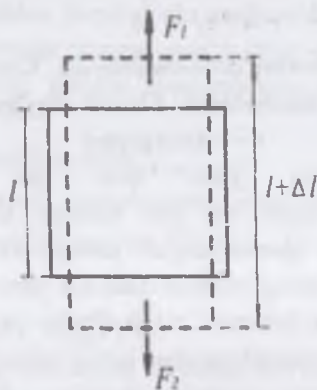
1.3.4. Qattiq jismlar deformatsiyasi. Elastiklik kuchlari. Guk qonuni. Mexanik kuchlanish. Elastik siqilgan prujina potensial energiyasi

Absolyut qattiq jism deb har qanday sharoitda deformatsiyalanmaydigan va har qanday sharoitda ikki nuqtasi orasidagi masofa o'zgarmaydigan jismga aytiladi. Ammo, tabiatda mutloq qattiq jism yo'q, chunki har bir jism tashqi kuch ta'sirida o'zining shakil va o'lchimini o'zgartiradi, yani deformatsiyalanadi. Agar tashqi kuch to'xtatilganidan so'ng jism o'zining boshlang'ich shakl va o'lchamiga qaytsa, bunday deformatsiyaga elastik deformatsiya deyiladi. Agar tashqi kuch to'xtatildandan keyin qoldiq deformatsiya qolsa bunday deformatsiyaga plastik deformatsiya deyiladi. Real jismlarda deformatsiya har doim plastik bo'ladi, chunki tashqi kuch to'xtatilganidan keyin deformatsiya hech qachon to'la yo'qolmaydi. Ammo, qoldiq deformatsiya kichik bo'lsa uni e'tiborga olmasa ham bo'ladi va bu holni elastik deformatsiya deb qarash mumkin. Biz hozir shu qoldiq deformatsiyani qaraymiz. Moddalar molekulalarining joylashishiga qarab uch xil agregat holatida bo'lishi mumkin: qattiq, suyuq va gaz holatlarida. Qattiq jismlarning o'zi ham

ikki turga bo'linadi: kristall va amorf jismlar. Kristall holati anizotropiya, ya'ni fizik (mexanik, issiqlik, elektr, optik) xossalarning yo'nalishga bog'liq bo'lishidir. Kristallar anizotropiyasining sababi ularni tashkil etgan atom va molekulalarning tartibli joylashishidir. Odatda kristall jismlarning polikristallari bir-biri bilan tutashib, tartibsiz joylashgan, ayrim kichkina kristallchalar shaklida uchraydi. Bu holda anizotropiya xossasi shu kristallchalar chegarasida kuzatiladi.

Kristallar atom va ionlari bir-biridan bir xil masofada joylashib, panjara hosil qiladi va panjara tugunlarida tebranma harakatda bo'ladi.

Deformatsiyaning turli shakllari mavjud: cho'zilish (siqilish), siljish, buralish va egilish. Bu deformatsiyalar shakllaridan biri cho'zilish (yoki siqilish) deformatsiyasini qaraylik (21-rasm).



21-rasm.

Jismga deformatsiyalovchi tashqi kuch ta'sir etganda atom (ion) lar orasidagi masofa ortadi. Bu esa ichki (deformatsiya) kuchni yuzaga keltiradi va atomlarni oldingi muvozanat vaziyatga qaytarishga majbur qiladi. Bu ichki deformatsiya kuchining kattaligi mexanik kuchlanishga bog'liqdir.

Jism ko'ndalang kesimining birlik yuziga ta'sir qiluvchi kuchga mexanik kuchlanish deyiladi. Mexanik kuchlanish deb yuza birligiga til: ta'sir qiluvchi elastiklik kuchiga teng bo'lgan skolyar kattalikka aytiladi va uni quyidagicha yozish mumkin.

$$\sigma = \frac{F}{S} \quad (1.78)$$

bu yerda σ - mexanik kuchlanish, F - elastiklik kuchi, S - yuz.

Kuch yuzaga normal bo'lsa, ya'ni yuzaga nisbatan perpendikulyar holatda ta'sir qilsa - normal kuchlanish, kuch yuzaga urinma holda bo'lsa, tangensial kuchlanish deyiladi. Deformatsiya darajasi ε - siqilish (cho'zilish) dagi nisbiy deformatsiya orqali aniqlanadi va u quyidagicha yoziladi

$$\varepsilon = \frac{\Delta l}{l} \quad (1.79)$$

bunda l - sterjen uzunligi, Δl - sterjen absolyut deformatsiya kattaligi (qisilish masofasi).

Ingliz fizigi R.Guk elastik deformatsiyalar uchun nisbiy deformatsiya kuchlanishga to'g'ri proporsional ekanini aniqladi,

$$\sigma = E \cdot \varepsilon, \quad (1.80)$$

bunda E - Yung moduli (yoki elastiklik moduli). Yung moduli nisbiy uzayish birga teng bo'lgandagi kuchlanish bilan aniqlanadi. Yung moduli eksperimentlarda topiladi va amaliy Muhandislik hisoblarida keng qo'llaniladi.

Yuqoridagi (1.78)-(1.80) formulalardan quyidagi bog'lanish kelib chiqadi:

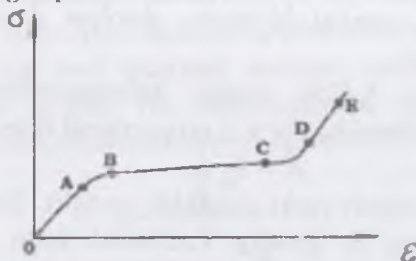
$$F = \frac{E \cdot S}{l} \cdot \Delta l = k \cdot \Delta l. \quad (1.81)$$

(1.81) formula, deformatsiya kuchi uchun Guk qonunining matematik ifodasi. $k = ES/l$ elastiklik koeffitsiyenti, bunda E - Yung moduli, l - va S - lar mos holda prujina uzunligi va prujina ko'ndalang kesim yuzasi. Lekin deformatsiyalovchi kuch uchun Guk qonunining formulasi

$$F = -k\Delta l \quad (1.82)$$

ko'rinishda ifodalanadi. Bu yerda "minus" ishora F - deformatsiyalovchi kuch bilan Δl - absolyut cho'zilish yo'nalishlari qarama-qarshi ekanligini ko'rsatadi. 22-rasmda kuchlanish bilan nisbiy deformatsiya orasidagi bog'lanish ko'rsatilgan. OA - elastik deformatsiya, B - elastiklik chegarasi bo'lib, shunday maksimal kuchlanishni xarakterlaydiki, bunda tashqi kuch ta'siri olingandan so'ng jismda qoldiq deformatsiya qolmasdan, u yana o'z shaklini

tiklay oladi. *BC*-gorizontal oraliq kuchlanishning oquvchanlik chegarasidir, ya'ni bu oraliqda kuchlanish oshmasdan deformatsiya oshib boradi. *E*- nuqta esa jismning buzilishi (uzilishi) oldidan jismga qo'yilgan eng katta kuchlanish jismning mustahkamlik chegarasi deyiladi. Moddalar elastiklik xossalari orasida juda katta farq bor. Masalan, po'lat mustahkamlik chegarasidan 0,3% cho'zilgandayoq uziladi, yumshoq rezinalarni esa 300% cho'zish mumkin. Bunday farq sifat tomondan yuqori molekulyar bog'lanishlar elastikligi mexanizmi bilan bog'liq.



22-rasm. Mexanik kuchlanish va nisbiy deformatsiya orasidagi bog'lanish:

σ -mexanik kuchlanish, ϵ -nisbiy deformatsiya

Elastik siqilgan prujina potensial energiyasi

Elastik siqilgan prujina potensial energiyasi tashqi kuchlar bajargan ishga tengligini e'tiborga olib quyidagi ko'rinishda yozishimiz mumkin.

$$E_p = A = \int_0^{\Delta l} F dl \quad (1.83)$$

Bunda Δl -absolyut uzayish. (1.83) formuladagi ifodani integrallab va Guk qonuni formulasidan foydalanib elastik siqilgan prujina uchun potensial energiyasining formulasini yozaylik,

$$E_p = \frac{\kappa \cdot (\Delta l)^2}{2}. \quad (1.84)$$

Demak, elastik siqilgan prujinaning potensial energiyasi absolyut deformatsiya kvadratiga to'g'ri proporsional bo'lar ekan.

Mavzu yuzasidan testlar

1. Mexanik ish va uning o'lchov birligi.

A) $A = P \cdot S, N$ B) $A = F \cdot S \cos \alpha, j$ C) $A = \frac{F}{S}, Pa$ D) $A = F \cdot \cos \alpha, W$

2. Mexanik quvvati formulasi va o'lchov birligi.

A) $N = \frac{F}{t}, N$ B) $N = F \cdot t, j$ C) $N = A \cdot t, kg$ D) $N = \frac{A}{t}, W$

3. Kinetik energiya formulasi.

A) $W_k = \frac{\vartheta^2}{2}$ B) $W_k = \frac{m\vartheta^2}{2}$ C) $W_k = mgh$ D) $W_k = \frac{m}{2}$

4. Potensial energiya formulasi.

A) $W_p = \frac{mg}{h}$ B) $W_p = \frac{m}{g \cdot h}$ C) $W_p = mgh$ D) $W_p = \frac{kx}{2}$

5. Impuls momenti formulasini ko'rsating?

A) $L = \frac{m \cdot \vartheta}{t}$ B) $L = m + \vartheta + r$ C) $L = \frac{m \cdot \vartheta \cdot r}{t}$ D) $L = m \cdot \vartheta \cdot r$

6. Impuls momentining XTdagi o'lchov birligini ko'rsating?

A) $\frac{kg \cdot m^2}{s}$ B) $\frac{kg \cdot m}{s}$; C) $\frac{m^2}{s}$; D) $N \cdot m$

Mavzu yuzasidan savollar

1. Mexanik ish deb nimaga aytiladi? Ish qanday birliklarda o'lchanadi.

2. O'zgarmas va o'zgaruvchan kuchning bajargan ichi qanday aniqlanadi?

3. Quvvat deb nimaga aytiladi. Uning formulasi chiqarilsin va o'lchav birliklari, o'lchamlari yozilsin.

4. Energiya deb nimaga aytiladi?

5. Mexanik energiya deb nimaga aytiladi?

6. Mexanik energiya saqlanish qonunining bajarilishi uchun zarur bo'lgan shartlar qanday?

7. Jism qachon kinetik energiyaga ega bo'ladi?

8. Potensial energiya deb nimaga aytilada va uning formulalarini yozing?

9. Energiyaning saqlanish qonuni ta'riflang va formulalarini yozing.

10. To'qnashishlar jarayonida impuls, energiya va impuls

momentinining saqlanish qonuni ayting.

11. Qattiq jismlar deformatsiyasi turlari, Guk qonuni va mexanik kuchlanishlarni ta'riflang.

12. Elastik kuchning bajargan ishi nimaga teng ?

13. Jismlarning elastik va noelastik urilishini tushuntiring

14. Jismlarning elastik va noelastik urilishidan keying tezliklarini hisoblash formulalarini keltirib chiqaring.

15. Markaziy urilish deb qanday urilishga aytiladi?

16. Materillarining mustahkamligini tushitiring.

17. Absolyut qattiq jism deb nimaga aytiladi?

18. Elastik siqilgan prujina bajargan ish fotmulasimi keltirib shiqaring?

1.4-MAVZU. QATTIQ JISMLAR MEXANIKASI

Reja:

1.4.1. Qattiq jism inersiya (massa) markazining harakati;

1.4.2. Qo'zg'almas o'q atrofida qattiq jismning aylanma harakati. Aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi;

1.4.3. Qattiq jismning qo'zg'almas o'qqa nisbatan inersiya momenti. Shiteyner teoremasi. Ba'zi qattiq jismlarning inersiya momentlari;

1.4.4. Qo'zg'almas o'q atrofida aylanayotgan qattiq jismning kinetik energiyasi. Qattiq jismning ilgari lanma va qo'zg'almas o'q atrofida aylanma harakatlari orasidagi o'xshashlik;

1.4.5. Erkin o'qtar. Giroskoplar.

1.4.1. Qattiq jism inersiya (massa) markazining harakati

Absolyut qattiq jism deb, har qanday sharoitda deformatsiyalanmaydigan va har qanday sharoitda ikki nuqtasi orasidagi masofa o'zgarmaydigan jismga aytiladi (1.1.1.ga qarang).

Moddiy nuqta ilgari lanma harakati dinamikasida kinematik kattaliklarga qo'shimcha ravishda kuch va massa tushunchalari kiritilgan edi. Xuddi shunga o'xshash, aylanma harakat dinamikasini o'rganish uchun aylanma harakat kinematik parametrlariga qo'shimcha ravishda kuch momenti, inersiya momenti kabi yangi

parametrlar kiritiladi. Bundan tashqari, dinamikada mexanik tizimning inersiya markazi (yoki massa markazi) tushunchasidan keng foydalaniladi. Ana shu fizik kattaliklarga to'xtalib o'tamiz.

Qattiq jismni $m_1, m_2, m_3, \dots, m_n$ massalarga ega bo'lgan n ta elementar moddiy nuqtalar tizimi deb qarash mumkin. Jismning elementlari moddiy nuqtalar tizimi vaziyati o'zaro ta'sirlashganda o'zgarmasa bunday jismga absolyut qattiq jism deyiladi. Faraz qilaylik, massalari m_1 va m_2 moddiy nuqtadan iborat mexanik tizim berilgan bo'lsin va bu tizimning markazi O koordinata boshiga nisbatan \vec{R}_{iM} radius-vektori bilan aniqlansin (23-rasm):

$$\vec{R}_{iM} = \frac{m_1 \vec{r}_1 + m_2 \vec{r}_2}{m_1 + m_2}. \quad (1.85)$$

r_1, r_2 -nuqtalar inersiya momentlar radius-vektorlari. (1.85) formulani $m_1, m_2, m_3, \dots, m_n$ moddiy nuqtalar va ularning $r_1, r_2, r_3, \dots, r_n$ -nuqtalar inersiya momentlar radius-vektorlari uchun qo'llab, tizimning markazini O koordinata boshiga nisbatan \vec{R}_{iM} radius-vektori bilan aniqlash mumkin:

$$\vec{R}_{iM} = \frac{m_1 \vec{r}_1 + m_2 \vec{r}_2 + m_3 \vec{r}_3 + \dots}{m_1 + m_2 + m_3 + \dots}. \quad (1.86)$$

Agar inersiya markazining holati ma'lum bo'lsa, uning tezligini ham topish mumkin:

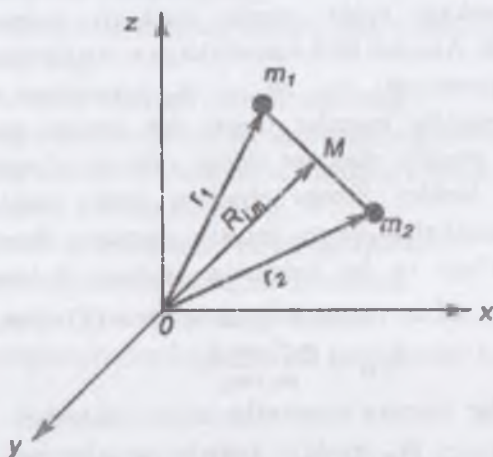
$$\vec{v} = \frac{d\vec{R}_{iM}}{dt}. \quad (1.87)$$

(1.86) formulani hisobga olib (1.87) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$\vec{v} = \frac{m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 + m_3 \vec{v}_3 + \dots}{m_1 + m_2 + m_3 + \dots}. \quad (1.88)$$

Bu ifodaning surati impulslar yig'indisidan iborat bo'lib, yopiq tizimda o'zgarmas miqdordir.

Demak, tizimga tashqi kuch ta'sir etmasa, inersiya (massa) markazining tezligi o'zgarmas bo'lar ekan.



23-rasm

Endi inersiya markazi radius-vektori formulasi (1.86) ni quydagicha yozamiz:

$$\vec{R}_{i,M} = \sum_{i=1}^n \frac{m_i \vec{r}_i}{m_i}$$

va bu kattalikdan ikki marta vaqt bo'yicha hosila olsak, inersiya (massa) markazi tezlanishini topamiz:

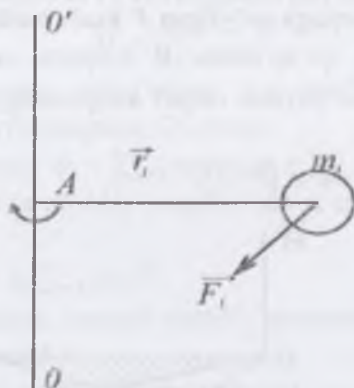
$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^n m_i \cdot \frac{d^2 \vec{R}_{i,M}}{dt^2} &= \sum_{i=1}^n m_i \frac{d^2 \vec{r}_i}{dt^2}, \\ m_{i,M} \cdot \vec{a}_{i,M} &= \sum_{i=1}^n \vec{F}_i \end{aligned} \quad (1.89)$$

bu yerda $m_{i,M}$, $a_{i,M}$ -inersiya markazining massasi va tezlanishi.

Demak, massasi jismning massasiga teng bo'lgan moddiy nuqta jismga qo'yilgan barcha kuchlar ta'sirida qanday harakatlansa, qattiq jismning inersiya (massa) markazi ham shunday harakatlanar ekan.

1.4.2. Qo'zg'almas o'q atrofida qattiq jismning aylanma harakati. Aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi

Qo'zg'almas o'q atrofida qattiq jismning aylanma harakatini ko'rib chiqish uchun quydagi tajribani o'tqazaylik. Qattiq jismning qo'zg'almas o'qqa mahkamlaylik. Bu jismni massalari m_i bo'lgan n ta moddiy nuqtaga bo'lamiz. Ixtiyoriy moddiy nuqtaning radiusi-vektori \vec{r}_i bo'lsin (24-rasm);



24-rasm

moddiy nuqtalarga ta'sir etuvchi kuchlarning teng ta'sir etuvchilari: F_i tashqi kuchlarning teng ta'sir etuvchisi, f_i - ichki kuchlarning teng ta'sir etuvchisi bo'lsin. Nyutonning II qonuniga asosan

$$F_i + f_i = \frac{\Delta(m_i \vartheta_i)}{\Delta t} \quad (1.90)$$

bu tenglamaning chap va o'ng tomonlarini r_i ga ko'paytirsak:

$$r_i F_i + r_i f_i = r_i \frac{\Delta(m_i \vartheta_i)}{\Delta t}$$

$r_i \Delta(m_i \vartheta_i) = \Delta L_i$ deb belgilab olamiz. L_i - moddiy nuqtaning impuls moment yoki harakat miqdori moment desak

$$r_i F_i + r_i f_i = \frac{\Delta L_i}{\Delta t} \quad (1.91)$$

(1.91) tenglamaga o'xshash, n ta moddiy nuqta uchun, n ta tenglama yozib, ularni qo'shsak:

$$\sum_{i=1}^n r_i F_i + \sum_{i=1}^n r_i f_i = \sum_{i=1}^n \frac{\Delta L_i}{\Delta t} \quad (1.92)$$

ni olamiz. Bu tenglamani chap tomonidagi hodlar tashqi va ichki kuchlar momentlarining yig'indisidan iborat. Moddiy nuqtaga ta'sir etuvchi kuchning moment deb shu kuchning kuch yilkasiga ko'paytmasiga aytiladi:

$$M_i = F_i \cdot r_i. \quad (1.93)$$

Endi moddiy nuqtaning qo'zg'almas o'q atrofida aylangandagi kuch momentini alohida ko'rib chiqamiz. Bizga ixtiyoriy tanlab olingan moddiy nuqtaga qo'yilgan F kuch berilgan bo'lsin (25-rasm). Shu F kuchning qo'zg'almas O nuqtaga nisbatan momenti deb quyidagi vektor ko'paytma orqali aniqlanadigan \vec{M} psevdovektorga aytiladi:

$$\vec{M} = [\vec{r} \cdot \vec{F}]. \quad (1.94)$$



25-rasm.

Bundagi r - O nuqtadan ixtiyoriy tanlab olingan A moddiy nuqtaga o'tkazilgan radius-vektor bo'lib, ixtiyoriy tanlab olingan moddiy nuqtaning O ga nisbatan vaziyatini aniqlaydi.

M ning yo'nalishi o'ng parma (vint) qoidasi yordamida aniqlanadi. Moduli esa quyidagicha aniqlanadi (25-rasmga qarang):

$$M = F r \sin \alpha = Fl, \quad (1.95)$$

bundagi α , \vec{r} va \vec{F} vektorlar orasida burchak, $l = r \sin \alpha$ F kuchning ta'sir chizig'idan O nuqtagacha bo'lgan eng qisqa masofa bo'lib, unga F -kuchning yelkasi deyiladi.

Ichki kuch momentlarining vektor yig'indisi nolga teng:

$$\sum_{i=1}^n \vec{M}_i = 0. \quad (1.96)$$

(1.92) va (1.93) formulalarga asosan kuch momentini n ta moddiy nuqta uchun quyidagicha yozish mumkin:

$$\sum_{i=1}^n \vec{M}_i = \frac{\Delta \sum_{i=1}^n \vec{L}_i}{\Delta t} \quad (1.97)$$

yoki

$$\vec{M} = \sum_{i=1}^n \vec{M}_i = \frac{\Delta \vec{L}}{\Delta t} \quad (1.98)$$

Impuls momentining vaqt birligi ichida o'zgarishi qattiq jismga ta'sir etuvchi kuchlarning kuch momentlarining vektor yig'indisiga teng. Differensial ko'rinishida (1.98) tenglama quyidagicha yoziladi:

$$\vec{M} = \frac{d\vec{L}}{dt} \quad (1.99)$$

Endi qattiq jismning qo'zg'almas o'q atrofida aylangandagi impuls momentini ko'rib chiqamiz (24-rasm):

$$\vec{L} = \sum_{i=1}^n \vec{r}_i m_i \cdot \vec{v}_i = \sum_{i=1}^n \vec{r}_i m_i \omega_i r_i = \sum_{i=1}^n m_i r_i^2 \omega.$$

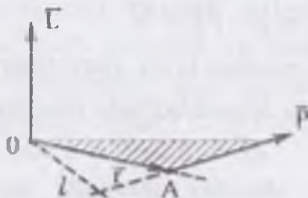
Burchak tezlik ω barcha moddiy nuqtalar uchun o'zgarmas bo'lgani sababli:

$$L = \omega \sum_{i=1}^n m_i r_i^2. \quad (1.100)$$

$J_i = m_i r_i^2$ -bu ifoda m_i massali moddiy nuqtaning aylanish o'qiga nisbatan inersiya momentidir.

Moddiy nuqtaning qo'zg'almas o'q atrofida aylangandagi impuls momentini alohida ko'rib chiqamiz (24-rasm).

Bizga massasi m , tezligi \vec{v} va impulsi $\vec{P} = m\vec{v}$ bo'lgan moddiy nuqta berilgan bo'lsin. Shu moddiy nuqtaning qo'zg'almas O nuqtaga nisbatan impuls momenti deb quyidagicha aniqlanadigan psevdovektor kattalik L ga aytiladi (26-rasm).



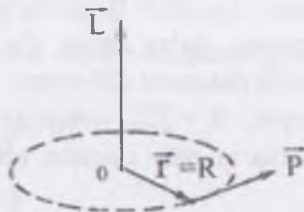
26-rasm

$$\vec{L} = [\vec{r} \cdot \vec{P}] = [\vec{r} \cdot m\vec{v}] \quad (1.101)$$

\vec{L} -vektorning yo'nalishi, \vec{M} kabi, o'ng vint qoidasi yordamida, moduli esa quyidagicha aniqlanadi:

$$L = rP \sin \alpha = Pl \quad (1.102)$$

bunda $l = r \sin \alpha$ -ga impuls yelkasi deyiladi. Masalan, m massali moddiy nuqta $|\vec{r}| = R$ radiusli aylana trayektoriya bo'ylab $\vartheta = \text{const}$ tezlik bilan aylanayotgan holda, aylana markazi O nuqtaga nisbatan impuls momentining qiymati va yo'nalishini topamiz (vodorod atomidagi elektron yadro atrofida shunday aylanadi). L ning qiymati, $\alpha = 90^\circ$ bo'lganda (1.102) dan topiladi, ya'ni $L = rP = m g r$. \vec{L} -impuls momenti vektorining yo'nalish esa o'ng vint qoidasiga asosan, 27-rasmda tasvirlangandek topiladi.



27-rasm

Endi L -ning vaqtga bog'liqligini o'rganish maqsadida, (1.101) ni vaqt bo'yicha differensiallaymiz:

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \frac{d[\vec{r} \cdot \vec{P}]}{dt} = \left[\frac{d\vec{r}}{dt} \vec{P} \right] + \left[\vec{r} \frac{d\vec{P}}{dt} \right]. \quad (1.103)$$

Bu ifodada $\frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v}$, $[\vec{v} \cdot \vec{P}] = 0$, Nyutonning ikkinchi qonuniga asosan $\frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{F}$ ekanligini va (1.99) ni hisobga olsak, quyidagini olamiz:

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = [\vec{r} \cdot \vec{F}] = \vec{M}. \quad (1.104)$$

Agar A moddiy nuqtaga ta'sir qilayotgan kuchning momenti O ga teng bo'lsa, (1.104) da $\vec{M} = 0$ bo'ladi. Bunday holatda

$$d\vec{L} = 0 \text{ va } \vec{L} = \text{const} \quad (1.105)$$

ni olamiz. Demak, shunday sharoitda moddiy nuqtaning impuls momenti o'zgarmay qolar ekan. (1.104) ifodaga momentlar tenglamasi deyiladi.

Demak, A moddiy nuqtaning biror qo'zg'almas O o'qqa nisbatan impuls momentining vaqt bo'yicha o'zgarishi unga ta'sir qilayotgan kuchning O nuqtaga nisbatan momentiga tengdir.

Jismning umumiy inersiya momentini J quyidagiga teng ekanligini ilib:

$$J = \sum_{i=1}^n m_i r_i^2 \quad (1.106)$$

va (1.100) inobatga olib, umumiy holda impuls momentini

$$L = J\omega \quad (1.106 \text{ a})$$

deb yozishimiz mumkin.

Agar jism massalari dm bo'lgan ko'p moddiy nuqtalardan iborat bo'lsa, jismning inersiya moment quyidagicha integral bilan aniqlanadi:

$$J = \int_0^m r^2 dm, \quad (1.107)$$

integral chegarasi jismning o'lchami va shakliga bog'liq. Agar burchak tezlanish

$$\varepsilon = \frac{d\omega}{dt} \quad (1.108)$$

bo'lsa, (1.99) va (1.106 a) ifodalardan:

$$M = \frac{dL}{dt} = J \frac{d\omega}{dt} \text{ va } M = J\varepsilon \quad (1.109)$$

ko'rinishdagi ifodani yozish mumkin. (1.109) ifoda aylanma harakat dinamikaning asosiy tenglamasidir:

Qo'zg'almas o'q atrofida aylanma harakat qilayotgan jismning shu o'qqa nisbatan kuch momenti, jism inersiya moment bilan burchak tezlanish ko'paytmasiga teng.

Qattiq jismning qo'zg'almas o'q atrofida aylanishida Nyutonning II qonuni bilan tamomila o'xshash bo'lgan munosabat borligini ko'ramiz. Faqat farq shundaki, chiziqli tezlanish o'rniga burchak tezlanish, kuch o'rniga kuch moment va massa o'rniga inersiya moment qatnashadi. Jismning biror o'qqa nisbatan inersiya moment J o'zgarmas miqdor bo'lganligi uchun (1.109) tenglamani quyidagicha yozamiz:

$$M = \frac{d(J\omega)}{dt} \quad (1.110)$$

Agar $M = 0$ bo'lsa,

$$J\omega = \text{const.} \quad (1.111)$$

Demak, jismga ta'sir etayotgan kuch momentlarining yig'indisi nolga teng bo'lsa, jismning impuls moment o'zgarmasdir. Bu *impuls*

momentining saqlanish qonuni deyiladi. Izolatsiyalangan tizimda aylanma harakat qiluvchi jism (moddiy nuqtalar) uchun impuls momentining saqlanish qonunini quyidagicha yozish mumkin:

$$\sum_{i=1}^n J_i \omega_i = \text{const.} \quad (1.11a)$$

1.4.3. Qattiq jismning qo'zg'almas o'qqa nisbatan inersiya momenti. Shteyner teoremasi. Ba'zi qattiq jismlarning inersiya momentlari

Jismning har bir moddiy nuqtasi (zarrachasi) massasining undan aylanish o'qigacha bo'lgan masofa kvadrati ko'paytmalarning yig'indisiga jismning shu o'qqa nisbatan inersiya momenti deyiladi, ya'ni

$$J_z = \sum_{i=1}^N m_i r_i^2. \quad (1.112)$$

Istalgan qattiq jismning inersiya momentini hisoblash uchun, uni har birining massasi dm bo'lgan kichik bo'lakchalarga bo'lib chiqiladi va (1.112) dagi yig'indi integralga almashtiriladi, ya'ni

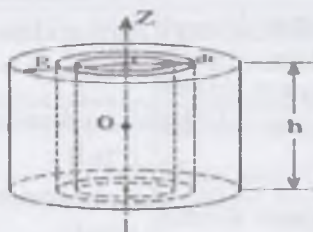
$$\vec{J}_z = \int_0^r r^2 dm \quad (1.113)$$

bunda r , dm massali bo'lakchadan OZ aylanish o'qigacha bo'lgan masofa. (1.112) va (1.113) ifodalar yordamida istalgan oddiy shakldagi jismning inersiya momentini hisoblash mumkin.

Agar jismning massalar markazi orqali o'tgan o'qqa nisbatan inersiya momenti aniq bo'lsa, uning shu o'qqa parallel bo'lgan ixtiyoriy boshqa aylanish o'qqaga nisbatan inersiya momenti quyidagi Shtener teoremasi yordamida aniqlanadi: jismning ixtiyoriy o'qqa nisbatan inersiya momenti, shu o'qqa parallel holda uning massalar markazidan o'tgan o'qqa nisbatan inersiya momenti J_z bilan jism massasini shu o'qlar orasida masofa (a) kvadratiga ko'paytmasining yig'indisiga teng, ya'ni

$$J = J_z + ma^2. \quad (1.114)$$

Endi misol tariqasida balandligi h va radiusi R bo'lgan bir jinsli yaxlit silindrning geometrik markazidan o'tadigan Z simmetriya o'qiga nisbatan inersiya momentini hisoblaymiz (28-rasm).



28-rasm.

Buning uchun silindr ichidan qalinligi dr ichki radiusi r va tashqi radiusi $r + dr$ bo'lgan dm massali g'ovak silindrchaning hayolan ajratamiz. Shu silindrchaning massasi quyidagicha aniqlanadi ($dr \ll r$):

$$dm = \rho dV = \rho h dS = \rho h 2\pi r dr = 2\pi \rho h r dr. \quad (1.115)$$

Yaxlit silindrning to'la inersiya momentini topish uchun (1.114) dan foydalanamiz. (1.115) ifodani integrallaymiz;

$$J = 2\pi \rho h \int_0^R r^3 dr = \frac{\pi \rho h}{2} R^4$$

bunda, $\pi R^2 h = V$ -silindrning hajmi, $m = \pi R^2 h \rho = V \rho$ -silindrning to'la massasi ekanganligini hisobga olsak quyidagini olish mumkin

$$J = \frac{1}{2} m R^2 \quad (1.117)$$

1.3-jadval

Ba'zi jismlarning simmetriya o'qqa nisbatan inersiya momenti

№	m massali jism	Aylanish o'qi holati	Inersiya momenti
1	l uzunlikli ingichka sterjen	O'q o'rtasidan tik o'tadi	$J_z = \frac{1}{12} ml^2$
2	Bo'yi a va eni b bo'lgan brusok	O'q o'rtasidan tik o'tadi	$J_z = \frac{1}{12} m(a^2 + b^2)$
3	Tashqi radiusi R , ichki radiusli r	O'q markazidan o'tadi	$J_z = \frac{1}{2} m(R^2 + r^2)$

4	R radiusli yupqa devorli halqa (chambarak)	O'q markazidan o'tadi.	$J = mR^2$
5	R radiusli disk (silindr)	O'q disk markazidan o'tadi	$J_z = \frac{1}{2} mR^2$
6	R radiusli shar	O'q shar markazidan o'tadi	$J_z = \frac{2}{5} mR^2$

1.4.4. Qo'zg'almas o'q atrofida aylanayotgan qattiq jismning kinetik energiyasi. Qattiq jismning ilgari lanma va qo'zg'almas o'q atrofida aylanma harakatlari orasidagi o'xshashlik

Qo'zg'almas o'q atrofida aylanayotgan qattiq jismning kinetik energiyasi ilgari lanma harakat kinematik energiyasiga o'xshash bo'lib,

$$E_k = \frac{J\omega^2}{2} \quad (1.118)$$

ko'rinishda yozish mumkin. Bu formulada massa o'rnida inersiya moment $J = mr^2$, chiziqli tezlik v o'rnida burchak tezlik ω qo'llanilgandir.

Agar jism bir vaqtning ichida ham aylanma, ham ilgari lanma harakat qilayotgan bo'lsa, uning to'la kinetik energiyasi:

$$E_k = E_{k,ayl} + E_{k,ilg} = \frac{J\omega^2}{2} + \frac{m\theta_c^2}{2} \quad (1.119)$$

Bu yerda θ_c - jism yoki modiy nuqtalar tizimi inersiya markazining ilgari lanma harakatidagi tezligi.

Qattiq jismning ilgari lanma va qo'zg'almas o'q atrofida aylanma harakatini xarakterlovchi asosiy kattaliklar va tenglamalar orasidagi o'xshashlikni bilish foydalidir. Bu analogiya quyidagi jadvalda berilgan.

1.4-jadval

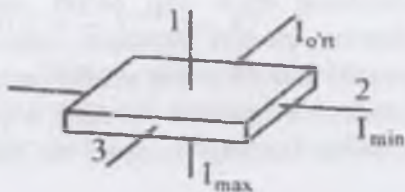
Ilgari lanma va aylanma harakat o'xshashliklari

No	Ilgari lanma harakat	Aylanma harakat
1.	Chiziqli tezlik, $\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt}$	Burchakli tezlik, $\vec{\omega} = \frac{d\vec{\varphi}}{dt}$
2.	Chiziqli tezlanish, $\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt}$	Burchakli tezlanish, $\vec{\varepsilon} = \frac{d\vec{\omega}}{dt}$

3.	Massa m	Inersiya momenti. I
4.	Kuch F	Kuch momenti. M
5.	Impuls $\vec{P} = m\vec{v}$	Impuls momenti $L_z = J_z \omega$
6.	Dinamikaning asosiy qonuni. $\vec{F} = m\vec{a}$; $\vec{F} = \frac{d\vec{P}}{dt}$	Dinamikaning asosiy qonuni. $M_z = J_z \epsilon$; $M_z = \frac{dL_z}{dt}$
7.	Kinetik energiya, $E_{k.itg} = \frac{m\vartheta^2}{2}$	Kinetik energiya, $E_{k.ayl} = J_z \frac{\omega^2}{2}$

1.4.5. Erkin o'qlar. Giroskoplar

Qattiq jism aylanish o'qining fazodagi holati vaqt o'tishi bilan o'zgarmay qolish uchun, odatda aylanish o'qini ushlab turadigan podshipniklardan foydalaniladi. Ammo, jismlarda shunday o'qlar mavjudki, tutib turuvchi tashqi kuchlar ta'sir etmasa ham, ularning fazodagi yo'nalishi o'zgarmay qoladi. Shunday o'qlarga erkin aylanish o'qlari (yoki erkin o'qlar) deyiladi. Har qanday qattiq jismda unig massalar markazidan o'zaro perpendikulyar holda o'tadigan uchta erkin o'q (yoki bosh inersiya o'qlari) borligi isbot qilingan. Masalan, bir jinsli, to'g'ri burchakli paralelipedning erkin o'qlari uning qarama-qarshi yoqlarining markazlaridan o'tadi (29-rasm). Bir jinsli silindrning bosh inersiya o'qining biri uning geometrik o'qi, qolgan ikkitasi og'irlik markazi orqali geometrik o'qqa tik holda

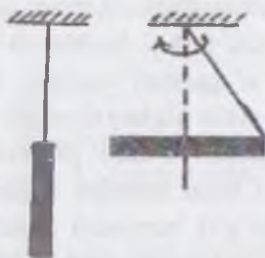


29-rasm.

o'tadigan tekislikda yotuvchi va o'zaro perpendikulyar holda og'irlik markazi orqali o'tuvchi o'qlar hisoblanadi. Sharning og'irlik markazidan o'zaro perpendikulyar holda o'tadigan uchta o'q uning bosh inersiya o'qlari hisoblanadi.

Aylanishning turg'unligi erkin o'qlardan qaysi biri aylanish o'qi

vazifasini bajarayotganligiga bog'liq. Tajriba va nazariya shuni ko'rsatadiki, agar jism eng katta va eng kichik inersiya momentiga ega bo'ladigan o'qlar atrofida aylansa, uning aylanishi turg'un, o'rtacha inersiya momentiga ega bo'lgan o'q atrofida aylansa turg'un bo'lmaydi. Masalan, agar paralleloiped shaklidagi jism aylantirilib otilsa, 1 va 2 o'qlar atrofida turg'un aylanma harakat qiladi. Agar bir jinsli tayoqchanning bir uchidan ipga osib, ipning ikkinchi uchini markazdan qochma mashina yordamida tez aylantirsak, tayoqcha o'ziga ko'ndalang holda tik yo'nalgan va uning og'irlik markazidan (qoq o'rtasida) o'tgan vertikal o'q atrofida gorizontai tekislikda aylana boshlaydi (30-rasm).



30-rasm.

Bu o'q aylanishinig erkin o'qi bo'lib, ana shu o'q atrofida aylangan tayoqchanning inersiya momenti maksimal qiymatga ega bo'ladi. Agar tayoqcha shu erkin o'q atrofida aylanayotganda, ipning ikkinchi uchini markazdan qochma mashina o'qidan sekin ajratilsa, aylanish erkin o'qining fazodagi vaziyati ma'lum vaqt saqlanishini ko'rish mumkin.

Giroskoplar. Aylanish erkin o'qining fazodagi vaziyatini saqlanish xossasidan texnikada keng qo'llaniladi. Shunday xossa giroskoplarda va pildiroqda kuzatiladi. O'zining erkin o'qi (simmetriya o'qi) atrofida katta burchak tezlik bilan aylanuvchi massiv qattiq jismga giroskop deyiladi. Impuls momentining saqlanish qonuniga asosan, giroskop o'z erkin o'qining yo'nalishini fazoda

o'zgartirmay saqlashga intiladi va uning inersiya momenti bilan burchak tezligi qancha katta bo'lsa, u shuncha turg'unroq aylanadi (ya'ni erkin aylanish o'qining burilishiga shuncha kattaroq to'sqinlik ko'rsatadi).

Mavzu yuzasidan testlar

1. Moddiy nuqta impuls momentining o'zgarish qonuni formulasini ko'rsating?

A) $d\vec{L} + dt = \vec{M}$; B) $d\vec{L} \cdot dt = \vec{M}$; C) $\frac{d\vec{L}}{dM} = dt$; D) $\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M}$;

2. Qattiq jismning OZ o'qqa nisbatan inersiya momenti formulasini ko'rsating?

A) $J_z = \sum_{i=1}^n \Delta m_i R_i^2$; B) $J_z = \sum_{i=1}^n \Delta m_i R_i$; C) $J_z = m_i R_i$; D) $J_z = m_i R_i^2$;

3. Qattiq jism impuls momenti formulasini ko'rsating?

A) $L_z = J_z \omega$; B) $L_z = J_z \omega^2$; C) $L_z = J_z \omega^3$; D) $L_z = J_z \omega^4$

4. Aylanma harakat qilayotgan jismning kinetik energiyasini inersiya momenti orqali ifodalovchi formulasini ko'rsating?

A) $E = J\omega^2$; B) $E = \frac{kx^2}{2}$; C) $E = J\omega^2/2$; D) $E = J\omega$.

5. Aylanayotgan qattiq jismning kinetik energiyasi formulasini ko'rsating?

A) $E = \frac{kx^2}{2}$; B) $E = \frac{\omega^2}{2} \sum_{i=1}^n \Delta m_i R_i^2$;

C) $E = mgH$; D) $E = \frac{\omega^2}{2} \sum_{i=1}^n \Delta m_i R_i^2$

Mavzu yuzasidan savollar

1. Absoiyut qattiq jismlar deb qanday jismlarga aytiladi?

2. Qattiq jism inersiya (massa) markazining harakatini tushuntiring.

3. Tekis va notekis o'zgaruvchan aylanma harakat deb qanday harakatga aytiladi?

4. Burchak tezlik vektori va burchak tezlanish vektorining yo'nalish qanday aniqlanadi?

5. Chiziqli va burchak kattaliklarning o'zaro bog'lanish formulari yozilsin.

6. Qattiq jismning qo'zg'almas o'q atrofida aylanma harakatini tushintiring.

7. Kuch momenti formulasini yozing va uning yo'nalishimi tushintiring.

8. Qo'zg'almas o'q atrofida qattiq jismning aylanma harakati inersiya momenti formulasini keltirib chikaring va birligini yozing.

9. Qo'zg'almas o'q va qo'zg'almas o'qqa nisbatan kuch momenti deb nimaga aytiladi?

10. Qattiq jism aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi yozilsin va ta'riflansin.

11. Shteyner teoremasi ta'riflang va formulasini tushintiring.

12. Qo'zg'almas o'q atrofida aylanma harakat qilayotgan ba'zi qattiq jismlarning inersiya momentlarini yozilsin va tushintirilsin.

13. Qo'zg'almas o'q atrofida aylanayotgan qattiq jismning kinetik energiyasi yozilsin.

14. Qattiq jismning ilgarilanma va qo'zg'almas o'q atrofida aylanma harakatlari orasidagi o'xshashlik formulalarini yozing va farqlarini tushintiring.

15. Giroskoplarning ishlash prinsipini tushintiring.

1.5-MAVZU. MEXANIK TEBRANISHLAR VA TO'LIQLAR

Reja

1.5.1. Mexanik tebranishlar. Garmonik tebranishlar va tebranma harakat tenglamasi. Tebranma harakat qilayotgan jismning energiyasi;

1.5.2. Prujinali mayatnik. Fizik mayatnik. Matematik mayatnik;

1.5.3. Garmonik tebranishlarni grafik usulda tasvirlash. Bir xil yo'nalishdagi tebranishlarni qo'shish;

1.5.4. Tebranma harakatning elastik muhitda tarqalishi. Yassi va sferik to'liqlar. To'liq tenglamasi;

1.5.5. To'liqlarning interferensiyasi va difraksiyasi. Gyugens-Frenel prinsipi;

1.5.6. Turg'un to'liqlar. Tovush to'liqlari. Ultratovush. Infratovush. Dopler effekti.

1.5.1. Mexanik tebranishlar. Garmonik tebranishlar va tebranma harakat tenglamasi. Tebranma harakat qilayotgan jismning energiyasi

Jismlarning muvozanat vaziyatidan goh bir tomonga, goh qarama-qarshi tomomonga harakatlanishi davriy ravishda takrorlanadigan jarayonga tebranish deyiladi. Tebranuvchi tizim (tebranuvchi jism)ga davriy F kuch ta'sir etib tursa so'nmaydigan ,ya'ni majburiy tebranish hosil bo'ladi. Agar tebranuvchi sistemaga F kuch bir marta berilsa va uning ta'siri olib qo'yilsa so'nuvchi yoki, erkin tebranish hosil bo'ladi.

Tizimning o'z muvozanati holatidan ko'p marta og'ib har gal yana avvalgi holatiga qaytadigan jaroyon tebranma harakat (tebranish) deyiladi. Agar bunday qaytish teng vaqtlar orasida bo'lsa bunday tebranish davriy tebranish deyiladi.

Tabiatda va texnikada tebranma jarayonlar keng tarqalgandir, masalan, soat mayatniklarining tebranishi, porshin harakati va hokozalar . Tebranishning fizik tabiati turlicha bo'lishi mumkin, shu sababli mexanik, elektromagnit va hakazo tebranishlar farqlanadi. Ammo turli tebranma jarayonlar bir xil xarakteristikalar bilan va bir-biriga o'xshash tenglamalar bilan ifodalanadi. Bundan esa turli fizik kattaliklarning tebranma jarayonlarni o'rganishda umumiy yondashish maqsadga muvofiq ekani kelib chiqadi.

Tebranish deb - har qanday davriy takrorlanuvchi harakatga aytiladi.

Boshlang'ich energiya hisobiga bo'ladigan tebranishlarga erkin (yoki xususiy), so'nuvchi tebranishlar deyiladi. Eng oddiy tebranish bu garmonik (grekcha so'z abuovixra garmonikas - kelishgan, xushbichim ma'nosini beradi) tebranishdir.

Sinus yoki kosinus qonuni bo'yicha harakatlanadigan jismlar tebranishlariga garmonik tebranish deyiladi. Biror bir kattalik (x siljish) ning garmonik tebranish

$$x = A \cos(\omega_0 t + \varphi) \quad (1.120)$$

tenglama bilan ifodalanadi. Bu yerda A --tebranuvchi kattalikning maksimal qiymati bo'lib, amplituda deyiladi, ω_0 - doiraviy chastota, φ

esa $t = 0$ dagi boshlang'ich faza, $(\omega_0 t + \varphi)$ esa t vaqtdagi tebranish fazasi (1.1.2. ga qarang). Kosinus -1 dan $+1$ gacha qiymatlarni qabul qiladi. Shu sababli x ning qiymati $+A$ dan $-A$ gacha bo'ladi. Tizimning holati T vaqtdan so'ng takrorlanadi va unga tebranish davri deyiladi. Bu davrda faza 2π ga o'zgaradi, u holda $\omega_0(t + T) + \varphi = (\omega_0 t + \varphi) + 2\pi$ bunda $T = \frac{2\pi}{\omega_0}$. Tebraish davriga teskari bo'lgan kattalik tebranish chastotasi deyiladi, ya'ni $\nu = \frac{1}{T}$. Demak, $\omega_0 = 2\pi\nu$. Chastota birligi Gers -1Hz da 1 ta tebranuvchi jarayon chastotasi. (1.120) ni T va ν lar orqali quyidagisha ifodalash mumkin

$$x = A \cos(\omega_0 t + \varphi) = A \cos\left(\frac{2\pi}{T} t + \varphi\right) = A \cos(2\pi\nu t + \varphi) \quad (1.121)$$

x dan birinchi va ikkinchi tartibli hosila olamiz va tebranish tezligi hamda tezlanishlarni topamiz:

$$\dot{\vartheta} = \frac{dx}{dt} = -A\omega_0 \sin(\omega_0 t) = A\omega_0 \cos\left(\omega_0 t + \varphi + \frac{\pi}{2}\right), \quad (1.122)$$

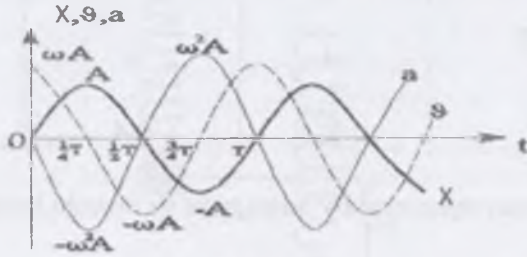
$$a = \frac{d^2x}{dt^2} = -A\omega_0^2 \cos(\omega_0 t + \varphi) = A\omega_0^2 \cos(\omega_0 t + \varphi + \pi) = -\omega_0^2 x. \quad (1.123)$$

(1.120), (1.122) va (1.123) formulalarni taqqoslash quyidagi xulosalarga olib keladi:

1. x siljish singari nuqtaning $\dot{\vartheta}$ tezligi va a tezlanish ham bir xil ω aylanma chastota va bir xil $T = \frac{2\pi}{\omega}$ davr bilan garmonik tebranadi;

2. bu tebranishlarning amplitudalari turlicha: siljishning amplitudasi A , tezlikni ωA , tezlanishniki $\omega^2 A$;

3. Tebranish fazalari ham turlicha: tezlikning tebranishi siljish tebranishiga nisbatan faza jihatidan $\frac{\pi}{2}$ ga (vaqt jihatidan $\frac{T}{4}$ ga), tezlanish tebranish siljish tebranishiga nisbatan faza jihatidan π ga (vaqt jihatidan $\frac{T}{2}$) ga ilgari ketadi.



31-rasm

Garmonik tebranish davaq t davomida x , v va a ning o'zgarishi aniq ko'rinib turishi uchun 1.5-jadval ko'rinishida va 31-rasmda berilgan, bu o'zgarishlar (1.121), (1.122) va (1.123) tenglamalardan hisoblangan. Bu rasmdan ko'rinib turibdiki, tebranayotgan nuqta muvozanat vaziyatidan o'tayotgan paytda ($x = 0$) uning tezligi maksimal ($\pm \omega A$), tezlanishishi esa nolga teng bo'lar ekan. Nuqta muvozanat vaziyati ($x = 0$) dan maksimal og'gan paytida ($x = +A$ yoki $x = -A$) uning tezligi nolga teng, tezlanishi esa maksimal ($-\omega^2 A$ yoki $+\omega^2 A$) bo'lar ekan.

Tezlanishning ishorasi hamma vaqi tebranayotgan nuqtaning 0 muvozanat vaziyatiga tomon yo'nalgan bo'ladi.

Bu (1.123) formulndan garmonik tebranish diferensial tenglamasi kelib chiqadi;

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega_0^2 x = 0. \quad (1.124)$$

1.5-jadval

Garmonik tebranishda t vaqt davomida x , v va a ning o'zgarishi aniq ko'rinib turishi uchun qiymatlar

t	x	v	a
0	0	ωA	0
$\frac{1}{4}T$	A	0	$-\omega^2 A$
$\frac{1}{2}T$	0	$-\omega A$	0
$\frac{3}{4}T$	$-A$	0	$+\omega^2 A$
T	0	ωA	0

$\frac{3}{4}T$	0	$-\omega A$	0
T	-A	0	$\omega^2 A$
	0	ωA	0

Tebranayotgan moddiy nuqtaga ta'sir etuvchi kuch $F = -m\omega_0^2 x$ ga teng.

31-rasmda tebranishning x -siljishi, v -tezligi va a -tezlanish grafiklari tasvirlangan.

Garmonik tebranish kinetik energiyasi

$$E_k = \frac{m\dot{x}^2}{2} = \frac{mA^2\omega_0^2}{2} \sin^2(\omega_0 t + \varphi), \quad (1.125)$$

potensial energiya esa

$$E_p = \int_0^x F dx = \frac{m\omega_0^2 x^2}{2} = \frac{m\omega_0^2 A^2}{2} \cos^2(\omega_0 t + \varphi), \quad (1.126)$$

va to'la energiya

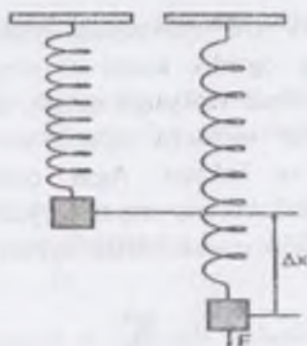
$$E_T = E_k + E_p = \frac{mA^2\omega_0^2}{2}. \quad (1.127)$$

Shunday qilib, garmonik tebranishning to'liq energiyasi o'zgarmas bo'lib chastota va amplituda kvadratariga to'g'ri proporsional ekan.

1.5.2. Prujinali mayatnik. Fizik mayatnik. Matematik mayatnik

Garmonik ossilator deb $\frac{d^2x}{dt^2} + \omega_0^2 x = 0$ tenglamaga mos tebranadigan tizimga aytiladi. Bunga misol qilib, prujinali, fizik va matematik mayatniklarni olish mumkin.

Prujinali mayatnik. Mayatnik deb tayanch nuqtasi og'irlik markazidan yuqorida bo'lgan har qanday harakatlanishi mumkin bo'lgan jismga aytiladi. Mayatnikning turlari uch xil, ya'ni prujinali mayatnik, fizik mayatnik va matematik mayatniklardir. Prujinali mayatnik o'zgaruvchan $F = -kx$ elastik kuch ta'sirida harakatlanadi (32-rasm).



32-rasm

Bunda, k - prujina bikrligi, $x_2 - x_1 = \Delta x = x$ -absolyut cho'zilish. Agar prujina elastik va havoning qarshilik kuchlarini inobotga olinmaydigan darajada kichik deb qarasaq, prujinali mayatnik $x = A\cos(\omega_0 t + \varphi)$ qonun bo'yicha garmonik tebranadi. Buning harakat tenglamasi:

$$ma = -kx \text{ yoki } a + \frac{k}{m}x = 0.$$

Prujinali mayatnik doiraviy (siklik) chastotasini va davrini aniqlash mumkin:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (1.128)$$

va

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}} \quad (1.129)$$

bo'ladi.

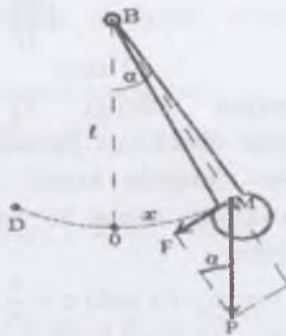
Prujinali mayatnikning potensial energiyasi esa quyidagicha bo'ladi:

$$E_p = \frac{kx^2}{2}.$$

Prujinali mayatnikning potensial energiyasi absolyut siljishning kvadratiga to'g'ri proporsional ekan.

Fizik mayatnik-bu og'irlik kuchi ta'sirida gorizontol o'qqa nisbatan tebranuvchi qattiq jismdir. Odatda, fizik mayatnik uch tomoni og'irlashtirilgan sterjindir. Uning boshqa uchi sterjenga perpendikulyar bo'lgan B gorizontol o'qqa qo'zg'aluvchan qilib

bog'langan (32-rasm). OB muvozanat vaziyatidan α burchakka og'gan mayatnikning og'irlik kuchi P ning F tashkil etuvchisi ta'siridan yana muvozanat vaziyatga qaytib, inersiyasi tufayli undan o'tib ketadi va teskari tomonga og'adi, so'ngra yana muvozanat vaziyatidan o'tadi va hokazo. Agar osmaning va muhitning ishqalanishi juda kichik bo'lsa, mayatnik juda uzoq vaqt tebranadi. Mayatnikning M og'irlik markazi MOD aylana yoyini chizadi.



33-rasm.

Mayatnikning muvozanat vaziyatidan o'ngga og'andagi α burchakni musbat deb, chapga og'andagi burchakni manfiy deb qabul qilaylik.

Qaytaruvchi kuch

$$F = -P \cdot \sin \alpha = -mg \frac{x}{l},$$

bu yerda m -mayatnikning massasi.«Minus» ishora kuch yo'nalishi bilan og'ish burchagining yo'nalishlari hamma vaqt qarama-qarshi bo'lgani uchun qo'yiladi, kichik ($\alpha < 0,14 \text{ rad} = 6^\circ$) og'ishlarda $\sin \alpha \approx \alpha$. U holda

$$F = -mg\alpha = -mg \frac{x}{l} \quad (1.130)$$

bu yerda $x = OM$ -mayatnikning og'irlik markazining muvozanat vaziyatidan yoy bo'ylab siljishi, $l = BO$ -mayatnikning uzunligi (osish nuqtasidan og'irlik markazigacha bo'lgan masofa). Shunday qilib, qaytaruvchi kuch siljishga proporsional va ishorasi unga teskari bo'lar

ekan (ya'ni kvazielastik kuch ekan). Demak, mayatnikning tebranishi garmonik tebranish ekan.

Aylanma harakat dinamikasining asosiy qonuniga muvofiq, F qaytaruvchi kuch M momenti quyidagi munosabat bilan ifodalanadi ((1.109) 1.4.2 ga qarang):

$$M = Fl = J\varepsilon \quad (1.131)$$

bu formuladan quyidagini hosil qilamiz;

$$F = \frac{J\varepsilon}{l}. \quad (1.132)$$

Bunda ε - burchak tezlanish a - chiziqli tezlanish bilan $\varepsilon = \frac{a}{l}$ kabi bog'lanishga ega bo'lganligi uchun va garmonik tebranish a tezlanish formulasini inobatga olib quyidagini yozish mumkin:

$$F = \frac{J a}{l^2} = -\frac{J}{l^2} \omega^2 x \quad (1.133)$$

bu yerda ω - mayatnik tebranishining doiraviy chastotasi. (1.130) va (1.133)

formulalarni taqqoslab, quyidagicha yozamiz $mgl = J\omega^2$, bundan fizik mayatnikning doiraviy chastotasi va tebranishlar davri ifodalarini topamiz:

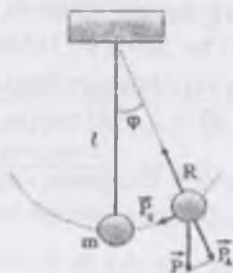
$$\omega = \sqrt{\frac{mgl}{J}} \quad (1.134)$$

yoki

$$\nu = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{mgl}{J}},$$

va

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi \sqrt{\frac{J}{mgl}} \quad (1.135)$$



Matematik mayatnik deb, vaznsiz, cho'zilmaydigan ipga osilgan tebrana oladigan moddiy nuqtaga aytiladi. 34-rasmda matematik mayatnik ko'rsatilgan.

Matematik mayatnik inersiya momenti:

$$J = ml^2 \quad (1.136)$$

l -mayatnik uzunligi. Matematik mayatnikni fizik mayatnik xususiy holi deb qarash mumkin. Uning butun massasi og'irlik markazida joylashgan. U holda tebranish davri:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{J}{mg}} \quad (1.137)$$

ga teng bo'lib, g -erkin tushish tezlanishi.

Matematik mayatnik tebranishlarining davri mayatnik uzunligining kvadrat idiziga to'g'ri proporsional bo'lib, erkin tushish tezlanishi kvadrat ildiziga teskari proporsionaldir. Matematik mayatning tebranishlarining davri mayatnik tebranishlarining amplitudasiga va massasiga bog'liq emas.

1.5.3. Garmonik tebranishlarni grafik usulda tasvirlash. Bir xil yo'nalisdagi tebranishlarni qo'shish

1. Ikkita bir xil chastotali va bir xil yo'nalishli garmonik tebranishlar berilgan: $x_1 = A_1 \cos(\omega_0 t + \varphi_1)$ va $x_2 = A_2 \cos(\omega_0 t + \varphi_2)$

Ikkita bir xil chastotali, bir xil yo'nalishli tebranishlarni qo'shib quyidagini olamiz:

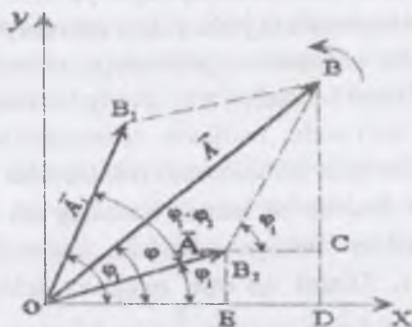
$$x = x_1 + x_2 = A \cos(\omega_0 t + \varphi), \quad (1.138)$$

ya'ni xuddi shunday chastotali, amplitudasi qo'shilayotgan tebranishlar amplitudalarining yig'indisi $A_1 + A_2 = A$ ga teng bo'lgan garmonik tebranish hosil bo'ladi. (1.138) formuladagi amplituda A va boshlang'ich faza φ mos ravishda quyidagi ifodalardan topiladi:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1). \quad (1.139)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{A_1 \sin \varphi_1 + A_2 \sin \varphi_2}{A_1 \cos \varphi_1 + A_2 \cos \varphi_2}.$$

Demak, ikkita bir xil chastotali va bir xil yo'nalishli garmonik tebranishlar qo'shilganda natijaviy tebranish chastotasi o'zgarmaydi, uning amplitudasi fazalar



35-rasm.

farqidan bog'liq bo'lar ekan (35-rasm):

1) agar $\varphi_2 - \varphi_1 = \pm 2m\pi$ ($m = 0, 1, 2, \dots$) bo'lsa $A = A_1 + A_2$ natijaviy amplituda qo'shiluvchilar amplitudalari yig'indisiga teng;

2) agar $\varphi_2 - \varphi_1 = \pm(2m + 1)\pi$ ($m = 0, 1, 2, \dots$) u holda natijaviy amplituda $A = |A_1 - A_2|$ qo'shiluvchilar amplitudalari ayirmasiga teng.

Doiraviy chastotalari va amplitudalari bir xil, fazalari turlicha bo'lgan tebranishlarni qo'shish

Doiraviy chastotalari va amplitudalari bir xil, fazalari turlicha bo'lgan tebranishlar berilgan bo'lsa, ularni qo'shishni qaraylik:

$$x_1 = A \sin(\omega t) \text{ va } x_2 = A \sin(\omega t + \theta),$$

bu yerda θ -fazalar farqi. Bu holda sinuslarning qo'shish qoidasidan foydalanib, quyidagini yozamiz:

$$x = x_1 + x_2 = 2A \cos \frac{\theta}{2} \cdot \sin \left(\omega t + \frac{\theta}{2} \right) = B \sin \left(\omega t + \frac{\theta}{2} \right). \quad (1.140)$$

Natijada, xuddi shunday chastotali garmonik tebranish hosil bo'ladi, ammo fazasi jihatidan birlamchi tebranishlar fazalar farqining yarmi θ ga teng bo'lib qoladi. $B = 2A \cos \frac{\theta}{2}$ ga teng amplituda hosil

bo'ladi, lekin bu birlamchi tebranishlar amplitudalarning yig'indisidan kichikdir. Agar fazalar farqlari: 1) $\theta = 2\pi$ ga teng va unga karrali bo'lganda amplituda $B = 2A$ bo'ladi, 2) $\theta = (2m + 1)\pi$ ga va $m = 0, 1, 2, \dots$, bo'lganda, $B = 0$ bo'ladi. Bu holda qo'shilayotgan tebranishlar bir-birini kompensatsiyalaydi ya'ni so'nadi.

Ikkita chastotalari juda yaqin tebranishlarni qo'shish

Amalda ikkita chastotalari juda yaqin tebranishlar qo'shilganda *bienie* (titrash) hosil bo'ladi, ya'ni davriy ravishda amplitudasi juda sekin o'zgarib bo'ruvchi natijaviy tebranish hosil bo'ladi. Agar amplitudalari A bo'lgan qo'shiluvchi tebranishlar chastotalari $\omega, \omega + \Delta\omega$ bo'lib va $\Delta\omega \ll \omega$ bo'lsa hamda boshlang'ich fazalari o'zaro teng bo'lgan tebranishlar berilgan bo'lsin: $x_1 = A_1 \cos \omega t$ va $x_2 = A_2 \cos(\omega + \Delta\omega)t$. Ularni qo'shib natijaviy tebranish tenglamasini olamiz

$$x = \left(2A \cos \frac{\Delta\omega}{2} t \right) \cos \omega t \quad (1.141)$$

bu olingan tenglama ikki qo'shiluvchilar tenglamalarining ko'paytmalaridan tashkil topgan tenglamadir. Shuning uchun ω chastotali x natijaviy tebraish \dot{A} amplitudasi quyidagi davriy o'zgarishi qonuniyatiga bo'y sunadi:

$$\dot{A} = \left| 2A \cos \frac{\Delta\omega}{2} t \right| \quad (1.142)$$

Bienie tebranish davri

$$T_b = \frac{2\pi}{\Delta\omega} \quad (1.142a)$$

formuladan topiladi. Bienie tebranishiari musiqa asboblarini sozlashda va turli xildagi musiqalar hosil qilishda ahamiyati katta.

O'zaro perpendikulyar tebranishlarni qo'shish

Bir nechta mustaqil garmonik tebranishlar bir-biriga qo'shilishi mumkin. Natijada yanada murakkabroq tebranish hosil bo'ladi, bu tebranishning xarakteri qo'shiluvchi tebranishlar fazalari, chastotalari, amplitudalari va yo'nalishlarni qo'shishga doir bir qancha eng soda hollarni ko'raylik.

Bir tomonga yo'nalgan ikki tebranishni qo'shish.

1) Tebranishlarning doiraviy chastotalari, fazalari bir xil, amplitudalari turlicha va bir tomonga yo'nalgan ikki tebranishni qo'shish:

$$x_1 = A_1 \cdot \sin \omega t \text{ va } x_2 = A_2 \cdot \sin \omega t.$$

Natijada

$$x = x_1 + x_2 = (A_1 + A_2) \sin \omega t = A \sin \omega t,$$

ya'ni xuddi shunday chastotali, amplitudalari qo'shilayotgan tebranishlar amplitudalarining yig'indisiga teng bo'lgan garmonik tebranish hosil bo'ladi.

2) Doiraviy chastotalari va amplitudalari bir xil, fazalari turlicha:

$$x_1 = A \cdot \sin \omega t; x_2 = A \sin(\omega t + \theta);$$

bu yerda θ -fazalar farqi. Sinuslarni qo'shish qoidasidan foydalanib, shunday yozamiz:

$$x = x_1 + x_2 = 2A \cdot \cos \frac{\theta}{2} \cdot \sin(\omega t + \frac{\theta}{2}) = B \cdot \sin(\omega t + \frac{\theta}{2}). \quad (1.143)$$

Xuddi shunday chastotali, biroq fazasi jihatidan birlamcha tebranishlardan ularning fazalar farqining yarmiga farq qiluvchi garmonik tebranish hosil bo'ladi. $B = 2A \cdot \cos \frac{\theta}{2}$ amplituda, umuman aytganda birlamchi tebranishlar amplitudalarining yig'indisidan kichik. Faqat fazalar farqi 2π ga karrali bo'lganda amplituda $B=2A$. Fazalar farqi $(2n+1)\pi$ ga teng bo'lganda (bu yerda $n=0, 1, 2, 3, \dots$). $B=0$ va qo'shilayotgan tebranishlar «so'nadi».

3) Amplitudalar bir xil, doiraviy chastotalar bir-biridan juda kam farq qiladi:

$$x_1 = A \sin \omega_1 t;$$

$$x_2 = A \sin \omega_2 t.$$

Natijada

$$x = x_1 + x_2 = 2A \cdot \cos \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t \cdot \sin \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t \quad (1.144)$$

Natijaviy tebranish garmonik tebranish bo'lmaydi, chunki u (1.138) tenglamaga mos kelmaydi. Biroq shartga ko'ra, $\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} \ll \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$ ekanligini inobatga olib, natijaviy tebranishni deyarli garmonik deyish mumkin: uning doiraviy chastotasi

$$\omega = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}, \quad (1.145)$$

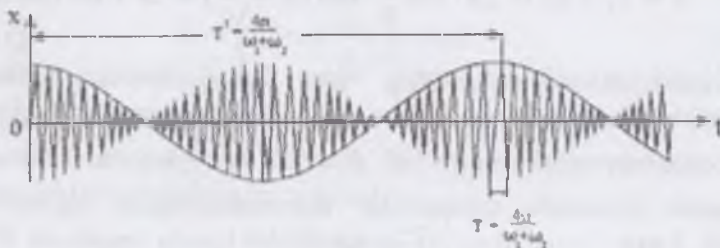
davri

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{4\pi}{\omega_1 + \omega_2}, \quad (1.146)$$

va amplitudasi

$$2A \cdot \cos \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t \quad (1.147)$$

bo'ladi. Bu amplituda vaqt o'tishi bilan davriy ravishda juda sekin o'zgaradi (amplituda tebranishlarining doiraviy chastotasi $\omega^1 = \frac{\omega_1 - \omega_2}{2}$ juda kichik, shuning uchun amplituda tebranishlarining davri $T^1 = \frac{2\pi}{\omega^1} = \frac{4\pi}{\omega_1 - \omega_2}$ juda kata bo'ladi). Bunday tur tebranishlar titrash (bienie) deyiladi. (1.147) tenglamaga muvofiq yasalgan titrashlar grafigi 36-rasmda berilgan.



36-rasm

Titrlashning kelib chiqish jarayonini va ularning xarakterini hisoblashlarsiz va rasmga murojaat qilmasdan ham tasavvur qilish mumkin. Haqiqatdan ham, dastlab qo'shilayotgan tebranishning amplitudasi maksimal bo'ladi. So'ngra birinchi tebranish ikkinchi tebranishdan faza jihatidan tobora orqada qola boshlaydi va natijaviy tebranishning amplitudasi dastlabki tebranishlar amplitudalari yig'indisidan kichik bo'lib qoladi. Fazalar farqi orta borgau sari natijaviy amplituda kamayadi. Fazalar farqi π ga teng bo'lganda dastlabki tebranishlar o'zaro «so'nadi» va natijaviy amplituda nolga teng bo'ladi. Fazalar farqi yanada ortishi bilan amplituda orta boradi.

Fazalar farqi 2π bo'lganda amplituda yana maksimumga erishadi, so'ngra yana nolgacha kamayadi va hokazo.

Endi zarraning yoki jismning bir vaqtda o'zaro perpendikulyar ikki yo'nalishda tebranayotgan holni ko'raylik.

O'zaro perpendikulyar ikki tebranishlarni qo'shish.

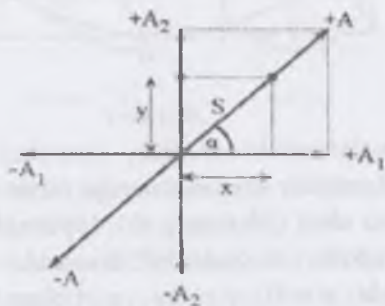
1. Doiraviy chastotalari va fazalar bir xil, amplitudalari turlicha:

$$x = A_1 \cdot \sin\omega t; y = A_2 \cdot \sin\omega t;$$

bu yerda x va y -birinchi va ikkinchi tebranish tufayli jismning siljishi.

U holda

$$y = \frac{A_2}{A_1} x.$$



37-rasm.

Bu tenglama to'g'ri chiziqning tenglamasidir. Demak, natijaviy tebranish muvozanat vaziyatidan birinchi tebranish yo'nalishiga α burchak ostida o'tuvchi to'g'ri chiziq bo'yicha bo'lar ekan (37-rasm):

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{A_2}{A_1}.$$

Natijaviy siljish kattaligi

$$s = \sqrt{x^2 + y^2} = \sqrt{A_1^2 + A_2^2} \cdot \sin\omega t = A \cdot \sin\omega t,$$

bu yerda $A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2}$ - natijaviy tebranish amplitudasi.

2. Doiraviy chastotalari bir xil, fazalari $\frac{\pi}{2}$ ga farq qiladi, amplitudalari turlicha:

$$x = A_1 \cdot \sin\omega t$$

$$y = A_2 \cdot \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) = A_2 \cos\omega t. \quad (1.148)$$

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\delta \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = 0. \quad (1.150)$$

Uning yechimi esa

$$x = e^{-\delta t} \cdot u \quad (1.151)$$

bo'ladi, bunda $u = u(t)$ -tebranish vaqtiga bog'liq. Bundan birinchi va ikkinchi tartibli hosila olib, yuqoridagi tenglamaga qo'ysak:

$$\ddot{u} + (\omega_0^2 - \delta^2)u = 0. \quad (1.152)$$

Bu yerda δ -so'nish koeffitsiyenti.

$$\omega^2 = \omega_0^2 - \delta^2 > 0 \quad (1.153)$$

bo'lsa, (1.150) tenglamaga o'xshagan ifodani olamiz:

$$\ddot{u} + \omega^2 u = 0$$

buning yechimi $u = A_0 \cos(\omega t + \varphi)$,

kichik so'nishlar uchun $\delta^2 \ll \omega_0^2$,

$$x = A_0 e^{-\delta t} \cos(\omega t + \varphi), \quad (1.154)$$

bu yerda

$$A = A_0 e^{-\delta t} \quad (1.155)$$

A -so'nuvchi tebranishlar amplitudasi, A_0 -boshlang'ich amplituda. $\tau = \frac{1}{\delta}$ bu vaqt oralig'ida amplitudalar qiymati e marta kamaysin.



40-rasm.

Erkin so'nuvchi tebranishlar davri quyidagichi ifodalanadi;

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}} \quad (1.156)$$

Agar $A(t)$, $A(t + T)$ ketma-ket tebranishlar amplitudasi bo'lsa,

$$\frac{A(t)}{A(t + T)} = e^{\delta T}$$

bunga so'nish dekrementi deyiladi.

$$\theta = \ln \frac{A(t)}{A(t+T)} = \delta T = \frac{T}{\tau} = \frac{1}{N} \quad (1.157)$$

so'nishning logarifmik dekrementi, N –tebranishlar soni bu vaqt oralig'ida amplitudalar qiymati e marta kamaysin,

$$Q = \frac{\pi}{\theta} = \pi N e = \frac{\pi}{\delta T_0} = \frac{\omega_0}{2\delta} \quad (1.168)$$

tebranish tizimi asilligi deyiladi. Texnika uchun tebranishni so'nmasdan saqlab turish katta ahamiyatga egadir. Buning uchun tebranish tashqi tizimda bo'ladigan energiya isrofini to'ldirib turish kerak. Eng muhim va keng qo'llaniladigan tebranishlar avtotebranishlar bo'lib unda energiyaning isrofi doimiy manba hisobiga to'ldirilib turiladi va bu tebranishlar xossasi shu tizim orqali aniqlanadi. Avtotebranishlar erkin so'nuvchi tebranishlardan hamda majburi tebranishlardan farq qiladi. Avtotebranishlarda tizim o'zi tashqi ta'sirni boshqaradi va tashqi energiya vaqtning kerak lahzasida tizimga beriladi. Avtotebranishlarga misol qilib soatni olish mumkin. Uning mexanizimi mayatnikni malum vaqt bo'yicha harakatga keltiradi. Mayatnikka energiya qisilgan prujina yoki yukning og'irligi tufayli beriladi. Havoning muzika qurilmalarida va organ turbalarida ham tebranishlari avtotebranish bo'lib u havo oqimi orqali ushlab turiladi. Avtotebranishlarga yana ichki yonuv divogatellari, bug' turbinlari, lampali nurlagich va hokazolar kiradi.

Majburiy tebranish tenlamasi:

$$m\ddot{X} = -kX - r\dot{X} + F_0 \cos \omega t$$

yoki

$$\ddot{X} + 2\delta \dot{X} = \left(\frac{F_0}{m}\right) \cos \omega t,$$

buning umumiy yechimi

$$X = A_0 e^{-\delta t} \cos(\omega t + \varphi) \quad (1.159)$$

Bu tenglama davriy ravishda so'nuvchi tebranish formulasidir. 40-rasmda erkin so'nuvchi tebranish grafigi tasvirlangan.

Qo'shiluvchi jarayonning boshlang'ich lahzasida, ya'ni majburiy tebranish ampilitudasi aniqlanadigan qiymatga erishguncha muhim ahamiyatga ega bo'lgan majburiy tebranish ω chastota bilan garmonik tebranadi, ularning amplituda va fazalari ω ga bog'liq

bo'ladi. Formuladan ko'rinadiki siljish amplitudasi A eng katta qiymatga ega bo'ladi. Rezonans chastotasi ω ni aniqlash uchun funksiyaning eng katta qiymatini topish kerak. Rezonans chastotasi deb siljish amplitudasi A eng katta qiymatga erishadigan chastotaga aytiladi.

1.5.4. Tebranma harakatning elastik muhitda tarqalishi. Yassi va sferik to'liqlar. To'liq tenglamasi

Agar tebranuvchi jismni elastik muhitga joylashtirsak, muhitning bu jism bilan qo'shni bo'lgan zarralari ham tebranma harakatga keladi. Bu zarralarning tebranishi elastiklik kuchlari orqali muhitning qo'shni zarralariga beriladi va hokazo. Biror vaqtdan keyin tebranish muhitga tarqaladi. Biroq tebranishlar turli fazalar bilan bo'ladi: zarra tebranishlar manbaidan qancha uzoqda joylashgan bo'lsa, u shuncha kech tebrana boshlaydi, ya'ni uning tebranishi faza jihatidan shuncha ko'p orqada qoladi.

Tebranishlarning muhitda tarqalishi to'liq jarayon yoki to'liq deyiladi. To'liq jarayonga suv sirtiga tosh tashlangan joydan tarqaluvchi to'liqlarni misol qilib ko'rsatish mumkin. To'liqning tarqalish yo'nalishi nur deyiladi.

Agar muhit zarralari nurga perpendikulyar tebranayotgan bo'lsa, bunday to'liq ko'ndalang to'liq deyiladi. Muhit zarralari nur bo'ylab tebranayotgan bo'lsa, bunday to'liq bo'ylama to'liq deyiladi.

Erkin osilgan uzun prujinaning pastki qismiga gorizontol yo'nalishda zarba berilsa, unda ko'ndalang to'liq hosil bo'ladi. Agar shu prujinaga vertikal yo'nalishda zarba berilsa, bo'ylama to'liq hosil bo'ladi. Muhitning zarralari to'liq bilan birga siljimay, balki o'zining muvozanat vaziyati yaqinida tebranadi; faqat tebranma jarayon, aniqrog'i, tebranishlar fazasi siljiydi.

Bo'ylama to'liqlar qattiq, suyuq va gazsimon moddalardagina paydo bo'lishi mumkin. Ko'ndalang to'liqlar elastik muhitda, ya'ni faqat qattiq jismlarda hosil bo'lishi mumkin.

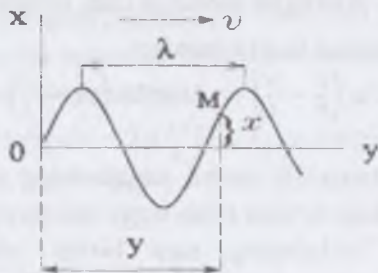
To'liqin jarayonning asosiy qonuniyatlari elastik muhitdagi mexanik to'liqinlargagina emas, balki har qanday tabiatli to'liqinlar, jumladan elektromagnit maydon to'liqlari uchun ham to'g'ri ekanligini ta'kitlab o'tamiz.

To'liqin tenglamasi. To'liqinning intensivligi

Muhitning to'liqin jarayonda ishtirok etayotgan zarralarining t vaqtning istalgan paytidagi x siljishi va bu zarralarning tebranishlar manbai O nuqtadan uzoqligi y orasidagi bog'lanishni topaylik. Misol uchun, ko'ndalang to'liqinni qaraymiz, lekin kelgusida barcha mulohazalarimiz bo'ylama to'liqin uchun ham to'g'ri bo'ladi. Manbaning tebranishlari harmonik tebranishlar bo'lsin,

$$x = A \cdot \sin \omega t \quad (1.160)$$

bu erda A -amplituda, ω -tebranishlarning doiraviy chastotasi.



41-rasm.

U holda muhitning barcha zarralari ham shunday chastota va amplitudada, biroq turli fazada harmonik tebrana boshlaydi. Tebranishlar manбайдan y masofada turgan biror M zarrani qaraylik. Muhitda, 41-rasmda tasvirlangan, sinusoida to'liqin vujudga keladi. Agar O nuqtadagi zarra t sekunddan boshlab tebranayotgan bo'lsa, M zarra $t - \tau$ sekunddan boshlab tebranadi, bu erda τ -tebranishlarning O dan M gacha tarqalish vaqti, ya'ni to'liqinning y yo'l o'tishi uchun ketgan vaqt. U yuqoridagilarni inobatga olib M zarraning tebranish tenglamasini quyidagicha yozish kerak bo'ladi:

$$x = A \sin \omega(t - \tau) \quad (1.161)$$

biroq $\tau = \frac{y}{v}$, bu erda v to'liqinning tarqalish tezligi. U holda (1.161) ni quyidagicha

$$x = A \sin \left(t - \frac{y}{v} \right) \quad (1.162)$$

yoziqsh mumkin.

Vaqning ixtiyoriy paytida to'liqning ixtiyoriy nuqtasining siljishini aniqlashga imkon beruvchi (1.162) ifofa to'liqin tenglamasi deyiladi. To'liqning bir xil fazadagi ikkita eng yaqin nuqtalari orasidagi masofani bildiruvchi to'liqin uzunligi λ tushunchasini kiritib, to'liqin tenglamasini boshqacha ko'rinishda ham ifodalash mumkin. To'liqin uzunligi tebranishning ϑ tezlik bilan T davr davomida o'tgan yo'liga teng bo'lishi tushunarli, ya'ni

$$\lambda = \vartheta T = \frac{\vartheta}{\nu} \quad (1.163)$$

bu erda ν to'liqning chastotasi. U holda (1.162) tenglamaga $\vartheta = \frac{\lambda}{T}$ ni qo'yib va $\omega = \frac{2\pi}{T}$ ekanligini inobatga olib, to'liqin tenglamasining boshqacha ko'rinishini hosil qilamiz:

$$x = A \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{y}{\lambda} \right) = A \sin 2\pi \left(\nu t - \frac{y}{\lambda} \right) = A \sin \left(\omega t - 2\pi \frac{y}{\lambda} \right). \quad (1.164)$$

To'liqning tarqalishi muhit zarralarining tebranishi bilan birga sodir bo'lgani uchun, to'liqin bilan birga fazoda tebranishlar energiyasi ham ko'chadi. To'liqning vaqt birligi ichida to'liqin nuriga perpendikulyar bo'lgan yuza birligidan olib o'tgan energiyasi to'liqin intensivligi (yoki energiya oqimining zichligi) deyiladi. To'liqin intensivligi I ning ifodasini hosil qilamiz:

$$I = \frac{dE}{dsdt} = \frac{1}{2} \rho dV \omega^2 A^2 = \frac{1}{2} \rho ds \ell \omega^2 A^2 = \frac{1}{2} \rho \vec{v} \omega^2 A^2. \quad (1.165)$$

Shunday qilib, to'liqning intensivligi muhit zichligi, to'liqin tezligi, chastotasining kvadrati va amplitudasining kvadratiga proporsionaldir.

1.5.5. To'liqlarning interferensiyasi va difraksiyasi.

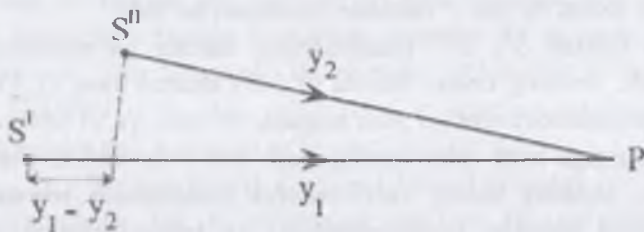
Gyugens-Frenel prinsipi

Agar muhitda bir nechta tebranish manbalari bo'lsa, ulardan chiqqan to'liqlar bir-biriga bog'liq bo'lmagan holda tarqaladi va o'zaro kesishgandan keyin bu kesishish haqida hech qanday iz

qoldirmay yoyilib ketadi. Bu qoida superpozitsiya (lotincha soʻz “superoposo”- ustiga qoʻyaman) prinsipi deyiladi. Suv yuziga tashlangan ikki toshdan hosil boʻlgan suv toʻlqinlarining tarqalishi bunga misol boʻladi. Toʻlqinlarning uchrashish joyida har qaysi toʻlqin tomonidan hosil qilingan muhit tebranishlari bir-biri bilan oʻrganilgan qoʻshish qoidalari (1.4.5. ga qarang) ga muvofiq qoʻshiladi. Qoʻshilish natijasi uchrashayotgan toʻlqinlarning fazalari, davrlari va amplitudalariga bogʻliq boʻladi. Fazalar farqi oʻzgarmas boʻlgan ikki toʻlqinlarni qoʻshish holi katta ahamiyatga ega. Bunday toʻlqinlar va bunday toʻlqinlarni hosil qiluvchi tebranish manbalari kogerent deyiladi. Kogerent toʻlqinlarning qoʻshilishi interferensiya deyiladi. Kogerent S^I va S^{II} manbalardan chiqayotgan va P nuqtada uchrashayotgan ikkita bir xil ampilatudali toʻlqinlarning interferensiyasini koʻraylik (42-rasm).

Toʻlqin tenglamasiga muvofiq, birinchi va ikkinchi toʻlqinning P nuqtadagi siljishlari quyidagiga teng

$$x_1 = A \sin \left(\omega t - 2\pi \frac{y_1}{\lambda} \right) \text{ va } x_2 = A \sin \left(\omega t - 2\pi \frac{y_2}{\lambda} \right) \quad (1.166)$$



42-rasm. Ikki kogerent S^I va S^{II} manbalardan chiqayotgan va P nuqtada uchrashayotgan ikkita bir xil ampilatudali toʻlqinlarning interferensiyasini ifodalovchi grafik.

U holda qoʻshish natijasida fazalar farqi quyidagicha aniqlanadi

$$\theta = 2\pi \frac{y_1 - y_2}{\lambda}.$$

Agar

$$2\pi \frac{y_1 - y_2}{\lambda} = 2\pi n \quad (1.167)$$

bo'lsa, (bu erda $n = 0, 1, 2, 3, \dots$) P nuqtada maksimum bo'ladi: tebranishlar bir-birini maksimal kuchaytiradi va natijaviy amplituda $2A$ ga teng bo'ladi.

Agar

$$2\pi \frac{y_1 - y_2}{\lambda} = (2n + 1)\pi \quad (1.168)$$

bo'lsa, (bu erda $n = 0, 1, 2, 3, \dots$) u holda P nuqtada minimum bo'ladi, tebranishlar o'zaro bir-birini so'niradi va natijaviy amplituda nolga teng bo'ladi.

Maksimum (1.167) va minimum (1.168) shartlarini mos ravishda quyidagicha yozish mumkin:

$$y_1 - y_2 = n\lambda = 2n \frac{\lambda}{2} \quad (1.169)$$

to'liqlarning yo'llar farqi.

Demak, agar to'liqlarning yo'llar farqi yarim to'liqlarning juft sonidan iborat bo'lsa, P nuqtada maksimum kuzatiladi.

$$y_1 - y_2 = (2n + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (1.170)$$

to'liqlarning yo'llar farqi.

Demak, agar to'liqlarning yo'llar farqi yarim to'liqlarning toq sonidan iborat bo'lsa, P nuqtada minimum bo'ladi.

To'liqlar S^I , S^{II} manbalardan barcha yo'nalishlar bo'ylab tarqaladi, shuning uchun fazoda (1.169) shartni ham, (1.170) shartni ham qanajatlantiruvchi ko'plab nuqtalar bo'ladi, ya'ni tebranishlarning maksimumiga ham, minimumiga ham mos keluvchi ko'plab nuqtalar bo'ladi. Shuning uchun interferensiya manzarasida tebranishlarning kuchaygan sohalari (maksimumlari) va tebranishlar yo'q bo'lgan sohalari (minimumlar) ning navbatma-navbat kelishidan iborat bo'ladi. Bunday interferensiya manzarasi yorug'lik to'liqlar uchun yanada batafsilroq ko'rib chiqiladi (4.2.1 qarang).

To'liqlar interferensiyasining boshqa muhim holi bir to'g'ri chiziq bo'ylab qarama-qarshi tomonga yo'nalgan ikki kogarent to'liqni qo'shishdir. Agar birinchi to'liqning tenglamasini odatdagi ko'rinishda yozsak

$$x_1 = A \sin \left(\omega t - 2\pi \frac{y}{\lambda} \right), \quad (1.171)$$

ikkinchi to'liqning tenglamasi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$x_2 = A \sin \left(\omega t + 2\pi \frac{y}{\lambda} \right). \quad (1.172)$$

U holda natijaviy to'liqning tenglamasi quyidagi ifoda bilan beriladi:

$$x = x_1 + x_2 = 2A \cos 2\pi \frac{y}{\lambda} \cdot \sin \omega t. \quad (1.173)$$

(1.171) tenglama muhitning nuqtalarida ω chastotali va bu nuqtalarning y kordinatasiga bog'liq bo'lgan $2A \cos 2\pi \frac{y}{\lambda}$ ampitudali tebranishlari bo'ladi. Shu bilan birga, y koordinata

$$A \cos 2\pi \frac{y}{\lambda} = 0$$

shartni, yoki xuddi shuning o'zi

$$2\pi \frac{y}{\lambda} = (2n + 1) \frac{\pi}{2} \quad (1.174)$$

shartni qanoatlantiruvchi barcha nuqtalardan tebranishlarning amplitudalari nolga teng bo'ladi. (1.174) formuladan quyidagi kelib chiqadi

$$y = (2n + 1) \frac{\lambda}{4} \quad (1.175)$$

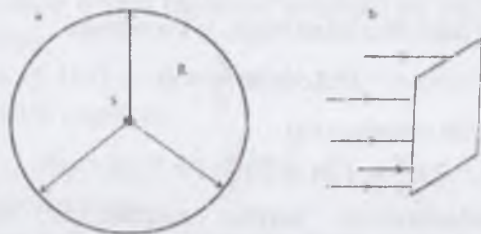
ya'ni koordinatalari $y = \frac{\lambda}{4}, \frac{3\lambda}{4}, \frac{5\lambda}{4}, \dots$ bo'lgan nuqtalarda tebranishlar hamma vaqt bo'lmaydi. Bu nuqtalar to'liqin tugunlari deb ataladi. Tugunlar orasining o'rtasida joylashgan nuqtalar $2A$ ga teng va eng katta amplituda bilan tebranadi. Bu nuqtalar to'liqinning do'ngliklari deyiladi. Shunday qilib, ikki yuguruvchi to'liqinning qo'shilishidan turg'un to'liqinlar deb ataluvchi to'liqinlar hosil bo'ladi.

To'liqin fronti. Gyugens-Frenel prinsipi

Shu vaqtgacha biz to'liqinlarning ma'lum bir yo'nalishidagi harakatini ko'rdik. Masalan, sterjenlarda, havo ustunlarida, volnovodiarda va shunga o'xshash joylarda to'liqinlarning ma'lum bir yo'nalishidagi harakati kuzatiladi. Umuman esa, tutash muhitda bo'lgan tebranishlar manбайдan to'liqin hamma yo'nalishlar bo'ylab tarqaladi. Aynan shu tebranish manбайдan to'liqinlar bir vaqtda etib boradigan sirt to'liqin fronti deb ataladi. To'liqin frontinig shakli tebranishlar manbaining shakli va muhit xossalriga bog'laq bo'ladi. Tebranishlar manbai nuqtaviy bo'lsa, deyarli bir jinsli muhitda to'liqin

fronti sfera shaklida bo'лади; bu sferaning R radiusi bo'lgan nurlar to'liqin frontiga perpendikulyardir (43a-rasm). Ma'lumki, $R = \vartheta t$, bu yerda ϑ to'liqinning tezligi, t -uning tarqalish vaqti.

Sferik front hosil qiluvchi to'liqinlar sferik to'liqinlar deyiladi. Sferik to'liqin fronti shu bilan birga faza sirti yoki to'liqin sirtiham bo'лади, ya'ni barcha nuqtalari bir xil fazada (43a,b-rasm) tebranuvchi sirt bo'лади.



43 a, b-rasm.

Agar to'liqin fronti tekislikdan iborat bo'lsa, bunday to'liqin tekis (yassi) to'liqin deyiladi. Bu holda nurlar o'zaro parallel bo'лади (43-b rasm).

Sferik to'liqin frontining tebranishlar manbaidan anchagina uzoq bo'lgan kichik qismini amalda yassi to'liqin deb hisoblash mumkin. To'liqinning tezligi yo'nalishlarda bir xil bo'lmagan bir jinlimas muhitda to'liqin fronti juda murakkab shaklda bo'lishi mumkin.

Agar sinish hisobga olinmasa, to'liqin frontining tebranishlar manbaidan uzoqlashishi bilan yassi to'liqining intensivligi o'zgaraydi, chunki bu holda front maydoni (yuzi) o'zgarmasdan qoladi.

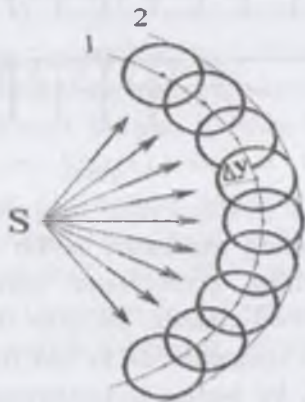
Sferik to'liqining intensivligi I esa boshqacha bo'лади. Vaqt birligi ichida to'liqin frontining butun maydoni S bo'ylab olib o'tilgan W tebranish energiyasi energiyaning saqlanish qonuniga muvofiq doimiy qoladi. Biroq front tebranishlar manbaidan uzoqlashgan sari S maydon masofa kvadratiga proporsional ravishda ortib boradi, chunki $S=4\pi y^2$ shuning uchun

$$I = \frac{W}{S} = \frac{W}{4\pi y^2} \sim \frac{1}{y^2} \quad (1.176)$$

ya'ni sferik to'liqining intesevligi frontning tebranishlar manbaidan uzoqligi kvadratiga teskari proporsional ravishda o'zgaradi. To'liqining intensivligi amplituda kvadratiga proporsional (1.5.4. ga qarang) bo'lgani uchun $I \sim A^2$, u holda $A \sim \frac{1}{y}$, ya'ni sferik to'liqining amplitudasi to'liqin frontining tebranishlar manbaidan uzoqligi (masofasi) ga teskari proporsional bo'ladi. U holda (1.5.4 dagi) (1.164) formulada A ni $\frac{A}{y}$ ga almashtirib, sferik to'liqinning quyidagi tenglamasini hosil qilamiz:

$$x = \frac{A}{y} \cdot \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{y}{\lambda} \right). \quad (1.177)$$

To'liqlarning tarqalishiga doir masalalarni yechishda ko'pincha vaqtning berilgan boshlang'ich paytdagi to'liqin frontiga ko'ra vaqtning biror payti uchun to'liqin frontini yasashga to'g'ri keladi. Bunday yasashni Gyugens prinsipi (bu usulni 1690 yilda golland Gyuygens tavsiya qilgan) deb atalgan usul yordamida bajarish mumkin, uning mohiyati quyidagicha.

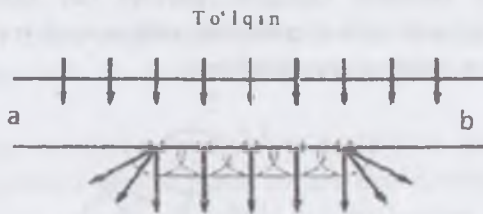


44-rasm

Deyarli bir jinsli muhitda tarqaliyodgan to'liqin fronti vaqtning ayni shu paytida 44-rasmda ifodalingan 1 vaziyatni egallagan bo'lsin. Uning Δt vaqtdan keyingi vaziyatini topish talab qilinadi. Gyugens prinsipiga ko'ra, muhitning to'liqin etib borgan har bir nuqtasining o'zi ikkilamchi to'liqlarning manbai bo'lib qoladi, ya'ni bu nuqtadan

xuddi markazdan tarqalgandek, yangi sferik to‘lqin tarqala boshlaydi. Bu ikkilamchi to‘lqinlarni yasash uchun dastlabki frontning har bir nuqtasi atrofida $\Delta y = \vartheta \cdot \Delta t$ radiusli sfera chizasi (bu yerda ϑ -to‘lqinning tezligi). Ikkilamchi to‘lqinlar dastlabki front harakatlanayotgan yo‘nalishlaridan boshqa (bu yo‘nalishlar 44-rasmda strelkalarda bilan ko‘rsatilgan) barcha yo‘nalishlarda o‘zaro so‘nadi (bir-birini so‘ndiradi). Boshqacha qilib aytganda, tebranishlar ikkilamchi to‘lqinlarning tashqi o‘rovchisidagina saqlanadi. Bu o‘rovchini yasab to‘lqin frontining izlayotgan 2 vaziyatini topamiz.

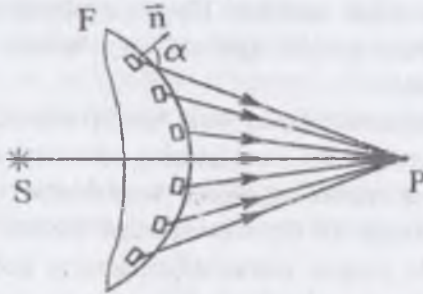
Gyugens prinsipini bir jinsli bo‘lmagan muhit uchun ham qo‘llash mumkin. Bir jinsli bo‘lmagan muhitda ϑ ning, demak, Δy ning ham qiymati turli yo‘nalishlarida turlicha bo‘ladi. Misol sifatida, Gyugens prinsipini qo‘llashga yassi to‘lqinning o‘lchami to‘lqin uzunligidan katta bo‘lgan tirqishli to‘siqqa tushishini keltirish mumkin (45-rasm).



45-rasm.

To‘lqin fronti ab to‘siqqa yetib borganda, tirqishning nuqtalari ikkilamchi to‘lqinlarning manbalari bo‘lib qoladi. Bu to‘lqinlarni yasab hamda ularning o‘rovchisini chizib, tirqishdan o‘tgan to‘lqinning frontini hosil qilamiz. Bu front faqat o‘rta qismlardagina yassi bo‘ladi; tirqish chegaralarida to‘lqin fronti (va demak, nurlar) to‘siq ortiga egiladi, bu hodisa to‘lqinlarning difraksiyasi (lotincha so‘z “diffractus”-“singan” demakdir) deyiladi. Biroq difraksiya hodisasini Gyugens prinsipi asosida to‘liq tushuntirib bo‘lmaydi, chunki bu prinsip turli yo‘nalishlarda tarqalayotgan to‘lqinlarning amplitudalari haqida hech narsa demaydi, demak, to‘lqin fronti bo‘ylab intensivlikning taqsimlanishi masalasi javobsiz qoladi. Gyugens prinsipining bu kamchiligini 1815 yilda fransuz fizigi Frenel

bartaraf qildi. Frenel bu prinsipni ikkilamchi to'qlinlarning interferensiyasi haqidagi qoida bilan to'ldirdi.



46-rasm.

Frenel qoidasiga ko'ra, ixtiyoriy P nuqtaga birlamchi S manbadan kelayotgan to'qlinni biror F to'qlin frontining ko'plab ΔS_i elementlar ikkilamchi manbalaridan kelayotgan ikkilamchi to'qlinlarning interferensiyasi deb qarash mumkin (46-rasm). Bu holda P nuqtada to'qlinning intensivligi barcha ikkilamchi to'qlinlarni qo'shish bilan hosil qilinadi (bunda ikkilamchi manbalarining ΔS_i o'lchamlari, ularning P gacha bo'lgan r_i masofalari va r_i bilan ΔS_i ga o'tkazgan \vec{n} normal orasidagi α_i burchakni inobatga olish kerak).

Gyugens prinsipi Frenel kiritgan qo'shimcha bilan Gyuygens-Frenel prinsipi (Gyugens-Frenel prinsipini tajriba ma'lumotlari asosida olingan va faqat XIX asrning ikkinchi yarmida nemis fizigi Kirxgof uni nazariy isbotlagan) deb ataladi va to'qlin tarqalishiga doir ko'p masalalarni yechishda qulaylik yaratadi. Elektromagnit (yurug'lik) to'qlinlariga Gyuygens-Frenel prinsipini aniq qo'llashga tegishli masalalarni yurug'lik to'qlinlari bo'limida ko'ramiz (4.3.1 gaqarang).

1.5.6. Turg'un to'qlinlar. Tovush to'qlinlari. Ultratovush.

Infra-tovush. Dopler effekti

Akustika - (yunoncha - akustikos - eshitaman) fizikaning bir bo'limidir. Biz tovushlar olamida yashaymiz. Bizni o'rab turgan havoda, suvda va yerda, har xil chastotali va balandlikdagi, tebranma tovush to'qlinlari mavjud. Elastik muhitning deformatsiyasi tovush

deyiladi. Havoda tovush to'liqlari manbadan navbatlashib keluvchi havo zarralarining qisilgan va siyraklashgan holatda tarqalishini quyidagicha tasvirlash mumkin. Havo zarralarining juda tez qisilishi va siyraklashishida issiqlik ajralishi ro'y bermaydi, ya'ni adiabatik jarayon ro'y beradi.

Tovush gazsimon, suyuq yoki qattiq muhitda to'liqin shaklida tarqaladigan elastik muhit zarralarining tebranma harakatidir. Tovush eshitiladigan va eshitilmaydigan tovushlarni o'z ichiga oladi. Chastotasi taxminan 20 Hz tebranishdan 20000 Hz tebranishgacha bo'lgan oraliqda yotgan tebranishlar bizning qulog'imizga yetgach maxsus tovush sezgisini hosil qiladi.

a) 16 Hz da past chastotali to'liqinlar-infratovush deyiladi.

b) 20000 Hz dan yuqori chastotali tovush-ultratovush deyiladi.

c) 10^9 dan- 10^{13} Hz gacha bo'lgan diapozondagi elastik to'liqinlar - gipertovushlar deyiladi.

Ton-deb, davriy jarayondan iborat tovushga aytiladi. Agar jarayon garmonik bo'lsa, unda ton sodda yoki sof deb aytiladi.

Sodda tonni-kamerton chiqaradi. Murakkab tonni musiqa asboblari chiqaradi.

Barcha tirik jonzod uchun tovushning ahamiyati katta. Ba'zilar uchun bu aloqa vositasi bo'lsa, boshqalarning yashash shartidir.

Umumiy akustikada tovushlarni quyidagicha ajratish qabul qilingan;

1. Tonlar yoki musiqiy tovushlar.

2. Shovqinlar.

3. Tovushiy zarb, fiziologik akustika, elektro akustika, arxitektura va qurilish akustikasi, musiqa akustikasi, gidroakustika, atmosfera akustikasi, harbiy akustika.

Umumiy akustika tovushning paydo bo'lishi va tarqalishini hamda akustik o'lchash usullarini o'rganadi. Tovush qisqa vaqt davom etadigan hodisa, uni energiya bilan ta'minlab uzoq davom ettirish mumkin. Tovush to'liqini-to'liqin uzunligi, tarqalish tezligi va to'liqin energiyasi bilan ifodalanadi.

Akustika-eng past chastotali tebranishlardan boshlab, o'tayuqori chastotali elastik to'liqlarni o'rganuvchi fizikaning bir bo'limidir. Umuman olganda, akustika tovush haqidagi ta'limot bo'lib, odam qulog'i qabul qila oladigan gazlar, suyuqliklar va qattiq jismlardagi elastik tebranishlar va to'liqlarni o'rganadi. Gaz va suyuqliklarda bo'ylama, qattiq jismlarda esa ham bo'ylama, ham ko'ndalang to'liqlar tarqaladi.

Tovush intensivligi deb, tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar birlik yuzadan birlik vaqt ichida o'tilgan energiyaga aytiladi.

$$I = \frac{W}{St} \quad (1.178)$$

Har bir quloqning eshitish qobiliyati har xil. Har bir chastota uchun eng kichik intensivlik (eshitish chegarasi) va og'riq sezish chegarasi mavjud. Shovqin deb vaqt davomida takrorlanmaydigan murakkab munosabatlar bilan ajraluvchi tovushga aytiladi. Tovushiy zarba deb esa, tovushning qisqa vaqtdagi ta'siriga aytiladi.

Normal odam qulog'i 20Hz ÷ 20000Hz chastotali keng diapozondagi tovush intensivligini qabul qiladi, ya'ni $I_0 = 10^{-12} \frac{W}{m^2}$ dan $I_m = 10 \frac{W}{m^2}$ gacha. Bunda I_0 - eshitish chegarasidagi intensivlik, I_m -og'rik sezish chegarasidagi tovush intensivligi. Bu intensivliklar nisbati 10^{13} ga teng. Har qanday tovush oddiy garmonik tebranishlar to'plami emas, balki ma'lum chastotalar to'plamiga ega bo'lgan garmonik tebranishlarning yig'indisidan iboratdir.

Berilgan tovushda ishtirok etuvchi tebranishlar chastotalari to'plami tovushning akustik spektri deyiladi.

Tembr-tovushning boshlanishi va oxiridagi amplituda o'zgarishini xarakterlaydi. Tovush bosimi yoki akustik bosim tovush to'liqinining biror qismida zarrachalar zichlanishi natijasida hosil bo'ladigan qo'shimcha bosimdir. U $\frac{N}{m^2}$ larda o'lchanadi. Yassi garmonik to'liqinda tovush bosimi intensivlik bilan quyidagicha

$$I = \frac{\Delta P_0^2}{2\rho v} \quad (1.179)$$

munosabatda bo'ladi. Bu yerda ρ -tovush oqimi zichligi, v -tovush tezligi, ΔP_0 - tovush bosimi. Yuqorida aytib o'tilganidek, tovush

intensivligi juda keng diapazonga ega. Shu sababli logarifmik darajadan foydalaniladi. I_0 ning qiymatini darajaning boshlangich darajasi qilib olib, boshqa istalgan I intensivlikni uning I_0 ga nisbatan oʻnli logarifmi orqali ifodalash mumkin. Bu ishni Veber-Fexner amalga oshirgan va shu sababli unga Veber-Fexnerning psixofizik qonuni deyiladi:

$$L = k \ln \frac{I}{I_0} \quad (1.180)$$

bunda L -tovush qattiqligi deyiladi, k -proporsionallik koeffitsienti. Amalda tovush qattiqligi bellarda emas, balki undan kichikroq boʻlgan detsibel (dB) lardaoʻlchanadi. U holda (1.180) qoʻyidagi koʻrinishda yoziladi

$$L_{dB} = 10 \ln \frac{I}{I_0} \quad (1.181)$$

Agar tovush intensivligi $10 J/m^2 s$ boʻlsa, u tovush sifatida eshitilmaydi va quloqda ogʻriq seziladi. Detsibellarga eshitish sohasini 0 dan 120 dB oraligʻigachaboʻlish mumkin. 120 dB dan yuqorisi shovqin hisoblanadi.

Inson ovoz chiqarish aparati ogʻiz boʻshligʻi, yumshoq tanglay, tishlar, lab va ular tebranishlari tufayli tovush hosil boʻladi. Ovozni qabul qiluvchi organ— quloqdir. Quloqda membrana mavjud boʻlib, uning asosiy qismi har xil uzunlik va qalinlikda boʻlgan elastik tolalardan iborat, ularning soni 20 mingdan ortiq boʻladi. Tovushni sezish tovush qattiqligidan tashqari, uning yuksakligi bilan ham xarakterlanadi.

Tovush yuksakligi - tovush sifatini aniqlovchi xarakteristika boʻlib, odamning eshitish organi orqali subektiv ravishda aniqlanadi va u chastotaga bogʻliqdir. Tovush chastotasi oshishi bilan uning yuksakligi ham oshadi, yaʼni tovush “yuqori” boʻladi.

Tovushning oʻng va chap quloq sezgan kattaliklarining farqiga qarab miyaning eshitish markazida toʻlqin kelayotgan yoʻnalish haqida tasavvur paydo boʻladi. Bu binoural effekt deyiladi.

Tovushlarning chastotasi past boʻlgan binoural effekti oʻng va chap quloqlari eshitalayotgan tovushlarning fazalar farqi sezish hisobiga yuzaga chiqadi.

Agar bitta quloq ikkinchisiga nisbatan $3 \cdot 10^{-5}$ s erta yoki kech eshitsa bu sezilarli bo'ladi. Bunda tovush manbasi taxminan 3^0 chetroqqa siljigandek bo'lib qoladi.

Ultratovushlar. Ultratovush deb chastotasi 20000 Hz dan yuqori bo'lgan tovushlarga aytiladi. Ultratovushlar asosan ikki usul bilan hosil qilinadi: 1) teskari pezoefekt hodisasi, 2) magnitostriksiya hodisalariga asosan. Ultratovush lokatsiyasidan foydalanilib turli obektlarning turgan joyi masofasi, dengiz chuqurligi, baliqlar to'dasining joyini (suvda ultratovush kam yutiladi) va hokazolarni aniqlash mumkin. Ultratovush defektoskopiyasi jismlardagi nuqsonlarni topishda qo'llaniladi. Detal qalinligi l va tovush tezligi θ bo'lsa, u holda o'tish vaqtini o'lchab nuqsonni aniqlash mumkin. Tabiatda ko'rshapalaklar va delfinlar ham ultratovush chiqarib o'zining yo'lini topib oladi, ya'ni chiqargan to'lqinlarning to'siqlardan qaytishiga qarab yo'lni topadi.

Infratovush. Infratovush chastotasi 16 Hz dan kichik bo'lgan elastik tovush (to'lqinlar) ga aytiladi. Lotinchadan infro—"kichik" degan ma'noni anglatadi. Infratovush atmosfera va dengiz shovqinlari tarkibida bo'ladi. Chaqmoq vaqtida, portlashda, to'plar otilganda, yer qimirlashda paydo bo'ladi. Infratovush juda kam yutiladi, shu sababli u ancha uzoq masofalarga tarqalishi mumkin. Infratovush yordamida atmosferaning yuqori qatlamlarida bo'layotgan jarayonlarni o'rganish mumkin. Infratovush organizmning bir qator tizimlari funksional holatlariga yomon ta'sir ko'rsatadi. Masalan: charchash, bosh og'rig'i, uyquchanlik, jahi chiqishi va boshqalar paydo bo'ladi. Infratovushning organizmga birlamchi ta'sir ko'rsatish mexanizmi rezonans xarakterga ega. Xususiyl tebranishlar chastotasi bilan tebranishga majbur etuvchi kuchlarning chastotasi bir-biriga yaqin bo'lganda rezonans hodisasi yuz beradi. Odam gavdasining xususiyl tebranishlar chastotasi, gavdaning yotgan holatida 3-Hz qorin bo'shlig'i uchun 3-4 Hz, turgan holda 5-12 Hz, ko'krak qafasiniki 5-8 Hz bo'lib, bu infratovush chastotalariga mos keladi. Normal faoliyat ko'rsatish uchun ma'lum shovqin bo'lishi kerak.

Masalan: normal uxlash va aqliy mehnat uchun shovqin 30 dB dan past. ko'pchilik korxonalarda 55 dB dan yuqori bo'linasligi kerak. Normadagi shovqin foydali hamdir, chunki sukunatda odam hatto o'zining yurak urishini ham eshitishi mumkin (kosmonavtlar). 110 dB shovqin vaqtincha eshitishni 10 -15 % pasaytiradi.

Infratovush, ultratovush va tovush intensivligi darajasini yashash joylarida, ishlab chiqarish va transportda kamaytirish gigiyenaning asosiy vazifasidir.

Akustik shovqin - garmonik bo'lmagan tovush to'liqlar.

Turmushda akustik shovqin nutq va muzikani to'g'ri eshitishga halaqit beruvchi turli tovushlar shaklida uchraydi. Akustik shovqin quyidagi turlarga bo'linadi:

1. Qattiq jismlar tebranishdan vujudga keladigan mexanik shovqin,

2. Harakatlanayotgan gaz, bug' va suyuqliklarda uyurma oqimlar qatlamining turli tezlik bilan harakatlanishidan vujudga keladi,

3. Gazlarning yonishi natijasida yuz beradigan uyurma oqim va zichlik o'zgarishlardan vujudga keladigan termik shovqin,

4. Suyuqlikda pufakchalarning yorilishi natijasida hosil bo'ladigan kavitatsion shovqin.

Akustik shovqinni o'rganishdan asosiy maqsad uning manbalarini aniqlab, odam organizmiga hamda ba'zi organizm tizimlariga ko'rsatadigan salbiy ta'sirlarini kamaytirishdan iborat. Intensivligi 80-90 dB va tarkibida past chastotali tovushlardan tashqari ultratovush chastotali tovushlar bo'lgan akustik shovqin ta'sirida kishining asabi buzilishi natijasida oshqozon va ichak yarasi, gipertaniya kasalliklar kelib chiqishi mumkin.

Tovush to'liqlari ikki muhit chegarasiga tushganda uning bir qismi qaytadi, ikkinchi qismi esa sinib ikkinchi muhitga o'tadi. Masalan suvga tushgan tovush to'liqining atiga 0,12% intensivligi suvga o'tadi, qolgan 99,88% esa qaytadi.

To'liqin moddada tarqalishida uning energiyasi modda zarralari tebratishi energiyasining ortishiga sarf bo'ladi. Shu sababli to'liqin

intensivligi (energiyasi) moddadan o'tish masofa o'tishi bilan kamayadi, ya'ni so'nadi. Bu intensivlik kamayishi esa quyidagi

$$I = I_0 e^{-\delta \lambda} \quad (1.182)$$

eksponensial qonun asosida yuz beradi. Bu erda I_0 - moddaga tushayotgan to'liq intensivligi, I esa λ tovush to'liq uzunligiga teng masofani o'tgandan keyingi intensivlik, δ - muhit so'ndirish koeffitsienti. So'nish koeffitsienti bir jinsii muhit uchun quyidagiga teng:

$$\delta = \frac{16 \pi^2 \eta}{3 \vartheta \rho \lambda^2}, \quad (1.183)$$

λ - tovush to'liq uzunligi, ϑ -moddadagi tovush tezligi, η - yopishqoqlik koeffitsienti, ρ -modda zichligi. Yuqoridagi formuladan ko'rinadiki, so'nish koeffitsienti to'liq uzunligi oshishi bilan kamayadi. Shu sababli tovushni uzoq masofaga tarqatish uchun past chastotali manbalardan foydalanish zarur. Kuchli so'nish bir jinsli bo'lmagan va g'ovvak jismlarda yuz beradi. Yumshoq to'qimalarda ham tovush tez so'nadi. Shu sababli hozirgi vaqtda tovushni yomon o'tkazadigan materiallardan qurilishda keng qo'llanilmoqda.

Kichik to'liq uzunlikka ega bo'lgan ultratovush havoda kuchli yutiladi, lekin suvda kam yutiladi. Katta yopishqoqlikka ega suyuqliklarda ham ultratovush yutilishi oshadi.

Faraz qilaylik, tovush nuqtaviy manba tomonidan hosil qilinayotgan bo'lsin. Uning quvvati N ga teng. Ushbu manbani xayolan R -radiusli sfera bilan o'raymiz. Agar yutilishni e'tiborga olmasak, R -sfera orqali o'tadigan energiya miqdori $4\pi\delta R I$ ga teng bo'ladi. Bunda I sferaning birlik yuzidan o'tuvchi intensivlik:

$$I = \frac{N}{4\pi R^2}. \quad (1.184)$$

Demak, sferik tovush intensivligi manbagacha bo'lgan masofa kvadratiga teskari proporsional ravishda kamayadi. Shunday qilib, tovushning so'nishi uchta sababga ko'ra yuz beradi, ya'ni yutilish, sochilishi va masofaga qarab to'liq sirtining kengayishi tufaylidir. Oxirgi sababni kamaytirish uchun tovushni yassi yuzadan tarqatishga erishish kerak.

Dopler effekti

Tajribalarning ko'rsatishicha to'liqin nurlagich va qabul qilgich tinch holatda yoki bir yo'nalishda bir xil tezlikda harakatlanganagina ularning ν chastotalari bir xilda bo'ladi, qolgan har qanday holatda $\nu \neq \nu_0$ bo'ladi. Bu hodisaga Dopler effekti deyiladi. Agar manba kuzatuvchiga nisbatan harakatlansa u holda kuzatuvchi tomonidan qabul qilinadigan chastota

$$\nu = \frac{\nu_0}{1 \pm \frac{v}{c}} \quad (1.185)$$

formula orqali aniqlanadi.

Agar kuzatuvchi manbaga nisbatan harakatlansa, u holda kuzatuvchi qabul qiluvchi chastota

$$\nu = \nu_0 \left(1 \pm \frac{v}{c}\right) \quad (1.186)$$

Texnikaning rivojlanishi shovqinlarning ko'payishiga, ya'ni odamlar yashashi uchun noqulay sharoitlarni olib keldi. Hozirgi vaqtda muxandislikning hamma sohalarida, shu bilan birga qurllish sohalarida ham ortiqcha tovush shovqinlarining mavjudligi hech kimga sir emas. Shu sababli shovqinni o'rganish va uning oldini olish muammolari bilan turli kasb egalari shug'ullanmoqda (Masalan; tibbiyot xodimlari, injenerlar, ruxshunoslar, fiziklar, biofiziklar, huquqshunos va boshqalar).

Akustik zond-tovush maydonining ma'lum nuqtasida tovush bosimini o'lchashda ishlatiladigan qurilma.

Mavzu yuzasidan testlar

1. Garmonik tebranish tenglamasi.

A) $x = A \sin 2\pi \vartheta t$ B) $x = A \sin \pi \vartheta t$ C) $x = A \sin \pi t$ D) $x = \sin 2\pi \vartheta t$

2. Garmonik tebranish tezligining formulasi.

A) $\vartheta = \omega \cos \omega t$ B) $\vartheta = A \cdot \omega \cos \omega t$ C) $\vartheta = A \cos \omega t$ D) $\vartheta = A \sin \omega t$

3. Garmonik tebranish tezlanishining formulasi.

A) $a = -A \sin \omega t$ B) $a = A \sin \omega t$ C) $a = -\omega^2 \sin \omega t$ D) $a = -\omega^2 A \sin \omega t$

4. Matematik mayatnikning tebranish davrining formulasi.

A) $T = 2\pi \sqrt{\frac{g}{l}}$ B) $T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}$ C) $T = \sqrt{\frac{l}{g}}$ D) $T = 2\pi \sqrt{l \cdot g}$

5. Fizik mayatnikning tebranish chastotasining formulasi.

A) $\vartheta = 2\pi \sqrt{\frac{J}{mgl}}$ B) $\vartheta = 2\pi \sqrt{\frac{mgl}{J}}$ C) $\vartheta = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{mgl}{J}}$ D) $\vartheta = 2\pi \sqrt{\frac{mg}{J}}$

6. Prujinani mayatnikning tebranish davrining formulasi.

A) $T = 2\pi \sqrt{\frac{k}{m}}$ B) $T = 2\pi \sqrt{m \cdot k}$ C) $T = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{m}{k}}$ D) $T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}}$

7. Po'lat tros 0,001 ga nisbiy uzayganda unda hosil bo'ladigan kuchlanishni toping.

A) 400 MPa B) 300 MPa C) 350 MPa D) 200 MPa

8. Garmonik tebranish energiyasi formulasi.

A) $W = \frac{m}{2} A^2$ B) $W = \frac{\omega^2}{2} \cdot A^2$ C) $W = \frac{m\omega^2}{2} \cdot A^2$ D) $W = \frac{m\omega^2}{2}$

9. Majburiy tebranishlar amplitudasini topish formulasi.

A) $A = \frac{f_0}{\omega^2 - \omega_0^2}$ B) $A = \frac{f_0}{m(\omega^2 - \omega_0^2)}$ C) $A = \frac{f_0}{m\omega_0^2}$ D) $A = \frac{f_0\omega^2}{\omega^2 - \omega_0^2}$

10. To'liqlar interferensiyasida qaysi shart bajarilganda maksimum amplituda hosil bo'ladi.

A) $l_2 - l_1 = 2k \frac{\lambda}{2}$ B) $l_2 - l_1 = 2 \frac{\lambda}{2}$ C) $l_2 - l_1 = k \frac{\lambda}{2}$ D) $l_2 - l_1 = 2k\lambda$

11. Tovush qattiqligi uning qaysi parametriga bog'liq?

A) Amplituda B) Tezlik C) Chastota D) Faza

12. Tovush balandligi qaysi parametrga bog'liq?

A) Chastota B) Amplituda C) Tezlik D) To'liqlar uzunlik

13. Qanday tovushlar ultratovushlar hisoblanadi?

A) Chastotasi 20000 Hz dan katta bo'lgan

B) Chastotasi 20 Hz dan kichik bo'lgan

C) Chastotasi 20 H dan 20000 Hz gacha bo'lgan

D) Chastotasi 200 Hz dan kichik bo'lgan

Mavzu yuzasidan savollar

1. Garmonik tebranishlarni xarakterlovchi kattaliklarga ta'rif bering.
2. Garmonik tebranishlarning differensial tenglamasini keltiring.
3. Garmonik tebranishlardan fizikaning qaysi bo'limlarida foydalaniladi?
4. Prujinaga osilgan jism massasi, qaytaruvchi kuch koeffitsiyenti va chastotasi o'zaro bog'liqlik formulasi qanday ko'rinishda bo'ladi?
5. Matematik va fizik mayatniklarning tebranish davrlari nimaga teng?
6. Qanday tebranishlarga so'nuvchi tebranishlar deyiladi.
7. So'nishning logarifmik dikrementi deb qanday kattalikka aytiladi.
8. So'nuvchi tebranishda tebranish davri nimalarga bog'liq.
9. Tebranish asilligi deganda siz nimani tushunasiz.
10. Titrash deb nimaga aytiladi ?
11. Bir xil davrga ega bo'lgan bir vaqtning o'zida ikkita o'zaro perpendikulyar garmonik tebranishlarda qatnashayotgan nuqta trayektoriyasi qanday bo'ladi?
12. Tovushni xarakterlovchi asosiy kattaliklarnimalar ?
13. Bell va detsibellar nimaning o'lchov birligi hisoblanadi?
14. Eshitish nimalarga bog'liq?
15. Ultratovush va uning amalda qo'llanilishi?
16. Infratovush va uning ahamiyati?
17. Shovqin va undan himoyalaniish?
18. To'liq deb nimaga aytiladi?
19. To'liq tenglamasi.
20. To'liq uzunligi.
21. To'liq tezligi.
22. To'liqlar interferensiyasi deb nimaga aytiladi?
23. To'liqlar difraksiyasi deb nimaga aytiladi?
24. Gyugens-Frenel prinsipi.
25. To'liqlar interferensiyasida qaysi shart bajarilganda maksimum amplituda hosil bo'ladi.

26. Akustik birliklarni ayting.
27. Tovush bosimining amplitudasi va tovush intensivligini ta'riflang.
28. Tovushning eshutilish chegarasi deganda nima tushiniladi.
29. Tolqin deb nima ga aytiladi?
30. To'liqim intensivligi va energiyasi orasidagibog'lanishmi tushintiring.

1.6-MAVZU. YAXLIT MUHIT MEXANIKASI ELEMENTLARI

Reja:

1.6.1. Suyuqliklar va gazlarning xossalari. Ideal suyuqliklarning statsionar oqimi. Uzlüksizlik tenglamasi. Bernulli tenglamasi;

1.6.2. Real suyuqliklar uchun Stoks formulasi. Yopishqoqlik ko'effitsiyentini aniqlash;

1.6.3. Nisbiylik prinsipi. Relyativistik dinamika elementlari. Galiley almashtirishlari;

1.6.4. Nisbiylikning maxsus nazariyasi postulatlarini. Relyativistik dinamikaning asosiy tenglamasi. Lorens almashtirishlari;

1.6.5. Relyativistik energiya. Massa bilan energiyaning o'zaro bog'lanish qonuni.

1.6.1. Suyuqliklar va gazlarning xossalari. Ideal suyuqliklarning statsionar oqimi. Uzlüksizlik tenglamasi. Bernulli tenglamasi

Laminar va turbulent oqim. Gazlarva Suyuqliklarning oquvchanlik xossalari bir-biriga o'xshash. Shuning uchun ham yaxlit muhitlar mexanikasi qonuniyatlarini suyuqliklar va gazlarga tadbiiq qilish mumkin.

Ideal suyuqlik deb yopishqoqligi mavjud bo'lmagan suyuqlikka aytiladi. Suyuqliklar harakatini grafik usulda namoyish qilish uchun oqim chiziqlari degan tushuncha kiritiladi. Oqim chiziqlari deb, bu chiziqlarning har bir nuqtasiga o'tkazilgan urinma zarrachalar tezligi vektori bilan ustma-ust tushadigan chiziqlarga aytiladi. Statsionar

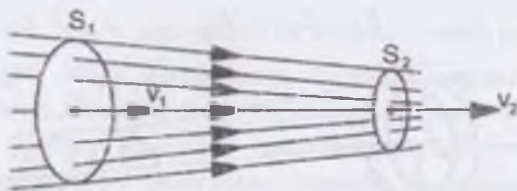
harakatda suyuqlik zarrachalarining trayektoriyasi oqim chiziqlari bilan mos keladi. Agar suyuqlik zarrachalari harakati (oqim chiziqlari) bir-biriga parallel bo'lsa, bunday oqimga laminar (qatlamli) oqim deyiladi. Laminar oqim stasionar oqimdir.

Oqimning tezligi yoki ko'ndalang kesim yuzasi o'zgarsa, oqim xarakteri ham o'zgaradi, suyuqlik zarrachalari aralasha boshlaydi. Bunday oqim turbulent (uyurmali) oqim deyiladi. Turbulent oqim paytida suyuqlik zarrachalarining tezligi suyuqlikning turli qismlarida doim tartibsiz ravishda o'zgarib turadi. Turbulent oqim nostatsionar oqimdir.

Ingliz olimi O.Reynolds oqim xarakteri yoki suyuqlikdagi ishqalanish (qovushqoqlik) ning roli uning nomi bilan yuritiladigan Reynolds soni Re ga bog'lik b'lishini aniqladi: Reynolds sono Re ma'lum (kritik) qiymatdan kichik bo'lgan hollarda laminar oqim, Re ning ma'lum (kritik) qiymatdan katta bo'lgan hollarda esa turbulent oqim kuzatiladi ((2.135) 2.4.1 ga qarang). Yuqarida keltirilgan mylohazalar gazlar uchun ham o'rinlidir.

Suyuqlik va gazlar oqimi uchun uzluksizlik tenglamasi

Real suyuqlikni siqish mumkin: bosim ortishi bilan uning hajmi kamayib, zichligi ortadi. Masalan, bosim 100 atm. ga ortganda uning zichligi atiga 0,5% o'zgaradi. Demak, suyuqlikni siqish juda qiyin. Harakatdagi suyuqlik bosimi odatda o'zgarmas bo'ladi. Real suyuqlik yopishqoqdir. Harakatlanuvchi suyuqlikda hamma vaqt ichki ishqalanish kuchlari bo'ladi. Endi ideal suyuqlik oqimi uchun uzluksizlik tenglamasini chiqaramiz. Oqim nayida ikkita ko'ndalang kesim olaylik S_1 va S_2 , ularda suyuqlik tezliklari v_1 va v_2 . Δt -vaqt oralig'ida bu kesimlardan bir xil Δm - massali suyuqlik o'tadi (47-rasm). Keng kesimdan o'tgan suyuqlik hajmi asosi S_1



47-rasm

va balandligi $\vartheta_1 \Delta t$ -bo'lgan silindr shaklida bo'ladi, ya'ni uning hajmi $S_1 \vartheta_1 \Delta t$ ga teng. Ikkinchi kesimdan $S_2 \vartheta_2 \Delta t$ hajmli suyuqlik o'tadi. Ularning hajmlari teng:

$$S_1 \vartheta_1 \Delta t = S_2 \vartheta_2 \Delta t \quad (1.187)$$

(1.187) da kesimlar ixtiyoriy tanlangan va vaqt bir xil bo'lgani uchun quyidagini olamiz

$$S_1 \vartheta_1 = S_2 \vartheta_2,$$

bundan esa

$$S \vartheta = const \quad (1.188)$$

tenglamani olamiz.

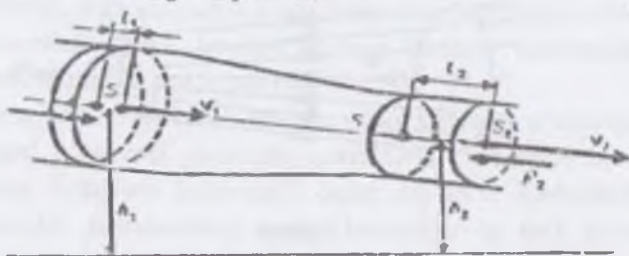
Demak, berilgan oqim nayi uchun nay ko'ndalang kesim yuzining, suyuqlik oqim tezligiga ko'paytmasi o'zgarmas kattalikdir. (1.187) va (1.188) munosobatlarga oqimning uzluksizlik tenglamasi deyiladi. Nayning tor qismlarida tezlik katta bo'ladi.

Suyuqlik va gazlir uchun Bernulli tenglamasi

Siqilmaydigan ideal suyuqlikning barqaror harakatida bosim solishtirma energiyasi, kinetik va potensial solishtirma energiyalar yig'indisi oqimning har qanday ko'ndalang kesimida o'zgarmaydi.

Faraz qilaylik kesimlari S_1 va S_2 bo'lgan quvurdan suyuqlik oqayotgan bo'lsin (48-rasm). S_1 kesimidagi tezlik ϑ_1 , bosim P_1 , balandlik h_1 bo'lsin. S_2 kesimida esa bosim P_2 , tezlik ϑ_2 , balandlik h_2 bo'lsin. Kichik Δt vaqt ichida suyuqlik S_1 va S_2 kesimdan S_1' va S_2' kesimga o'tadi. Energiyaning saqlanish qonuniga asosan, E_1 energiya S_1 kesimdagi va E_2 esa S_2 kesimdagi to'la energiyaning o'zgarishi $E_2 - E_1$, m massali suyuqlikni ko'chirishda bajarilgan A ishga teng bo'ladi:

$$E_2 - E_1 = A, \quad (1.189)$$



48-rasm.

bu ish S_1 va S_2 orasidagi suyuqlikni Δt vaqt ichida ko'chirishda bajarilgan ishga teng. m massali suyuqlikni S_1 dan S_1' gacha ko'chirishda $l_1 = \vartheta_1 \Delta t$ masofa o'tsa, S_2 dan S_2' gacha esa $l_2 = \vartheta_2 \Delta t$ masofa o'tadi. l_1 va l_2 masofalar juda kichik bo'lganligi uchun

$$A = F_1 l_1 + F_2 l_2 \quad (1.190)$$

bunda $F_1 = P_1 S_1$ va $F_2 = P_2 S_2$ (oqimga qarshi yo'nalgan kuchlar). To'la energiya esa potentsial va kinetik energiyalar yig'indisidan iborat, u holda

$$E_1 = \frac{m\vartheta_1^2}{2} + mgh_1$$

$$E_2 = \frac{m\vartheta_2^2}{2} + mgh_2. \quad (1.191)$$

(1.189) va (1.191) ga asosan;

$$\frac{m\vartheta_1^2}{2} + mgh_1 + P_1 S_1 \vartheta_1 \Delta t = \frac{m\vartheta_2^2}{2} + mgh_2 + P_2 S_2 \vartheta_2 \Delta t. \quad (1.192)$$

Ikkala kesimdan bir xil miqdordagi suyuqlik o'tadi, bu holda ularning hajmlari o'zaro teng: $\Delta V = S_1 \vartheta_1 \Delta t = S_2 \vartheta_2 \Delta t$.

Oxirgi ifoda (1.192) ni ΔV ga bo'lib quyidagi

$$\frac{\rho\vartheta_1^2}{2} + \rho gh_1 + P_1 = \frac{\rho\vartheta_2^2}{2} + \rho gh_2 + P_2 \quad (1.193)$$

ifodari olamiz.

Ixtiyoriy olingan oqim kesimi uchun tanglamaaning umumiy ko'rinishini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\frac{\rho\vartheta^2}{2} + \rho gh + P = const, \quad (1.194)$$

bunda $\frac{\rho v^2}{2}$ -dinamik bosim, ρgh -gidravlik bosim, P -statik bosim.

Siqilmaydigan ideal suyuqlikning barqaror oqimida dinamik, gidravlik va statik bosimlarning yig'indisidan iborat to'liq bosim oqimning har qanday kesimida ham o'zgarmasdir. 1738 yilda D. Bernulli chiqargan bu munosabat Bernulli tenglamasi deyiladi. Bernulli tenglamasi suyuqliklar va gazlar mexanikasining (gidro- va aerodinamikaning) asosiy qonunlaridan biridir va uning muhandislik ishlarida ahamiyati katta.

Gorizantal oqim nayi (yoki real quvir) uchun Bernulli tenglamasi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\frac{\rho v^2}{2} + P = \text{const} \quad (1.195)$$

chunki $\rho gh = 0$

Bernulli va uzluksizlik tenglamalaridan quyidagi kelib chiqadi: Suv yoki gaz oqayotgan quvirning tor joylarida suyuqlikning oqish tezligi ortadi, bosimi esa kamayadi. Qurilishni suv va gaz bilan ta'minlashdagi muhandislik ishlarida Bernulli va uzluksizlik tenglamalarini albatta inobatga olish kerak bo'ladi

1.6.2. Real suyuqliklar uchun Stoks formulasi. Yopishqoqlik koeffitsiyentini aniqlash

Real suyuqliklar haqida umumiy tasavirga egamiz (1.6.1. qarang). Radiusi r bo'lgan po'lat shar qovushqoqligi η bo'lgan suyuqlikda harakat qilsa, suyuqlikning sharga ko'rsatgan qarshilik kuchi F_q dinamik qovushqoqlik koeffitsienti (2.4.1. ga qarang) ga, sharning suyuqlikka nisbatan harakat tezligiga va sharning radiusiga to'g'ri proporsional:

$$F_q = 6 \pi \eta r v. \quad (1.196)$$

Bu qonun Stoks qonuni deb ataladi.

Umuman olganda, suyuqlik yoki gaz ichida vertikal tushayotgan sharchaga uchta kuch ta'sir qiladi:

1) Pastga qarab yo'nalgan og'irlik kuchi: $\vec{p} = m \vec{g} = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho \vec{g}$
(bunda r -sharchaning radiusi, ρ -uning zichligi);

2) Yuqoriga qarab yo'nalgan ko'taruvchi kuch (Arximed kuchi):

$$F_A = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_0 g. (\rho_0 - \text{suyuqlik yoki gazning zichligi});$$

3) Sharchaning harakatiga teskari, ya'ni yuqoriga qarab yo'nalgan qarshilik kuchi F_q ta'sir qildi.

Ogirlik kuchi va ko'taruvchi kuch tezlikka bog'liq emas, qarshilik kuchi tezlikka bog'liq. Shu sababli ma'lum v_0 tezlikka erishilgach, ko'tarish kuchi bilan qarshilik kuchi qo'shilib og'irlik kuchini muvozanatlaydi. Natijada sharcha tezlanishsiz tekis harakatlana boshlaydi. Tekis harakatning v_0 tezligini quyidagicha topish mumkin:

$$\frac{4}{3} \pi r^3 \rho g = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_0 g + 6 \pi \eta r v_0$$

bundan v_0

$$v_0 = \frac{2(\rho - \rho_0) g r^2}{9\eta}. \quad (1.197)$$

Demak, sharchaning qovushoq muhitda tekis tushish tezligi uning radiusi kvadratiga to'g'ri va siyuqlikning qovushoqligiga teskari proporsional bo'ladi. (1.197) formuladan foydalanib siyuqliklarning qovushoqligini eksperimental usulda o'lchash mumkin, ya'ni η topiladi:

$$\eta = \frac{2(\rho - \rho_0) g r^2}{9v_0}. \quad (1.198)$$

1.6.3. Nisbiylik prinsipi. Relyativistik dinamika elementlari. Galiley almashtirishlari

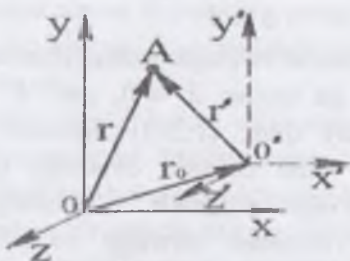
Agar ikkita sanoq tizim bir-biriga nisbattan tog'ri chiziqli teks harakat qilayotgan bo'lsa va ularning birida Nyuton qonunlari o'rinli bo'lsa, u holda bu tizimlar inersial tizimlar bo'ladi. G.Galileyning aniqlashicha, barcha inersial sanoq tizimlarida klassik dinamika qonunlari bir xil shaklga bajariladi. Mexanikada nisbiylik nazariyasi shartining mohiyati dinamika qonunlari bir xilda bajarilishidan iboratdir. Buni isbotlash uchun ikki inersial sanoq tizimini qaraymiz. Bulardan biri shartli ravishda qo'zg'almas K inersial sanoq tizimi va K ga nisbatan v o'zgarimas tezlik va to'g'ri chiziqli tekis harakatlanayotgan K' sanoq tizimlardir. Vaqtni ikkala tizim koordinatlari boshi ustma-ust tushgan paytdan boshlab hisoblaymiz.

Faraz qilaylik, vaqtning biror t lahzasida bu tizimlarning bir-biriga nisbatan joylashishi 49-rasimda ko'rsatilgandek bo'lsin. \vec{u} tezlik $00'$ o'q boylab yo'nalgan. 0 dan $0'$ ga o'tkazilgan radius-vektor \vec{r}_0 ga teng. A nuqtaning ikkala tizmdagi koordinatalari orasidagi bog'lanishni topamiz. 51-rasimdan ko'rinadiki,

$$\vec{r} = \vec{r}' + \vec{r}_0 = \vec{r}' + \vec{u}. \quad (1.199)$$

(1.199) tenglamani koordinata o'qlaridagi proeksiyalar orqali yozish mumkin:

$$\begin{cases} x = x' + u_x \cdot t \\ y = y' + u_y \cdot t \\ z = z' + u_z \cdot t \end{cases} \quad (1.200)$$



49-rasm.

(1.199) va (1.200) tenglamalarga Galileyning koordinata almashtirishlari deyiladi. Xususiyl holda, ya'ni K' tizim v tezlik bilan K tizimining x o'qi musbat yo'nalishi bo'ylab harakat qilgan holda (boshlang'ich vaqt lahzasida koordinata o'qlari bir-biriga mos keladi) Galiley almashtirishlari quyida ko'rinishga ega bo'ladi

$$\begin{aligned} x &= x' + vt, \\ y &= y', \\ z &= z'. \end{aligned}$$

Klassik mexanikada vaqtning o'tishi tizimlarning bir-biriga nisbatan harakatiga bog'liq emas deb faraz qilaylik, yani (1.200) almashtirishga yana bitta tenglamani qo'shish mumkin:

$$t = t' \quad (1.201)$$

bu yozilgan tenglik faqat klassik mexanika chegarasidagina o'rindidir ($u \ll c$). Tezlik yorug'lik tezligiga yaqin bo'lgan hollarda Galiley

almashtirishlari o'rniga umumiyroq bo'lgan Lorens almashtirishlari ishlatiladi. (1.201) ni etiborga olgan holda (1.199) ni vaqt bo'yicha differensiallab, quyidagi tenglamani hosil qilamiz:

$$\vec{\vartheta} = \vec{\vartheta}' + \vec{u} \quad (1.202)$$

bu klassik mexanikada tezliklarni qo'shish qoidasini ifodalaydi. K sanoq tizimida tezlanish quyidagicha bo'ladi:

$$\vec{a} = \frac{d\vec{\vartheta}}{dt} = \frac{d(\vec{\vartheta}' + \vec{u})}{dt} = \frac{d\vec{\vartheta}'}{dt} = \vec{a}'$$

Demak, A nuqta K va K' sanoq tizimlarda bir-biriga nisbatan to'g'ri chiziqli tekis va o'zgarmas tezlanish bilan harakat qilar ekan, yani

$$\vec{a} = \vec{a}'. \quad (1.203)$$

Haqiqatdan ham A nuqtaga boshqa jisimlar ta'sir qilmasa $\vec{a} = 0$, u holda (1.203) ga asosan $\vec{a}' = 0$, yani K' tizim inersial ekanini ko'ramiz. Shunday qilib, (1.203) ifodadan mexanikada nisbiylik shartining isboti kelib chiqadi: dinamika tenglamalari bir inersial tizimdan ikkinchisiga o'tganda o'zgarmaydi, ya'ni koordinata almashtirishlarga nisbatan invariant bo'ladi. Ikkinchi tomondan, G.Galiley ko'rsatdiki, shu inersial sanoq tizimda o'tkazilgan har qanday mexanik tajribalar yordamida uning tinch turganini yoki to'g'ri chiziqli teks harakat qilayotganini aniqlash mumkin emas. Masalan, kema kayutasida o'tirib, derazaga qaramasdan turib biz kemanning tinch turganini yoki harakatlanayotganini aniqlay olmaymiz.

1.6.4. Nisbiylikning maxsus nazariyasi postulatleri.

Relyativistik dinamikaning asosiy tenglamasi. Lorens almashtirishlari

Nyutonning klassik mexanikasi kichik tezliklar ($v \ll c$) bilan harakat qilayotgan mikro jismlar harakatining juda yaxshi tushintirib bera oladi.

Ammo XIX asr oxirida klassik mexanika xulosalari ba'zi tajriba natijalariga zid ekani aniqlandi. Masalan, tezligi katta zaryadlangan zarrachalarning harakatini o'rganishda, ular harakat qonunlari

mexanika qonunlariga bo'ysunmasligi aniqlandi. Bundan tashqari, yorug'likning tarqalish tezligini tushuntirishda, mexanika qonunlarini qo'llashda qiyinchiliklar tug'ildi. Klassik mexanikaga ko'ra yorug'lik manbai va qabul qiluvchi tizim bir-biriga nisbatan to'g'ri chiziq bo'ylab o'zgarmas tezlik bilan harakatlansa, u holda tezlikning o'zgarishi ularning o'zaro nisbiy tezligiga bog'liq bo'lishi kerak edi. Amerika fizigi J.Maykelson o'zining 1881 yilda o'tkazgan tajribasida va so'ng 1887 yili E.Morli bilan birgalikdagi tajribasida, interferomatrdan foydalanib, Yerning efirga nisbatan (efir shamoli) harakatini kuzatishga urinib ko'rdi, ammo u efir shamolini borligini aniqlay olmadi. Tajribalar, ikkita bir-biriga nisbatan harakatlanayotgan inersial sanoq tizimlarida yorug'lik tezligi bir xil ekanini ko'rsatdi va bu klassik mexanikadagi tezliklarni qo'shish qoidasiga qarama-qarshi edi.

Bir vaqtning o'zida yorug'likning elektromagnit to'lqinlardan iborat ekanligi asosida yozilgan Maksvellning tenglamalari bilan klassik mexanikaning tenglamalari mos kelmasligi ham ko'rsatildi. Bu va bunga o'xshash boshqa bir qancha tajriba natijalarini tushintirish uchun yangi mexanika yaratish zarurati tug'ildiki, u bu natijalarni tushintirish bilan birga kichik tezliklar uchun ($v \ll c$) Nyuton mexanikasini ham o'z ichiga oladigan bo'lishi kerak edi. Buni esa kvant fizikasining asoschilaridan biri, A.Eynshteyn amalga oshirdi. Uning fikricha, mutloq tizim deb qabul qilinishi mumkin bo'lgan olam efiri mavjud emas. Vakuumda yorug'lik tarqalish tezligining o'zgarmas bo'lishi, Maksvell nazariyasi bilan mos keladi. Shunday qilib, A.Eynshteyn maxsus nisbiylik nazariyasiga asos soldi. Bu nazariya hozirgi zamon fazo va vaqt haqidagi nazariya bo'lib, xuddi Nyutonning klassik mexanikasidagi kabi, fazo esa bir jinsli va izotropikdir deb ta'kidlaydi. Maxsus nisbiylik nazariyasini ba'zan relyativistik nazariya deb atashadi va bu nazariya orqali tushintiriladigan hodisalarga esa relyativistik effektlar deyiladi. Maxsus nisbiylik nazaryasining asosini 1905 yil A.Eynshteyn tomonidan ta'riflangan ikkita postulot tashlik qiladi.

1. Nisbiylik sharti: berilgan inersial tizim ichidagi hech bir tajriba (mexanik elektr, optik) orqali bu tizimning tinch turgan yoki to'g'ri chiziqli tekis harakat qilayotganini aniqlash mumkin emas. Tabiatning hamma qonunlari bir inersial tizimdan ikkinchisiga o'tishida invariantdir.

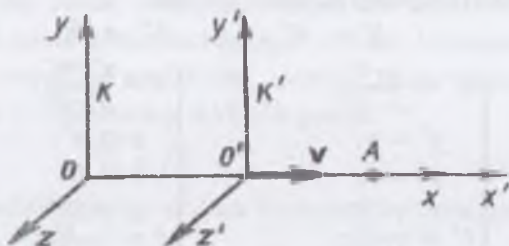
2. Yorug'lik tezligining invariantlik sharti: yorug'likning vakuumdagi tezligi yorug'lik manbayining va kuzatuvchining harakat tezligiga bog'liq emas va hamma inersial tizimlarda bir xildir.

Eynshteyning birinchi postulatasi, Galileyning nisbiylik shartining har qanday fizik jarayon uchun umumlashgan holi bo'lib, u fizik qonunlarining inersial sanoq tizimiga nisbatan invariant ekanini tasdiqlaydi. Bu fizik qonunlarni ifodalovchi tenglamalar esa hamma inersial tizimlarda shakl jihatidan bir xildir. Bu shartga asosan, hamma inersial sanoq tizimlar teng kuchlidir, yani hodisalar hamma inersial tizimlarda bir vaqtda sodir bo'ladi. Eynshteyning ikkinchi postulatasi asosanyorug'lik tezligining doimiyligi tabiatning asosiy hossalardan biri bo'lib, u tajriba natijasi sifatida qaraladi. Maxsus nisbiylik sharti fazo va vaqt haqidagi klassik mexanikada ishlatilgan odatdagi qarashlardan voz kechishga olib keldi, chunki ular yorug'li tezligining o'zgarmasligiga qarama-qarshi edi. Mutloq fazo va mutloq vaqt tushunchalari o'z ma'nosini yo'qotadi bular asosida yaratilgan Eynshteyn postulotlari va nazariya olamiga yangicha qarashga va fazo-vaqt haqidagi yangicha tasavurga olib keladi. Masalan: uzunlik, vaqt oralig'ining nisbiyligi, hodisalarining bir vaqtda bo'lishining nisbiyligiga. Eynshteyn nazariyasining bu va boshqa shunga o'xshash natijalari tajribada aniqlangan va ular Eynshteyn postulotlarining isboti bo'lib maxsus nisbiylik nazariyasining tasdig'idir.

Lorens almashtirishlari

A.Eynshteyn tomonidan kashf etilgan postulotlarga asosan inersial tizimlardagi hodisalarni tahlil qilish, Galileyning klassik almashtirishlari bu postulotlar bilan mos kelmasligini va shu sababli nisbiylik nazaryasi postularlarini qanoatlantiruvchi almashtirishlar bilan o'zgartirilishi zarur ekanini ko'rsatadi. Bu xulosani tasdiqlash uchun ikkita inersial sanoq tizimni qaraymiz: K va K' tizim. K ga

nisbatan K' tizimi (X o'qi bo'yicha) $\vartheta = const$ tezlik bilan harakatlanmoqda (50-rasm). Faraz qilaylik, boshlang'ich paytda ($t = t' = 0$ bo'lganda) O va O' koordinata boshlari ustma-ust tushsin va shu vaqtning o'zida yorug'lik impulsi nurlansin. Eynshteynning ikkinchi postulatiga ko'ra yorug'lik tezligi ikkala tizimdan bir xilda bo'lishi kerak. Shu sababli t vaqt ichida K tizimda siljish A nuqtasigacha borishda



50-rasm.

$$x = c \cdot t \quad (1.204)$$

yo'l o'tadi, u holda K' tizimda yorug'lik impulsi A nuqtasigacha yetganda uning koordinatasi quyidagicha bo'ladi:

$$x' = c \cdot t' \quad (1.205)$$

bunda t' , K' tizimda yorug'lik impulsining koordinatalar boshidan to A nuqtasigacha borishi uchun ketgan vaqt, c - yorug'likning vakuumdagi tezligi. (1.205) dan (1.204) ni ayirib quyidagini hosil qilamiz:

$$x' - x = c(t' - t),$$

$x' \neq x$ bo'lganligi uchun (chunki K' tizim K tizimga nisbatan harakatlanadi), u holda

$$t' \neq t,$$

yani K va K' tizimlarda vaqt hisobi turlichadir vaqt hisobi nisbiy xarakterga ega (klassik fizikada hamma inersial tizimlarda vaqt bir xilda o'tadi, yani $t' = t$).

Eynshteynning ko'rsatishicha, nisbiylik nazaryasida bir inersial tizimdan ikkinchi inersial tizimga o'tishni ifodalovchi Galileyning

$$\text{klassik almashtirishlari } K \rightarrow K'; \quad K' \rightarrow K$$

$$\begin{cases} x' = x - \vartheta t, \\ y' = y, \\ z' = z, \\ t' = t; \end{cases} \quad \begin{cases} x = x' + \vartheta t', \\ y = y', \\ z = z', \\ t = t'; \end{cases}$$

Eynshteyn postulatlariga bo'ysinuvchi Lorens almashtirishlariga o'tadi. Bu almashtirishlar 1904 yil Lorens tomonidan nisbiylik nazariyasi paydo bo'lishidan oldin taklif etilgan edi. Bu Lorens almashtirishlariga nisbatan Maksvell tenglamalari invariantdir. Lorens almashtirishlari quyidagi ko'rinishga ega:

$$\begin{aligned} & K \rightarrow K'; & K' \rightarrow K \\ \begin{cases} x' = \frac{x - \vartheta t}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \\ y' = y, \\ z' = z, \\ t' = \frac{t - \frac{\vartheta x}{c^2}}{\sqrt{1 - \beta^2}}; \end{cases} & \begin{cases} x = \frac{x' + \vartheta t'}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \\ y = y', \\ z = z', \\ t = \frac{t' + \frac{\vartheta x'}{c^2}}{\sqrt{1 - \beta^2}}; \end{cases} \end{aligned} \quad (1.206)$$

bu yerda $\beta = \frac{\vartheta}{c}$.

(1.206) tenglamalarni taqqoslash tufayli ular o'zaro simmetrik bo'lib faqat ϑ ning oldidagi ishorasi bilan farq qilishini ko'rish mumkin.

Haqiqatdan ham, K' inersial tizimining K tizimga nisbatan tezligi ϑ bo'lsa u K tizimining K' tizimga nisbatan tezligi $-\vartheta$ bo'ladi. Lorens almashtirishlaridan yana shu narsa kelib chiqadiki, kichik tezliklar uchun yani $\beta \ll 1$ bo'lganda bu almashtirishlar Galileyning klassik almashtirishlariga o'tadi, bu esa Lorens almashtirishlarining chegaraviy holidir. Agar $\vartheta > c$ bo'lsa, x, t, x', t' lar uchun (1.206) tenglama o'z fizik mohiyatini yo'qotadi (mavhum bo'lib qoladi). Bu esa, jismlarning tezligi yorug'likning vakuumdagi tezligidan katta bo'lishi mumkin emasligini ko'rsatadi.

Lorens almashtirishlaridan shunday xulosa kelib chiqadi: masofa, ikki hodisa orasidagi vaqt oralig'i, bir inersial tizimdan ikkinchisiga o'tishda o'zgaradi. Vaholanki, Galiley almashtirishlarida bu kattaliklar o'zgarmas hisoblanib, bir tizimdan ikkinchisiga o'tganda o'zgarmaydi. Bundan tashqari, fazo va vaqt almashtirishlari (1.206) mustaqil emas, chunki koordinata almashtirishlari qonuniga esa - fazo

koordinatalari kiradi, yani fazo va vaqt orasida o'zaro bog'lanish yuzaga keladi. Shunday qilib, Eynsheyn nazariyasi uch o'lchamli fazoga asoslanmaydi, balkim fazo va vaqtning o'zaro bog'liq bo'lgan to'rt o'lchamli fazo va vaqt tushunchasiga asoslanadi.

Relyativistik dinamikaning asosiy tenglamasi

Nisbiylik nazariyasi ikki prinsipining birinchisiga asosan, fizika qonunlariga barcha inrsial sanoq tizimlarida bir xil ko'rinishga ega bo'lishi, ya'ni Lorens almashtirishlariga nisbata kovariant bo'lishi lozim. Eynshteynning ko'rsatishicha, moddiy nuqta dinamikasining asosiy qonuni ya'ni Nyutonning ikkinchi qonuni

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F} \quad (1.207)$$

Lorens almashtirishlariga nisbata kovariant bo'lishi uchun moddi nuqta impuls

$$p = \frac{m_0 \vartheta}{\sqrt{1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}}} \quad (1.108)$$

Ifoda bilan xarakterlamishi kerak. Bu ifodaga

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}}} \quad (1.209)$$

kattalikni, ya'ni ϑ tezlik bilan harakatlanayotgan m massani relyativistik massa deb, m_0 ni esa tinch holatdagi massa deb olinadi. Jism relyativistik massasi uning harakat tezligiga bog'lik. Harakat tezligi ϑ yorig'likning vakuumdagi tezligi c ga yaqinlashganda jism massasi nihoyat tez ortib boradi. Shunday qilib, Relyativistik dinamikaning asosiy tenglamasi umumiy ko'rinishda quyidagicha yozish mumkin:

$$F = \frac{d}{dt} \left(\frac{m_0 \vartheta}{\sqrt{1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}}} \right) \quad (1.210)$$

Relyativistik mexanikada tezliklarni qo'shish

Lorens almashtirishlariga asosangan mexanikani Nyuton mexanikasidan farq qilish maqsadida relyativistik mexanika deb

yuritiladi. Relyativistik mexanika qoidalari klassik mexanika qoidalaridan farqlanadi. Faraz qilaylik, K inersial sanoq tizimiga nisbatan \vec{v}_0 tezlik bilan ox o'qi yo'nalishida to'g'ri chiziqli tekis harakatlanayotgan K' sanoq tizimidagi moddiy nuqtaning ox yo'nalishidagi harakat tezligi \vec{v}' bo'lsin. Shu moddiy nuqtaning K sanoq tizimidagi tezligi \vec{v} ning qiymati, klassik mehanikadagi tezliklarni qo'shish qoidasiga asosan $\vec{v} = \vec{v}_0 + \vec{v}'$ ko'rinishda aniqlanar edi. Relyativistik mexanikada \vec{v} va \vec{v}' orasidagi munosabatni aniqlaylik. Moddiy nuqtaning K sanoq tizimidagi tezligini

$$v = \frac{dx}{dt}, \quad (1.211)$$

K' sanoq tizimidagi tezligini esa

$$v' = \frac{dx'}{dt'} \quad (1.212)$$

shaklda yoza olamiz. Lekin $\frac{dx}{dt}$ ni dx va dt differensiallarina nisbati deb qarash va bu differensiallarni Lorens almashtirishlarini xarakterlovchi (1.206) dan foydalanib topish imkin:

$$dx = \frac{dx' + v_0 dt'}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}, \quad dt = \frac{dt' + \frac{v_0}{c^2} dx'}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}$$

Natijada (2.211) ni

$$v = \frac{dx}{dt} = \frac{dx' + v_0 dt'}{dt' + \frac{v_0}{c^2} dx'} = \frac{\frac{dx'}{dt'} + v_0}{1 + \frac{v_0}{c^2} \frac{dx'}{dt'}} = \frac{v' + v_0}{1 + \frac{v_0 v'}{c^2}}$$

Sunday qilib,

$$v = \frac{v' + v_0}{1 + \frac{v_0 v'}{c^2}} \quad (1.213)$$

(1.213) formula yorug'likning vakuumdagi tezligi c dan kata tezlikni inkor etuvchi nisbiylik nazariyasining postulati o'z isbotini topgan.

Masalan, agar $v_0 = v' = c$ bo'lsa ham

$$v = \frac{v' + v_0}{1 + \frac{v_0 v'}{c^2}} = \frac{c + c}{1 + \frac{c^2}{c^2}} = c,$$

bo'ladi

Demak, klassik mexanikadagi $\vec{\vartheta} = \vec{\vartheta}_0 + \vec{\vartheta}'$ qo'shis qoidasini relyativistik mexanikaga qo'llab bo'lmas ekan.

1.6.5. Relyativistik energiya. Massa bilan energiyaning o'zaro bog'lanish qonuni

Relyativistik zarracha (moddiy nuqta) kinetik energiyasini topamiz. Moddiy nuqta kinetik energiyasining kichik ko'chishdagi o'zgarishi bu ko'chishda kuchlar bajargan ishga tengligidan (oldin ko'rsatilgan edi).

$$dT = dA \quad \text{yoki} \quad dT = \vec{F} d\vec{r} \quad (1.214)$$

$d\vec{r} = \vec{\vartheta} dt$ ekanligini inobatga olsak va (1.214) ga asosan (1.209) ifodani e'tiborga olsak quyidagi hosil bo'ladi:

$$dT = \frac{d}{dt} \left(\frac{m_0 \vec{\vartheta}}{\sqrt{1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}}} \right) \vec{\vartheta} \cdot dt = \vec{\vartheta} \cdot d \left(\frac{m_0 \vec{\vartheta}}{\sqrt{1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}}} \right)$$

$\vec{\vartheta} d\vec{\vartheta} = \vartheta d\vartheta$ ekanini va (1.214) formulani e'tiborga olgan holda yuqoridagi ifodani quyidagi ko'rinishga o'zgartirish mumkin:

$$dT = \vartheta d \left(\frac{m_0 \vartheta}{\sqrt{1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}}} \right) \quad (1.215)$$

ya'ni, zarracha kinetik energiyasining o'zgarishi uning massasining o'zgarishiga to'g'ri proporsionaldir. Tinch turgan zarracha kinetik energiyasi nolga teng, uning tinchlikdagi massasi esa m_0 teng bo'lgani uchun (1.208) ni integrallab, quyidagini olamiz:

$$T = (m - m_0) c^2 \quad (1.216)$$

yoki relyativistik zarracha kinetik energiyasi quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi

$$T = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}}} - 1 \right) \quad (1.217)$$

$\vartheta \ll c$ tezliklar uchun (1.210) ifoda klassik ifodaga o'tadi:

$\left[\left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) \right]$ ni qatorga yoyib, $v \ll c$ hol uchun ikkinchi tartibli hosilasini e'tiborga $1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{v^2}{c^2} + \frac{3}{8} \cdot \frac{v^4}{c^4} + \dots$, olmaymiz]. A.Eynshteyn (1.215) ifodasini nafaqat moddiy nuqta kinetik energiyasi uchun, balkim uning to'la energiyasi uchun ham o'rinli deb umumlashtirdi: ya'ni massaning har qanday o'zgarishi moddiy nuqtaning to'la energiyasining o'zgarishiga olib keladi

$$\Delta E = \Delta mc^2. \quad (1.218)$$

A.Eynshteyn jismning E to'la energiyasi va m massasi orasidagi universal bog'lanishni ko'rsatdi

$$E = mc^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (1.219)$$

(1.219) va (1.218) tenglamalar tabiatning asosiy qonuni - energiya va massaning o'zaro bog'liqlik (proporsionallik) qonunini ifodalaydi: tizimning to'la energiyasi uning to'la relyativistik massasining yorug'likning vakuumdagi tezligi kvadrati ko'paytmasiga tengdir. Shuni yana bir bor ta'kidlash kerakki, (1.219) tenglama universal xarakterga ega. Shuni ta'kidlash kerakki, jismning E to'la energiyasiga tashqi kuch maydonidagi potensial energiyasi kirmaydi. (1.219) qonuni (1.216) ni etiborga olgan holda quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$E = m_0 c^2 + T \quad (1.220)$$

bundan ko'rinadiki, tinch turgan jisim ($T = 0$) ham energiyaga ega bo'lar ekan.

$E_0 = m_0 c^2$ ga jismning tinch holdagi energiyasi deyiladi.

Klassik mexanikada jismning E_0 tinchlikdagi energiyasi hisobga olinmaydi, ya'ni $v = 0$ bo'ganda tinch turgan jisim energiyasi nolga teng.

Vaqtning bir jinshiligidga asosan klassik mexanikadagi singari relyativistik mexanikada ham energiyaning saqlash qonuni o'rinlidir: Yopiq tizimning to'la energiyasi saqlanadi, ya'ni vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi. (1.218) va (1.206) formuladan zarracha to'la energiyasi

va impulsi orasidagi relyativistik bog'lanishni aniqlaymiz: $E^2 = m^2 c^4 = m_0^2 c^4 = p^2 c^2$,

$$E = \sqrt{m_0^2 \cdot c^2 + p^2 \cdot c^2} \quad (1.221)$$

(1.207) tenglama energiyaning har qanday shakli uchun qo'llanilishi mumkin, ya'ni shuni takidlash mumkinki, energiya qanday shaklda bo'lmasin u bilan massa bog'langandir

$$m = \frac{E}{c^2} \quad , \quad (1.222)$$

va aksincha, har qanday massaga (1.222) bilan aniqlanuvchi ma'lum energiya bog'langandir. Biror bir zarrachalar tizimining turg'unligi va bog'lanishining mustahkamligini tafsiflash uchun (masalan, praton va neytrondan tashkil topgan atom va yadro tizimi) bog'lanish energiyasi qaraladi. Tizimning bog'lanish energiyasi deb shu tizimni zarrachalarga ajratish uchun zarur bo'gan ishga aytiladi (masalan, atom yadrosini praton va neytronga ajratish). Tizimning E_B bog'lanish energiyasi

$$E_B = \sum_{i=1}^n m_{0i} c^2 - M_0 c^2, \quad (1.223)$$

bu yerda m_0 i -chi zarachaning tinch erkin holdagi massasi, M_0 - n ta zarachadan tashkil topgan tizimning tinchlikdagi massasi. Relyativistik massa va energiyaning o'zaro bog'liqligini yadro reaksiyasi vaqtida energiyani ajralib chiqishi bilan bog'liq tajribani to'lasicha tasdiqlaydi. Bu natija yadro reaksiyasi va elementar zarrachalarning hosil bo'lishidagi energetik effektlarni hisoblashda keng qo'llaniladi. Maxsus nisbiylik nazariyasi xulosalari bilan tanishish, boshqa yangiliklar kabi ko'pgina odatdagi tusga kirib qolgan tushunchalarni qayta ko'rishni talab qiladi: jisim massasi doimiy bo'lmasdan, balkim jism tezligiga bog'liq ekanligi, jism uzunligi va hodisaning davom etish vaqti mutloq kattalik emas ekanligi va u nisbiy harakterga ega ekanligi: massa va energiyaning umuman olganda materiyaning turli xossalari bo'lsada o'zaro bog'liqligi. Massa va energiyaning bog'liqligi haqidagi qonun loqiqatdan ham jism energiyasining aylanishi uning massasining o'zgarishi bilan bog'liqligini ko'rsatadi.

Nisbilik nazariyasining asosiy xulosasi, fazo va vaqt o'zaro chambarchas bog'langan bo'lib, materiya yashashining fazo-vaqt shaklining mavjud ekanini tasdiqlashdir. Shu sababli ikki hodisa orasidagi fazo-vaqt oralig'i mutloq ekanligi, xuddi shu bilan birga ikki hodisa orasidagi fazo va vaqt oralig'i nisbiy ekanligi kelib chiqadi. Demak, Lorens almashtirishlaridan kelib chiqadigan natijalar obyektiv mavjud bo'lgan harakatdagi materiyaning fazo-vaqt bog'lanishining ifodasidir.

Mavzu yuzasidan testlar

1. Harakatlanayotgan suyuqlik zarralarining to'plamiga ... deyiladi. Nuqtalar o'ringa mos so'zni qo'ying?

A) oqish. B) oqim.

C) ko'chish. D) to'plam.

2. ... suyuqlik ichidagi shunday hayoliy chiziqki, uning har bir nuqtasiga o'tkazilgan urinma chiziq urinish nuqtasi orqali o'tayotgan suyuqlik zarrasi oniy tezligining yo'nalishiga mos bo'ladi. Nuqtalar o'rniga mos so'zni qo'ying

A) Oqim yo'nalishi; B) Oqim yo'li;

C) Oqim chizig'i; D) Oqim.

3. Oqim chiziqlarining manzarasi o'zgaraydigan holdagi suyuqlikning harakatini barqaror harakat yoki ... deb ataladi. Nuqtalar o'rniga mos so'zlarni qo'ying?

A) Oqim; B) Nostasionar oqish;

C) Turbulent oqim; D) Stasionar oqim.

4. Ichki diametri $d=1\text{mm}$ bo'lgan kapillyar naychada benzol qanday balandlikka ko'tariladi? Benzol to'la ho'llovchi deb hisoblansin?

A) $h = 13,9\text{mm}$; B) $h = 139\text{mm}$; C) $h = 1390\text{mm}$; D) $h = 0,139\text{mm}$.

5. Siqilmaydigan suyuqliklar uchun uzliksizlik tenglamasini ko'rsating?

A) $F = \eta S \frac{\Delta\theta}{\Delta x}$; B) $p_1\vartheta_1S_1 = p_2\vartheta_2S_2$;

C) $\vartheta_1S_1 = \vartheta_2S_2$; D) $\frac{p\vartheta^2}{2} + p = \text{const.}$

6. Qovushqoqlikka ega bo'lmagan (yani qatlamlari orasida ishqalanish kuchlari ta'sir etmaydigan) siqilmas suyuqlikka ... deyiladi. Nuqtalar o'rniga mos so'zlarni qo'ying?

- A) Real suyuqlik; B) Ideal suyuqlik;
C) Siqiluvchan suyuqlik; D) Siqilmas.

7. Oqim nayining yon devorlariga ta'sir etuvchi bosim kuchlari suyuqlik zarralarining harakat yo'nalishiga ... bo'lganligi uchun hech qanday ish bajarmaydi. Nuqtalar o'rniga mos so'zni qo'ying?

- A) Burchak ostida; B) Parallel;
C) Yonma-yon; D) Perpendikulyar.

8. Bernulli tenglamasini ko'rsating?

A) $\frac{\rho \theta^2}{2} + \rho gh + P = const$; B) $\frac{\rho \theta^2}{2} + \rho gh = const$;

C) $\frac{\theta^2}{2} + p = const$; D) $\frac{\theta^2}{3} + p = const$.

9. O'simliklarga suv purkagich qanday qonunga asoslanib ishlaydi?

- A) Bemulli tenglamasi; B) Fik qonuni;
C) Uziuksizlik tenglamasi; D) Kvadrat tenglamasi.

10. Suyuqlik birinchi qatlami ikkinchi qatlam ustida sirpanib harakatlansa qanday oqim turiga kiradi?

- A) Laminar oqim; B) uzluksiz oqim; C) tez oqim; D) tinch oqim.

11. Jism massasining uning tezligiga bog'liqligini ifodalovchi formulani ko'rsating?

(m_0 - jismning tinch holatdagi massasi)

A) $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 + \frac{\theta^2}{c^2}}}$; B) $m = m_0 \sqrt{1 - \frac{\theta^2}{c^2}}$;

C) $m = m_0 \sqrt{1 - \frac{\theta^2}{c^2}}$; D) $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{\theta^2}{c^2}}}$.

12. Fotonning massasi qaysi formuladan topiladi?

A) $m_\phi = \frac{h \cdot \nu}{c^2}$; B) $m_\phi = \frac{h \cdot \nu}{c}$; C) $m_\phi = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{\theta^2}{c^2}}}$; D) $m_\phi = \frac{h \cdot \nu}{c^2}$.

Mavzu yuzasidan savollar

1. Qanday moddalarga suyuqlik va gazlar deyiladi?
2. Suyuqlik gazlarning qattiq jismlardan farqi nimada?
3. Paskal qonunini ta'riflang. Suyuqlik va gaz ustunining bosimini ifodalovchi formulani yozing.
4. Atmosfera bosimi deb nimaga aytiladi? Atmosfera bosimining qanday o'lchay birliklarini bilasiz?
5. Bosim deb nimaga aytiladi?
6. Paskal qonuniga misollar keltiring.
7. Arximed qonunini tatbiqiga fan va texnikadan misollar keltiring.
8. Real suyuqliklar uchun Stoks formulasi
9. Jismlarning suyuqlikda suzish sharti nimadan iborat?
10. Oqim nayi deb nimaga aytiladi?
11. Oqimning uzluksizligi haqidagi teorema qanday izohlanadi?
12. Bernulli tenglamasini yozing va tushuntiring.
13. Torrichelli formulasini izohlang.
14. Laminar va turbulent oqim deb qanday oqimga aytiladi? Reynolds sonining fizik ma'nosi qanday?
15. Qovushqoq suyuqlikning trubadagi oqimini aniqlovchi Puazeyl formulasini yozing
16. Qanday mexanika relyativistik mexanika deyiladi?
17. Klassik va relyativistik mexanika nima?
18. Maxsus nisbiylik nazariyasining postulatleri ta'riflansin.
19. Uzunlik, vaqt oralig'i va massaning nisbiyligini tushuntirib berang.
20. Relyativistik mexanikada tezliklarni qo'shish qonunining ifodasi yozilsin.
21. Massa bilan energiyaning o'zaro bog'lanish qonuni nimadan iborat.
22. Tinchlikdagi energiya nima.
23. Relyativistik energiya va impuls o'zaro qanday bog'lanishga ega?

2-MODUL. STATISTIK FIZIKA ASOSLARI VA TERMODINAMIKA

Reja:

2.1. Umumiy tushunchalar. Molekulalar massasi va o'lchamlari. Modda miqdori. Fizikada dinamik, statik, termodinamik qonuniyatlar va usullar. Modda atom va molekulalarining massalari. Avogadro va Loshmid soni;

2.2. Modda tuzilishining molekulyar-kinetik nazaryasi va uning umumiy qoidalari. Molekulyar-kinetik nazariyaning asosiy qoidalari tasdiqlovchi ba'zi hodisalar.

2.1. Umumiy tushunchalar. Molekulalar massasi va o'lchamlari. Modda miqdori. Fizikada dinamik, statik, termodinamik qonuniyatlar va usullar. Modda atom va molekulalarining massalari. Avogadro va Loshmid soni

Molekulyar fizika-bu fizikaning bir bo'limi bo'lib, u jism moddalar tuzilishini molekulyar-kinetik nazariyasi tushunchalariga asoslangan holda va hamma jismlar doimo tartibsiz harakatda bo'lgan molekulalardan tashkil topgan degan fikrga asoslanib o'rganadi. Moddalarning atomlardan tuzilganligi haqidagi fikrlarni Grek faylasufi Demokrit aytgan edi. XVII asrga kelib atomistika yana rivojlana boshlaydi va u M.V.Lomonosov ishlarida yanada rivojlandi. M.V.Lomonosovning modda tuzilishi va issiqlik hodisalari haqidagi qarashlari hozirgi zamon qarashlariga yaqin edi. Molekulyar-kinetik nazariyaning haqiqiy rivoji XIX asr o'rtalariga to'g'ri keladi va u nemis fizigi R.Klauzius, ingliz fizigi D.J.Maksvell va avstriya fizigi L.Bolsmon nomlari bilan bog'langandir. Tabiatdagi barcha jonli va jonsiz narsalar, yani biz ham, tevarak-atrofdagi narsalar va inson qo'li bilan yaratilgan narsalarning hammasi moddalardan iboratdir. Ma'lum bo'lgan moddaning xossasi aniqlangan bo'lib, ularga nom ham berilgan. Hozirgi kunda taxminan ikki million xil modda mavjud.

Moddalardan to'g'ri foydalanish uchun ularning tuzilishini va xossalari bilish kerak. Moddalar molekullardan, molekular esa o'z o'zida atomlardan tuzilgan.

Molekulari bir xil atomlardan tuzilgan moddalarga oddiy moddalar deyiladi. Molekulari turli xil atomlardan tuzilgan moddalarga murakkab moddalar deyiladi.

Molekulalarning massalari juda kichik bo'lganligi sababli hisob ishlarida masalalarning absolyut qiymatlaridan emas, balki nisbiy qiymatlaridan foydalanish qulaydir. Shuning uchun ham har qanday atom va molekularning massasi xalqaro kelishuvga muvofiq uglerod atom massasining 1/12 qismi bilan taqqoslab olinadi. Bu holda nisbiy massalari butun songa yaqin bo'lib chiqadi.

Moddaning M_n nisbiy molekulyar (yoki atom) massasi deb, shu molekula (yoki atom) m_0 massasining uglerod molekulasini (yoki atomi) m_{0c} massasining 1/12 qismiga bo'lgan nisbatiga aytiladi, ya'ni:

$$M_n = \frac{m_0}{\frac{1}{12}m_{0c}}, \quad (2.1)$$

M_n o'lchamsiz kattalik. Bundan ko'rinadiki, hisoblanishi zarur bo'lgan molekulaning massasi:

$$m_0 = \frac{1}{12}M_n m_{0c}. \quad (2.2)$$

Masalan, kaliy ${}^{39}_{19}K$ ning atom massasi 39 ga teng. Demak, kaliy atomining massasi uglerod ${}^{12}_6C$ atomi massasining 1/12 qismidan 39 marta kattadir, shuningdek geliy 4_2He atomining massasi 4 ga teng bo'lib, u uglerod atomining massasidan 3 marta kichikdir. Jismlarda atom yoki molekular nihoyatda ko'p bo'lganligidan, ularning N sonini 0,012 kg massani ugleroddagi atomlar soni N_A taqqoslash qulay. Buning uchun modda miqdori deb ataluvchi maxsus fizik kattalik ν kiritiladi.

Modda miqdori deb, jismdagi atomlar soni N ning 0,012 kg massali uglerodda mavjud bo'lgan atomlar soni N_A ga bo'lgan nisbatiga aytiladi.

$$\nu = \frac{N}{N_A}, \quad (2.3)$$

XBT da $|v|_{XBT} = 1 \text{ mol}$ modda miqdori v asosiy kattalik bo'lib, u mol hisobida o'lchanadi. 1 mol - moddaning shunday miqdoriki, unda mavjud bo'lgan molekularlar soni $0,012 \text{ kg}$ ugleroddagi atomlar soniga teng.

Mol bilan bir qatorda unga karrali birlik-kilomol (kmol) ham qo'llaniladi: $1 \text{ kmol} = 10^3 \text{ mol}$. Har qanday modda ximiyaviy tuzilishi nuqtai nazaridan molyar massa deb ataluvchi fizik kattalik μ bilan xarakterlanadi.

Molyar massa deb, bir mol-modda miqdoriga mos kelgan massaga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi, ya'ni:

$$\mu = \frac{m}{\nu}. \quad (2.4)$$

μ -XBT dagi birligi 1 kg/mol . Bundan $m = m_0 N$ ni (2.3) dan ν ni (2.4) ga qo'yilsa, quyidagi hosil; buladi:

$$\mu = m_0 N_A. \quad (2.5)$$

Demak, molyar massa molekularning massasi m_0 ni Avagadro soni N_A ga ko'paytmasiga teng bo'lgan skolyar kattalik ekan.

Mol ta'rifiga asosan, har qanday moddaning bir mol miqdordagi molekula yoki atomlar soni bir hil bo'ladi. Bu songa Italiya olimi sharafiga Avogadro sonideb ataladi. Bu son bir mol modda ($\mu = 0,012 \text{ kg/mol}$) ugleroddagi atomlar soniga teng bo'lib, quyidagiga ifodalanadi:

$$N_A = \frac{\mu_c}{m_{0c}} = \frac{\mu}{m_0} \quad (2.6)$$

bunda μ_c , μ - uglerod va ixtiyoriy modda atomining massasi (2.2) dan m_0 ning va (2.6) dan $N_A = \frac{\mu_c}{m_{0c}} = \frac{0,012 \text{ kg/mol}}{m_{0c}}$ ning ifodalarini (2.4) ga qo'yib, quyidagini topamiz: $\mu = m_0 N_A = \frac{1}{12} M_n m_{0c} \frac{0,012 \text{ kg/mol}}{m_{0c}} = M_n \cdot 10^{-3} \text{ kg/mol}$.

Demak, molyar massa son jihatdan nisbiy molyar massa M_n ga teng ekan. Quyidagi jadvalda ayrim moddalarning kilomolyar massalari keltirilgan.

Ayrim moddalarning kilomolyar massalari

Modda	H_2	N_2	O_2	CO_3	CH_4	C	He	Ne
$\mu, \text{kg/kmol}$	2	28	32	44	16	12	4	20

Har qanday moddaning bir mol miqdoridagi molekular yoki atomlar soni bir xil bo'lib, unga Avagadro soni deyiladi. Avagadro soni N_A ni aniqlash uchun biror modda atomining, masalan, uglerod atomining massasini bilish kerak. O'lchashlar uglerod ($\mu_c = 12 \cdot 10^{-3} \text{ kg/mol}$) atomining massasi $m_{oc} = 1,995 \cdot 10^{-26} \text{ kg}$ ekani topilgan. U holda (2.6) ga asosan Avagadro soni quyidagiga teng bo'ladi:

$$N_A = \frac{\mu_c}{m_{oc}} = \frac{12 \cdot 10^{-3} \text{ kg/mol}}{1,995 \cdot 10^{-26} \text{ kg}} = 6,025 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}. \quad (2.7)$$

Avagadro sonidan foydalanib, berilgan moddadagi molekular sonini topish mumkin. (2.6) va (2.7) formulaga asosan:

$$N = \gamma N_A = \frac{m}{\mu} N_A. \quad (2.7')$$

Avagadro 1811 yilda quyidagi qonunni ta'riflaydi:

Bir xil temperatura va bir xil bosimda istalgan gazlarning teng hajmlaridagi molekular soni bir xil bo'ladi.

Avagadro qonuniga asosan, har xil gazlarning bir kilomol miqdori o'zgarmas bosim va temperaturada bir xil hajmni egallaydi, chunki ulardagi molekular soni bir xil bo'ladi. Masalan, normal sharoitda, ya'ni 0°C temperaturada va 1 atm bosimda bir kilomol gazning hajmi quyidagiga teng ekanligi aniqlangan:

$$V_M = 22,4 \cdot 10^{-3} \frac{\text{m}^3}{\text{mol}} = 22,4 \frac{\text{dm}^3}{\text{mol}},$$

bu V_M - hajmi kilomolyar hajm deb ataladi.

Loshmidt soni deb, normal sharoitdagi bir birlik hajmdagi gaz molekularining soniga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka

aytiladi. Avogadro soni N_A ni va normal sharoitdagi bir kilomol gazning V_m hajmini bilgan holda Loshmidt soni n_0 ni oson aniqlash mumkin:

$$n = \frac{N_A \cdot 6,023 \cdot 10^{23} \text{ 1/mol}}{V_M \cdot 22,4 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{mol}} = 2,69 \cdot 10^{25} \frac{1}{\text{m}^3}$$

Bu ifoda Avogadro qonunining natijasidan iboratdir.

Molekulyar fizika va termodinamika fizikaning bir bo'limi bo'lib, unda jismni tashkil etuvchi atom va molekula bilan bog'liq bo'lgan mikroskopik jarayonlar o'rganiladi. Bu jarayonlarni o'rganish uchun ikkita sifat jihatdan turlicha bo'lgan va bir-birini to'ldiruvchi usullar qo'llaniladi, ya'ni statistik va termodinamik. Bulardan birinchisining asosini molekulyar fizika ikkinchisini esa termodinamika tashkil qiladi.

Molekulyar fizikada o'rganiladigan jarayonlar juda ko'plab molekulalarning o'zaro ta'siri natijasidir: ko'plab molekulalarning o'zini tutish qonunlari statistik qonunlarga bo'ysinganda holda statistik usul yordamida o'rganiladi. Bu usul makroskopik tizimning xossalari, shu tizimni tashkil qilgan zarrachalarning harakati va ular dinamik tavsiflarining o'rtacha qiymatiga bog'liq bo'ladi. Masalan, jism harorati tartibsiz harakat qiluvchi molekulalar tezligi bilan bog'liqdir, lekin u faqat o'rtacha tezlik bilan ifodalanishi mumkin. Bitta molekulaning harorati haqida gapirish mumkin emas. Shunday qilib, jisimning makroskopik tavsifi faqatgina ko'plab molekulyalar qaralganda holdagina fizik mohiyatga ega bo'ladi. Bunda molekula tuzilishi haqida, hodisa mexanizimi to'g'risida gapirilmaydi balkim moddaning makroskopik hodisalari orasidagi bog'lanishi tushuntiriladi xolos. Termodinamika-termodinamik tizim bilan, ya'ni o'zaro ta'sirlashuvchi va bir-biri, hamda boshqa jismlar bilan energiya almashinib turuvchi makroskopik jismlar majmuasi bilan ish ko'radi, Termodinamik usulning asosini - termodinamik tizim holatini aniqlash masalasi tashkil qiladi. Tizimning holati esa termodinamik parametrlar bilan beriladi, ya'ni termodinamik tizimning holatini ifodalovchi fizik kattaliklar majmuasi bilan beriladi. Ko'p hollarda holat parametrlari sifatida bosim, hajim va harorat olinadi (P, V, T).

Harorat-bu nafaqat termodinamikada, balkim butun fizikada asosiy rolni o'ynovchi tushunchalardan biridir. Harorat deb makroskopik tizimning muvozanat holatini ifodalovchi fizik kattalikka aytiladi. O'lcham va og'irliklar-bo'yicha II-bosh anjumanning qaroriga asosanhozirgi vaqtda faqat ikkita harorat shkalasi ishlatiladi-termodinamik va xalqaro. Amalda ishlatiladigani-bular Kelvin (K) va selsiy ($^{\circ}C$) haroratlarda darajalangandir. Xalqaro amaliy shkalada bosim- $1Pa$ bo'lganda suvning muzlash haroratlari- $0^{\circ}C$ ga, qaynash haroratini $100^{\circ}C$ teng deb qabul qilingan. Termodinamik harorat bitta reper nuqta bilan aniqlanib, buning uchun suvning uchlangan nuqtasi qabul qilingan. Bu nuqtaning termodinamik shkala bo'yicha harorat $273,15 K$ -ga tengdir. Selsiy shkalasidagi bir gradus Kelvin shkalasidagi bir gradusga teng. Termodinamik shkalada suvning muzlash harorati $273,15K$ -ga teng, shu sababli ta'rifga asosan termodinamik harorat va xalqaro amaliy shkala quyidagi ifoda bilan bog'langan: $T = 273,15 + t$. $T=0K$ - Kelvin shkalasining absolyut nol harorati deb yuritiladi. Turli jarayonlarning tahlili shuni ko'rsatadiki, $0K$ ga erishish mumkin emas, lekin unga juda yaqin borish mumkini.

2.2. Modda tuzilishining molekulyar-kinetik nazaryasi va uning umumiy qoidalari. Molekulyar-kinetik nazariyaning asosiy qoidalarini tasdiqlovchi ba'zi hodisalar

Barcha jismlarning eng mayda zarralari atomlardan iborat ekanligi haqidagi tasavvur eng qadim zamonlardayoq paydo bo'lgan va grek filosofi *Demokrit* tomonidan etarlicha aniq aytilgan edi (eramizdan oldingi V asr). Biroq keyinchalik bunday atomistik dunyoqarashi unutilib yuborilgan edi, keyinchalik Boyil, Lomonosov, Dalton, Krening, Bolsman, Maksvell va boshqalar tomonidan ilmiy nazariya sifatida ishlab chiqilib, klassik molekulyar-kinetik nazariya deb nom oldi.

Molekulyar-kinetik nazariya deb, moddalar mayda zarralardan tashkil topgan, bu zarralar hamma vaqt betartib (xaotik) issiqlik

harakatida bo'ladilar va ular o'zaro ta'sirlashib turadilar deb tushuntiradigan ta'limotga aytiladi.

Bu nazariya quydagi qoidalarga asoslangan.

1. Barcha moddalar juda mayda alohida zarralar-molekulula (atom, ion) lardan iborat. Aynan bir moddani tashkil qiluvchi molekulalar mutloqqa bir xildir, turli moddalar esa turli molekulalardan iborat.

2. Jism molekulalari orasida bir vaqtda o'zaro tortishish kuchlari va o'zaro itarishish kuchlari ta'sir qiladi. Biroq, itarishish kuchlari masofaning ortishi bilan tortishish kuchlariga qaraganda tezroq kamayadi. Faqat ana shu holdagina bir-biridan mal'um masofada turgan molekulalar turg'un muvozanatda tura oladi (muvozanat vaziyatida tortishish kuchlari itarishish kuchlariga teng bo'ladi). Agar biror sababga ko'ra molekulalar muvozanat masofasidan (ya'ni turg'un muvozanatga to'g'ri keluvchi masofadan) kichik masofaga yaqinlashsa, u holda itarishish kuchlari tortishish kuchlaridan katta bo'ladi va molekulalar orasida muvozanat masofasini tiklaydi. Aksincha masalan biror tashqi sabab tufayli molekulalar muvozanat masofasidan uzoqlashib qolsa, tortishish kuchlari kattakela boshlaydi va molekulalarni muvozanat masofasiga keltiradi. Eksperimental va molekulalararo f o'zaro ta'sir kuchlari molekulalar orasidagi r masofaning n -darajasiga teskari proportsionaldir:

$$f \sim \frac{1}{r^n}.$$

Bu formulada tortishish kuchlari uchun $n=7$, itarishish kuchlari uchun esa uning qiymati 9 dan 15 gacha boradi. Haqiqatdan ham, bu kuchlar molekulalar orasidagi masofaning ortishi bilan itarishish bilan tez kamayadi, bunda itarishish kuchlari ayniqsa tez kamayadi. Molekulalararo o'zaro ta'sir molekulalarning xususiy o'lchamlariga teng masofalarda namoyon bo'lar ekan.

Endi molekulalarning o'zaro ta'sir potensial energiyasi W_p ning ular orasidagi masofaga bog'liqlik xarakterini aniqlaylik. Bir-biridan chaksiz masofada turgan tortishuvchi kuchlarning potensial energiyasini nolga teng deb olamiz. Shuning uchun $r = \infty$ da $W_p = 0$ bo'ladi. Agar molekulalar bir-biridan $r = 1,5 \cdot 10^{-7} sm$ masofada tursa,

tortishish kuchlarining ishi hisobiga ular o'zaro yaqinlashadi, bunda molekulalarning potensial energiyasi kamayadi va $r = r_0$ bo'lganda ($F=0$ da) W_p minimal qiymatiga erishadi. Molekulalarning bundan keyingi yaqinlashishi faqat itarishish kuchlariga qarshibajarilgan ish hisobigagina bo'lishi mumkin. Bundan molekulalarning o'zaro ta'sir potensial energiyasi $r = r_0$ da minimumga ega bo'ladi. Demak, molekulalarning turg'un muvozanat vaziyati ularning potensial energiyasi minimumiga to'g'ri keladi.

Molekulalararo o'zaro ta'sir kuchlari elektr tabiatga ega, chunki molekulalar elektrik zaryadlangan zarralar (musbat- atom yadrolar va manfiy- elektronlar) dan iborat bo'lib, ma'lumki ularga o'zaro ta'sir (turli zaryadlangan zarralar uchun tortishish, bir xil zaryadlangan zarralar uchun itarish) xosdir.

To'g'ri, butunicha olganda molekula neytraldir. Biroq molekulalardagi zaryadlar to'la simmetrik joylashgan emas (yoki boshqa molekula bilan yaqinlashish jaroyonidasimmetrik joylashmaydi). Buning natijasida molekulalar elektr dipollari singari qutblangan (3.1.5. ga qarang) bo'ladi. Agar molekulalar bir-biriga juda yaqin kelgan bo'lsa, ularning o'zaro ta'sirida bu molekulalarni tashkil qilgan atomlarning yaqinlashgan elektron qobiqlari orasidagi itarishish kuchlarining roli orta boshlaydi.

3. Moddani tashkil qilgan molekulalar issiqlik tufayli uzliksiz tartibsiz (xaotik) harakat holatida bo'ladi. Bunday harakatda molekulalar bir-biri bilan to'qnashib, o'z tezliklarini yo'nalish jihatidan ham, kattalik jihatidan ham o'zgartiradi. Albatta to'qnashish so'zini bevosita to'qnashish deb tushunmaslik kerak, chunki molekulalarning o'zaro yaqinlashishida itarish kuchlari keskin ortishiga to'sqinlik qiladi. Biroq bu kuchlarning ta'siri xuddi odatdagi to'qnashish singari natijaga olib keladi, ya'ni yaqinlashgan molekulalar bir-biridan sapchib orqaga qaytadi.

Molekulalarning jismdagi harakat tezligi uning temperaturasiga bog'liq: bu tezlik qancha katta bo'lsa jismning temperaturasi shuncha yuqori bo'ladi. Shunday qilib, molekulalarning harakat tezligi jisimning issiqlik holatini, uning ichki energiyasini kattaligini

belgilaydi, Shuning uchun molekulalarning xaotik (tartibsiz) harakatini issiqlik harakati deb ham yuritiladi. Jismning tashkil qilgan molekulalar va atomlarning kinetik energiyasi va ularning o'zaro ta'sir potensial energiyalari yig'indisi (Umuman olganda, jismning ichki energiyasi atomlarni tashkil qilgan elektronlar va yadrolarning energiyasi ham kiradi. Biroq molekulyar fizikada ichki energiyaning bu qismi hisobga olinmaydi.) deganda jismning ichki energiyasi nazarda tutiladi.

Issiqlik harakati intensivligi ortgan sari molekulalar orasidagi o'rtacha masofa ortadi, tortishish kuchlari kamayadi. Jismning qattiq holatdan suyuq holatga o'tishi shu jarayonga mos keladi. Ancha intensiv issiqlik harakatida molekulalar orasidagi o'rtacha masofa shuncha katta ($r > 1,5 \cdot 10^{-9}m$) bo'lishi mumkinki, tortishish kuchlari amalda ta'sir qilmay qo'yadi. Bunda jism gazsimon holatga o'tadi. Shunday qilib, moddaning mumkin bo'lgan uch agregatholatdan qaysi birida: qattiq holatda, suyuq holatda, yoki gazsimon holatda bo'lishi molekulalar issiqlik harakatining intensivligiga va tashqi sharoitlarga bog'liq bo'ladi.

Molekulyar-kinetik nazriyaning ilgari bayon qilingan asosiy qoidalari ko'pgina tajriba ma'lumotlari (dalillari) va fizik hodisalar bilan tasdiqlanadi; ulardan bazilarini ko'rib o'tamiz.

Ba'zi yirik molekulalar, masalan, diametri $4 \cdot 10^{-9}m$ ga yaqin bo'lgan molekulalarini elektron mikroskop yordamida ko'rish va fotosuratini olish mumkin. Keyingi vaqtlarda yaratilgan o'ta yuqori darajada ko'raoladigan mikroskoplar (elektron proektorlar) yordamida biroz kichikroq molekulalarni, hatto ayrim atomlarni ko'rish imkoni tug'ildi. Individual molekula va atomlarni bevosita kuzatishining mumkinligi bu zarralarning real mavjud ekanligining ochiq ravshan va mutloq rad etib bo'lmaydigan isbotidir.

Barcha fizik jismlar bir-biridan ma'lum masofada ajratilgan molekulalardan iborat ekanligining to'la ishonchli bevosita tasdig'iga hajmining o'zgaruvchanligi, masalan, gazning siqiluvchanligidir. Ma'lumki, gazlarning hajmi uni tashkil qilgan molekulalarning ular

orasidagi masofaning qisqarishi hisobigagina o'zaro yaqinlashishi tufayli kichrayishi mumkin.

Molekulalar orasidagi tortishish va itarish kuchlarining mavjudligi qattiq jismlarning o'z shakllarini saqlayolish xususiyatlarida ochiq-oydin namayon bo'ladi. Qattiq jismlarning hatto arzimagan deformatsiyasi uchun ham juda katta kuch sarflar kerak. Jismning cho'zilishiga molekulalar orasidagi tortishish kuchlari, siqilishiga esa itarishish kuchlari to'sqinlik qilishi tushunarlidir. Jismni parchalash masalan, uni bo'laklarga bo'lish uchun yana ham katta kuch kerak. Bu kuch molekulalar orasidagi tortishish kuchini yengish va ularni tortishish kuchlari nihoyatda kichik bo'ladigan masofaga uzoqlashtirish uchun zarur ekanligi ravshan. Parchalangan jismni uning qismlarini bo'lakning tashqi mos sirtlari bo'ylab oddiy qo'yish yo'li bilan qaytadan tiklash mumkin emasligi tortishish kuchlarining nihoyatda kichik masofalarda ta'sir qilishini ko'rsatadi. Tajriba shuni ko'rsatadiki, masalan, ikkita juda silliqlangan shisha plastinkani bir-biriga ustma-ust qo'yilsa, ular shunchalik mustahkam yopishar ekanki, ularni ajratish uchun $6 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2$ ga yaqin kuch kerak bo'ladi. Qattiq jismlarni payvandlash, kavsharlash, yopishtirish ham tortishish kuchlarining ta'siriga asoslanganligi ma'lum. Suyuq metall (yoki yilim) biriktirilayotgan sirtlar orasidagi butun fazoni to'ldiradi. Shuning uchun metall (yilim) qotganidan keyin biriktirish zonasidagi barcha molekulalar tortishish kuchlari ta'sir qilishga eitarli masofaga yaqinlashgan bo'ladi.

Molekulalarning uzliksiz xaotik harakati deffuziya va broun harakatihodisalarida yaqqol namoyon bo'ladi. Agar xona bir burchagida biror narsa yeqib tutatilsa, uning tutuni bir oz vaqt o'tgach butun xonani egallab oladi. Tutun molekulalari havo molekulalari bilan aralashib ketadi, yani ko'chish hadisasi ro'y beradi. Ayni holda bunday aralashish molekulalarning xaotik harakati tufayli bo'ldi. Bu hodisa deffuziya (latincha so'z "diffuzio"-tarqalish, sochilish) deyiladi.

1827 yilda ingliz botanigi Brounsuyuq preparatlarni mikroskop bilan kuzatayotganda tasadifan shunday qiziq hodisani payqab qoldi. Suyuqlikda muallaq turgan juda mayda qattiq zarralar go'yo bir

joydan ikkinchi joyga sakragandek tez tartibsiz harakat qilar edi. Bunday sakrashlar natijasida zarralar egri-bugri shakilli juda g'alati ko'rinishdagi traektoriyalar chizdilar. Kelgusida bu hodisani Brouning o'zi ham, shuningdek boshqa tadqiqotchilar ham turli suyuqliklarda turli qattiq jism zarralari bilan bir necha marta kuzardilar. Zarralarning o'lchamlari qanchalik kichik bo'lsa, ular shunchalik intensiv harakatlanar ekan. Bu hodisa brounharakati deb nomlandi.

Broun harakatiga molekullarning xaotik harakati sabab bo'ladi. Broun zarrasining o'lchami juda kichik bo'lgani uchun (molekula diametridan taxminan yuz marta katta), bu zarra bir necha molekullarning bir vaqtda bir xil yo'nalishdagi zarbi natijasida sezilarli bo'lishi mumkin. Molekulalar harakati xaotik bo'lgani uchun ularning broun zarrasiga bergan zarblari odatda, kompensirlanmay qoladi: zarraga turli tomonlardan turli sondagi molekullar uriladi, shu bilan birga alohida molekullarning zarb kuchlari ham bir xil emas. Shuning uchun zarra goh u yoqdan, goh bu yoqdan katta turtki oladi va mikroskopning ko'rish maydonida go'yo har tomonga yugurayotgandek ko'rinadi. Shunday qilib, broun zarralari molekullarning xaotik harakatini bildiradi deyish mumkin, lekin ularning massalari kattaroq bo'lgani uchun molekullarga qaraganda sekinroq harakatlanadi.

Broun harakati molekullarning issiqlikdan harakatining masshtab jihatdan go'yo kattalashtirilgan va sur'ati jihatdan sekinlashtirilgan namayon bo'lishi deyish mumkin.

Agar gazda juda mayda qattiq yoki suyuq zarralar muallaq turgan bo'lsa, broun harakatini gazda ham kuzatish mumkin, masalan, tutinning havodagi harakati.

Avogadro son (N_A) ni aniqlashning Perren tomonidan qo'llanilgan usullaridan biri Broun harakatini kuzatishga asoslangan edi. N_A ning qiymati bir *mol* da $6 \cdot 10^{23}$ ga teng bo'lib chiqadi. Boshqa usul yordamida keyinroq qilingan o'lchashlar natijasida Avogadro sonining hozirgi qabul qilingan qiymati $N_A = 6,02502 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ ga teng (2.1.2. ga qarang).

Molekulyar-kinetik nazariya asosida jisimlarning ko'pgina xossalari tushuntirish va jismlarda bo'ladigan (issiqlik o'tkazuvchanlik, ichki ishqalanish, agregat holatining o'zgarishi va shunga o'xshash ko'p hodisalarning fizik mohiyatini tushunish mumkin buldi). Molekulyar-kinetik nazariya gazlarga juda ham ko'p qo'llaniladi. Biroq suyuq va qattiq jismlar sohasida ham bu nazariya ko'pgina muhim qonuniyatlarni aniqlashga imkon berdi. Bu massalalarning hammasi kursning keyingi qismida batafsil o'rganiladi.

2.1-MAVZU. MAKROSKOPIK HOLATLAR

Reja:

2.1.1. Issiqlik harakati. Makroskopik parametrlar. Gaz bosimining molekulyar-kinetik nazariya asosida tushintirilishi;

2.1.2. Ideal gaz qonunlari. Ideal gaz holat tenglamasi;

2.1.3. Molekula ilgarilanma harakatining o'rtacha kinetik energiyasi va harorati. Erkinlik darajasi. Ideal gazning ichki energiyasi.

2.1.1. Issiqlik harakati. Makroskopik parametrlar. Gaz bosimining molekulyar-kinetik nazariya asosida tushintirilishi

Issiqlik harakati

Molekulyar-kinetik nazariyada quyidagi shartlarga bo'ysinuvchi ideal gaz modelidan foydalaniladi:

1. Molekulaning xususiy hajmi idish hajmiga nisbatan juda kichik bo'lgani uchun, uni etiborga olmasa ham bo'ladi.

2. Molekulalar orasidagi o'zaro ta'sir kuchlari bo'lmaydi.

3. Molekulalarning o'zaro va idish devorlariga urilishi mutloq elastikdir.

Issiqlik va harorat haqida. Jismning (moddaning) issiqlik holati uning molekularining xaotik harakat intensivligi bilan xarakterlanadi

(2.2. ga qarang). Bu harakat intensivligi o'zgarganda jisim ichki energiyasi va uning issiq holati o'zgaradi.

Issiqlik holatlari turlicha bo'lgan ikkita jism olaylik. Birinchi jisimda molekullarning xaotik harakati ikkinchi jisimdagi molekullarning xaotik harakatidan intensivroq bo'lsin. Bu jismlarni bir-biriga tekkizamiz, ya'ni issiqlik kontakti holatiga keltiramiz. Bu holda birinchi jisimning molekullari jismlarning tegish chegarasida ikkinchi jism molekullariga urilib, ularning issiqlik harakati intensivligini oshiradi. Natijada jismlarning issiqlik holatlari o'zgaradi: birinchi jisimning ichki energiyasi kamayadi, ikkinchisidiki esa ortadi. Birinchi jisimning ikkinchi jisimga (issiqlik kontaktida) bergan ichki energiyasi miqdori berilgan (uzatilgan) issiqlik miqdori deyiladi. Issiqlik faqat issiqlik kontaktidagina ya'ni molekulyar issiqlik o'tkazuvchanlik vositasidagina emas, balki konveksiya va nur chiqarish bilan ham uzatishi mumkin.

Issiqlik holati xarakteristikasi sifatida harorat tushunchasini kiritamiz: harorat jism molekullari xaotik harakati intensivligi miqdoriy jihatdan tavsiflovchi fizik kattalikdir. Jisimda molekullarning issiqlik harakati qanchalik intensiv bo'lsa, uning harorati shunchalik yuqori bo'ladi. Jisimning issiqlik holati o'zgarganda uning haroratidan tashqari boshqa fizik xarakteristikasi (masalan, hajmi) ham o'zgaradi. Bu xarakteristikalarning miqdoriy o'zgarishidan (masalan, hajmining o'zgarishidan), jism haroratining o'zgarishi haqida fikr yuritish va haroratining o'lchov birligi hamda haroratga shkalasini aniqlash mumkin. Biror fizik xarakteristikasining o'zgarishiga ko'ra uning haroratini aniqlash mumkin bo'lgan jism (asbob) termometr deyiladi.

Jisimning haroratini aniqlash uchun bu jisimni termometr bilan issiqlik kontaktiga keltirish va issiqlik muvozanati bo'lishini kutish kerak. Jisimning harorati bu jisim bilan issiqlik muvozanatida bo'lgan termometrning haroratiga teng bo'ladi.

Haroratning Selsiy shkalasi. Suyuqlikli (simobli yoki spirtli) termometrning sodda va keng tarqalgan termometrdir, uning harorati pastki qismi kengaygan shisha kapillyari naydagi suyuqlik

ustunchasining balandligiga qarab aniqlanadi; termometrharorati o'zgarishi bilan uning hajmi, demak suyuqlik ustunchasining balandligi ham o'zgaradi. Selsiy shkalasi eng ko'p ishlatiladigan harorat shkalasidir, uning asosiy nuqtalari qilib termometr 1) eriyotgan muz bilan, 2) qaynayotgan suvning (normal atmosfera bosimida) bug'i bilan issiqlik kontaktida bo'lganida suyuqlik ustunchasining yuqori satihlari vaziyati qabul qilingan. Bu sathlar orasidagi masofa 100 ta teng qisimga bo'lingan; bu masofaning 0.01 qismi Selsiy harorat shkalasining 1 gradusi deb qabul qilingan (1°C). Shunday qilib, eriyotgan muzning harorati 0°C, qaynayotgan suv bug'ining harorati 100°C deb olinadi.

Haroratning Selsiy shkalasi va Haroratning absayut shkalasi-Kelvin shkalasi yoki termodinamik shkalasi to'g'risadagi ma'lumot 2.1 da batafsil berilgan. Texnikada va laboratoriya tadqiqotlarida haroratni o'lchash uchun elektro termometrlar (qarshilik termometrlari, termoparalar va yarimo'tkazgichli termometrlari) keng qo'llaniladi.

Issiqlik kontakti natijasida jism ichki energiyasining o'zgarish kattaligi jismga uzatilgan issiqlik miqdori deb atadi.

Tajribaning ko'rsatishicha, m massali moddani t_1 haroratdan, t_2 haroratgacha isitish uchun zarur bo'lgan Q issiqlik miqdori moddaning massasiga va haroratning o'zgarishiga proporsional, ya'ni

$$Q = cm(t_2 - t_1) \quad (2.8)$$

bu yirda c moddaning solishtirma issiqlik sig'imi. Issiqlik miqdori energiya (ish) birliklarida, yani joule (J) da o'lchanadi.

(2.8) dan quyudagicha yozish mumkin:

$$c = \frac{Q}{m(t_2 - t_1)} \quad (2.8 a)$$

Bundan ko'rinib turibdiki, birlik massadagi moddani bir gradus qizdirish uchun kerak bo'lgan issiqlik miqdori moddaning solishtirma issiqlik sig'imi deyiladi.

Demak, birlik massadagi moddani bir gradus qizdirish uchun kerak bo'lgan issiqlik miqdori moddaning solishtirma issiqlik sig'imi deyiladi. Solishtirma issiqlik sig'imining o'lchov birligi: J/(kg·grad)

Issiqlik sig'imi va temperatura haqidagi masalalar kelgusi paragraflar (2.1.1.-2.1.3.) da batafsilroq ko'rib chiqiladi.

Makroskopik parametrlar. Tizimning makroskopik va mikroskopik holatlari. Makroskopik va mikroskopik parametrlar. Ergodik gipoteza

Molekulyar fizikada modda qanday agregat holatida bo'lishidan qat'iy nazar ko'p sondagi zarralar to'plami bilan ish ko'riladi. Ana shunday zarralar to'plamiga tizim deb ataladi. Tizim fazoda ma'lum bir chegaraga ega bo'lib, gaz holatda bo'lsa, gaz to'ldirilgan idish devorlari bilan chegaralanadi. Tizim chegaralari orqali boshqa atrof-muhit bilan energiya almashinishi yoki almashmasligi mumkin. Agar tizim bilan atrof-muhit energiyaning hech qanday turi bilan almashinishi ro'y bermasa, bunday tizimga yakkalangan tizim deyiladi. Tizimfaqat o'zining chegarasi bilan emas, undagi zarralarning xossalari bilan ham xarakterlidir. Eng oddiy tizimlardan biri ideal gazdir. Vaqt o'tishi bilan tizimda muvozanat yuzaga keladi. Ya'ni tizimning hanoma nuqtalarida bosim va harorat tenglashadi. Tizimning holati uning bosimi P , hajmi V va harorati T orqali aniqlanadi. Bunday parametrlar tizimning makroskopik holatini xarakterlaganligi uchun makroskopik parametrlar deyiladi.

Makroskopik tizim o'z navbatida juda ko'p sondagi zarralar to'plamidan iborat. Bu tizimdagi zarralar soni N ta bo'lsa, mikroskopik tizimlar orqali makroskopik tizim tashkil topadi. Har bir zarra holati uning x, y, z o'qlaridagi koordinatalari va tezliklarining shu o'qlardagi proeksiyalari bilan xarakterlanganligi uchun har bir mikroskopik tizim holati $6N$ ta son bilan aniqlanadi.

Agar makroskopik parametrlar berilgan tizim uchun vaqt o'tishi bilan o'zgarmasa, bunday holatga tizim muvozanatli holatda deb aytiladi. Yakkalangan tizimlar muvozanatli holatda bo'lishi mumkin. Agar tizim yakkalangan bo'lmasa turg'un holatda bo'lishi mumkin, ammo muvozanatli holatda bo'la olmaydi. Bunga quyidagicha misol keltirish mumkin. Biror idishga gaz solingan bo'lib, idishning turli qismlari turli haroratli doimiy tashqi muhit bilan kontaktda bo'lsa,

gazning harorati vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi. Ammo bu muvozanatli holat emas.

Istalgan ko'p sondagi zarralar tizimsini o'zaro teng hajmdagi n ta kichik tizimlardan iborat deb qarash mumkin. Ana shunday bir xil hajmdagi zarralar tizimiga statistik ansambl deyiladi. Demak, istalgan makroskopik tizim bir necha mikroskopik tizimlar-ansambldan iborat bo'ladi. Makroskopik tizim holati o'zgarib ham undagi mikrotizimlar holati vaqt o'tishi bilan o'zgarib turadi va hamma ansambl mikrotizim holatlarining o'zgarishi teng ehtimollidir. Xuddi shuningdek, ularda vaqt o'tishi bilan bo'ladigan o'zgarishlar ham teng ehtimolli.

Shunday qilib, mikrotizimlar holatining vaqt bo'yicha ham ansambl bo'yicha ham o'zgarishi teng ehtimolli bo'lar ekan. Ana shunday tasdiqqa ergodik gipoteza deyiladi va bu esa birinchi marta 1871 yilda L.Boltsman tomonidan aytilgan edi. Bu gipotezadan ko'rinadiki, ansambl bo'yicha o'rtacha kattalik bilan vaqt bo'yicha o'rtacha kattaliklar o'zaro teng bo'lar ekan.

Fluktuatsiya

Ma'lum V hajmga ega bo'lgan ko'p sondagi zarralar tizimni olib qaraylik. Agar shu hajmdagi zarralar soni N ta bo'lsa, hajm birligidagi zarralar soni (konsentratsiya) $n = \frac{N}{V}$ bo'ladi. Issiqlik harakati va boshqa turli sabablarga ko'ra elementar ΔV hajmda olingan konsentratsiya n o'rtacha miqdor n_{ort} konsentratsiyadan farq qiladi va bu farq vaqt o'tishi bilan o'zgarib turadi. O'rtacha miqdordan bunday chetlanishlarga fluktuatsiya deyiladi.

Fluktuatsiya faqatgina hajm birligidagi zarralar soni-zichlik uchun o'rinli bo'lib qolmasdan, zarralar tizimining holatini aniqlovchi boshqa parametrlar uchun ham o'rinlidir. Xususan' zichlik qiymatining o'rtacha miqdordan chetlanishi o'z navbatida o'sha hajmdagi bosimning qiymatini o'rtacha miqdordan chetlanishiga olib keladi. Shu tufayli bosim fluktuatsiyasi to'g'risida ham so'z yuritish mumkin. Fluktuatsion qiymat tushunchasi haroratga ham tegishlidir. Agar makrotizimni bir necha mikrotizimlar majmuasidan iborat deb

qaralsa, har bir mikrotizimlarning harorati to'g'risida fikr yuritish mumkin.

Shuni ta'kidlash kerakki, tizim o'lchami va haroratining ortishi bilan fluktuatsiyalarning sodir bo'lish ehtimolligi yanada ortadi. Moddaning kritik holatida u yanada ortib, eng katta qiymatga erishadi.

Fluktuatsiya tushunchasi faqatgina ideal gazlar uchun o'rinli bo'lib qolmasdan, o'zaro ta'sirlashmaydigan yoki kam ta'sirlashadigan zarralar tizimlari uchun ham o'rinlidir va shuning uchun ham uning ahamiyati juda katta. Jumladan osmon gunibazining havorangligi va Quyosh chiqish va botish paytida ufqning qizarishi Yer atmosferasidagi havo molekulari fluktuatsiyasi tufayli Quyoshdan keluvchi yorug'lik nurlarining Yer atmosferasida sochilishi bilan tushuntiriladi.

Ideal gaz bosimining molekulyar-kinetik nazariya asosida tushintirilishi

Endi gazlarning xossalarini molekulyar-kinetik nazariya asosida nazariy o'rganishga o'tamiz.

Molekulyar-kinetik nazariyaga ko'ra idishdagi gaz xaotik harakatlanayotgan gaz molekularining to'plamidan iborat. Bu harakat jarayonida gaz molekulari idish devorlariga uriladi. Har bir urilishda molekula devor sirtiga normal (perpendikulyar) biror uncha katta bo'lmagan kuch bilan ta'sir qiladi. Molekular soni juda ko'p bo'lgani uchun idish devorlariga endi normal yo'nalgan anchagina katta uzliksiz kuch ta'sir qilib turadi. Bu kuchning devor sirti birligiga nisbatan hisoblangan qiymati gazning bosimi ekanligi ravshan. Shunday qilib, gazning bosimi gaz molekularining issiqlik harakati tufayli mavjud va molekularning idishga urilishida namoyon bo'ladi.

Molekularning zarb kuchi ularning tezligiga va demak, molekular ilgarilanma harakatining kinetik energiyasiga bog'liq bo'ladi. Gaz p bosimi molekularining ilgarilanma harakati o'rtacha \bar{W} kinetik energiyasi bog'liq bo'ladi.

Ideal gaz molekulyar-kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi nemis fizigi Klauzius tomonidan XIX asrning 50yillarida chiqarilgan edi.

Bu tenglamani chiqarishdan oldin gazning o'ziga tegishli bo'lgan bazi soddalashtirishlarni kelishib olaylik. Gaz molekularining bir-biridan o'rtacha uzoqligi shundayki, ularning oralaridagi masofaga nisbatan o'lchamlarini hisobga olmaslik mumkin, ya'ni molekularni moddiy nuqtalar deb qarash mumkin. Bunga molekularning o'zaro tortishish va itarish kuchlarini ham inobatga olmaslik mumkin. Molekularning bir-biri bilan to'qnashishi sodir bo'ladigan yaqinlashish paytlari bundan mustasno. Bynda biz molekular bir-birlari bilan va gaz qamalgan idish devoiri bilan xuddi absolyut elastik sharlar singari to'qnashadi deb olamiz. Ya'ni, to'qnashish tezliginingkattaligi emas, faqat yo'nalishi o'zgaradi deb hisoblaylik. Nihoyat molekular orasidagi o'rtacha masofaning katta bo'lgani uchun molekularning o'zaro to'qnashishini ularning idish devorlariga urilish soniga nisbatan hisobga olmaslik mumkin. Shunday qilib, bizning gaz haqidagi soddalashtirishga oid farazlarimizni quydagicha ifodalash mumkin:

1) gaz molekulari-o'lchamlarini inobatga olmasa ham bo'ladigan elastik sharchalar (moddiy nuqtalar) dir,

2) molekular orasidagi tortishish kuchlari inobatga olmaslik darajada kichik,

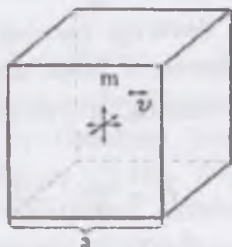
3) molekular orasidagi itarishish kuchlari molekularning o'zaro to'qnashish paytlaridagina namoyon bo'ladi,

4) molekularning o'zaro to'qnashishlar soni ularning idish devorlariga urilish soniga qaraganda hisobga olmaslik darajada kichik.

Bu shartlarni qanoatlantiruvchi gaz idealgaz deb ataladi. Shunday qilib, molekulari bir-biri bilan molekulararo tortishish kuchlari bilan bog'lanmagan elastik moddiy nuqtalar deb tasavvur qilinadigan gaz idealgaz deyiladi. Past bosim va yuqori haroratlarda realgaz xossalari jihatidan idealgazga yaqin bo'lar ekan.

Kub shakildagi idishdga gaz solingan hol uchun asosiy tenglamani keltirib chiqaraylik. Kub shakildagi idishni tanlashdan maqsad faqat hisobni osonlashtirishdir (ixtiyoriy shakldagi idish tanlash ham mumkin). Umuman, hech qanday idish bo'lmagan hol uchun ham chiqarish mumkin.

Qirradi a bo'lgan kub idishda n molekuladan iborat ideal gaz bor deylik; har bir molekulaning massasi m ga teng. Molekulalar harakatining batamom xotik bo'lishi tufayli ularning idish devorlariga ta'sirlari natijasi xuddi barcha molekulalarning $\frac{1}{3}$ qismi idishning oldingi va orqa devolari orasida, $\frac{1}{3}$ qismi o'ng va chap devorlari orasida va $\frac{1}{3}$ qismi yuqori va pastki devorlari orasida to'g'ri chiziqli harakat qilgandagidek bo'ladi. Shuning uchun uchala o'zaro perpendikulyar (shuningdek tegishli devorlarga ham perpendikulyar) yo'nalishlarning har biri bo'ylab harakatlanuvchi molekulalar soni $n' = \frac{1}{3} n$ ga teng bo'ladi, deymiz. Idishning o'ng devoriga tomon ϑ tezlik bilan uchib ketayotgan molekulalarning bittasini xayolan kuzataylik (51-rasm).



51-rasm

Molekula uchib borib devorga uriladi, devordan sapchiydi, orqaga qaytadi, chap devor tomon ketadi, undan sapchiydi va hokazo. Molekulaning devorga urilish kuchini Δf , urilish vaqtining davomiyligini Δt bilan belgilaymiz. Bunday urilish vaqtida molekulaning devorga bergan kuch impulsi $\Delta f \cdot \Delta t$ ga teng bo'ladi. Harakat miqdorining o'zgarish qonuniga muvofiq kuch impulsi harakat miqdorining o'zgarishiga teng:

$$\Delta f \cdot \Delta t = m\vartheta - (-m\vartheta) = 2m\vartheta.$$

"Minus" ishora zarb vaqtida tezlik o'z yo'nalishini qarama-qarshi tomonga o'zgartirishini bildiradi.

Molekula o'ng devoriga Δf kuch bilan qisqa vaqt, faqat zarblar vaqtidagina ta'sir qiladi; zarblar orasidagi qolgan kattagina vaqt oraliqlarida molekula bu devorga ta'sir qilmaydi. Shuning uchun molekulaning bir sekunda o'ng devorga o'rtacha ta'sir kuch $\overline{\Delta f}$ aslida haqiqiy kuch Δf dan ancha kichik bo'ladi. O'rtacha kuch impulsi 1 sekund davomida ta'sir qiluvchi barcha Δf kuchlarning impulslari yig'indisiga, ya'ni $(\Delta f) \cdot 1 = \Delta f \cdot \Delta t \cdot k$ ga teng, bu yirda k -molekulaning bir sekunda o'ng devorga urilushlari (zarblari) soni. k -soni molekulaning bir sekunda o'tgan yo'lining uning o'ng devorga ketma-ket ikki marta urilishi orasida o'tgan $2a$ yo'liga bo'linganiga teng (51-rasmga qarang). Molekulaning bir sekunda o'tgan yo'li son jihatdan ϑ tezlikka teng bo'lgani uchun $k = \frac{\vartheta}{2a}$. U holda o'rtacha ta'sir kuch quydagiga teng bo'ladi:

$$(\overline{\Delta f}) = \Delta f \cdot \Delta t \frac{\vartheta}{2a} = 2m\vartheta \frac{\vartheta}{2a} = \frac{m\vartheta^2}{a}.$$

Endi idishning o'ng devoriga gazning barcha (n') molekulalari ta'sir qilishini hisobga olamiz. U holda gazning o'ng devoriga ta'sir qiluvchi to'la kuch f barcha n' molekulalar $\overline{\Delta f}$ kuchlarining yig'indisiga teng bo'ladi:

$$f = \sum_{i=1}^{n'} \overline{\Delta f}_i = \sum_{i=1}^{n'} \frac{m\vartheta_i^2}{a} = \frac{m}{a} \sum_{i=1}^{n'} \vartheta_i^2,$$

bu yirda $\vartheta_i = \vartheta_1, \vartheta_2, \vartheta_3, \dots, \vartheta_{n'}$ -molekulalarning tezliklari.

Tenglikning o'ng qismini n' ga bo'lamiz va ko'paytiramiz:

$$f = \frac{mn'}{a} \frac{1}{n'} \sum_{i=1}^{n'} \vartheta_i^2.$$

$\frac{1}{n'} \sum_{i=1}^{n'} \vartheta_i^2$ ifoda molekulalarning o'rtacha kvadratik tezliklari kvadrati ekanini aniqlash qiyin emas, biz uni u bilan bilgilaymiz. U holda shunday yozish mumkin:

$$f = \frac{mn'u^2}{a}.$$

Bu tenglikning ikkala qismini a^2 ga bo'lamiz va n' ni $\frac{1}{3}n$ bilan almashiramiz:

$$\frac{f}{a^2} = \frac{1}{3} \frac{mnu^2}{a^3}.$$

Biroq, $a^2 = S$ idish o'ng devor sirtining yuzi, $a^3 = V$ esa idishning hajmi ekanligini inobatga olsak:

$$\frac{f}{S} = \frac{1}{3} \frac{mnu^2}{V}$$

$\frac{f}{S} = p$ - gazning o'ng devoriga bosimi, $\frac{n}{V} = n_0$ -gazning hajmi birligidagi molekular soni (konsentratsiyasi). Shuning uchun,

$$p = \frac{1}{3} mn_0 u^2. \quad (2.9)$$

Bu tenglama molekulyar-kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi deb aytiladi. Bu (2.9) tenglikning o'ng qismini ikkiga bo'lib va ko'paytirib, quyidagini olamiz:

$$p = \frac{2}{3} n_0 \frac{mu^2}{2}$$

$\frac{mu^2}{2} = \bar{w}$ bitta molekula ilgarilanma harakatining o'rtacha kinetik energiyasi.

Demak,

$$p = \frac{2}{3} n_0 \bar{w}. \quad (2.10)$$

Gazning idishning boshqa devorlariga bosimi uchun ham xuddi shunday (2.9) va (2.10) ifodalarni hosil qilishimiz o'z-o'zidan mavshan. Demak, (2.9) va (2.10) formulalar gaz bosimining ifodalidir. Bu formulalar ideal gazning molekulyar - kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi (Klauzius tenglamasi) ning to'g'ri ko'rinishlaridan iboratdir.

Bir atomli ideal gaz molekulaning ilgarilanma harakatining o'rtacha kinetik energiyasi absolyut temperatyraga bog'liqligini (2.13 ga qarang) inobatga olib quyidagi formulani yozamiz:

$$\bar{w} = \frac{3}{2} kT. \quad (2.11)$$

k -Boltsman doimiysi, T - termodinamik temperatyr. (2.10) formulaga (2.11) ifodani qo'ysak, quyidagi kelib chiqadi:

$$p = n_0 kT \quad (2.12)$$

gaz bosimining temperaturaga bog'likligini topamiz.

(2.10) tenglama, gazning bosimi birlik hajmdagi molekularning ilgarilanma harakati o'rtacha kinetik energiyasiga to'g'ri proporsional ekanligini ko'rsatadi.

Bu formulani statistik metod yordamida chiqardik (2.2. ga qarang): makroskopik tizim (gaz) ni ko'p sondagi tartibsiz harakat qilayotgan molekulalar yig'indisi deb oldik, tizimning makroskopik xarakteristikasi-gazning bosimini-mikrojarayon xarakteristikasi o'rtacha qiymati orqali, ya'ni gaz molekularining ilgarilanma harakati kvadratik tezliklarining o'rtachasi yoki o'rtacha kinetik enirgiyasi bilan ifodaladik.

Asosiy tenglamani biz nazariy yo'l bilan chiqardik. Biroq nazariy xulosalarning to'g'riligini hamma vaqt tajribada sinab ko'rish kerak bo'ladi. Asosiy tenglamaning to'g'riligini tajribada quyidagicha tekshirib ko'rishimiz mumkin. Agar asosiy tenglama hodisani to'g'ri aks etirayotgan bo'lsa, ba'zi ekisperimental gaz qonunlari (2.1.2. ga qarang) bu tenglamaning natijasi sifatida kelib chiqishi kerak. Shuning uchun ideal gaz molekulyar-kinetik nazariyaning asosiy tenglamasidan, masalan, Boyl-Mariott qonunini keltirib chiqarishga urinib ko'raylik.

Asosiy tenglamaga $n_0 = \frac{n}{V}$ (konsentratsiya) qiymatni qo'yamiz. U holda

$$p = \frac{2}{3} n \bar{w}.$$

Bundan

$$pV = \frac{2}{3} n \bar{w} \quad (2.13)$$

gazning berilgan massasi uchun $n = const$; o'zgarmas temperaturada gaz molekularining tezliklari ham o'zgarmaydi (molekulalarning issiqlik harakatlari intensivligi o'zgarmaydi), shuning uchun $\bar{w} = const$. U holda (2.13) formulaning o'ng, va demak, chap qismi ham o'zgarmas bo'lishi kerak, ya'ni

$$pV = const.$$

Shunday qilib, gazning berilgan massasi uchun, $T = const$ da gazning bosimi hajmiga teskari proportsional. Demak, biz Boyl-Mariott qonunini keltirib chiqardik va bu bilan molekulyar-kinetik nazariyaning asosiy tenglamasi to'g'ri ekanligini isbot qildik. Xuddi shunga o'xshash: Gey-Lyussak, Klapeyron va Mendeleyev-Klapeyron qoninlari (ifodalari) ni ham keltirib chiqarish mumkin.

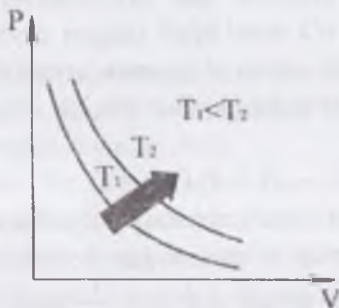
Ideal gaz modelidan real gazlar uchun ham foydalanish mumkin ular ham muayan sharoitlarda hamda past bosimlarda va yuqori haroratlarda o'zlarini xususiyatlariga ko'ra ideal gazga yaqin bo'ladi. Bundan tashqari molekulaning xususiy hajmi va molekulyar kuchlar haqida tuzatishlar kiritib real gazlar nazariyasiga kelish mumkin.

2.1.2. Ideal gaz qonunlari. Ideal gaz holat tenglamasi

Molekulyar-kinetik nazariyaning paydo bo'lishidan ancha ilgari tajriba yo'li bilan ideal gazlarning xossalarini ifodalovchi bir qancha qonunlar ochilgan edi. Ulardan ayrimlarini ko'rib chiqamiz

Boyl-Mariott qonuni. Izotermik gaz jaroyonlarini o'rganib ingliz olimi Boyl (1662 yil) va fransuz olimi Mariot (1667 yil) bir-biridan mustaqil holda Boyl-Mariott qonuni deb ataluvchi quyidagi qonunni aniqladilar. O'zgarmas harorat ($T = const$) da berilga gaz massasi uchun gaz bosimining uning hajmiga ko'payitmasi o'zgarmas kattalikdir. $T = const$, $m = const$ va

$$PV = const.$$



52-rasm.

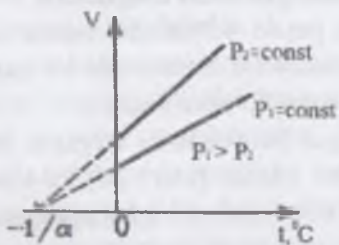
O'zgarmas haroratda gaz xususiyatini tavsiflovchi P va V kattaliklar orasidagi bog'lanishni ifodalovchi egri chiziqqa izoterma chizig'i deyiladi (52-rasm). Izoterma teng yonli giperbola shaklida bo'lib, harorat qancha katta bo'lsa grafikda izoterma chizig'i shuncha yuqorida joylashgan bo'ladi.

Gey-Lyussak qonuni. Izobarik gaz jarayonini o'rganib fransuz fizigi Gey-Lyussak 1802 yili o'z nomi bilab atalgan quyidagi qonunni aniqladi. Berilgan gaz massasi uchun o'zgarmas bosimda gaz hajmi

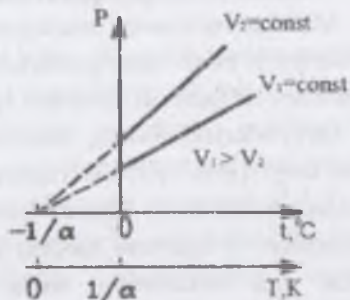
haroratning o'zgarishi bilan chiziqli o'zgaradi (53-rasm). $p = const$,
 $m = const$,

$$V = V_0(1 + \alpha t). \quad (2.14)$$

Bu yerda V_0 - gazning 0°C dagi hajmi, V - $t^\circ\text{C}$ haroratdagi hajmi, α - hajmiy kengayish koeffitsienti, t - Selsiy shkalasi bo'yicha harorat.



53-rasm



54-rasm

Sharl qonuni. Izoxorik gaz jarayonlarini tajribalarda o'rganib fransuz olimi Sharl o'z nomi bilan atalgan quyidagi qonunni aniqladi. Berilgan gaz massasi uchun o'zgarmas hajm ($V = const$) da gazning bosimi haroratning o'zgarishi bilan chiziqli o'zgaradi (54-rasm). $V = const$, $m = const$,

$$P = P_0(1 + \gamma t), \quad (2.15)$$

Bu tenglamada t -Selsiy shkalasi bo'yicha aniqlangan harorat, P_0 esa 0°C dagi gazning bosim, γ -gaz bosimning termik koeffitsienti bo'lib, barcha gazlar uchun $\alpha = \gamma \approx \frac{1}{273}$ grad $^{-1}$. O'zgarmas bosimda bo'ladigan jarayonlarga izobarik jarayon deyiladi va (2.14) formulaga muvofiq, V , t diagrammada bu jarayonlarning grafigi to'g'ri chiziqdan iborat bo'lib izobara chizig'i deyiladi. O'zgarmas hajimda bo'ladigan jarayonlarga izoxorik jarayon deyiladi. P , t diagrammada bu jarayonning grafigi to'g'ri chiziqdan iborat bo'lib izoxora chizig'i deyiladi. Yuqoridagi ifodalardan ko'rinadiki izobara va izoxora chiziqdari harorat o'qini $t = 1/\alpha = 273,15^\circ\text{C}$ nuqtada ya'ni $1 + \alpha t = 0$ shart bilan aniqlanuvchi nuqtada kesadi (54-rasm qarang). Agar hisoblash natijasini shu nuqtaga ko'chirsak u holda Kelvin

shkalasiga o'tgan bo'lamiz $T = t + 1/\alpha$ u holda formulalarga termodinamik haroratni kiritib Gey-Lyussak va Shari qonunlarini quyidagicha qulay shaklda yozish mumkin:

$$V = V_0(1 + \alpha t) = V_0 \left[1 + \alpha \left(T - \frac{1}{\alpha} \right) \right] = V_0 \alpha T,$$

$$P = P_0(1 + \gamma t) = P_0 \left[1 + \alpha \left(T - \frac{1}{\alpha} \right) \right] = P_0 \gamma T.$$

Absolyut harorat yordamida (2.14) formulani boshqa ko'rinishga keltirish mumkin:

$$V = V_0(1 + \alpha t) = V_0 \left(1 + \frac{1}{273} \right) = V_0 \frac{273+t}{273} = V_0 \frac{T}{T_0},$$

bu yerda $T_0 = 273K$ Kelvin shkalasi bo'yicha $0^\circ C$ ga to'g'ri keladi. Demak,

$$\frac{V}{V_0} = \frac{T}{T_0} \quad (2.16)$$

ya'ni o'zgarmas bosimda gazning hajmi absolyut haroratga to'g'ri proporsionaldir. Xuddi shu usul bilan (2.15) formulani o'zgartirib quyidagi nisbatni olamiz

$$\frac{P}{P_0} = \frac{T}{T_0}, \quad (2.17)$$

ya'ni o'zgarmas hajmda gazning bosimi absolyut haroratga to'g'ri proporsionaldir. (2.16) va (2.17) formulalar Gey-Lyussak va Sharl qonunlarining matematik ifodalari ekan.

Avogadro qonuni. Bir xil bosim va haroratda har qanday gazning bir *moli* bir xil hajmni egallaydi. Normal sharoitda bu hajm $22,4 l$ ga teng. Ta'rifga asoslanib moddalarning bir *molida* bir xil sondagi molekullar bo'lib, bunga Avogadro doimiysi deyiladi va u $N_A = 6,022 \cdot 10^{23} mol^{-1}$ teng.

Dalton qonuni. Ideal gaz aralashmasining bosimi shu aralashmani tashkil qiluvchi gaz molekullari porsial bosimlarning yig'indisiga teng, ya'ni

$$P = P_1 + P_2 + P_3 + \dots + P_n. \quad (2.18)$$

Hu yerda $P_1, P_2, P_3, \dots, P_n$ -porsial bosimlar bo'lib' xuddi shu haroratda shu hajm egallagan gazning bosimiga teng bosimdir.

Ideal gaz holat tenglamasi. Mendeleyev-Klapeyron tenglamasi

Biz m massali gazning bir vaqtda hajmi ham, bosimi ham, harorati ham o'zgaradigan umumiy jarayonni qaraylik. Yuqorida qayd qilinganidek, biror miqdor gazning holati uchta termodinamik parametr bilan aniqlanadi: P - bosim, V - hajm va T - harorat. Bu parametrlar orasida ma'lum bir bog'lanish bo'lsa, bunday bog'lanishni o'z ichiga olgan tenglamaga holat tenglamasi deyiladi va u umumiy ko'rishda quyidagicha yoziladi $f(P,T,V)=0$. Bu yerda har bir parametr qolgan ikkita parametr funksiyasidir. Fransuz fizigi va injineri B.Klapeyron, Boyle-Marriott va Gey-Lyussak qonunlarini umumlashtirib, ideal gaz holati tenglamasini keltirib chiqardi. Faraz qilaylik, biror gaz massasi V_1 hajmini egallaganda, uning bosimi P_1 va harorati T_1 bo'lsin. Shu gaz massasi boshqa ixtiyoriy holatda P_2, V_2, T_2 parametrlar bilan ifodalansin. Birinchi holatdan ikkinchi holatga o'tish ikki jarayon ko'rinishida amalga oshadi deb faraz qilaylik. 1) Izotermik jarayon Boyle-Marriott qonuniga asosan harorat $T_1 = const$ bo'lganda gazning hajmini V_2 qiymatgacha o'zgartiramiz, bunda gazning bosimi P_1' ga teng bo'ladi; 2) Izoxorik jarayon Gey-Lyussak qonuniga asoslangan gazning hajmi $V_2 = const$ bo'lganda gaz haroratini T_2 ga ko'taramiz, bunda uning bosimi P_2 bo'lib qolsin. Jarayonning birinchisi boshqichi izotermik qonuniyat bilan amalga oshirildi va shuning uchun quyidagini yozamiz:

$$P_1 V_1 = P_1' V_2,$$

bundan

$$P_1' = \frac{P_1 V_1}{V_2}.$$

Jarayonning ikkinchi bosqichi izobarik qonunga asosan bajarildi va shuning uchun quyidagini hosil qilamiz:

$$\frac{P_1'}{P_2} = \frac{T_1}{T_2}.$$

Bu formulaga P_1' ning ifodasini qo'yib, quyidagini hosil qilamiz:

$$\frac{P_1 V_1}{P_2 V_2} = \frac{T_1}{T_2},$$

bundan

$$\frac{P_1 V_1}{T_1} = \frac{P_2 V_2}{T_2}.$$

Demak, berilgan gaz massasi uchun $\frac{PV}{T}$ kattalik o'zgarishsiz qolar ekan

$$\frac{PV}{T} = B = \text{const.} \quad (2.19)$$

(2.19) ifoda Klapeyron tenglamasi (qonuni) deb aytiladi. Klapeyron tenglamasining kamchiligi shundan iboratki, B doimiy kattalik turli gazlar uchun turlicha bo'lganligidir. Rus olimi D.I. Mendeleyev Klapeyron tenglamasini Avogadro qonuni bilan birlashtirib bir oz o'zgartirish kiritdi. Buning uchun 1 mol gazni qaralaylik va uning hajmini V_{μ} bilan belgilaylik. Bu holda Klapeyron tenglamasi quyidagi

$$\frac{PV_{\mu}}{T} = B,$$

ko'rinishni oladi. Avogadro qonuniga asosan P va T ning bir xil qiymatlarida hamma gazlarning 1 moli bir xil V_{μ} hajmini egallaydi va demak, B doimiy barcha gazlar uchun bir xil bo'ladi. B ni R bilan almashtirsak, u holda

$$\frac{PV_{\mu}}{T} = R. \quad (2.20)$$

R doimiy universal gaz doimiysi deb yuritiladi. (2.20) formulani quyidagi ko'rinishda yozishimiz mumkin

$$PV_{\mu} = RT.$$

Bu ifoda 1 mol gaz uchun Mendeleyev-Klapeyron tenglamasi yoki qonuni deyiladi. Gazning hajmi uning massasiga proporsional (bir xil P va T larda) bo'lgani uchun

$$\frac{V_{\mu}}{V} = \frac{\mu}{m},$$

bu yerda μ – $m \text{ mol}$ gazning massasi, V bu esa m massal gazning hajmi. U holda

$$V_{\mu} = \frac{m}{\mu} V, \quad (2.21)$$

V_{μ} ning bu ifodasini (2.21) formulaga qo'yib, quyidagi

$$PV \frac{\mu}{m} = RT$$

yoki

$$PV = \frac{m}{\mu} RT \quad (2.22)$$

ifodani hosil qilamiz. Bu ifoda ixtiyoriy massali gaz uchun Mendeleyev- Klapeyron tenglamasi yoki holat tenglamasi deyiladi. (2.22) formuladan zichlik ifodasini topish

$$\rho = \frac{\mu P}{RT}$$

mumkin.

Universal gaz doimiysining son qiymatini (2.20) formuladan chiqarich mumkin va u $R = 8,31 \text{ J/mol} \cdot \text{K}$ ga teng.

2.1.3. Molekula ilgarilanma harakatining o'rtacha kinetik energiyasi va harorati. Erkinlik darajasi. Ideal gazning ichki energiyasi

Ichki energiya. Yuqorida ta'kidlanganidek, tizimni tashkil etuvchi zarralarning barcha energiyalarining yig'indisi ichki energiyani tashkil etadi. Ideal gazlarning molekulari o'zaro ta'sirlashmaganliklari uchun ularning potensial energiyalari nolga teng. Shuning uchun ham bunday gazlarning ichki energiyasi faqatgina ularning kinetik energiyasidan iborat bo'ladi. Shunday qilib, ideal gazlar uchun

$$U = E_k = \frac{1}{2} kT \quad (2.23)$$

bu formuladagi i gaz molekularining erkinlik darajalari soni. Ichki energiya termodinamik tizimlarning faqat muvozanat holatiga tegishlidir va shuning uchun ham u faqatgina holatning funksiyasidan iborat. Bir holatdan ikkinchi holatga o'tish yo'liga bog'liq emas. Boshqacha qilib aytganda, tizim bir holatdan ikkinchi holatga o'tib, yana boshlang'ich holatga qaytib kelsa, uning o'zgarishi nolga teng.

Ideal gazning issiqlik sig'implari va energiyasi

Ideal gazlarning issiqlik sig'implari gaz molekularining erkinlik darajalari soniga bog'liq. Molekulaning erkinlik darajalari soni deb, molekulaning fazodagi vaziyati va konfiguratsiyalarini belgilovchi mustaqil koordinatalar soniga aytiladi.

Bir atomli molekularning fazodagi vaziyati uchta o'zaro perpendikulyar o'qlardagi proeksiyalari bilan aniqlanganligi tufayli ularning erkinlik darajalari soni uchga teng. Bunday zarraning

o'rtacha energiyasi uning ilgarilanma harakat kinetik energiyasi $\frac{m\bar{v}^2}{2}$ bilan aniqlanadi. Bu energiyani molekulaning o'zaro perpendikulyar uch yo'nalish bo'ylab harakat energiyalari yig'indisidan iborat deb qarash mumkin, ya'ni

$$\frac{m\bar{v}^2}{2} = \frac{m\bar{v}_x^2}{2} + \frac{m\bar{v}_y^2}{2} + \frac{m\bar{v}_z^2}{2}, \quad (2.24)$$

bu yerda \bar{v}_x , \bar{v}_y , \bar{v}_z molekula tezligining x , y , z o'qlaridagi tashkil etuvchilari. Molekulalarning harakatlari tamomila xotik bo'lganligi tufayli, bu o'qlar bo'yicha kinetik energiyalarning o'rtacha qiymatlari bir-biriga teng

$$\frac{1}{3} \frac{m\bar{v}^2}{2} = \frac{m\bar{v}_x^2}{2} = \frac{m\bar{v}_y^2}{2} = \frac{m\bar{v}_z^2}{2} \quad (2.25)$$

Gazlar molekulyar-kinetik nazariyasining asosiy tenglamasiga muvofiq ((2.11) 2.1.1. ga qarang)

$$\frac{m\bar{v}^2}{2} = \frac{3}{2} kT \quad (2.26)$$

bo'lganligi va bir atomli molekula uchta erkinlik darajasiga ega ekanligi uchun, bitta erkinlik darajasiga to'g'ri keluvchi energiya $\frac{1}{2} kT$ ga teng bo'ladi, ya'ni har bir erkinlik darajasiga $\frac{1}{2} kT$ energiya mos keladi. Bunga energiyaning erkinlik darajalari bo'ylab teng taqsimlanish qonuni, deb ham aytiladi.

Shunday qilib, bitta molekulaga to'g'ri keluvchi ichki energiyasi (1-3)

$$U = \frac{3}{2} kT. \quad (2.27)$$

ifodaga teng. Shu gazning bir moli uchun

$$U = \frac{3}{2} RT \quad (2.28)$$

bo'ladi. Ana shunday bir atomli gazning molyar issiqlik sig'implari

$$C_{\mu V} = \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right) = \frac{3}{2} R, \quad (2.29)$$

$$C_{\mu P} = C_{\mu V} + R = \frac{5}{2} R \quad (2.30)$$

ga teng.

Agar molekula ikki atomdan gantelsimon shaklda bo'lib, qattiq bog'lanish hosil qilib birikkan bo'lsa, bunday molekula x , y , z o'qi

bo'yicha uchta ilgarilanma harakat erkinlik darajalaridan tashqari atomlarning biriktiruvchi o'qqa perpendikulyar bo'lgan yana ikki o'q (y va z)



55-rasm.

atrofida aylanma erkinlik darajalariga ham ega bo'ladi (55-rasm). x o'qi bo'yicha aylanma harakat molekula energiyasining o'zgarishiga olib kelmaydi. Shu sababli molekula x o'qi bo'yicha aylanma erkinlik darajasiga ega emas deb hisoblanadi. Jami 5 ta erkinlik darajalariga ega.

Bir mol shunday gazning ichki energiyasi

$$U = \frac{5}{2}RT \quad (2.31)$$

ifodaga teng bo'lganligi uchun, uning issiqlik sig'implari

$$C_{\mu V} = \frac{5}{2}R, \quad (2.32)$$

$$C_{\mu P} = \frac{7}{2}R \quad (2.33)$$

bo'ladi.

Bu mulohazalar gantelsimon qattiq bog'langan ikki atomdan iborat molekula uchun o'rinalidir. Ammo real molekulalarda atomlar bir-biriga hamma vaqt ham qattiq bog'langan bo'lmaydi. Ular o'zaro bir-biriga nisbatan tebranma harakatda ham bo'lishi mumkin. Bundan ko'rinadiki, real ikki atomli molekularning konfiguratsiyani aniqlashda uchta ilgarilanma, ikkita aylanma va bitta tebranma erkinlik darajasini ham inobatga olish kerak.

Uch va undan ko'p atomli molekularlar x , y , z o'qlar bo'yicha uchta aylanma va uchta ilgarilanma harakat, jami 6 ta erkinlik darajalariga ega. Bir mol shunday gazning ichki energ

$$U = \frac{6}{2}RT = 3RT. \quad (2.31a)$$

Bunday molekular gazlar uchun:

$$C_{\mu V} = \frac{6}{3} R, \quad (2.32b)$$

$$C_{\mu P} = \frac{8}{3} R \quad (2.33c)$$

ga teng.

Shunday qilib, gazlarning issiqlik sig'implari ularning erkinlik darajalari soni i bilan aniqlanadi. Umumiy holda

$$C_{\mu V} = \frac{i}{2} R; \quad (2.34)$$

$$C_{\mu P} = \frac{i+2}{2} R. \quad (2.35)$$

Amalda gazlarning issiqlik sig'implari (2.34) va (2.35) bilan aniqlanadigan issiqlik sig'implaridan farq qiladi. Masalan, vodorod, kislorod kabi ikki atomli gazlarning uy haroratdagi issiqlik sig'implari $C_{\mu V} = \frac{3}{2} R$ ga yaqin. Xlor uchun esa ikki barobar katta. Uch atomli gazlarda chetlanish yanada ko'proq kuzatiladi va haroratning ortishi bilan ortadi. Gazlar issiqlik sig'imining harorat bilan o'zgarishi ma'lum bir harorat intervalida ro'y beradi. Shunday qilib, haroratning ortishi bilan erkinlik darajalari oshgan molekulalar soni ko'payib boradi va yuqori haroratlarda aylanma erkinlik darajasi bilan birgalikda tebranma erkinlik darajalari ham paydo bo'ladi. Shuning uchun ham harorat oshgan sari gazlarning issiqlik sig'implari ham ortib boradi.

Haroratning issiqlik sig'imiga ta'siri ko'p atomli gazlar uchun ham o'rindir.

Aytilganlardan molekula energiyasi erkinlik darajalari bo'ylab teng taqsimlanadi, deb hisoblash uncha to'g'ri emasligi va uning qo'llanilish chegarasi mavjudligi to'g'risida xulosa chiqarish mumkin. Bitta ideal gaz molekulasining ilgariylanma harakat \bar{W} o'rtacha kinetik energiyasi

$$\bar{W} = \frac{U}{N} = \frac{i}{2} kT. \quad (2.35a)$$

Bu yerda U gazning ichki energiyasi, N -gaz molekulalarining soni, k -Bolsman doimiysi va erkinlik darajalari soni $i = 3, 5, 6$ larni qabul qiladi. O'rtacha kinetik energiya esa T termodynamik haroratga proporsional va faqat shunga bog'liq ekan (2.1.3. ga qarang). Bu

tenglamadan ko'rinadiki, $T = 0$ bo'lganda $\bar{W} = 0$, ya'ni OK da gaz molekularining ilgarilanma harakati to'xtaydi va demak, ularning bosimi nolga teng bo'ladi. Shunday qilib, termodinamik harorat ideal gaz molekulari o'rtacha kinetik energiyasining o'lchovi bo'lib haroratining molekulyar-kinetik tarifini ifodalaydi.

Mavzu yuzasidan testlar

1. Massaning atom birligi qiymati miqdoran nimaga teng

A) $m_{m.a.b} = 1.66 \cdot 10^{-27} \text{kg}$ B) $m_{m.a.b} = 1.66 \cdot 10^{-26} \text{kg}$

C) $m_{m.a.b} = 1.67 \cdot 10^{-25} \text{kg}$ D) $m_{m.a.b} = 1.67 \cdot 10^{-27} \text{kg}$

2. Ideal gaz uchun molekulyar-kinetik nazariyasining asosiy tenglamasini ko'rsating?

A) $p = \frac{1}{3} m_0 n v^2$ B) $p = \frac{1}{3} n_0 n T^2$ C) $p = \frac{5}{3} m_0 n v^2$ D) $p = nRT$

3. Boyle-Marriott qonunining formulasi qaysi?

A) $P = \text{const}, pV = \text{const}$; B) $T = \text{const}, pV = \text{const}$;

C) $v = \text{const}, pV = \text{const}$; D) $T = \text{const}, \frac{p}{v} = \text{const}$.

4. Gey - Lyussak qonunining formulasi qaysi?

A) $V = \text{const}, P = P_0(1 + at)$ B) $T = \text{const}, P = P_0(1 + at)$

C) $P = \text{const}, P = P_0(1 + at)$ D) $P = \text{const}, V = V_0(1 + at)$

5. Sharl qonunining formulasi qaysi?.

A) $V = \text{const}, P = P_0(1 + \gamma t)$ B) $P = \text{const}, P = P_0(1 + \gamma t)$

C) $T = \text{const}, P = P_0(1 + \gamma t)$ D) $V = \text{const}, \frac{P}{v} = \text{const}$

6. Temperaturaning Celsiy va Kelvin ikkalasi orasidagi bog'lanish formulasi toping?.

A) $T = t + 273$ B) $T = t - 273$

C) $T = \frac{t}{273}$ D) $T = \frac{273}{t}$

7. Ideal gaz holat tenglamasini toping?

A) $\frac{P}{T} = R$; B) $\frac{V}{T} = R$; C) $\frac{PV}{T} = R$; D) $\frac{P}{TV} = R$.

R - gaz universal doimiysi

8. Mendeleev-Klapeyron tenglamasi qaysi.

A) $P = \frac{m}{\mu} RT$; B) $P = \frac{\mu}{m}$; C) $P = \frac{\mu \cdot R}{mT}$; D) $PV = \frac{m}{\mu} RT$.

9. Gaz molekulari ilgarilama harakatining o'rtacha kinetik energiyasi' formulasi.

A) $\bar{E}_k = \frac{3}{2} KT$; B) $\bar{E}_k = \frac{3}{2} \cdot \frac{k}{T}$; C) $\bar{E}_k = \frac{3}{2} \cdot \frac{T}{k}$; D) $\bar{E}_k = \frac{3}{2} T$.

10. Ideal gazning ichki energiyasining formulasi.

A) $U = \frac{m}{\mu} RT$; B) $U = \frac{3}{2} \cdot \frac{m}{\mu} RT$; C) $U = 3 \frac{m}{\mu} RT$; D) $U = 2 \frac{m}{\mu} RT$

Mavzu yuzasidan savollar

1. Massaning atom birligi qiymati miqdorani izohlang
2. Ideal gazning bosimi uning temperaturasiga qanday bog'liq?
3. Ideal gazning bosimi uning temperaturasidan tashqari yana nimalarga bog'liq?
4. Molekulyar-kinetik nazariyasining asosiy uch qoidasi nimadan iborat?
5. Gazlarda molekular orasidagi 'zaro tortishish potensial energiyasi ularning kinetik energiyasiga qaraganda juda kichik bo'lishini izohlang?
6. Ideal gazning holat tenglamasini yozing va tushuntiring.
7. Boyle-Marriott qonuniga ta'rif bering.
8. Izoterma deb nimaga aytiladi?
9. Gey-Lyussak qonunini ta'riflang. Izobara chizig'ini chizib ko'rsating.
10. Sharl- qonuni nima haqida so'z beradi?
11. Dalton qonuni ayting va tushinyiring?
12. Avogadro qonunining mohiyatini tushuntiring.
13. Avogadro va Loshmidt sonini izohlang
14. Molekulyar-kinetik nazariyasining asosiy tenglamasini keltirib chiqaring.
15. Molekulyar-kinetik nazariyasining asosiy qoidalarini va uni tasdiqlovchi ba'zi hodisalarga izoh bering.
16. Molekulalarning erkinlik darajasiga izohlang.

17. Bir, ikki va uch atomli ideal gazning ichgki energiyasining formularini yozing va izohlang.

18. Ideal gazning issiqlik sig'implari va energiyasi orasidagi munosobatni tushintiring.

19. Ideal gaz ichgi energiyasiniqanday usullar bilan o'zgartirish mumkin?

20. Bir xil haroratdagi gaz, suyuqlik va qattiq jismlar ichki energiyalarini solishtiring va izohlang.

21. Gaz, suyuqlik va qattiq jismlar molekularning erkinlik darajasiga mos kelgan energiya haqida nima deysiz?

22. Adiabatik jaroyon deb nimaga aytiladi?

23. Izoterma va adiabata orasidagi farqni izohlang

2.2-MAVZU. STATISTIK TAQSIMOTLAR

Reja:

2.2.1. Statistik taqsimotlar. Gaz molekulari tezligining absolyut qiymatlari bo'yicha taqsimoti-Maksvell taqsimoti;

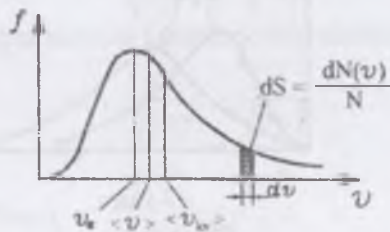
2.2.2. Tashqi kushlar maydonidagi ideal gaz molekularining gaz hajmi bo'yicha taqsimlanishi. Barometrik formula. Bolsman taqsimoti.

2.2.1. Statistik taqsimotlar. Gaz molekulari tezligining absolyut qiymatlari bo'yicha taqsimoti-Maksvell taqsimoti

Molekulyar-kinetik nazariyaning asosiy tenglamasini chiqarishda molekular tezliklari turlicha deb hisoblandi. Molekularning o'zaro ko'plab to'qnashishlari natijasida ularning tezliklari ham kattalik jihatdan, ham yo'nalish jihatdan o'zgaradi. Ammo molekularning tartibsiz harakati tufayli hamma harakat yo'nalishlari teng huquqlidir, ya'ni har qanday yo'nalish bo'ylab o'rtacha bir xil sondagi molekular harakat qiladi. Molekulyar-kinetik nazariyaga asosan molekular tezligi to'qnashish natijasida qanday o'zgarishidan qat'iy nazar, $T = const$ haroratda muvozanat hlatda bo'lgan m_0 massali gaz molekularining o'rtacha kvadrat tezligi doimiy bo'lib, quyidagiga teng bo'ladi:

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}}$$

Bu esa gaz muvozanat holatida bo'lganda vaqt o'tishi bilan o'zgar olmaydigan barqaror holatning yuz berishi va ma'lum statistik qonunlarga bo'ysinishi tezliklar bo'yicha taqsimot yuzaga kelishi bilan tushuntiriladi. Bu qonunni nazariy ravishda J. Maksvell chiqargan. Maksvell molekulalarning tezliklar bo'yicha taqsimotini chiqarishda gaz juda ko'p sondagi o'zaro o'xshash molekulalardan tashkil topgan va ular doimo ma'lum haroratda uzluksiz issiqlik harakatida bo'ladi deb faraz qiladi. Bundan tashqari gazga maydon kuchi ta'sir qilmaydi deb faraz qilingan. Maksvell qonuni molekulalarning tezliklar bo'yicha funksiyasi deb ataluvchi $f(v)$ funksiya bilan tushuntiriladi. Agar molekula tezliklari diapazonini kichik $d\vartheta$ oraliqlarga bo'lib



56-rasm.

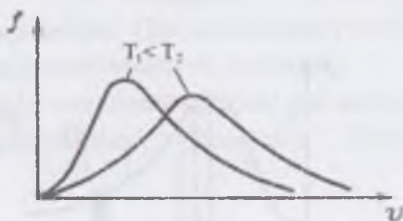
chiqsak, va har bir tezlik oralig'iga $dN(\vartheta)$ sondagi molekula mos kelgan, u holda $f(\vartheta)$ funksiyaning ϑ va $\vartheta + d\vartheta$ tezliklar oralig'iga mos keluvchi molekulalarning nisbiy sonini $dN(\vartheta)/N$ aniqlash mumkin, ya'ni $dN(\vartheta)/N = f(\vartheta)d\vartheta$, bundan

$$f(\vartheta) = \frac{dN(\vartheta)}{Nd\vartheta}$$

Maksvell ehtimollik nazariyasi usulini qo'llab, $f(\vartheta)$ funksiyani topadi, ya'ni ideal gaz molekulalarining tezliklar bo'yicha taqsimoti qonunini aniqladi:

$$f(\vartheta) = 4\pi \left(\frac{m_0}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m_0 \vartheta^2}{2kT}} \vartheta^2,$$

ifodadan ko'rinadiki, funksiyaning aniq ko'rinishi gaz turiga (molekulalar massasiga) va holat parametrlariga (T -haroratga) bog'liq bo'ladi. Bu funksiyaning grafigi 56-rasmda ko'rsatilgan. ϑ ning oshib borishi bilan $e^{-\frac{m_0 \vartheta^2}{2kT}}$ -ko'paytuvchi ϑ^2 ko'paytuvchining oshib borishiga qaraganda tezroq kamayib borгани uchun $f(\vartheta)$ funksiya noldan boshlanib, o'zining maksimumiga $\vartheta = \vartheta_e$ bo'lganda erishadi va so'ng asimptotik ravishda nolga intiladi. Egri chiziq ϑ_e ga nisbatan simmetrik emas. ϑ dan $\vartheta + d\vartheta$ tezliklar oralig'ida yotuvchi molekulalarining nisbiy soni $dN(\vartheta)/N$ rasmda ajratilgan qism yuzi sifatida aniqlanadi. Taqsimot egri chizig'i va absissa o'qi bilan chegaralangan yuza birga teng. Bu esa $f(\vartheta)$ funksiyaning normallashtirish shartini qanoatlantirishni ko'rsatadi



57-rasm.

$$\int_0^{\infty} f(\vartheta) d\vartheta = 1.$$

Ideal gaz molekulalarining tezliklar bo'yicha taqsimot funksiyasi maksimumiga erishgandagi tezlikka ehtimolli tezlik deyiladi. Ehtimolli tezlik qiymatini yuqoridagi ifodani ϑ argument bo'yicha (doimiy ko'paytuvchi tushirib qoldirgan) differensiyallab, natijani nolga tenglashtirib va $f(\vartheta)$ ifodaning maksimum shartini qo'llab topish mumkin:

$$\frac{d}{d\vartheta} \left(\vartheta^2 e^{-\frac{m_0 \vartheta^2}{2kT}} \right) = 2\vartheta \left(1 - \frac{m_0 \vartheta^2}{2kT} \right) e^{-\frac{m_0 \vartheta^2}{2kT}} = 0$$

$\vartheta = 0$ va $\vartheta = \infty$ qiymatlar yuqoridagi ifodaning minimumiga mos keladi. ϑ ning qavs ichidagi ifodasi nolga teng bo'ladigan qiymati biz izlayotgan ϑ_e ehtimolli tezlikdan iboratdir

$$v_e = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}} = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}}$$

bu formuladan ko'rinadiki haroratning oshishi bilan molekularning tezliklar bo'yicha taqsimot funksiyasi maksimumi o'nga tomon siljiydi (eng katta qiymat ehtimolli tezlikning qiymati b'ladi). Ammo egri chiziq bilan chegaralangan yuza qiymati o'zgaras bo'lib qoladi (57-rasm). Shu sababli haroratning oshishi bo'yicha taqsimlanish egri chizig'i cho'ziladi va pasayadi. Molekularning $\langle v \rangle$ o'rtacha tezligi (o'rtacha arifmetik tezligi) quydagi formuladan aniqlanadi

$$v_a = \frac{1}{N} \int_0^{\infty} v dN(v) = \int_0^{\infty} v f(v) dv.$$

Bunda $f(v)$ funksiyani qo'yib va integrallasak, u holda quyidagini olamiz

$$v_a = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi \mu}}$$

Shunday qilib, gaz holatini xarakterlovchi tezliklar:

1) ehtimolli

$$v_e = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}} = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}}$$

2) o'rtacha arifmetik

$$v_a = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi \mu}} = 1,13v_e$$

3) o'rtacha kvadratik

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}} = 1,22v_e.$$

Molekularning tezliklar bo'yicha taqsimotidan foydalanib gaz molekularining E_k kinetik energiya bo'yicha taqsimotini topish mumkin. Buning uchun v o'zgaruvchidan $E_k = m_0 v^2 / 2$ o'zgaruvchiga o'tamiz $v = \sqrt{\frac{2E_k}{m_0}}$ va $dv = (2E_k m_0)^{-1/2} dE_k$ ni qo'yib, quyidagini hosil qilamiz:

$$dN(E_k) = \frac{2N}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-\frac{3}{2}} E_k^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{E_k}{kT}} dE_k.$$

Bu yerda $dN(E_k)$ qiymat E_k dan $E_k + dE_k$ gacha bo'lgan kinetik energiya oralig'iga mos keluvchi molekular soni. Shunday qilib, molekularning issiqlik harakat energiyasiga ko'ra taqsimot funksiyasi quyidagicha bo'ladi

$$f(E_k) = \frac{E_k}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-\frac{3}{2}} E_k^{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{E_k}{kT}}.$$

Ideal gaz molekularining o'rtacha kinetik energiyasi:

$$\bar{E}_k = \int_0^{\infty} E_k f(E_k) dE_k = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-\frac{3}{2}} \int_0^{\infty} E_k^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E_k}{kT}} dE_k = \frac{3}{2} kT.$$

2.2.2. Tashqi kushlar maydonidagi ideal gaz molekularining gaz hajmi bo'yicha taqsimlanishi. Barometrik formula. Bolsman taqsimoti

Gazlar molekulyar-kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi va molekularning tezliklar bo'yicha Maksveli taqsimotini chiqarishda gaz molekulariga tashqi kuchlar ta'sir qilmaydi, shu sababli molekular hajm bo'ylab tekis taqsimlangan deb qaralgan edi. Ammo hamma gaz molekulari yerning tortish kuchi potensial maydoni ta'sirida bo'ladi. Bir tomondan tortishish ikkinchi tomondan molekularning issiqlik harakati gazni shunday bir barqaror holga olib keladiki, bu holda gaz bosimi balandlik oshishi bilan kamayib boradi. Gaz molekularini bir xil, ularning harorati o'zgarmas va tortish maydoni bir jinsli deb faraz qilib bosimning balandlikka qarab o'zgarish qonunini chiqaramiz. Agar h balandlikda atmosfera bosimi P bo'lsa, u holda $h + dh$ balandlikda $P + dP$ ga teng bo'ladi. P va $\vartheta + d\vartheta$ bosimlar farqi balandligi dh va asosi birlik yuzaga teng bo'lgan silindr bilan chegaralangan hajm ichidagi gaz og'irligiga teng bo'ladi:

$$P - (P + dP) = \rho gh,$$

bu yerda $\rho - h$ -balandlikdagi gaz zichligi (dh shunday kichikki, balandlik o'zgarganda gaz zichligi deyarli o'zgarmaydi). Demak,

$$dP = -\rho g dh. \quad (2.36)$$

Ideal gaz holat tenglamasi $PV = \frac{m}{\rho} RT$ dan foydalanib quyidagini

$$\text{topamiz } \rho = \frac{m}{V} = \frac{\mu P}{RT},$$

buni (2.36) ifodaga qo'yib quyidagini olamiz

$$dP = -\frac{\mu g}{RT} P dh \text{ yoki } \frac{dP}{P} = -\frac{\mu g}{RT} dh. \quad (2.37)$$

Balandlik h_1 dan h_2 gacha o'zgaranda bosim P_1 dan P_2 gacha o'zgaradi,

ya'ni

$$\int_{P_1}^{P_2} \frac{dP}{P} = -\frac{\mu g}{RT} \int_{h_1}^{h_2} dh \text{ yoki } \ln \frac{P_2}{P_1} = -\frac{\mu g}{RT} (h_2 - h_1), \quad (2.38)$$

bundan quyidagini topamiz:

$$P_2 = P_1 e^{-\frac{\mu g}{RT} (h_2 - h_1)}. \quad (2.39)$$

(2.39) ifodaga barometrik formula deyiladi. Bu formula bosimning balandlikka qarab o'zgarishini yoki bosimni o'lchab balandlikni topishga imkon beradi. Balandlik dengiz sathidan boshlab o'lchanganligi sababli (bu holda bosim normal hisoblanadi) ifodani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin

$$P = P_0 e^{-\frac{\mu g h}{RT}}. \quad (2.40)$$

Bu yerda P , h -balandlikdagi bosim. Yer yuzidan boshlab balandlikni o'lchaydigan asbobga visotomer (yoki altimetr) deyiladi. Uning ishi (2.40) formulaga asoslangandir. Bu formuladan ko'rinadiki, gaz qunchalik o'gir bo'lsa bosim balandlikka qarab shunchalik tez kamayadi. $P = nkT$ ifodadan foydalanib barometrik formulaning ko'rinishini o'zgartirish mumkin:

$$n = n_0 e^{-\frac{\mu g h}{RT}}. \quad (2.41)$$

Bu yerda n , h -balandlikdagi molekular konsentratsiyasi n_0 esa $h=0$ balandlik (Yer sathi) dagi molekular konsentratsiyasi, $\mu = m_0 N_A$ va $R = k N_A$ bo'lgani uchun

$$n = n_0 e^{-\frac{m_0 g h}{kT}},$$

bunda $m_0gh = E_p$ og'irlik maydonidagi molekular potentsial energiyasi

$$n = n_0 e^{-\frac{E_p}{kT}},$$

ya'ni bu ifodaga ko'ra tashqi potentsial energiyasi kichik bo'lgan joylarda gaz zichligi katta bo'ladi.

(2.41) ifoda Bolsman taqsimoti formulasi deyiladi. Agar zarrachalar massalari bir xil bo'lsa va doimiy tartibsiz issiqlik harakatida bo'lsa, u holda (2.41) Bolsman taqsimoti nafaqat o'g'irlik kuchi maydonida, balkim har qanday tashqi potentsial maydonda ham o'rinli bo'ladi.

Mavzu yuzasidan testlar

1. Gaz molekularining o'rtacha kvadratik tezligining formulasi.

$$A) \bar{v} = \sqrt{\frac{3kT}{\mu}} \quad B) \bar{v} = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}} \quad C) \bar{v} = \sqrt{\frac{3kT}{N}} \quad D) \bar{v} = \sqrt{\frac{3}{2}kT}$$

2. Barometrik formulasi qaysi.

$$A) P = P_0 e^{-\frac{\mu gh}{RT}} \quad B) P = P_0 e^{-\frac{\mu gh}{kT}} \quad C) P = P_0 e^{-\frac{ng h}{RT}} \quad D) P = P_0 e^{-\frac{mgh}{RT}}$$

3. Bolsman taqsimot funksiyasi qaysi.

$$A) n = n_0 e^{-\frac{\mu gh}{RT}} \quad B) n = n_0 e^{-\frac{mgh}{RT}} \quad C) n = n_0 e^{-\frac{\mu gh}{kT}} \quad D) n = n_0 e^{-\frac{gh}{RT}}$$

4. Bolsmon taqsimot formulasi.

$$A) \frac{n}{n_0} = \frac{p}{p_0} \quad B) \frac{n}{n_0} = \frac{p_0}{p} \quad C) \frac{n}{n_0} = \frac{v}{v_0} \quad D) \frac{n}{n_0} = \frac{v_0}{v}$$

Mavzu yuzasidan savollar

1. Taqsimot funksiyasi deb nimaga aytiladi?
2. Taqsimot funksiyasining umumiy ko'rinishini yozing?
3. Gaz molekulari taqsimot funksiyasini nisbiy tezliklarda ifodalang?
4. Eng ehtimolli, arifmetik, o'rtacha kvadratik tezliklar nimalarga bog'liq?
5. Shtern tajribasini izohlang.

6. Barometrik formulani keltirib chiqaring.
7. Bolsman taqsimoti nimani ko'rsatadi?
8. Perren tajribasini tushuntiring.
9. Maksvell va Bolsman taqsimotlari bir-biriga zidmi?
10. Gaz molekularining tezliklar bo'yicha va konsentrasyon taqsimotining ahamiyati haqida gapiring.

2.3-MAVZU. TERMODINAMIKA ASOSLARI

Reja:

2.3.1. Qaytar va qaytmas issiqlik jarayonlar. Termodinamikaning birinchi qonuni. Issiqlik miqdori. Gaz ichki energiyasining o'zgarishi;

2.3.2. Termodinamikaning birinchi qonunining turli issiqlik jarayonlariga tadbiqu;

2.3.3. Issiqlik mashinalari va ularning foydali ish koeffitsienti. Karno sikli. Ideal issiqlik mashinasi. Termodinamikaning II qonuni. Entropiya. Termodinamikaning III qonuni.

2.3.1. Qaytar va qaytmas issiqlik jarayonlar. Gaz hajmining o'zgarishida bajarilgan ish. Termodinamikaning birinchi qonuni.

Issiqlik miqdori. Gaz ichki energiyasining o'zgarishi

Termodinamika predmeti. Asosiy termodinamik tushunchalar. Termodinamika issiqlik, ish va boshqa turdagi energiyalarning o'zaro bog'lanishi va bir-biriga aylanishi haqidagi ta'limotdan iborat bo'lib, unda molekulyar harakatning aniq bir formasi olib qaralmasdan, shu modda xossalari butunicha xarakterlaydigan makroskopik parametrlarning o'zgarishi asosida xulosalar chiqariladi. Tajribada aniqlangan uning qonunlari molekulyar harakatlar bilan bog'lanmasdan, butun tizim uchun qo'llaniladi.

Termodinamik tizim deb, termodinamika usuli bilan o'rganiluvchi bir yoki bir necha jismdan iborat, fikran ajratilgan sistemaga aytiladi. Shu tizimga kirmagan barcha boshqa jismlarga tashqi muhit deyiladi

Agar termodinamik tizimda tashqi muhit bilan modda yoki energiya almashinuvi ro'y bersa, bunday tizimga ochiq termodinamik tizim, modda yoki energiya almashinuvi ro'y bermasa yopiq termodinamik tizim deyiladi.

Termodinamik tizim holati termodinamik parametrlar bilan xarakterlanadi. Termodinamik parametrlarga temperatura, bosim, hajm, konsentratsiya, zichlik, magnit yoki dielektrik xossalarni xarakterlovchi kattaliklar va hokozalar kirishi mumkin. Sistemaning termodinamik holati shu parametrlar to'plami bilan aniqlanadi. Shu parametrlardan birortasining vaqt o'tishi bilan o'zgarishiga termodinamik jarayon deyiladi. Termodinamik jarayon davomida tizim holatini xarakterlovchi bir yoki bir necha parametrlar o'zgarishi mumkin. Termodinamik parametrlar ekstensiv va intensiv kattaliklarga bo'linadi. Ekstensiv parametrlar termodinamik tizimdagi modda miqdoriga bog'liq bo'lib (masalan, konsentratsiya, zichlik), intensiv parametrlar modda miqdoriga bog'liq emas (masalan, bosim, harorat). Bundan tashqari termodinamik parametrlar ichki va tashqi bo'lishi mumkin.

Tashqi parametrlar tizimning fazoda joylashish o'rni va shunga o'xshash kattaliklar bilan xarakterlansa (masalan, hajm), ichki parametrlar shu tizimni tashkil etuvchi zarra va jismlar holatiga bog'liq kattaliklar (ichki energiya, bosim) bilan xarakterlanadi. Biror tizimga nisbatan ichki bo'lgan parametrlar boshqa tizimga nisbatan tashqi bo'lishi mumkin.

Termodinamik tizim holatini xarakterlovchi hamma parametrlar ma'lum bo'lsa, tizim holati aniqlangan hisoblanadi. Termodinamik tizim holatini aniqlovchi parametrlar vaqt o'tishi bilan doimiy qolsa, bunday holatga termodinamik muvozanat holat deyiladi. Tizim termodinamik muvozanat holatida bo'lganda tizimning hamma qismlarida harorat bir xil bo'ladi.

Termodinamikada tizimlarining faqat termodinamik muvozanat holati yoki bir-biridan juda kam farq qiladigan va uzluksiz davom etadigan kvazistatsionar jarayonlar o'rganiladi.

Agar termodinamik tizim bir holatdan ikkinchi holatga o'tib, yana shu yo'l bilan boshlang'ich holatga qaytganda tizimning o'zida va tashqi muhitda hech qanday o'zgarish ro'y bermasa, bunday jarayonga qaytar jarayon deyiladi. Bundan chetlanish bo'ladigan barcha jarayonlar qaytmas jarayonlardir. Muvozanatli jarayonlar qaytar jarayonlardir.

Termodinamikadagi muhim tushunchalardan biri termodinamik faza tushunchasidir. Termodinamik faza deb, bir yoki bir necha jismlar tizimidan iborat muvozanat holatdagi va boshqa tizimlardan ma'lum sirt bilan ajralgan bir jinsli, gomogen tizimga aytiladi. Masalan, berk idishga suv solingan bo'lsa, odatdagi haroratlarda suv uyquq va bug' fazasida bo'ladi.

Termodinamik tizimni tashkil etuvchi jismlarning barcha energiyalari - molekullarning ilgarilanma, aylanma, tebranma harakat energiyalari, ularning o'zaro ta'sir energiyalari, kimyoviy energiyasi, yadro energiyasi, magnit energiyasi va h.k. energiyalarining yig'indisi tizimning ichki energiyasi deyiladi.

Termodinamikada ham jism-moddaning modeli sifatida statistik fizikadagi kabi ideal gaz olinsa, uning qonunlarini tushuntirish bir muncha osonlashadi. Ideal gaz uchun qo'llaniladigan barcha qonunlar moddaning boshqa modellari uchun ham o'rinalidir.

Shunday qilib, termodinamika turli xil energiyalarning o'zaro bog'lanishi va bir-biriga aylanishi to'g'risidagi ta'limot bo'lib, o'zining uchta asosiy qonunlariga asoslanadi.

Termodinamikaning birinchi qonuni energiyaning saqlanish va aylanish qonunidan iborat va bu qonun barcha termodinamik tizimlar uchun umumlashtiriladi.

Termodinamikaning ikkinchi qonuni tabiatda sodir bo'ladigan jarayonlarning yo'nalishini aniqlaydi va aylanma jarayonlarda issiqlikning qancha qismini mexanik ishga aylantirish mumkin ekanligini ko'rsatadi.

Termodinamikaning uchinchi qonuni esa tabiatda barcha jarayonlarning birortasi bilan ham mutloq nol temperaturaga erishib bo'lmasligini uqtiradi.

Ana shu qonunlar va ulardan kelib chiqadigan xulosalar bilan tanishamiz.

Termodinamikaning birinchi qonuni energiyaning saqlanish va aylanish qonunidan iborat va bu qonun barcha termodinamik tizimlar uchun umumlashtiriladi.

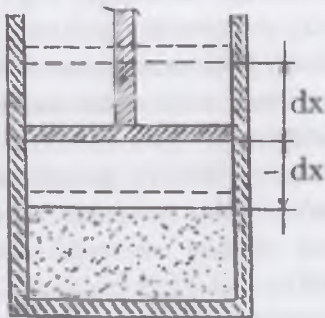
Termodinamikaning birinchi qonuni, yuqorida ta'kidlanganidek, tizimdagi turli xil energiyalarning o'zaro bog'lanishi va bir-biriga aylanish qonunidan iborat. Bu energiyalar ish, issiqlik va ichki energiyadir. Bu energiyalarning aniqlanishi bilan tanishaylik.

Gaz hajmining o'zgarishida bajarigan ishi.

Berk termodinamik tizim bilan tashqi muhit orasida energiya almashishi bir-biridan farq qiluvchi ikki usulda bo'lishi mumkin: a) tizimning ish bajarishi orqali yoki tizim ustidan ish bajarish orqali; b) ish bajarmasdan, faqat issiqlik almashinishi orqali.

Tizimning ish bajarishi sodir bo'ladigan jarayonni ko'raylik.

Biror V hajmli silindr ideal gaz bilan to'ldirilgan bo'lib, bu tizim bilan tashqi muhit o'rtasida energiya almashinishi faqat silindrdagi porshen harakati bilan amalga oshirilsin (58-rasm). Gazning porshenga bosim kuchi $F = PS$ ga teng. P -gazning bosimi, S -porshen yuzasi. Agar porshen yuqoriga dx masofaga siljisa, gaz kengayib ma'lum ish bajaradi. Gazning bajarigan ishi δA musbat ish deb baholanadi.



58-rasm.

Porshen pastga harakatlanganda gaz siqilib, uning ustida tashqi kuchlar ish bajaradi va bu ish manfiy deb baholanadi. Shunday qilib, porshen dx masofaga siljishida bajarilgan ish: gaz kengayganda

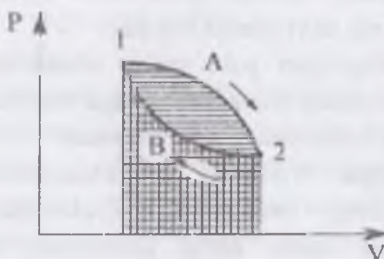
$$\delta A = Fdx = PSdx = PdV, \quad (2.42)$$

gaz siqilganda esa

$$\delta A = -PdV \quad (2.43)$$

bo'ladi.

Termodinamik tizim ish bajarganda uning holatini aniqlovchi parametrlar bosim P , hajm V , temperatura T ham o'zgaradi. Bu vaqtda



59-rasm.

bajarilgan ish tizimning boshlang'ich va oxirgi holatlari bilangina aniqlanib qolmasdan, tizimning bir holatdan ikkinchi holatga o'tish yo'liga ham bog'liq. Buni ideal gaz uchun bosim va hajm diagrammasida ko'rish mumkin (59-rasm). Son jihatdan 1A2 o'tishda bajarilgan ish 1B2 o'tishda bajarilgan ishdan katta. Chunki bu vaqtda bajarilgan ish shtrixlangan yuzalar bilan aniqlanadi. Bir holatdan ikkinchi holatga o'tish yo'liga bog'liq bo'lmagan kattaliklarga termodinamik tizim holatining funksiyasi deyiladi. Shunday qilib, ish holat funksiyasi emas.

Issiqlik. Temperaturalari bir-biridan farq qiluvchi jismlar bir-biriga tekkizilsa issiqlik issiqroq jismdan sovuqroq jismga o'tadi va natijada issiq jism soviydi, sovuq jism isiydi. Issiqlik almashinishi har ikkala jismning harorati tenglashguncha davom etadi. Issiqlik almashinishi paytida hech qanday ish bajarilmaydi. Jismlar o'rtasida ish bajarilmasdan uzatiladigan energiyaga issiqlik deyiladi.

Issqlik almashinish konveksion, issiqlik o'tkazuvchanlik va nurlanish orqali bo'lishi mumkin.

Tizimdagi berilgan issiqlik miqdorini musbat, undan olingan issiqlik miqdorini manfiy deb baholanadi. Issiqlik bilan ish o'zaro ekvivalent kattaliklar ekanligini birinchi payqagan olim R.Mayer bo'lib, uning son qiymatlari o'rtasidagi ekvivalentlikni P.Joul topdi. O'sha davrlarda issiqlikni kaloriyalarda o'lchash qabul qilingan edi. 1 kaloriya deb, 1 g toza suvning temperaturasini 19,5°C dan 20,5°C gacha ko'tarish uchun kerak bo'lgan issiqlik miqdoriga aytiladi. Joulning aniqlashicha, 1 kaloriya issiqlik miqdori 4,186 joul ish miqdoriga teng ekan. Shunday qilib $1\text{kal} = 4,18\text{ J}$ ga teng va buni issiqlikning mexanik ekvivalenti deyiladi.

Tizimga berilayotgan yoki undan olinayotgan issiqlik miqdori bo'layotgan jarayonning bajarilish yo'liga bog'liq, ya'ni u ham xuddi ish kabi holatning funksiyasidan iborat emas.

Ichki energiya. Yuqorida ta'kidlanganidek, tizimni tashkil etuvchi zarralarning barcha energiyalarining yig'indisi ichki energiyani tashkil etadi. Ideal gazlarning molekulari o'zaro ta'sirlashmaganliklari uchun ularning potensial energiyalari nolga teng. Shuning uchun ham bunday gazlarning ichki energiyasi faqatgina ularning kinetik energiyasidan iborat bo'ladi. Shunday qilib, ideal gazlar uchun

$$U = E_k = \frac{i}{2} kT \quad (2.44)$$

bu formuladagi i gaz molekularining erkinlik darajalari soni. Ichki energiya termodinamik tizimlarning faqat muvozanat holatiga tegishlidir va shuning uchun ham u faqatgina holatning funksiyasidan iborat. Bir holatdan ikkinchi holatga o'tish yo'liga bog'liq emas. Boshqacha qilib aytganda, tizim bir holatdan ikkinchi holatga o'tib, yana boshlang'ich holatga qaytib kelsa, uning o'zgarishi nolga teng. Shuning uchun u to'liq differensialdan iborat. Uning to'liq differensiali

$$\oint dU = 0 \quad (2.45)$$

shartdan topiladi va uning o'zgarishi dU bilan belgilanadi. Moddalarning ichki energiyasi ularning temperaturasi va hajmining

funksiyasidan iborat. Ish va issiqlik holat funksiyalari bo'lmaganliklari tufayli ular to'liq differensial emas va shuning uchun ham ular δA va δQ bilan belgilanadi.

Yopiq termodinamik tizim uchun termodinamikaning birinchi qonuni quyidagicha ta'riflanadi: termodinamik tizimga berilayotgan issiqlik miqdori δQ , shu tizim ichki energiyasining o'zgarishi (ertishi) dU ga va tizimning bajargan ishi δA ga sarflanadi, ya'ni

$$\delta Q = dU + \delta A \quad (2.46)$$

Agar ish tizim ustidan bajarilsa

$$\delta Q = dU - \delta A \quad (2.47)$$

bo'ladi. Termodinamik tizim ideal gazdan iborat bo'lsa, bu qonunni

$$\delta Q = dU + PdV \quad (2.48)$$

ko'rinishda yozish mumkin.

Shunday qilib, termodinamikaning birinchi qonuni issiqlik qatnashadigan energiyaning saqlanish qonunidir. Tizim tomonidan bajariladigan ish tizim holatini xarakterlaydigan makroskopik parametrlarning o'zgarishi bilan amalga oshirilsa, issiqlikning uzatilishi tizimni tashkil etuvchi molekulyar zarralarning harakati bilan amalga oshiriladi. Shunday qilib, makroskopik parametrlarning o'zgarishi molekulyar harakat xarakterining o'zgarishi tufayli ro'y beradi.

Issiqlik sig'imi. Ideal gazning issiqlik sig'imi

Moddani isitish uchun sarflanayotgan issiqlik miqdori berilayotgan modda turiga, uning massasiga va qanday haroratgacha qizdirilishiga bog'liq. Moddaning ana shunday isitilish xossalari xarakterlash uchun issiqlik sig'imi tushunchasi kiritiladi.

Jismning issiqlik sig'imi deb, jismga berilgan δQ issiqlik tufayli jismning harorati dT miqdorga ortsa, berilgan issiqlik miqdori δQ ning shu ortgan dT harorati nisbatiga aytiladi:

$$C = \frac{\delta Q}{dT} \quad (2.49)$$

Jismning massa birligiga to'g'ri keluvchi issiqlik sig'imiga molshtirma issiqlik sig'imi deyiladi:

$$C_m = \frac{\delta Q}{m dT} \quad (2.50)$$

Solishtirma issiqlik sig'imi $J/(kg \cdot K)$ larda o'lchanadi. Solishtirma issiqlik sig'imi jismning o'zini emas, jismni tashkil etgan zarralarni xarakterlaydi.

Jismning bir moliga to'g'ri keluvchi issiqlik sig'imiga molyar issiqlik sig'imi deyiladi

$$C_{\mu} = \frac{\delta Q}{\nu dT}$$

Molyar issiqlik sig'imi $J/(\text{mol} \cdot K)$ larda o'lchanadi.

Shunday qilib, istalgan m massali jismni dT haroratga isitish uchun ketgan issiqlik miqdori, shu jismning massasi, isitilish haroratlari intervaliga va solishtirma issiqlik sig'imiga bog'liq:

$$\delta Q = C_m m dT \text{ yoki } \delta Q = C_{\mu} \nu dT. \quad (2.51)$$

Moddalarning issiqlik sig'implari isitish usuliga ham bog'liq. Masalan, ayrim moddalarning hajmini yoki bosimini o'zgartirmasdan ma'lum haroratgacha qizdirish uchun sarflanadigan issiqlik miqdorlari bir-biridan farq qiladi. Shuning uchun doimiy hajm va doimiy bosimdagi molyar issiqlik sig'implari alohida indekslar bilan belgilanadi. $C_{\mu V}$ - o'zgarmas hajmdagi, $C_{\mu P}$ - o'zgarmas bosimdagi molyar issiqlik sig'implarini ifodalaydi.

Agar gaz o'zgarmas hajmda isitilayotgan bo'lsa, $V = \text{const}$ bo'lganligi uchun $dV = 0$. Bunday holatda gaz kengaymaydi va shuning uchun ham ish bajarilmaydi $\delta A = PdV = 0$. Ushbu hol uchun termodinamikaning birinchi qonuni:

$$(\delta Q)_V = dU \quad (2.52)$$

bo'lganligi uchun

$$C_{\mu V} = \left(\frac{\delta Q}{\nu dT} \right)_V = \left(\frac{dU}{\nu dT} \right)_V \quad (2.53)$$

bundan esa

$$dU = \nu C_{\mu V} dT \quad (2.54)$$

kelib chiqadi. Bu formuladan 1 mol ideal gaz uchun

$$U = C_{\mu V} T \quad (2.55)$$

ekanligi ko'rinadi. (2.55) ifodadan ideal gazning ichki energiyasi gaz hajmiga bog'liq bo'lmasdan, faqat gazning mutloq harorati bilan aniqlanadi, degan xulosaga kelinadi. Bu tasdiqqa Joul qonuni deyiladi.

(2.54)ni (2.55) formulaga qo'ysak termodinamikaning birinchi qonunini

$$\delta Q = \nu C_{\mu V} dT + PdV \quad (2.56)$$

ko'rinishda yozish mumkin.

(2.52) tenglikdan muhim xulosa kelib chiqadi: agar gazning hajmi doimiy qolsa, issiqlik ham ichki energiya kabi holatning funksiyasidan iborat bo'ladi.

Agar gaz o'zgarmas bosimda qizdirilayotgan bo'lsa,

$$(\delta Q)_P = dU + (PdV)_P = d(U + PV)_P \quad (2.57)$$

va

$$C_{\mu P} = \left(\frac{\delta Q}{\nu dT} \right)_P = \frac{d(U+PV)_P}{\nu dT} \quad (2.58)$$

bo'lganligi uchun doimiy bosimdagi issiqlik sig'imi ham holat funksiyasidan iborat. Bu ifodadagi

$$H = U + PV \quad (2.59)$$

kattalikka entalpiya deyiladi. bu holda

$$C_{\mu P} = \left(\frac{dH}{\nu dT} \right)_P \quad (2.60)$$

deb yozish mumkin.

Moddalarning ichki energiyasi harorat va hajmning funksiyasidan iborat, ya'ni $U = U(T, V)$ bo'lganligi uchun

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T dV \quad (2.61)$$

ularning issiqlik sig'imi

$$C = \frac{\delta Q}{\nu dT} = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V + \left[P + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T \right] \frac{dV}{dT} \quad (2.62)$$

ifodaga teng bo'ladi. Bu ifodaning o'ng tomoni sodir bo'layotgan jarayonga bog'liq.

Agar $V = const$ bo'lsa, $dV = 0$ bo'lganligi uchun

$$C_{\mu V} = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V \quad (2.63)$$

hosil bo'ladi.

Agar $P = const$ bo'lsa

$$C_{\mu P} = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V + \left[P + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T \right] \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P \quad (2.64)$$

munosabat o'rinli bo'ladi.

(2.63) bilan (2.64)ni taqqoslasak

$$C_{\mu P} = C_{\mu V} + \left[P + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T \right] \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P \quad (2.65)$$

ekanligini ko'ramiz.

Agar qaralayotgan modda ideal gaz bo'lsa, uning ichki energiyasi hajmiga bog'liq bo'lmaganligi tufayli $\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T = 0$ va bir mol ideal gaz uchun $PV = RT$ dan $\left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P = \frac{R}{P}$ bo'lganligi uchun

$$C_{\mu P} = C_{\mu V} + R \quad (2.66)$$

munosabatni olamiz.

Bir mol ideal gaz uchun o'rinli bo'lgan bu tenglamaga Mayer tenglamasi deyiladi.

Ideal gazlarning issiqlik sig'implari gaz molekularining erkinlik darajalari soniga bog'liq (2.1.2. ga qarang).

2.3.2. Termodinamikaning birinchi qonunining turli issiqlik jarayonlariga tadbiqui

Termodinamika birinchi qonunining ideal gaz izojarayonlariga tadbiquini ko'raymiz.

1. Izobarik jarayon. Bu jarayon davomida ideal gaz holatini aniqlovchi parametrlardan bosim doimiy ($P = const$) qolib, gazning haroati o'zgarishi bilan uning hajmi o'zgaradi. Bunda bajarilgan ish

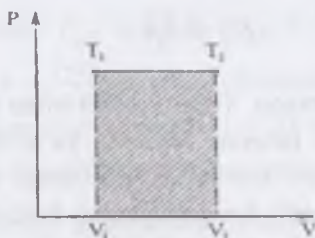
$$A = \int_{(1)}^{(2)} P dV = P(V_2 - V_1) \quad (2.67)$$

yoki

$$A = \int_{(1)}^{(2)} P dV = \int_{(1)}^{(2)} \frac{M}{\mu} R dT = \frac{M}{\mu} R(T_2 - T_1) \quad (2.68)$$

bilan aniqlanadi. Son jihatdan bu ish PV diagrammadagi shtrixlangan yuzaga teng (60-rasm).

Bu jarayonda ideal gazga berilayotgan issiqlik miqdori δQ va ideal gazning ichki energiyasi dU ni



60-rasm.

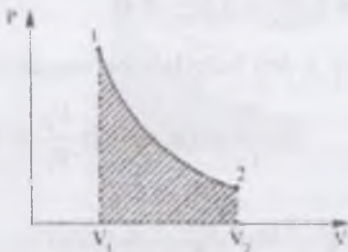
oshirishga va gazning kengayib bajargan ishi δA ga sarflanadi:

$$\delta Q = dU + \delta A \quad (2.69)$$

2. Izoxorik jarayon. Bu jarayon davomida ideal gazning hajmi doimiy ($V = const$) qoladi. Shuning uchun bu jarayon davomida ish bajarilmaydi, chunki $dV = 0$. Bu jarayon davomida tizimga berilayotgan issiqlik miqdori gazning faqat ichki energiyasini oshirishga sarflanadi, ya'ni

$$\delta Q = dU. \quad (2.70)$$

3. *Izotermik jarayon.* Bu jarayon davomida gazning temperaturasi ($T = const$) doimiy qoladi va $dU = \nu C_{\mu V} dT$ bo'lganligi uchun $dU = 0$ yoki $U = const$, ya'ni gazning ichki energiyasi o'zgarmaydi.



61-rasm.

Bu jarayon davomida gazga berilayotgan issiqlik miqdori gazning kengayib, ish bajarishiga sarflanadi (61-rasm). Bajarilgan ish

$$A = \int_{(1)}^{(2)} P dV = \nu \int_{(1)}^{(2)} RT \frac{dV}{V} = \nu RT \ln \frac{V_2}{V_1} = \nu RT \ln \frac{P_1}{P_2} \quad (2.71)$$

ga teng.

Bu hol uchun termodinamikaning birinchi qonuni

$$\delta Q = \delta A \quad (2.72)$$

ko'rinishda bo'ladi.

4. Adiyatik jarayon. Tashqi muhit bilan issiqlik almashmaydigan jarayonga adiyatik jarayon deyiladi, ya'ni $\delta Q = 0$. Shuning uchun ham gaz bu jarayon davomida o'z ichki energiyasi hisobiga ish bajaradi. Gaz adiyatik kengayotgan bo'lsa uning ichki energiyasi kamayadi $-dU = \delta A$, adiyatik siqilyotgan bo'lsa, uning ichki energiyasi ortadi

$$dU = -\delta A. \quad (2.73)$$

Bu jarayon uchun termodinamikaning birinchi qonuni, 1 mol gaz uchun

$$C_{\mu V} dT + PdV = 0 \quad (2.74)$$

bo'ladi.

Bir mol gaz uchun gaz holatining umumlashgan tenglamasidan P ni topib va $R = C_{\mu P} - C_{\mu V}$ ekanligini hisobga olsak;

$$P = \frac{RT}{V} = \frac{C_{\mu P} - C_{\mu V}}{V} T \quad (2.75)$$

kelib chiqadi. Topilgan R ning qiymatini (2.74) tenglamaga qo'yib, hosil bo'lgan tenglamani 1 mol gaz uchun $C_{\mu V} T$ ga bo'lsak

$$\frac{dT}{T} + \left(\frac{C_{\mu P}}{C_{\mu V}} - 1 \right) \frac{dV}{V} = 0 \quad (2.76)$$

hosil bo'ladi. $\frac{C_{\mu P}}{C_{\mu V}} = \gamma$ deb belgilab, bu tenglamani integrallasak

$$\ln \frac{T_2}{T_1} + (\gamma - 1) \ln \frac{V_2}{V_1} = 0$$

Potensirlasak

$$T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_2^{\gamma-1} = const \quad (2.77)$$

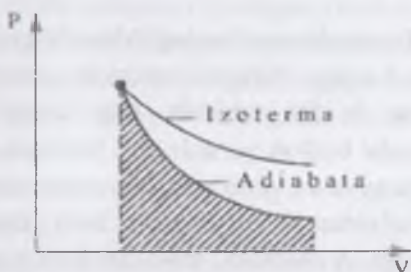
tenglama hosil bo'ladi. Bu tenglama adiyatik jarayon tenglamasidir. γ ga adiyata ko'rsatkichi deyiladi. Bu tenglamani P , V o'zgaruvchilar orqali ham yozish mumkin. Buning uchun bir mol gaz uchun $T = \frac{PV}{R}$ ekanligini hisobga olsak

$$PV^\gamma = const \quad (2.78)$$

kelib chiqadi.

Ideal gazlar uchun $C_{\mu P} = \frac{i+2}{2}R$, $C_{\mu V} = \frac{i}{2}R$ ekanligi sababli, adiabatika ko'rsatkichi $\gamma = \frac{i+2}{i}$ gaz molekularining erkinlik darajasiga bog'liq. Haqiqatdan ham tajribada bir ($i = 3$) va ikki ($i = 5$) atomli gazlar uchun adiabatika ko'rsatkichi mos ravishda $\gamma = \frac{5}{3} = 1,66$ va $\gamma = \frac{7}{5} = 1,40$ ga teng ekanligi tasdiqlandi. Doimo $C_{\mu P} > C_{\mu V}$ bo'lganligi uchun, adiabatika ko'rsatkichi $\gamma = \frac{C_{\mu P}}{C_{\mu V}}$ har doim birdan katta bo'ladi.

Shuning uchun ham adiabatik jarayon grafigi ($PV^\gamma = \text{const}$), izotermik jarayon grafigi $PV = \text{const}$ dan farq qiladi (62-rasm). Chunki, gaz hajmining ortishi bilan uning bosimi izoternadagiga nisbatan tezroq kamayadi, ya'ni adiabatik kengayishda sovish ro'y beradi. Izotermik jarayonda gaz bosimining kamayishi faqat gaz zichligining kamayishi hisobiga bo'lsa, adiabatik jarayonda gaz bosimining kamayishi gaz zichligining va haroratining kamayishi hisobiga bo'ladi.



62-rasm.

Adiabatik jarayonda ish ichki energiya hisobiga bajariladi:

$$A = - \int_{(1)}^{(2)} C_{\mu V} dT = C_{\mu V}(T_1 - T_2) \quad (2.79)$$

Ushbu formulaga adiabatika ko'rsatkichini kiritaylik. Buning uchun $C_{\mu P} - C_{\mu V} = R$ ni $C_{\mu V}$ ga bo'lsak,

$$\gamma - 1 = \frac{R}{C_{\mu V}}$$

kelib chiqadi. Bundan

$$C_{\mu V} = \frac{R}{\gamma - 1} \quad (2.80)$$

$C_{\mu V}$ ning bu qiymatini (2.79) ga qo'yib, T ni qavsdan tashqariga chiqarsak

$$A = \frac{R}{\gamma - 1} (T_1 - T_2) = \frac{R}{\gamma - 1} T_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right) \quad (2.81)$$

$T_1 V_1^{\gamma - 1} = T_2 V_2^{\gamma - 1}$ tenglamadan $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma - 1}$ ekanligini hisobga olsak (2.81) formulani

$$A = \frac{RT_1}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma - 1} \right] \quad (2.82)$$

ko'rinishda yozish mumkin. Son jihatidan adiabatik jarayonda bajarilgan ish adiabata chizig'i bilan chegaralangan yuzaga teng (62-rasmga qarang).

2.3.3. Issiqlik mashinalari va ularning foydali ish koeffitsienti.

Karno sikli. Ideal issiqlik mashinasi. Termodinamikaning II qonuni. Entropiya. Termodinamikaning III qonuni

Termodinamikaning ikkinchi qonuni

Termodinamikaning birinchi qonuni energiyaning saqlanish qonunidan iborat bo'lib, tabiatda ro'y beradigan termodinamik jarayonlarning sodir bo'lish yo'nalishini ko'rsata olmaydi. Bu qonun issiqlik, ichki energiya va ish o'rtasidagi munosabatnigina ko'rsatadi. Issiqlikning o'z-o'zidan sovuq jismdan issiq jismga o'tishi ham bu qonunga zid emas. Vaholanki, tabiatda hech qachon issiqlik o'z-o'zidan sovuq jismdan issiq jismga o'tmaydi. Bundan tashqari, tizimga berilayotgan issiqlik miqdorining hammasini ish bajarishga ham sarflanishi mumkinmi? - degan savolga ham termodinamikaning birinchi qonuni javob bera olmaydi.

Termodinamikaning ikkinchi qonuni birinchi qonunning ana shu kamchiliklarini to'ldiradi, ya'ni termodinamik jarayonning sodir bo'lish yo'nalishini aniqlaydi hamda issiqlikni mexanik ishga aylantirish mezonini belgilab beradi. Biz bu qonun bilan bevosita

tanishishdan oldin shu qonunning mohiyatini ochib beruvchi ayrim mulohazalar bilan tanishamiz.

Termodinamik tizim u yoki bu sababga ko'ra muvozanat holatdan chiqarilsa, ma'lum vaqt o'tishi bilan yana muvozanat holatga o'tadi. Muvozanat holatdan chiqarilgan tizimning muvozanat holatga o'tish jarayoniga relaksatsiya, o'tish vaqtiga esa relaksatsiya vaqti deyiladi. Tajribalarning ko'rsatishicha, muvozanat holat qaror topgandan so'ng sistema o'z-o'zidan yana muvozanatsiz holatga qayta olmas ekan. Masalan, biror hajmdagi idishga gaz solinsa, u o'z-o'zidan butun idish hajmini egallaydi va zichlik hamma nuqtalarda birday bo'ladi. Tashqi kuchlar ta'sirisiz bu gaz molekulalarini yana to'plash mumkin emas. Xuddi shuningdek issiqlik ham o'z-o'zidan issiq jismdan sovuq jismga tarqaladi. Ammo, sovuq jismdan issiq jismga issiqlikni o'tkazish uchun ma'lum energiya sarflash kerak.

Bu misollardan ko'rinadiki, tabiatda ro'y beradigan jarayonlar ma'lum yo'nalishda ro'y berib, qaytmas jarayonlardir.

Boshqa bir misolni olib ko'raylik. Biror qo'zg'aluvchan porshenli silindrda gaz olib, porshen ustiga qo'yiladigan yukni asta-sekin oshira borsak, gaz siqilib, porshen pastga tusha boshlaydi. Yukni asta sekinlik bilan porshen ustidan olishsa gaz kengaya boshlaydi va yuk butunlay olinganda gaz o'zining boshlang'ich holatini tiklaydi. Bu yerda bo'ladigan jarayonni qaytar jarayon deb hisoblash mumkin, shunday qilib, barcha termodinamik jarayonlar qaytar va qaytmas jarayonlarga bo'linadi.

Qaytar jarayon deb, termodinamik tizim ma'lum bir holatdan ikkinchi holatga o'tib va yana shu yo'l orqali birinchi holatga qaytganda tizimda ham va tashqi muhitda ham hech qanday o'zgarish ro'y bermaydigan jarayonga aytiladi. Shu shartlarni qanoatlantirmaydigan jarayonga qaytmas jarayon deyiladi.

Bu ta'rifdan ko'rinadiki, kvazistatik jarayon qaytar jarayondir.

Har qanday ishqalanish bilan bo'ladigan jarayonlar qaytmasdir. Chunki ishqalanish davomida issiqlik ajralib chiqadi va qaytmas tarzida atrofga tarqaladi.

Shunday qilib, tabiatda o'z-o'zidan (issiqlikning tarqalish va ishqalanish bilan) ro'y beradigan jarayonlar qaytmas jarayonlardir. Ammo ma'lum ehtiyot choralarini ko'rganda bu jarayonlarni qaytar jarayonga yaqinlashtirish mumkin.

Aylanma siklik jarayonlar. Karno sikli

Termodinamik tizimga issiqlikning uzatilishi bilan mexanik harakat yuzaga kelmasa ish bajarilmaydi va berilayotgan barcha issiqlik miqdori shu tizimning ichki energiyasiga aylanadi. Agar issiqlik kengayishni numkin bo'lgan jismga uzatilsa, unda ma'lum ish ham bajariladi va bu ishning miqdori izotermik jarayonda eng katta bo'ladi, chunki termodinamikaning birinchi qonuniga ko'ra

$$\delta Q = dU + \delta A \quad (2.83)$$

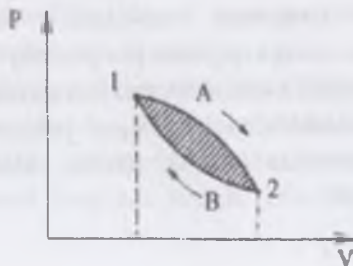
Izotermik jarayonda $dU = 0$ bo'lganligi uchun

$$\delta Q = \delta A \quad (2.84)$$

bo'ladi.

Issiqlikni ishga aylantiruvchi mashina bir taktdan so'ng yana shu jarayonni davom ettirmog'i uchun boshlang'ich holatga qaytib kelmog'i, ya'ni davriy ravishda takrorlanuvchi aylanma sikl asosida ishlamog'i kerak. Tizim issiqlikni ishga aylantirib, yana boshlang'ich holatga qaytishda boshqa yo'l bilan qaytmog'i kerak. Agar mashina aynan ish bajarishi yo'lidan qaytsa, u holda natijaviy bajarilgan ish nolga teng bo'ladi. Ana shunday jarayonlarga aylanma yoki siklik jarayonlar deyiladi.

Siklning bajarilishini jism holatining bosimi P va hajmi V orqali ifodalansa, bir sikl davomida bajarilgan ish son jihatdan shu sikl (1A2B1) bilan chegaralangan



63-rasm

yuzaga teng (63-rasm). Agar sikl soat strelkasi yoʻnalishida bajarilsa, sikl davomida tizim ish bajaradi; soat strelkasiga teskari yoʻnalishda bajarilsa, tizim ustidan ish bajariladi. Siklik jarayon davomida bajarilgan ish va tizimga berilayotgan issiqlik miqdori oʻrtasidagi bogʻlanishni oʻrganib, Kelvin XIX asrning oʻrtalaridayoq quyidagi xulosaga kelgan edi: qandaydir boshqa jismlarda oʻzgarish vujudga keltirmasdan biror jismdan olingan issiqlikning hammasini mexanik ishga aylantirib beruvchi siklik jarayonning boʻlishi mumkin emas. Bu xulosaga Kelvin prinsipi deyiladi.

Issiqlikning uzatilishi bilan ish bajaradigan mashinada issiqlik manbai, issiqlikni uzatuvchi vosita va issiqlikni qabul qilib oluvchi jism boʻlishi kerak. Shunday qilib, issiqlikni ishga aylantirish uchun uni issiqlik manбайдan olib harorati pastroq boʻlgan boshqa jismga-sovitgichga berish kerak. Issiqlikni manбайдan oluvchi va boshqa jismga beruvchi bu vositachiga ishchi jism deyiladi va sikl davomida shu jism ish bajaradi. Ishchi jism isitgichdan olgan issiqlik miqdoring maʼlum qismini sovitgichga bersa, unda isitgichdan olingan issiqlikning hammasini ishga aylantirib boʻlmasligi aniq boʻlib qoladi.

Istitgichdan olingan issiqlik miqdorining eng katta qismini ishga aylantiruvchi sikl asosida ishlaydigan issiqlik mashinasi fransuz injeneri S.Karno tomonidan taklif qilingan. Bu sikl ikkita izotermik va ikkita adiabatik jarayondan iborat boʻlib, sikl davomida oʻtkazuvchanlik, ishqalanish va nur chiqarish tufayli issiqlikning yoʻqotilishi yuz bermaydi, deb hisoblanadi.

Karno sikli asosida ishlaydigan mashina ikkita issiqlik rezervuari isitgich va sovitgich hamda ishchi jismdan iborat. Bu rezervuarlarning issiqlik sigʻimlari shunchalik kattaki, ulardan issiqlik olinishi yoki ularga issiqlik berilishi ularning haroratiga taʼsir qilmaydi va isitgichning harorati T_1 , sovitgichning harorati T_2 dan har doim katta ($T_1 > T_2$). Ishchi jism sifatida istalgan elastik muhit, xususan ideal gaz olinishi mumkin. Bunday issiqlik mashinasiga silindri ideal gaz bilan toʻldirilgan silindr-porshen tizimi misol boʻla oladi. Shu tizimdagi Karno siklining bajarilish bosqichlari bilan

tanishaylik. Buning uchun silindrning yon tomonlari issiqlikni mutloq o'tkazmaydigan va faqat pastki tomoni issiqlikni yaxshi o'tkazadigan materialdan yasalgan, deb faraz qilaylik.

Dastlabki holat parametrlari P_1, V_1 bo'lgan ideal gaz harorati T_1 bo'lgan B isitgich bilan kontaktda bo'lsin va isitgich bilan kontaktni uzmaganda holda ideal gazning kengayishiga imkon beraylik. Gaz kengayib, parametrlari P_2, V_2, T_1 ga teng bo'lgan holatga o'tadi (64a-rasm). Bu vaqtda isitgichdan olingan issiqlik miqdori hisobiga gaz kengayib ish bajaradi va bu ishning qiymati

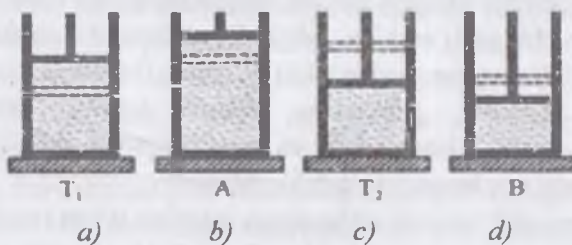
$$A_1 = Q_1 = \frac{m}{\mu} RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (2.85)$$

bilan aniqlanadi.

Silindr issiqlikni o'tkazmaydigan B taglikka o'rnatilsa, gazning kengayishi adiabatik ravishda davom etadi va gaz sovib, uning harorati T_2 gacha pasayadi (64b-rasm). Gazning bosimi P_3 , hajmi V_3 qiymatga erishadi. Bu bosqichda bajarilgan ish

$$A_2 = \frac{m}{\mu} \frac{RT_1}{(\gamma-1)} \left[1 - \left(\frac{V_3}{V_2} \right)^{\gamma-1} \right] = \frac{m}{\mu} \frac{R}{(\gamma-1)} (T_1 - T_2) \quad (2.86)$$

ifodaga teng.



64-rasm.

Keyingi bosqichda ishchi jism olgan issiqlik miqdorining bir qismini sovitgichga berish kerak. Buning uchun silindr harorati T_2 bo'lgan sovitgichga o'rnatiladi (64c-rasm). Sovitgich ishchi jismdan issiqlikni olganligi tufayli gaz izotermik siqiladi va gaz ustida ish bajariladi. Bu jarayonda ishchi jismdan olingan issiqlik miqdori son jihatdan gaz ustida bajarilgan ishga teng bo'lib, uning son qiymati:

$$A_3 = Q_2 = \frac{m}{\mu} RT_2 \ln \frac{V_1}{V_3} = -\frac{m}{\mu} RT_2 \ln \frac{V_3}{V_1} \quad (2.87)$$

ga teng.

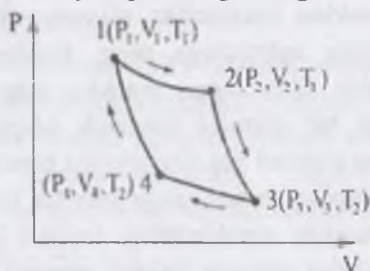
Oxirgi taktida silindr yana issiqlikni o'tkazmaydigan B taglikka o'rnatiladi va bu taktida silindrdagi gazning siqilishi adiabatik ravishda boshlang'ich holatga erishguncha davom etadi (64d-rasm). Gazning adiabatik siqilishida uning ustida

bajarilgan ish

$$A_4 = \frac{m}{\mu} \frac{R}{(\gamma-1)} (T_2 - T_1) \frac{mR}{\mu(\gamma-1)} (T_1 - T_2) \quad (1.88)$$

ga teng. Shu bilan bir sikl tugaydi va tizimbutun jarayonni qaytadan bajarishi mumkin (65-rasm).

Butun sikl davomida bajarilgan ish gazning



65-rasm.

izotermik va adiabatik kengayishida bajarilgan ishlari hamda gazning izotermik va adiabatik siqilishida gaz ustida bajarilgan ishlarning yig'indisiga teng:

$$A = A_1 + A_2 + A_3 + A_4. \quad (2.89)$$

(2.89) ga A_1 , A_2 , A_3 , va A_4 larning qiymatini qo'ysak

$$\begin{aligned} A &= \frac{m}{\mu} RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} + \frac{m}{\mu} \frac{R}{(\gamma-1)} (T_1 - T_2) - \frac{m}{\mu} RT_2 \ln \frac{V_1}{V_4} - \\ &\quad \frac{m}{\mu} \frac{R}{(\gamma-1)} (T_1 - T_2) = \frac{m}{\mu} \left(RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} - RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4} \right) \end{aligned} \quad (2.90)$$

bo'ladi. Siklning 23 va 41 adiabatik jarayonlar uchun $\frac{T_1}{T_2} =$

$\left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{\gamma-1}$ hamda

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_4}\right)^{\gamma-1} \text{ ekanligini hisobga olsak,}$$

$$\frac{V_2}{V_3} = \frac{V_1}{V_4} \text{ yoki } \frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4} \quad (2.91)$$

kelib chiqadi.

(2.75) ni hisobga olsak, (2.74) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$A = \frac{m}{\mu} \left(RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} - RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4} \right) = \frac{m}{\mu} R(T_1 - T_2) \ln \frac{V_2}{V_1}. \quad (2.92)$$

Karno sikli asosida ishlaydigan mashinada $T_1 > T_2$ va $V_2 > V_1$ bo'lganligi uchun har doim $A > 0$ bo'ladi, ya'ni sikl davomida mashina musbat ish bajaradi.

Bu (2.92) formuladan ko'rinadiki, sikl davomida bajarilgan ish ishchi jism tomonidan isitgichdan olingan va sovitgichga berilgan issiqlik miqdorining ayirmasiga teng. Boshqacha qilib aytganda, Karno sikli asosida ishlaydigan mashina isitgichdan olgan issiqlik miqdorining faqat bir qismini mexanik ishga aylantiradi. Olingan issiqlikning qolgan qismini esa sovitgichga beradi.

Isitgichdan olingan issiqlikning qancha qismini mexanik ishga aylantira olish darajasi mashinaning foydali ish koeffitsienti bilan aniqlanadi. Isitgichdan olingan issiqlik miqdori Q_1 va uning mashina tomonidan ishga aylantirilgan qismi $A = Q_1 - Q_2$ ga teng bo'lsa, mashinaning foydali ish koeffitsienti

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \quad (2.93)$$

bo'ladi. Q_1 va Q_2 o'rniga yuqorida topilgan qiymatlarini olib kelib qo'ysak

$$\eta = \frac{\frac{m}{\mu}(T_1 - T_2) \ln \frac{V_2}{V_1}}{\frac{m}{\mu} RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1}} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (2.94)$$

tenglikni olamiz. Bu formuladan ko'rinadiki, Karno sikli asosida ishlaydigan issiqlik mashinasining foydali ish koeffitsienti (FIK) mashinaning tuzilishiga va ishchi jismga bog'liq bo'lmasdan, faqatgina isitgich va sovitgich rezervuarlarining haroratiga bog'liq. Sovitgichning harorati T_2 , isitgichning harorati T_1 dan past bo'lganligi uchun mashinaning FIK doimo birdan kichik bo'ladi

$$\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1} < 1.$$

Agar Karno siklidagi jarayonlar soat strelkasiga teskari yo'nalishda ro'y bersa, sikl davomida ishchi jism ustida ish bajariladi, ya'ni sovitgichdan ma'lum miqdordagi issiqlik olinib isitgichga beriladi. Bunday teskari sikl asosida ishlaydigan mashinaga sovitgich mashina deyiladi.

Sovitgich mashinaning effektivligi sovitish koeffitsienti ε orqali xarakterlanadi. Sovitish koeffitsienti deb, Karnoning teskari sikli davomida sovitilayotgan jismdan olingan issiqlik miqdorining sikl davomida sarflangan ish miqdoriga nisbatiga aytiladi. Teskari Karno sikli uchun ε koeffitsient

$$\varepsilon = \frac{Q_2}{|Q_1 - Q_2|} = \frac{T_2}{T_1 - T_2} = \frac{1}{\eta} - 1 \quad (2.95)$$

ga teng. Bunday teskari Karno sikli asosida ishlaydigan mashinadan isitgich sifatida ham foydalanish mumkin. Isitgich sifatida ishlaydigan mashina sovitgichdan olingan issiqlik hisobiga temperaturasi baland bo'lgan isitgichni yanada qizdiradi. Isitgich mashinalarining effektivligi qizdirish darajasi bilan bog'liq va quyidagicha aniqlanadi:

$$\varepsilon_k = \frac{Q_1}{Q_1 - Q_2} = \frac{1}{\eta} \quad (2.96)$$

Teskari Karno siklining bajarilishi uchun qo'shimcha $A_1 = |Q_1 - Q_2|$ energiya sarflanmog'i kerak. Shuning uchun ham Klauzius artof-muhitda hech qanday o'zgarish qilmasdan birdan bir natijasi issiqliqni kam isitilgan jismdan ko'p isitilgan jismga uzatadigan siklik jarayonning bo'lishi mumkin emas, deb uqtirgan edi. Karno sikli muvozanatli jarayonlardan tashkil topganligi uchun u qaytar jarayondir.

Shunday qilib, soat strelkasi yo'nalishida ro'y beradigan Karno sikli asosida ishlaydigan mashinalar issiqlik energiyasini mexanik energiyaga aylantiruvchi issiqlik dvigatellari sifatida va unga teskari yo'nalishda ishlovchi mashinalar esa sovitgich yoki isitgich sifatida foydalaniladi.

Karno prinsipi. Karnoning birinchi va ikkinchi teoremlari. Klauzius tengsizligi

Yuqorida keltirilgan Karno siklining tahlilidan ko'rinadiki, bunday siklning amalga oshib, ishchi jism ish bajarishi uchun u isitgich rezervuaridan olingan issiqlikning bir qismini ishga aylantirib, qolgan qismini ikkinchi issiqlik rezervuari - sovitgichga berish kerak, ya'ni siklik mashinada ikkita issiqlik rezervuari bo'lmog'i lozim. Ana shu tasdiqqa Karno prinsipi deyiladi.

Shunday sikl asosida ishlaydigan issiqlik mashinalarining FIK faqat issiqlik rezervuarlari - isitgich va sovitgichning haroratlariga bog'liq bo'lib, ularning tuzilishiga ham va ishchi jismga ham bog'liq emas. Haqiqatdan ham, Karno sikli asosida ishlaydigan mashinalarning FIK T_1 va T_2 bilan aniqlanadi:

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (2.97)$$

bu formuladan ko'rinadiki, issiqlik rezervuarlarining haroratlari T_1 va T_2 bo'lgan va Karno sikli asosida ishlaydigan barcha issiqlik mashinalarining FIK bir xil bo'ladi. Ana shu ta'rifga Karnoning birinchi teoremasi deyiladi.

Karnoning birinchi teoremasini isbotlash uchun isitgich va sovitgichlarining haroratlari T_1 va T_2 bo'lgan Karno sikli asosida ishlaydigan ikki mashinani olaylik. Bu mashinalar bir biridan ishchi jismlari bilan va shuning uchun ham ularning FIK bir-birlaridan farq qilsin, masalan, $\eta_1 < \eta_2$ bo'lsin. Bu mashinalarning biri Karnoning to'g'ri sikli asosida, ikkinchisi esa teskari sikli asosida ishlayotgan bo'lib, biri ikkinchisini harakatga keltiradigan qilib birlashtiraylik. U holda to'g'ri siklda ishlayotgan mashina isitgichdan Q_1 issiqlik miqdorini olib, A_1 ish bajaradi va qolgan issiqlik miqdori $Q_1 - A_1 = Q_2$ ni sovitgichga beradi. Ikkinchi mashinaning sovitgichdan olayotgan issiqlik miqdori $Q_2 = Q_1 - A_1$, $\eta_1 > \eta_2$ bo'lganligi uchun $Q_2 = Q_1 - A_2$ dan katta bo'ladi, ya'ni $Q_1 - A_1 < Q_1 - A_2$. U holda $A_2 - A_1$ ga teng issiqlik miqdori ikkinchi mashinaning sovitgichidan olinib bevosita ishga aylantiriladi. Bu natija esa Kelvin prinsipiga zid, chunki bu prinsipga ko'ra, birdan bir maqsadi issiqlikni ishga

nylantiruvchi mashinaning bo'lishi mumkin emas. Shuning uchun $\eta_1 < \eta_2$ shart bajarilmaydi va har doim ikki mashinaning issiqlik rezervuarlarining haroratlari teng bo'lsa, ularning F.I.K larham teng, ya'ni

$$\eta_1 = \eta_2 \quad (2.98)$$

bo'ladi.

Karmoning ikkinchi teoremasiga ko'ra, qaytar jarayon asosida ishlovchi mashinaning F.I.K η_1 , qaytmas jarayon asosida ishlovchi mashinaning foydali ish koeffitsienti η_2 dan har doim katta bo'ladi $\eta_1 > \eta_2$. Amalda Karno sikli asosida ishlaydigan issiqlik mashinalarida issiqlikning bir qismi atrof-muhitga uzatilishi. Shuningdek, ishqalanish kuchlarini yengishga sarf bo'lganligi uchun uning bajargan ishi, ideal mashinaning bajargan ishidan kam boladi. Qaytar jarayon asosida ishlaydigan ideal issiqlik mashinalar uchun

$$\eta_1 = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

Qaytmas jarayon asosida amalda ishlaydigan mashinalar uchun esa

$$\eta_2 = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}$$

Shunday qilib, qaytar jarayon asosida ishlaydigan issiqlik mashinalari uchun

$$\frac{T_1 - T_2}{T_1} \text{ yoki } \frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2} \quad (2.99)$$

aytmas jarayon asosida ishlaydigan issiqlik mashinalari uchun

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \text{ yoki } \frac{Q_1}{T_1} < \frac{Q_2}{T_2}$$

Umumiy holda:

$$\frac{Q_1}{T_1} \leq \frac{Q_2}{T_2} \text{ yoki } \frac{Q_1}{T_1} - \frac{Q_2}{T_2} \leq 0$$

ni olamiz.

Isitgichdan olingan issiqlik miqdori Q_1 ni musbat, sovutgichga berilgan issiqlik miqdori Q_2 ni manfiy deb hisoblasak

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} \leq 0 \text{ yoki } \sum \frac{Q}{T} \leq 0 \quad (2.100)$$

kelib chiqadi.

Agar termodinamik sistemaning holati monoton ravishda o'zgarib borsa, bu o'zgarish isitgichdan olinayotgan va sovitgichga berilayotgan issiqlik miqdorining o'zgarishi tufayli ro'y beradi deb hisoblash mumkin. Shunday o'zgaruvchi sikllar uchun yig'indini integral bilan almashtirish mumkin:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0 \quad (2.101)$$

Bu tengsizlikka Klauzius tengsizligi deyiladi. Uning fizik ma'nosi bilan navbatdagi mavzuda tanishamiz.

Entropiya

Qaytar jarayon asosida ishlaydigan sikl uchun Klauzius tengsizligi

$$\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0 \quad (2.102)$$

ko'rinishda yoziladi. Bu tenglamadagi δQ ning o'miga termodinamikaning birinchi qonuni (2.56 qarang) ifodasini olib kelib qo'syak

$$\frac{\delta Q}{T} = \frac{\nu C_V dT + P dV}{T} = \nu \left(C_V \frac{dT}{T} + R \frac{dV}{V} \right) = d[\nu(C_V \ln T + R \ln V)] \quad (2.103)$$

bo'ladi. Bu tenglamaning o'ng tomoni to'la differensialdir. Shuning uchun uning chap tomoni ham to'la differensialdan iborat. Bu to'la differensialni Klauzius birinchi marta dS bilan belgilab, S kattalikni entropiya deb atadi.

$$\frac{\delta Q}{T} = dS \quad (2.104)$$

Demak, qaytar siklik jarayon uchun

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0. \quad (2.105)$$

Termodinamik tizim istalgan 1 holatdan 2 holatga o'tsa, bu holatlarda entropiyaning o'zgarishi

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} \quad (2.106)$$

bilan aniqlanadi. dS to'la differensialdan iborat bo'lganligi uchun, u faqatgina holatning funksiyasidir. Shunday qilib, entropiyaning o'zgarishi tizimning bir holatdan ikkinchi holatga o'tish yo'liga bog'liq emas.

Qaytmas jarayonlar uchun Klauzius tengsizligi

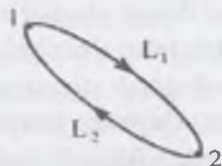
$$\oint \frac{\delta Q}{T} < 0,$$

bo'lganligi uchun

$$\oint dS < 0 \quad (2.107)$$

bo'ladi.

Buni yaqqolroq tasavvur etish uchun quyidagi ko'raylik: yakkalangan berk tizim ma'lum 1 holatdan 2 holatga (L_1) yo'l bilan o'tsin. Shu tizimni (L_2) yo'l bilan 2 holatdan yana 1 holatga



66-rasm.

qaytaraylik (66-rasm). Tizimning yana 1 holatga o'tishi bilan sikl hosil bo'ladi. Shu siklga Klauzius tengsizligini qo'llasak

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} + \int_2^1 \frac{\delta Q}{T} \leq 0. \quad (2.108)$$

Tizim 1 holatdan 2 holatga L_1 yo'l bilan o'tganda yakkalangan bo'lganligi tufayli $\delta Q = 0$ va

$$\int_1^2 \frac{\delta Q}{T} = 0 \quad (2.109)$$

bo'ladi.

Unda, 2 holatdan 1 holatga o'tish jarayoni uchun

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} - \int_2^1 \frac{\delta Q}{T} = S_1 - S_2 \leq 0 \quad (2.110)$$

Bu ifodadan ko'rinadiki, berk tizim entropiyasi S_1 bo'lgan 1 holatdan, entropiyasi S_2 bo'lgan 2 holatga o'tishi entropiyaning ortishi yo'nalishida ro'y beradi. Boshqacha qilib aytganda, qaytmas jarayonlarda tizim bir holatdan ikkinchi holatga o'tganda entropiyaning o'zgarishi manfiy, ya'ni keyingi holatning entropiyasi oldingi holatdan entropiyasidan katta bo'ladi.

$$\Delta S < 0, S_1 - S_2 < 0 \text{ yoki } S_2 > S_1$$

Shunday qilib, qaytar va qaytmas jarayonlar ro'y beradigan yakkalangan tizimlarda entropiyaning o'zgarishi

$$dS \leq 0$$

(2.111)

bo'ladi.

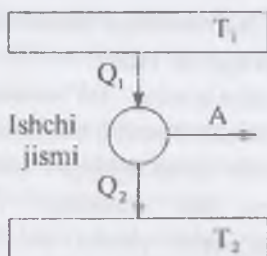
Tabiatda o'z-o'zidan yuz beradigan jarayonlar qaytmas jarayonlardir. Qaytnas jarayonlarda esa entropiyaning qiymati ortib boradi. Ammo, entropiyaning ortishi cheksiz bo'lmasdan shu tizim uchun xarakterli bo'lgan maksimal qiymatgacha ortadi. Entropiyaning bu maksimal qiymati tizimning muvozanat holatiga mos keladi.

Biz oldingi paragraflarda ichki energiyaning ham holat funksiyasi va to'la differensialdan iborat ekanligini ta'kidlagan edik. Ammo entropiyaning energiyadan farqi shundaki, entropiya tizim muvozanat holatga o'tganda u maksimal qiymatga erishadi va o'z-o'zidan kamayishi mumkin emas. Qaytmas jarayonlarda entropiyaning ortish qonuniga termodinamikaning ikkinchi bosh qonuni ham deyiladi.

Termodinamikaning ikkinchi qonuniga ta'riflar (Ikkinchi tur abadiy dvigatel)

Termodinamikaning birinchi qonuniga ko'ra tizimdan olingan issiqlik miqdorining hammasini ham ishga aylantirish mumkin. Holbuki, yuqoridagi para-graflardan biz ko'rdikki, bunday jarayonning bo'lishi mumkin emas. Chunki bu Kelvin prinsipiga zid keladi. Shunday qilib, termodinamikaning ikkinchi qonunini: issiqlikning hammasini ishga aylantiradigan aylanma jarayon asosida ishlaydigan mashinaning bo'lishi mumkin emas, deb ta'riflash mumkin. Bunday mashinaga ikkinchi tur abadiy dvigatel deyiladi.

Demak, termodinamikaning ikkinchi qonuniga binoan, ikkinchi tur abadiy dvigatelning bo'lishi mumkin emas. Faqatgina isitgichdan olgan issiqlikning bir qismini ishga aylantira oladigan va qolgan qismini harorati past rezervuarga beradigan sikl asosida ishlaydigan mashinalar bo'lishi mumkin (67-rasm).



67-rasm

Yuqorida keltirilgan misollardan ko'rinadiki, issiqlikning tarqalishi qaytmas jarayondir, ya'ni issiqlik issiq jismdan sovuq jisimga o'tadi va hech qachon o'z-o'zidan sovuq jismdan issiq jisimga o'tmaydi.

Sovuq jismdan issiq jisimga issiqlikni o'tkazish uchun qo'shimcha energiya sarflanmog'i lozim. Qaytmas jarayonlarda entropiyaning o'zgarishi har doim manfiy bo'ladi ($dS \leq 0$). Demak, tabiatda o'z-o'zidan ro'y beradigan jarayonlarda entropiya doimo ortadi.

Termodinamikaning ikkinchi qonuniga Klauzius quyidagicha ta'rif bergan: birdan bir natijasi issiqlikni sovuqroq jismdan issiqroq jisimga uzatish bo'lgan siklik jarayonlarning bo'lishi mumkin emas.

Kelvin bu qonunni quyidagicha ta'riflagan: birdan bir natijasi issiqlik rezervuarining sovishi hisobiga ish bajarish bo'lgan doiraviy jarayonning bo'lishi mumkin emas.

O'rni kelganda shuni aytish mumkinki, termodinamikaning ikkinchi qonuni tabiatda o'z-o'zidan yuz beradigan jarayonlarning ro'y berish yo'nalishlarini aniqlab beradi va bu jarayonlar entropiyaning o'sish yo'nalishida bo'lishini ko'rsatadi.

Termodinamikaning uchinchi qonuni

Yuqorida ta'kidlanganidek, termodinamik tizimning ichki energiyasi faqatgina holatning funksiyasidan iborat bo'lib, bir holatdan ikkinchi holatga o'tish yo'liga bog'liq emas. Haroratning pasayishi bilan entropiyaning o'zgarishi ham kamayib, tizimdagi zarralarning joylashish tartibliligi orta boradi va nol Kelvinga yaqin

haroratlarda tizimdagi zarralarning tartibligi eng katta bo'lib, eng kichik ichki energiyaga ega bo'ladi.

Termodinamik tizimlarning OKharorat atrofidagi xossalari o'rganib, Nernst termodinamikaning birinchi va ikkinchi qonunlaridan mantiqiy ravishda kelib chiqmaydigan alohida xulosaga keldi va shuning uchun ham bu xulosaga Nernst teoremasi yoki termodinamikaning uchinchi qonuni deyiladi. Nernst teoremasiga muvofiq: Tizim mutloq nolga yaqinlashganda uning entropiyasi ma'lum aniq chegaraga intiladi va shuning uchun ham tizimning bir holatdan ikkinchi holatga o'tishi entropiyaning doimiy qiymatida ro'y beradi.

Entropiyaning bu haroratdagi qiymatini nolga teng deb olsak, tizim entropiyasi ham haroratning mutloq shkalasi nomi bilan atalgani kabi mutloq entropiya deyiladi. Noldan farqli istalgan haroratdagi entropiya u holda

$$S = \int_0^T \frac{\delta Q}{T} \quad (2.112)$$

bilan aniqlanadi.

Nernst teoremasidan (uni Nernst prinsipi ham deb ataydilar) bir necha muhim xulosalar chiqadi:

$T = 0$ bo'lganda entropiya ham nolga teng bo'lganligidan chekli o'zgartirishlar orqali mutloq nol haroratga erishib bo'lmaydi deb aytish mumkin. Shuning uchun ham termodinamikaning uchinchi qonuni ba'zan OK haroratga erishib bo'lmaydi, deb ta'riflanadi.

Nernst prinsipining yana bir muhim xulosalaridan biri OK haroratda moddalarning issiqlik sig'implari ham nolga teng bo'ladi. Haqiqatan ham,

$$C = \frac{\delta Q}{dT} \text{ ni va } \delta Q = TdS$$

tengliklardan

$$C = T \frac{dS}{dT} = \frac{dS}{d \ln T}. \quad (2.113)$$

Bu tenglikdan ko'rinadiki, T nolga yaqinlashsa $\ln T$ ifoda ∞ ga intiladi. dS esa aniq bir qiymatga ega bo'lganligi uchun $C = 0$ bo'ladi.

Xuddi shuningdek, $0K$ atrofida jismlarning issiqlikdan kengayish koeffitsienti, siqilish koeffitsientlari ham nolga teng ekanligini ko'rsatish mumkin.

Aytilgan xulosalarning hammasi muvozanat holatdagi tizimlar uchun tegishlidir. Muvozanatsiz tizimlar uchun mutloq nol haroratda entropiya noldan farqli bo'lishi ham mumkin.

Harorat har qanday fizik hodisaning asosini tishkil qiladi. Haroratni to'g'ridan-to'g'ri o'lchab bo'lmaydi. Haroratni o'lchashning ikki xil shkalasi mavjud.

Selsiy shkalasining boshlang'ich nuqtasi muzning erish nuqtasi $0^{\circ}C$ va suvning qaynash nuqtasi $100^{\circ}C$. Xuddi shunday, Kelvin shkala (absolyut harorat shkala) sining boshlang'ich nuqtasi $0K$, ya'ni $-273,15^{\circ}C$ bitta reper nuqtaga ega. Selsiy va Kelvin shkalalarining harorat intervali (oralig'i) bir-biriga teng bo'lib, ular orasida quyidagicha bog'lanish bor:

$$t = T - 273 \text{ yoki } T = t + 273$$

bu yerda t Selsiy shkalasiga, T esa Kelvin shkalasiga tegishli. Harorat termometrlar yordamida o'lchanadi.

Mavzu yuzasidan testlar

1. Termodinamika nimani o'rganadi?

A) Turli jarayonlarda molekullarning issiqlik harakati tufayli energiyaning bir turdan ikkinchi turga aylanishi miqdoriy qonunlarini o'rganadi

B) tizimning issiqlik miqdorining o'zgarishini

C) tizimni xarakterlovchi termodinamik kattaliklarini muvozanat holatini

D) tizimning tashqi ta'siriga moslashuvi.

2. Parnik effekti qanday fizik hodisaga asoslangan?

A) yorug'likni tanlab yutishga. B) yorug'likni to'la qaytarishga.

C) yorug'lik qutblanishiga. D) yorug'lik difraksiyasiga.

3. Moddaning ichki energiyasi deganda qanday energiya tushuniladi?

A) Molekulalar xaotik harakatining kinetik energiyasi va molekulalar orasidagi o'zaro ta'sir potensial energiyasi yig'indisi.

B) moddani tashkil qilgan molekulalar issiqlik energiyasi.

C) molekulalarning kinetik energiyasi va issiqlik miqdori.

D) moddani tashkil qilgan molekulalarning energiyasi.

4. Molyar issiqlik sig'imi formulasini ko'rsating?

A) $C_\mu = \frac{\delta Q}{v dT}$ B) $C_\mu = \frac{\delta Q}{m dT}$ C) $C_\mu = \frac{\delta A}{v dT}$ D) $C_\mu = \frac{\delta Q}{m dT}$

5. Adiabatik jarayon tenglamasini ko'rsating?

A) $PV^\gamma = const$ B) $P_1 V_1^{\gamma-1} = const$

C) $T_2 P_2^{\gamma-1} = const$ D) $PT^\gamma = const$

6. Qaytar jarayon asosida ishlaydigan sikl uchun Klauzius tengsizligi toping?

A) $\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0$ B) $\oint \frac{\delta A}{T} \leq 0$ C) $\oint \frac{\delta C}{T} \leq 0$ D) $\oint \frac{\delta Q}{T} \geq 0$

7. Termodinamikaning ikkinchi qonuniga Kelvin bergan ta'rifni izohlan.

A) Issiqlikni sovuqroq jismdan issiqroq jismga uzatish bo'lgan siklik jarayonlarning bo'lishi mumkin emas.

B) Issiqlik rezervuarining sovishi hisobiga ish bajarish bo'lgan doiraviy jarayonning bo'lishi mumkin emas.

C) Issiqlikni sovuqroq jismdan issiqroq jismga uzatish bo'lgan siklik jarayonlarning bo'lishi mumkin.

D) Issiqlik rezervuarining sovishi hisobiga ish bajarish bo'lgan doiraviy jarayonning bo'lishi mumkin.

8. Nernst teoremasi (uni Nernst prinsipi ham deb ataydilar) to'g'ri jabobimi toping?

A) Tizimharorati mutloq nolga yaqinlashganda uning entropiyasi ma'lum aniq chegaraga intiladi va shuning uchun ham tizimning bir holatdan ikkinchi holatga o'tishi entropiyaning doimiy qiymatida ro'y beradi.

B) Tizimharorati mutloq nolga yaqinlashganda uning entropiyasi ma'lum aniq chegaraga intiladi va shuning uchun ham tizimning bir holatdan ikkinchi holatga o'tishi entropiyaning doimiy qiymatida ro'y bermaydi.

C) Issiqlikni sovuqroq jismdan issiqroq jismga uzatish bo'lgan siklik jarayonlarning bo'lishi mumkin emas.

D) Issiqlikni sovuqroq jismdan issiqroq jismga uzatish bo'lgan siklik jarayonlarning bo'lishi mumkin emas.

9. Tuproqda suv nimalar yordamida yuqoriga ko'tarilishi mumkin?

A) suv bosimi B) tashqi muhit temperaturasi

C) tuproq aerasiyasi D) kapillyar naycha

10. Qanday fizik hodisa tufayli tuproq havosi kislorod bilan yer sirti yaqinidagi havo karbonat angidrid bilan boyitib turiladi?

A) aerasiya B) fotoeffekt C) difraksiya D) diffuziya

11. Moddaning yopishqoqlik koeffitsiyenti temperatura oshishi bilan qanday o'zgaradi?

A) Kamayadi B) ortadi C) o'zgarmaydi D) ahamiyati yo'q

12. Qanday fizik hodisa tuproq havosini kislorod bilan yer sirti yaqinidagi havoni karbonat angidrid bilan boyitib beradi?

A) tuproq aerasiyasi B) osmos

C) tuproq kapillyarligi D) tuproq issiqlik o'tkazuvchanligi

13. Suv vaozuqa eritmalar o'simlikning tanasi va poyasi orqali ko'tarilishiga qanday fizik hodisa sabab bo'ladi?

A) Kapillyarlik hodisasi. B) dispersiya hodisasi.

C) diffuziya hodisasi. D) fotoeffekt hodisasi.

14. Molekulalar xaotik harakati tufayli massa, energiya, impuls uzatilishiga olib keluvchi hodisa fizikada qanday nomlanadi?

A) Ko'chish. B) yadroning parchalanishi.

C) parnik effect. D) yorug'likning to'la ichga qaytishi.

15. Karno sikli asosida ishlaydigan mashinalarning FIK aniqlanadigan formuni toping

A) $\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$. B) $\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_2}$. C) $\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{T_1}$. D) $\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_2}$.

Mavzu yuzasidan savollar

1. Qaytar va qaytmas issiqlik jarayonlar orasidagi farq va umumiyligni izohlang.
2. Qaytar issiqlik jarayon deb nimaga aytiladi?
3. Qaytmas issiqlik jarayon deb nimaga aytiladi?
4. Aylanma siklik jarayon deb nimaga aytiladi?
5. Gaz hajmining o'zgarishida bajargan ishi ifodasini keltirib chiqaring va izohlang.
6. Adiabatik jarayon nima?
7. Issiqlik almashinish konveksion, issiqlik o'tkazuvchanlik va nurlanish orqali bo'lishi mumkinligini tushintiring.
8. Nima uchun ideal gazlarning ichki energiyasi faqatgina ularning kinetik energiyasidan iborat bo'ladi?
9. Jismning molyar issiqlik sig'imi deganda nimanı tushinish kerak?
10. Ideal gazlardagi izojarayonlarga termodinamika birinchi qonunining tadbiqini ifodalovchi formulalarni keltirib chiqaring va izohlang.
11. Adiabatik jarayon tenglamasi $T_1V_1^{\gamma-1} = T_2V_2^{\gamma-1} = const$ ni keltirib chiqaring va izohlang.
12. Qaytar jarayon asosida ishlaydigan sikl uchun Klauzius tengsizligi $\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0$ ning fizik manosini tushintiring.
13. Molekulyar fizika va termodinamika deb nimaga aytiladi?
14. Harorat, haroratning Selsiy va Kelvin shkalalariga izoh bering
15. Termodinamik muvozanat nima?
16. Absolyut nol haroratni tushintiring.
17. Harorat va molekullarning o'rtacha kinetik energiyasi o'zaro bog'likligini izohlang.
18. Solishtirma issiqlik sig'imi deb nimaga aytiladi?
19. Termodinamikaning ikkinchi qonuniga Kelvin bergan ta'rif izohlan.

20. Termodinamikaning ikkinchi qonuni tabiatda o'z-o'zidan yuz beradigan jarayonlarning nimasini aniqlaydi?

21. Termodinamik tizimlarning OK harorat atrofidagi xossalarini o'rganib, Nernst termodinamikaning birinchi va ikkinchi qonunlaridan mantiqiy ravishda kelib chiqmaydigan alohida xulosaga keldi va shuning uchun ham bu xulosaga Nernst teoremasi yoki termodinamikaning uchinchi qonuni deyilishini izohlang.

22. Entropiya nima?

23. Ikkinchi tur abadiy dvigatellariga izoh bering.

24. Nernst teoremasidan (uni Nernst prinsipi ham deb ataydilar) bir necha muhim xulosalar haqida fikrigizni bayon qiling.

2.4-MAVZU. KO'CHISH HODISALARI

Reja:

2.4.1. Relaksatsiya vaqti. Molekula erkin yugurish yo'lining o'rtacha uzunligi. Ko'chish hodisalari va ularni ifodalavchi umumiy tenglama;

2.4.2. Real gazlar. Van-der-Vaals tenglamasi. Van-der-Vaals izotermalari. Metastabil holatlar. Uchlangan nuqta. Real gazning ichki energiyasi;

2.4.3. Qattiq jismlarning xossalari. Kristall va amorf jismlar;

2.4.4. Suyuqliklarning xossalari. Ho'llash. Kapillyarlik;

2.4.5. Qattiq jismlar va suyuqliklarning issiqlikdan kengayishi va uning qurilishdagi o'rni. Suvning kengayishidagi anomal xususiyati;

2.4.6. Qattiq jismning issiqlik sig'imi. Erish va qotish. Bug'lanish va kondensatsiya;

2.4.7. Birinchi va ikkinchi tur faza o'tishlari. Holat diagrammasi. Uchlangan nuqta. Gazlarni suyultirish.

2.4.1. Relaksatsiya vaqti. Molekula erkin yugurish yo'lining o'rtacha uzunligi. Ko'chish hodisalari va ularni ifodalavchi umumiy tenglama

Relaksatsiya vaqti. Gazlarda ko'chish hodisalarini o'rganish shuni ko'rsatadiki, gazning biror qismida konsentratsiya, temperatura farqi

yuzaga kelsa, ma'lum vaqtdan keyin ko'chish hodisalari tufayli konsentratsiya yoki temperaturaning tenglashuvi sodir bo'ladi. Ana shu jarayonga relaksatsion jarayon, tenglashish uchun ketgan vaqtga esa relaksatsiya vaqti deyiladi.

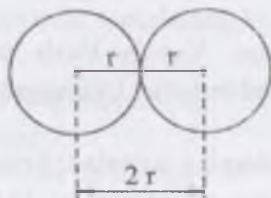
Shunday qilib, ko'chish jarayonlari relaksatsion jarayondan iborat.

Gaz molekulyar harakatining kinematik xarakteristikalari qarab chiqaylik

Gaz molekulasining harakatini bir necha kinematik kattaliklar: molekulaning effektiv diametri yoki ko'ndalang kesim yuzasi, o'rtacha erkin yugurish yo'li, vaqt birligi ichida o'rtacha to'qnashuvlar soni kabi kattaliklar bilan xarakterlash mumkin. Ularga alohida-alohida to'xtalib o'tamiz.

1. Molekulaning effektiv kesimi

Effektiv kesim to'qnashuvchi molekulaning geometrik o'lchamini xarakterlovchi asosiy kattaliklardan biridir.



68-rasm.

Buni aniqroq tasavvur etish uchun ikki bilyard sharining to'qnashuvini olib qaraylik. To'qnashuv deyarli hamma vaqt sharlarning dastlabki yo'nalishini o'zgartirishga olib keladi. Sharlar to'qnashishi paytida ular orasidagi masofa ikki radiusiga teng bo'ladi (68-rasm). Molekulalarining to'qnashuvi bilyard sharlarining to'qnashuvi kabi elastik bo'lmasligi mumkin. Shuning uchun ham ma'lum ehtimollik orqali ifodalanadi. To'qnashuv ehtimolligi molekulaning ko'ndalang effektiv kesim σ orqali ifoda etiladi. Bu kesim geometrik yuzadan iborat bo'lmasdan, harakatlanuvchi zarraning shu σ yuzaga tushish ehtimolligini ko'rsatadigan fizik kattalikdir.

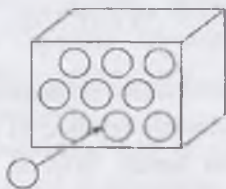
Agar biror $dV = Sdl$ hajmda n_0 ta molekula bo'lib, shu S yuzaga tushuvchi zarra $dS = \sigma n_0 Sdl$ yuzani qoplasa, u holda tushuvchi zarraning shu hajmdagi zarralar bilan to'qnashish ehtimolligi

$$\mathfrak{R} = \frac{dS}{S} = \frac{\sigma n_0 Sdl}{S} = \sigma n_0 dl \quad (2.114)$$

bilan aniqlanadi. Demak, molekulaning effektiv kesimi σ to'qnashish ehtimolligi \mathfrak{R} orqali ifodalanadi. Bu ehtimollik to'qnashuv qonuniyatiga asosan topiladi. To'qnashuvchi molekulalarni r radiusli elastik sharlar deb hisoblansa to'qnashuvning effektiv kesimi (69-rasm):

$$\sigma = \pi(2r)^2 = 4\pi r^2 \quad (2.115)$$

bo'lganligi uchun u molekulaning xususiy kesimi πr^2 dan to'rt marta katta ekanligi kelib chiqadi.



69-rasm

Effektiv kesimni maxsus birlik-bamlarda o'lchash qabul qilingan. $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ sm}^2$.

2. Vaqt birligi ichida o'rtacha to'qnashuvlar soni

O'zaro to'qnashuvlar paytida molekulalarining tezlik yo'nalishlari o'zgaradi va yana to'qnashguncha to'g'ri chiziqli harakat qiladi. Shunday qilib, qayta to'qnashuvdan keyin ularning harakat yo'nalishi o'zgaradi va harakat trayektoriyasi uzluksiz siniq chiziqlardan iborat bo'ladi. Vaqt birligi ichida to'qnashuvlar sonini hisoblab topish uchun quyidagi oddiy mulohazani yuritaylik.

Molekula r radiusli elastik sharchalardan iborat bo'lib, har bir 1 sm^3 da n_0 ta molekula bo'lsin. Sodda uchun to'qnashuvchi molekuladan boshqa barcha molekulalar tinch turibdi, deb faraz qilaylik. Qaralayotgan molekula ϑ tezlik bilan harakatlanib, vaqt birligi ichida o'z yo'lida asosining yuzasi (effektiv ko'ndalang kesim yuzasi) σ ga, uzunligi ϑt ga teng bo'lgan silindr ichidagi barcha

molekulalar bilan to'qnashadi. Silindrning hajmi $\sigma\vartheta t$, undagi barcha molekular soni $n = \sigma\vartheta t n_0$ bo'lganligi uchun vaqt birligi ichidagi o'rtacha to'qnashuvlar soni

$$\bar{z} = \sigma n_0 \vartheta \quad (2.116)$$

bo'ladi. Bu ifoda to'qnashuvchi molekulalar tinch turgandagina o'rinlidir. Aslida barcha molekulalar harakatda. Shuning uchun to'qnashishlar soni biz chiqarganimiz (2.116) dan $\sqrt{2}$ marta katta bo'lishini aniq hisoblab topilgan, ya'ni

$$\bar{z} = \sqrt{2}\vartheta\sigma n_0 \quad (2.117)$$

ga teng ekanligini kelib chiqadi. Molekulalar elastik sharcha deb hisoblansa va $\sigma = 4\pi r^2$ bo'lganligi inobatga olib (2.117)ni boshqacha ifodalasak

$$\bar{z} = 4\sqrt{2}\pi\vartheta r^2 n_0, \quad (2.118)$$

bo'ladi.

Gazdagi barcha molekulalar o'rtasidagi vaqt birligi ichida bo'lgan to'qnashuvlar sonini aniqlash uchun \bar{z} ni gazdagi umumiy molekulalar soni N ga ko'paytirish kerak. Ammo, har bir to'qnashuvda 2 ta molekula qatnashganligi tufayli $N\bar{z}$ ni 2 ga bo'lish kerak. Shunday qilib, vaqt birligi ichidagi umumiy to'qnashuvlar soni

$$\bar{z}' = \frac{N\bar{z}}{2} = 2\sqrt{2}\pi r^2 \vartheta n_0 N \quad (2.119)$$

ga teng. Hajm birligida, bir sekundda bo'ladigan to'qnashuvlar soni esa

$$\bar{z}'' = \frac{n_0 \bar{z}'}{V} = \sqrt{2}r_0 r^2 \vartheta n_0^2 \quad (2.120)$$

kabi aniqlanadi.

3. Molekulaning o'rtacha erkin yugurish yo'li

Biror t vaqt oralig'ida molekula ketma-ket zt to'qnashuvlar tufayli ϑt masofa bosib o'tsa, uning o'rtacha erkin yugurish (chopish) yo'li

$$\bar{\lambda} = \frac{\vartheta t}{zt} = \frac{\vartheta}{z} = \frac{1}{4\sqrt{2}\pi r^2 n_0} \quad (2.121)$$

ga teng. Bu formuladan ko'rinadiki, molekulaning o'rtacha erkin yugurish yo'li hajm birligidagi zarralar soni n_0 ga, shunday qilib, gaz

bosimi P ga teskari proporsional ekan. Demak, bosimning kamayishi bilan gaz molekulasining o'rtacha erkin yugurish yo'li ortadi va uning kichik qiymatlarida ($\sim 10^{-8} \text{ atm}$) gaz molekulasining erkin yugurish yo'li idish o'lchamlariga teng bo'lishi mumkin. Bunday bosimlarda gaz molekulalari o'zaro deyarli to'qnashmaydi va bu holdagi gazning xossalari yuqori bosimdagi gazlarning xossalaridan sezilarli darajada farq qilganligi tufayli biz ularga alohida to'xtalib o'tamiz.

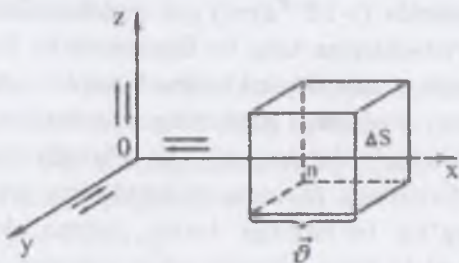
(2.121) formulaga muvofiq molekulaning erkin yugurish yo'li haroratga bog'liq bo'lmasligi kerak. Ammo, ko'pgina tajribalar haroratning ortishi bilan o'rtacha erkin yugurish yo'lining ortishini ko'rsatadi. Uning haroratga bog'liq ravishda ortishi molekula effektiv kesimning haroratga bog'liq ravishda o'zgarishidan kelib chiqadi. Molekulaning harakat tezligi, demak, uning harorati qancha katta bo'lsa, uning to'qnashuv paytida harakat yo'nalishidan og'ishi shuncha kam bo'ladi. Bu degan so'z, uning effektiv kesimi haroratning ortishi bilan kamayadi.

Yuqorida keltirilgan kattaliklar gaz va shuningdek suyuq, qattiq holatdagi moddalarda ko'chish hodisalarini bayon qilishda asosiy rolni o'ynaydi.

Ko'chish hodisasi

Bir jinsli bo'lmagan termodinamik tizmlarda o'ziga xos qaytmas jarayon, ya'ni energiyaning massaning va impulsning ko'chishi yuz beradi. Ko'chish turlariga issiqlik o'tkazuvchanlik (bunda energiya ko'chadi), diffuziya (massa ko'chadi) va ichki ishqalanish (impuls ko'chadi) kiradi. Bir jinsli muhitda ko'chish hodisasi yuz bernaaydi. Ko'chish hodisasi yuz berish uchun albatta ma'lum shart-sharoitlar bajarilishi kerak. Masalan, issiqlik o'tkazuvchanlikda energiyaning ko'chishi uchun zaruriy shart bo'lib harorat gradiyenti mavjud bo'lishi hisoblanadi. Xuddi shuningdek, diffuziya paytida massaning ko'chishi uchun zichlik gradiyenti, ichki ishqalanish paytida impulsning ko'chishi uchun tezlik gradiyenti bo'lishi zaruriy shart hisoblanadi. Bu uchchala hodisani ko'chishning umumiy formulasi orqali ifodalash mumkin va bu ifodaga ko'chish tenglamasi deyiladi. Shu masala bilan

chuqurroq tanishamiz. Molekuiyar-kinetik nazariyaga asoslanib ko'chish tenglamasini chiqaramiz (70-rasm)



70-rasm

Agar bir o'q bo'ylab $1/3$ ta molekula, shundan o'nga $1/6$ ta, chapga $1/6$ ta molekula harakat qilsa. ΔS yuzadan Δt vaqt ichida o'tgan molekular sonini aniqlab olamiz. Vaqt birligi ichida bir tomonga asosi ΔS va balandligi ϑt bo'lgan parallelepipeddagi $\frac{1}{6} n_0 \Delta S \cdot \vartheta$ ta molekula o'tadi. n_0 - hajm birligidagi molekular soni. U holda molekular soni $n = \frac{1}{6} n_0 \Delta S \cdot \vartheta \cdot t$ ya'ni, vaqt birligida bu molekular (massa, energiya yoki harakat miqdori) olib o'tadilar. Agar biz fizik xarakteristikani φ (massa, energiya, harakat miqdori) desak, u holda bir yo'nalishda o'tuvchi fizik xarakteristika miqdori

$$n \varphi = \frac{1}{6} (n_0 \varphi) \Delta S \vartheta t \quad (2.122)$$

faraz qilaylik, $n_0 \varphi$ - konsentrasiyal gaz hajmi bo'yicha turlicha va φ ham turlicha bo'lsin. U holda $n_0 \varphi$ ham turlicha bo'ladi. $(n_0 \varphi) > (n_0 \varphi)$ bo'lsin u holda $\Delta(n \varphi) = (n_0 \varphi_1) - (n_0 \varphi_2) = \frac{1}{6} \{ (n_0 \varphi_1) - (n_0 \varphi_2) \} \Delta S \vartheta t$,

buning o'ng tomonini 2λ ga ko'paytirib bo'lamiz. λ - molekulaning erkin chopish masofasi. U holda

$$\begin{aligned} \Delta(n \varphi) &= \frac{1}{6} \{ (n_0 \varphi_1) - (n_0 \varphi_2) \} \Delta S \vartheta t \frac{2\lambda}{2\lambda} \\ &= - \frac{1}{3} \frac{(n_0 \varphi_1) - (n_0 \varphi_2)}{2\lambda} \cdot \lambda - \vartheta \Delta S \cdot \Delta t \end{aligned}$$

yoki

$$\frac{(n_0 \varphi_1) - (n_0 \varphi_2)}{2\lambda} = \frac{\Delta(n_0 \varphi)}{\Delta x}$$

gradient (lotinchadan - qadamlovchi, odimlovchi demakdir) U holda

$$\Delta(n \varphi) = -\frac{1}{3} \lambda \cdot \vartheta \frac{\Delta(n_0 \varphi)}{\Delta x} \Delta S \cdot \Delta t \quad (2.123)$$

ko'chish tenglamasini hosil qilamiz.

φ - fizik kattalik ko'chish gradiyentiga teskari yo'nalishda bo'lgani uchun "minus" ishora qo'yiladi. (grad φ - o'ngdan chapga, φ - ning ko'chishi chapdan o'ngga).

Endi ko'chish tenglamasini alohida fizik hodisalarga qo'llaymiz.

Diffuziya

Molekulalarning xaotik harakatlari asosida tushuntiriladigan, tabiatda ko'p tarqalgan hodisalardan biri diffuziya (lotmcha "diffuzio"-hamma yoqqa tarqalish) hodisasidir. Diffuziya deb molekulalarning xaotik harakati tufayli biror modda konsentrasiyasining fazoda bir xil bo'lish jarayoniga aytiladi. Biror gaz n konsentrasiyasi va ρ zichligi biror (masalan Ox) o'q bo'ylab o'zgarsin. Gaz zichliklar $\rho_1 > \rho_2$ bo'lib, S yuzadan λ molekulalarning erkin chopish (yugurish) masofada o'ngda zichlik ρ_1 bo'lib va S yusadan λ masofada chapdagi zichli esa ρ_2 bo'lsin. U holda, zichlik gradientini quyidagicha

$$\frac{d\rho}{dx} \neq 0,$$

yo'zish mumkin. Shu Ox o'qqa perpendikulyar S yuza orqali o'tuvchi gaz massasini aniqlash uchun (1.123) ko'chish tenglamasidagi $n\varphi$ o'rniga diffuziya tufayli o'tuvchi gaz massasi M ni va $n_0\varphi$ o'rniga esa zichlik o'zgarishi $d\rho$ ni qo'ysak, u holda quyidagi tenglama

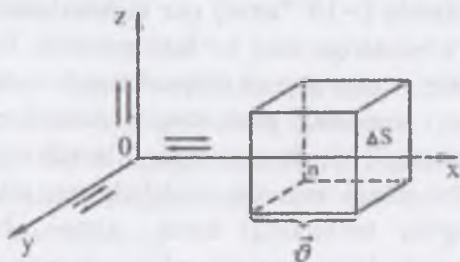
$$\Delta M = -\frac{1}{3} \vartheta \lambda \cdot \frac{d\rho}{dx} S \cdot \Delta t \quad (2.124)$$

hosil boladi. Bu yerda "minus" ishora massa ko'chishi yonalishi zichlik kamayish tomonga yo'nalganligini ko'rsatadi.

Diffuziya tufayli S yuza orqali Δt vaqt ichida ko'chib o'tgan gaz massasi Fik tenglamasi orqali aniqlanadi:

$$M = -D \frac{d\rho}{dx} \cdot S \cdot \Delta t \quad (2.125)$$

chuqurroq tanishamiz. Molekulyar-kinetik nazariyaga asoslanib ko'chish tenglamasini chiqaramiz (70-rasm)



70-rasm

Agar bir o'q bo'ylab $1/3$ ta molekula, shundan o'nga $1/6$ ta, chapga $1/6$ ta molekula harakat qilsa. ΔS yuzadan Δt vaqt ichida o'tgan molekular sonini aniqlab olamiz. Vaqt birligi ichida bir tomonga asosi ΔS va balandligi ϑt bo'lgan parallelepipeddagi $\frac{1}{16} n_0 \Delta S \cdot \vartheta$ ta molekula o'tadi. n_0 - hajm birligidagi molekular soni. U holda molekular soni $n = \frac{1}{6} n_0 \Delta S \cdot \vartheta \cdot t$ ya'ni, vaqt birligida bu molekular (massa, energiya yoki harakat miqdori) olib o'tadilar. Agar biz fizik xarakteristikani φ (massa, energiya, harakat miqdori) desak, u holda bir yo'nalishda o'tuvchi fizik xarakteristika miqdori

$$n \varphi = \frac{1}{6} (n_0 \varphi) \Delta S \vartheta t \quad (2.122)$$

faraz qilaylik, n_0 - konsentrasiyaligaz hajmi bo'yicha turlicha va φ ham turlicha bo'lsin. U holda $n_0 \varphi$ ham turlicha bo'ladi. $(n_0 \varphi) > (n_0 \varphi)$ bo'lsin u holda $\Delta(n \varphi) = (n_0 \varphi_1) - (n_0 \varphi_2) = \frac{1}{6} \{ (n_0 \varphi_1) - (n_0 \varphi_2) \} \Delta S \vartheta t$,

buning o'ng tomonini 2λ ga ko'paytirib bo'lamiz. λ - molekularning erkin chepish masofasi. U holda

$$\begin{aligned} \Delta(n \varphi) &= \frac{1}{6} \{ (n_0 \varphi_1) - (n_0 \varphi_2) \} \Delta S \vartheta t \frac{2\lambda}{2\lambda} \\ &= \frac{1}{3} \frac{(n_0 \varphi_1) - (n_0 \varphi_2)}{2\lambda} \cdot \lambda - \vartheta \Delta S \cdot \Delta t \end{aligned}$$

yoki

$$\frac{(n_0 \varphi_1) - (n_0 \varphi_2)}{2\lambda} = \frac{\Delta(n_0 \varphi)}{\Delta x}$$

gradient (lotinchadan - qadamlovchi, odimlovchi demakdir) U holda

$$\Delta(n \varphi) = -\frac{1}{3} \lambda \cdot \vartheta \frac{\Delta(n_0 \varphi)}{\Delta x} \Delta S \cdot \Delta t \quad (2.123)$$

ko'chish tenglamasini hosil qilamiz.

φ - fizik kattalik ko'chish gradiyentiga teskari yo'nalishda bo'lgani uchun "minus" ishora qo'yiladi. (grad φ - o'ngdan chapga, φ - ning ko'chishi chapdan o'ngga).

Endi ko'chish tenglamasini alohida fizik hodisalarga qo'llaymiz.

Diffuziya

Molekulalarning xaotik harakatlari asosida tushuntiriladigan, tabiatda ko'p tarqalgan hodisalardan biri diffuziya (lotincha "diffuzio"-hamma yoqqa tarqalish) hodisasidir. Diffuziya deb molekulalarning xaotik harakati tufayli biror modda konsentrasiyasining fazoda bir xil bo'lish jarayoniga aytiladi. Biror gaz n konsentrasiyasi va ρ zichligi biror (masalan Ox) o'q bo'ylab o'zgarsin. Gaz zichliklar $\rho_1 > \rho_2$ bo'lib, S yuzadan λ molekulalarning erkin chopish (yugurish) masofada o'ngda zichlik ρ_1 bo'lib va S yusadan λ masofada chapdagi zichli esa ρ_2 bo'lsin. U holda, zichlik gradientini quyidagicha

$$\frac{d\rho}{dx} \neq 0,$$

vozish mumkin. Shu Ox o'qqa perpendikulyar S yuza orqali o'tuvchi gaz massasini aniqlash uchun (1.123) ko'chish tenglamasidagi $n\varphi$ o'rniga diffuziya tufayli o'tuvchi gaz massasi M ni va $n_0\varphi$ o'rniga esa zichlik o'zgarishi $d\rho$ ni qo'ysak, u holda quyidagi tenglama

$$\Delta M = -\frac{1}{3} \vartheta \lambda \cdot \frac{d\rho}{dx} S \cdot \Delta t \quad (2.124)$$

hosil boladi. Bu yerda "minus" ishora massa ko'chishi yonalishi zichlik kamayish tomonga yo'nalganligini ko'rsatadi.

Diffuziya tufayli S yuza orqali Δt vaqt ichida ko'chib o'tgan gaz massasi Fik tenglamasi orqali aniqlanadi:

$$M = -D \frac{d\rho}{dx} \cdot S \cdot \Delta t \quad (2.125)$$

bu yerda

$$D = \frac{1}{3} \vartheta \cdot \lambda \quad (2.126)$$

diffuziya koeffitsienti deyiladi. Bunda $S = 1 \text{ m}^2$, $\Delta t = 1 \text{ s}$ va $\frac{d\rho}{dx} = -1 \frac{\text{kg}}{\text{m}^4}$ desak,

$M = D$, ya'ni diffuziya koeffitsienti son jihatidan zichlik gradiyenti 1 kg/m^4 bo'lganda 1 m^2 yuzadan 1 s da ko'chib o'tgan massaga teng ekan. Diffuziya koeffitsienti D (m^2/s) da o'lchanadi, gazning sorti (μ) ga va uning holatlari (R) hamda T ga bog'liq bo'ladi.

Issiqlik o'tkazuvchanlik

Biror hajmdagi T harorat Ox o'q yo'nalishida kamayayotgan bo'lsin. Ox o'qqa perpendikylyar joylashgan S yuzali tekislik olaylik. S yuzadan λ molekullarning erkin chopish (yugurish) masofada o'ngda harorat T_1 bo'lib va S yusadan λ masofada chapdagi harorat esa T_2 bo'ladi, ya'ni $T_1 > T_2$, shunga mos ravishda molekullarning kinetik energiyalari ham $E_1 > E_2$ bo'ladi. Molekulalar S yuza orqali Δt vaqt davomida energiya (issiqlik) olib o'tadilar. Ko'chishning asosiy tenglamasi (2.107) dan foydalanib $n\varphi$ o'miga uzatilgan issiqlik miqdori Q . $n_0\varphi$ o'miga hajm birligidagi molekullarning kinetik energiyasi $E_k = \frac{1}{2} n k T$ ni qo'yamiz, $n\varphi$ molekullarning konsentratsiyasi inobatga olib va boshqa o'zgartirishlar kiritib quyidagi issiqlik o'tkazuvchanlik tenglamasini yozamiz:

$$Q = \frac{1}{3} \vartheta \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{2} n k T \right) S \Delta t,$$

yoki

$$Q = \frac{1}{3} \vartheta \frac{1}{2} n k \frac{dT}{dx} S \Delta t.$$

Bunda $k = \frac{R}{N_A}$ - Bolsman doimiysi, $\frac{dT}{dx}$ - temperatura gradiyenti, $n = \frac{\rho}{\mu}$, $\mu = m_0 N_A$ va $\frac{1}{2} n k = \frac{1}{2} \frac{R}{N_A} \cdot \frac{\rho}{m_0} = \frac{1}{2\mu} R\rho = \chi\rho$ ekanini e'tiborga olsak, issiqlik o'tkazuvchanlik tenglamasi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$Q = -\frac{1}{3} \vartheta \lambda C_V \rho \frac{dT}{dx} S \Delta t \quad (2.127)$$

bu yerda ϑ - molekula tezligi, λ - molekula erkin yugurish yo'li uzunligi, C_V - gazning o'zgarish hajmdagi solishtirma issiqlik sig'imi, ρ - gaz zichligi.

$$\chi = \frac{1}{3} \vartheta \lambda C_V \rho \quad (2.128)$$

χ -issiqlik o'tkazuvchanlik koeffisienti deb belgilab olsak. U holda (2.128) formulani quyidagi tenglama

$$Q = -\chi \frac{dT}{dx} S \Delta t \quad (2.129)$$

hosil qiladi, bu Fure tenglamasidir. Demak, uzatilgan issiqlik miqdori issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsientiga, harorat gradiyentiga, issiqlik o'tayotgan yuzaga va issiqlikning o'tib turgan vaqtiga proporsional ekan.

Fure tenglamasida $S = 1m^2$, $\Delta t = 1s$, $\frac{dT}{dx} = 1 \frac{grad}{m}$ desak. $Q = \chi$, ya'ni issiqlik o'tkazuvchanlik koeffisienti son jihatidan harorat gradiyenti $1 grad/m$ bo'lganda $1 m^2$ yuzadan $1 s$ da ko'chib o'tgan issiqlik midoriga tengdir. χ -issiqlik o'tkazuvchanlik koeffisienti $J/(m \cdot s \cdot grad)$ larda o'lchanadi.

Fure tenglamasi nafaqat gazlar balki suyuqlik va qattiq jismlar uchun ham o'rinalidir.

Yopishqoqlik

Yopishqoqlik deb real suyuqlik (gaz) lar bir qatlamining boshqa qatlamharakatiga to'sqinlik qilish qobiliyatiga aytiladi. Bir qatlamning ikkinchi qatlamga nisbatan harakatida sirtga urinma ravishda yo'nalgan ichki ishqalanish kuchlari yuzaga keladi. Bu ichki ishqalanish F kuchi qatlamlar tegib turgan S yuzaga va $\frac{d\vartheta}{dx}$ tezlik gradiyentiga to'g'ri proporsional bo'lib, Nyuton qonuniga bo'ysinadi:

$$F = -\eta \frac{d\vartheta}{dx} S \quad (2.130)$$

bu yerda F - suyuqlik qatlamining $1m^2$ yuzasiga ta'sir etuvchi ichki ishqalanish kuchi, η - suyuqlik tabiatiga bog'liq bo'lgan kattalik bo'lib, dinamik yopishqoqlik yoki yopishqoqlik deyiladi, $\frac{d\vartheta}{dx}$ - tezlik gradienti va "minus" ishora ichki ishqalanish kuchining yo'nalishi tezlik

yo'nalishiga qarama-qarshi ekanligini ko'rsatadi η - yopishqoqlik koeffitsienti. (2.130) da $\frac{d\theta}{dx} = 1s^{-1}$, $S = 1m^2$ deb olsak $F = \eta$ bo'ladi, ya'ni yopishqoqlik koeffitsienti son jihatidan tezlik gradiyenti $1s^{-1}$ bo'lganda, parallel harakatlanuvchi qatlamlarning $1m^2$ yuzaga ta'sir qiluvchi ichki ishqalanish kuchiga tengdir. Yopishqoqlik koeffitsientining o'lchov birligi $= 1 \frac{kg}{m \cdot s} \cdot s = 1Pa \cdot s$ (yoki $1Puaz = 1 \frac{g}{m \cdot s}$).

Dinamik yopishqoqlik yoki yopishqoqlikning fizik ma'nosi: agar suyuqlik qatlam tezlik gradiyenti bir birlikka teng bo'lsa, ishqalanuvchi qatlam yuzaning birlik yuzasiga ta'sir etuvchi ichki ishqalanish kuchiga teng bo'lgan skolyar kattalikdir. Dinamik yopishqoqlik η quyidagi formula yordamida topiladi

$$\eta = \frac{1}{3} \rho \bar{v} \lambda, \quad (2.131)$$

bu yerda ρ - zichlik, \bar{v} - molekula tezligi, λ - molekula erkin chopish masofasi. Yopishqoqlik qanchalik katta bo'lsa, unda shuncha katta ichki ishqalanish kuchlari vujudga keladi va bu suyuqlik ideal suyuqlikdan shunchaga farq qiladi. Yopishqoqlik haroratdan bog'liq bo'lib, suyuqlik va gazlar uchun turlichadir. Suyuqliklar uchun harorat oshganda η kamayadi, gazlarda esa teskari holat yuz beradi.

Suyuqlik yopishqoqligini aniqlash katta ahamiyatga ega bo'lib bir qancha usullar mavjud.

Molekulalar harakati haroratdan bog'liq bo'lganligi uchun, yopishqoqlik koeffitsienti ham haroratdan bog'liqdir. Lominar oqim oddiy bo'lib tezlik kichik bo'lganda yuz beradi. Agar tezlik oshsa oqim turbulent holatga o'tadi. Bu o'tish chegarasi o'lchamsiz kattalik Reynolds soni orqali aniqlanadi.

$$Re = \frac{d\bar{v}\rho}{\eta} \quad (2.132)$$

bunda d - truba diametri, ρ - suyuqlik zichligi. Agar bu son suv uchun 2000 dan kichik bo'lsa truba orqali oqim lominar, bundan katta bo'lsa turbulent oqim bo'ladi.

η , D va χ orasida bog'lanishni (2.126), (2.127) va (2.131) formulalardan topaylik:

$$\frac{\eta}{D} = \rho \text{ va } \frac{\chi}{\eta} = C_V. \quad (2.133)$$

η , D va χ ko'chish koeffitsientlari orasidagi munosabatlar ham tajriba ma'lumotlariga mos keladi: bu molekulyar-kinetik nazariyasining to'g'riligining yana bir bor tasdiqlaydi. Bosim kamayishi bilan o'rtacha erkin chopish λ masofa idish o'lehamiga tenglashguncha davom etadi.

Bosimning keyingi kamayishida λ o'zgarmaydi, gaz zichligi kamayadi. Kichik bosimlardagi gazning issiqlik o'tkazuvchanligini bosimga bilan bog'liqligidan sovuq yoki isitilgan jismlarni saqlash uchun foydalaniladi. 1898 yil ingliz olimi Dyuar termosni yaratdi va uni Dyuar termos deb atadi. Termos qo'sh devorli idish bo'lib, devorlari orasida juda siyraklashgan ($\lambda > l$) issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti kichik bo'lgan gaz yoki vakuum bo'ladi va og'zi po'kak bilan yopiladi. Natijada, termosga soligan suyuqlik uzoq vaqt haroratini o'zgartirmaydi.

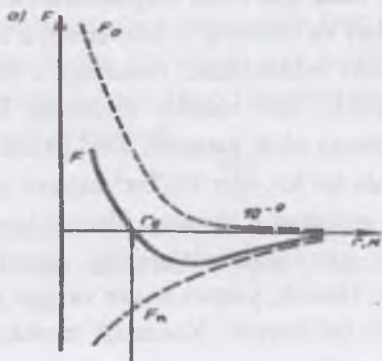
2.4.2. Real gazlar. Van-der-Vaals tenglamasi. Van-der-Vaals izotermalari. Metastabil holatlar. Uchlangan nuqta. Real gazning ichki energiyasi

Yuqori harorat va past bosimli siyraklashtirilgan gazlarning xususiyatlarini nazariyada ishlatiladigan ideal gaz modeli yordamida tushuntirish mumkin. Ideal gaz holat tenglamasini keltirib chiqarishda molekulalar o'lehamlari va ularning o'zaro ta'siri e'tiborga olinmagan edi. Bosimning oshishi molekulalar orasidagi o'rtacha masofaning kamayishiga olib keladi. Shu sababli molekula hajmini va ular orasidagi ta'siri e'tiborga olish zarurdir. $1m^3$ gazda normal sharoitda $2,69 \cdot 10^{25}$ ta molekula bo'lib, ular $10^{-4}m^3$ hajmini egallaydi, lekin bu gaz hajmi ($1m^3$) ga nisbatan e'tiborga olmasa ham bo'ladi. Bosim $500 MPa$ bo'lganda gaz molekulalarining hajmi gaz hajmining yarmini tashkil qiladi. Demak, yuqori bosim va past haroratlarda ideal gaz modelini ishlatib bo'lmaydi. Xossalari molekulalarning o'zaro

ta'siriga bog'liq bo'lgan real gazlarni qaraganda molekulalar orasidagi o'zaro ta'sir kuchlarini e'tiborga olish zarurdir. Ular $\leq 10^{-9}m$ masofalardan boshlab sezila boshlaydi va molekulalar orasidagi masofaning oshishi bilan tezda kamayadi. Bunday kuchlarga qisqa masofada ta'sir qiluvchi kuchlar deyiladi.

Atom tuzilishi haqidagi qarashlarning va kvant mexanikasining rivojlanishi bilan XX asrda molekulalar orasida bir vaqtning o'zida itarish va tortish kuchlari mavjud bo'lishi aniqlandi. 71-rasmda molekulalar orasidagi o'zaro ta'sir kuchlarining molekulalar orasidagi masofa r ga bog'liqligi ko'rsatilgan. Bunda F_i va F_t lar mos ravishda itarish va tortish kuchlari, F ularning teng ta'sir etuvchisi. Itarish kuchlari musbat, o'zaro tortish kuchlari esa manfiy deb olinadi, $r = r_0$ masofada natijaviy kuch $F = 0$ bo'ladi, ya'ni itarish va tortish kuchlari bir-birini muvozanatlaydi. Shunday qilib, r_0 masofa muvozanat holatiga to'g'ri kelib issiqlik harakati bo'lmaganda molekula shu holatda bo'lgan bo'lar edi. Agar $r < r_0$ bo'lsa, itarish kuchlar katta ($F > 0$), $r > r_0$ bo'lsa tortish kuchlari katta ($F < 0$) bo'ladi. $r > 10^{-9}m$ masofalarda molekulalar orasidagi o'zaro ta'sir kuchlari umuman olganda bo'lamaydi ($F \rightarrow 0$). F kuch ta'sirida molekulalar orasidagi masofani dr ga oshirish uchun bajarilgan δA ish molekulalar orasidagi o'zaro ta'sir E_p -potensial energiyaning kamayishi hisobiga bo'ladi, ya'ni

$$\delta A = F \cdot dr = -dE_p$$



71-rasm.

Molekulalarning o'zaro ta'sir potensial energiyasining ular orasidagi masofaga bog'liqligi shuni ko'rsatadiki, agar molekulalar bir-biridan ($r \rightarrow \infty$) ular orasida o'zaro ta'sir bo'lmaydigan masofada bo'lsa, u holda $E_p = 0$ bo'ladi. Molekulalar orasidagi masofalar kamaya borishi bilan molekulalar orasida tortishish kuchi paydo bo'la boradi va u ish bajaradi. U holda o'zaro ta'sir potensial energiyasi kamayib $r = r_0$ da minimumga erishadi. $r = r_0$ bo'lganda r ning kamayishi bilan itarish kuchlari tez o'sadi va ularga qarshi bajariladigan ish manfiy bo'ladi. Potensial energiya ham tez o'sa boshlaydi va musbat bo'ladi. Berilgan potensial energiya egri chiziq bo'ylab o'zaro ta'sir qiluvchi ikkita molekuladan tashkil topgan tizim turg'un muvozanat holatida bo'lganda minimal potensial energiyaga ega bo'lishligi kelib chiqadi.

Modda agregat holati turlicha bo'lishini E_p va KT orasidagi munosabat orqali baholash mumkin. E_p -bu o'zaro ta'sir potensial energiyaning eng kichigi bo'lib, muvozanat holda turgan ikki molekulani bir-biridan ajratish uchun tortish kuchlariga qarshi bajarilgan ishga tengdir. Agar $E_p < KT$ bo'lsa, u holda modda gaz holatida bo'ladi, chunki molekulalarning tez harakatlanishi ularning bir-biriga r_0 masofaga kelib muntazam tizim hosil qilishga qarshilik ko'rsatadi, ya'ni molekulalardan boshqa agregat holdagi modda hosil bo'lish ehtimoliyati juda kichik bo'ladi. Agar $E_p > kT$ bo'lsa, u holda modda qattiq holda bo'ladi, chunki molekulalar bir-biri bilan mahkam bog'langan bo'lib, r_0 masofa bilan aniqlanuvchi muvozanat holati atrofida tebranib turadi. Agar $E_p = kT$ bo'lsa, u holda modda suyuq holatda bo'ladi, chunki issiqlik harakati tufayli molekulalar fazoda bir-biri bilan joyini o'zgartirib ko'chib yuradi va muvozanat holatiga ko'ngil keluvchi r_0 masofadan uzoqlashmaydi. Shunday qilib, har qanday modda haroratga qarab gaz, suyuq va qattiq agregat holatida bo'lishi mumkin, shuni qayd qilish kerakki bir agregat holatdan boshqasiga o'tish harorati shu modda uchun E_p qiymatiga bog'liqdir. Masalan, inert gazlar uchun E_p kichik, metallar uchun esa kattadir, shu sababli odatdagi haroratda ular gazsimon va qattiq holatda bo'ladi.

Van-der-Vaals tenglamasi

Real gazlar uchun molekullarning o'zaro ta'sirini va o'lchamlarini e'tiborga olish zarurdir. Ideal gaz modeli va uni izohlovchi Klapeyron-Mendeleyev tenglamasi real gazlar uchun o'rinli emas. Molekulaning xususiy hajmini va ular orasidagi o'zaro ta'sirini e'tiborga olish natijasida Golland fizigi I. Van-der-Vaals real gaz holati uchun tenglama chiqarishga muvofiq bo'ladi. Van-der-Vaals tomonidan Mendeleyev-Klapeyron tenglamasiga ikkita qo'shimcha tuzatish kiritildi:

1. Molekulaning xususiy hajmini e'tiborga olish. Molekula egallagan hajmga boshqa molekulaning kirishiga to'sqinlik qiluvchi itaruvchi kuchlar ta'sir qilib, uning erkin harakat qila oladigan hajmi V_m emas, balki $V_m - b$ ga teng bo'ladi, bunda b - molekulaning o'zining egallagan hajmi.

2. Molekullarning o'zaro tortishishini e'tiborga olish. Gaz molekullari orasida tortishish kuchlarining ta'siri natijasida gazda ichki bosim deb ataluvchi qo'shimcha bosim paydo bo'ladi. Van-der-Vaals hisoblariga ko'ra ichki bosim gaz hajmi kvadratiga teskari proporsionaldir, ya'ni

$$p = a/V_{\mu}^2$$

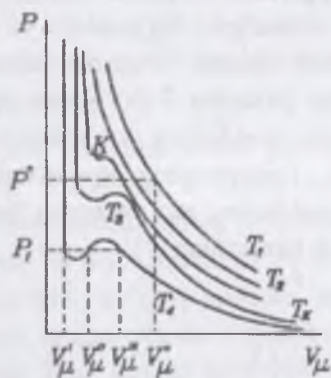
bu yerda a -molekullar orasidagi o'zaro tortishish kuchlarini izohlovchi Van-der-Vaals doimiysi V_{μ} -molyar hajm. Bu o'zgartirishlarni e'tiborga olib bir mol gaz uchun Van-der-Vaals tenglamasini hosil qilamiz

$$\left(p + \frac{a}{V_{\mu}^2}\right)(V_{\mu} - b) = RT. \quad (2.134)$$

Van-der-Vaals tenglamasini chiqarishda bir qancha soddalashtirishlarga yo'l qo'yilgan, shu sababli u ham ancha taqribiydir. Bu tenglama ideal gaz holat tenglamasiga qaraganda tajriba bilan ancha yaxshi mos keladi. (2.134) formulasini o'zgartirib, ixtiyoriy m massali real gaz uchun Van-der-Vaals tenglamasini olamiz:

$$\left(P + \frac{m^2}{\mu^2} \cdot \frac{a}{V^2}\right)\left(V - \frac{m}{\mu} b\right) = \frac{m}{\mu} RT. \quad (2.135)$$

Bu yirda V -gaz massasining hajmi, μ -gazning molyar massasi. Kichik bosim va yuqori temperaturalarda hajm katta bo'lib ketadi, shuning uchun $b \ll V_\mu$ va $\frac{a}{V_\mu^2} \ll P$ bo'ladi, ya'ni Van-der-Vaals tenglamasiga kiritiladigan tuzatmalarni hisobga olmaslik mumkin bo'lgan darajada kichik bo'ladi va Van-der-Vaals tenglamasi Mendeleyev-Klapeyron tenglamasiga aylanadi. a va b kattaliklar har bir gaz uchun deyarli doimiydir. Masalan, azot uchun $a = 1,35 \cdot 10^9 \text{ N} \cdot \text{m}^4 / \text{kmol}^2$ va $b = 3,85 \cdot 10^{-2} \text{ m}^3 / \text{kmol}$. Real gazning tabiatini tekshirish uchun bir *mol* gaz uchun Van-der-Vaals tenglamasi bilan aniqlanuvchi izotermalarni tahlil qilib chiqamiz (72-rasm). Van-der-Vaals izotermalari - bu T harorat, P bosim va V_μ moi gaz hajm orasidagi bog'lanishni ifodalovchi egri chiziqdir. Bu egri chiziqlar o'ziga xos xarakterga ega: yuqori haroratlar uchun ($T > T_k$) real gaz izotermalari ideal gaz izotermalaridan faqatgina uning biroz shaklining o'zgarishi bilan farq qiladi va monoton kamayuvchi egri chiziqdan iborat. T_k -haroratda esa faqat bitta K



72-rasm.

Duralish nuqtasi K mavjud. Bu izotermaga kritik izoterma va unga mos keluvchi T_k haroratga kritik harorat deyiladi. Kritik izoterma kritik nuqta deb ataluvchi bitta K nuqtada egilishga ega bo'ladi. Bu nuqtadagi urinma absissa o'qiga parallel bo'ladi.

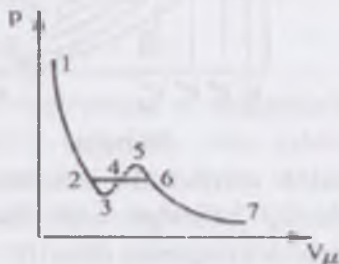
Uu nuqtaga mos keluvchi V_k kritik hajm va P_k kritik bosimlar deyiladi. Kritik parametrlarga (P_k, V_k, T_k) mos keluvchi holatga kritik

holat deyiladi. Past haroratlarda ($T < T_k$) izotermada to'liqinsimon qism mavjud bo'lib, avval monoton kamayib keyin monoton oshadi va yana monoton kamayish yuz beradi.

Real gaz izotermasining xarakterini tushuntirish uchun Van-der-Vaals tenglamasini quyidagicha o'zgartiramiz:

$$P V_{\mu}^3 - (RT + Pb) V_{\mu}^2 + a V_{\mu} - ab = 0$$

bu tenglamada P va T ning qiymatiari berilganda V_{μ} ga nisbatan uchinchi tartibli tenglamadir, shu sababli u yo uchta haqiqiy ildizga, yoki bitta haqiqiy va ikkita mavhum ildizga ega bo'lishi mumkin. Demak, birinchi holatga past haroratli izotermalar mos keladi, ikkinchi holatga esa yuqori haroratdagi izoterma mos keladi. $T < T_k$ (73-rasm) hol uchun izotermaning turli qismlarini qarashdan shuni ko'rish mumkinki, 1-3 va 5-7 qismlarda hajmning kamayishi bilan bosim oshib boradi, bu esaodatdagi holga mos keladi. 3-5 qismda esa moddaning siqilishi uning bosimining kamayishiga olib keladi, ammo bunday holatlar tabiatda uchramaydi. 3-5 qismning mavjudligi modda hajmini asta-sekin o'zgartirib borganda hamma vaqt ham u bir jinsli modda holida qola olmasligini ko'rsatadi, ya'ni shunday bir vaqt keladiki modda holati sakrab o'zgarib ikkita fazaga bo'linadi. Shunday qilib, haqiqiy izoterma 7-6-1 ko'rinishdagi siniq chiziqdan iborat bo'ladi. 7-6 qism moddaning gaz holatiga, 2-1 qism esa suyuq holatiga mos keladi. Izotermaning gorizontal 6-2 chiziqqa mos keluvchi holida esa moddaning gaz va suyuq fazalarining muvozanat holati kuzatiladi. Kritik haroratdan



73-rasm.

past haroratdagi moddaning gaz holatiga bug' deyiladi, bug'ning o'z suyuqligi bilan muvozanatda bo'lgan holiga esa to'yingan bug'

deyiladi. Van-der-Vaals tenglamasining tahlilidan kelib chiqqan bu sulosalar tajribada irland olimi T. Endryus tomonidan is gazining izotermik siqilishini o'rganishda tasdiqlandi. Tajribada olingan natijalar bilan nazariy izoterma orasidagi farq shundaki, gazning suyuqlikka aylanish chizig'i birinchi holda gorizontaal qism bo'lsa, ikkinchi holda to'liqsimon qismga to'g'ri keladi. Kritik parametrlarni topish uchun ularning qiymatlarini qo'yib yozamiz.

$$P_k V_k^3 - (RT_k + P_k b)V_k^2 + aV_k - ab = 0$$

Kritik nuqtada uchala ildiz ham bir-biriga teng bo'lib, hajm ham V_k ga teng ekani e'tiborga olsak, u holda tenglama

$$P_k (V - V_k)^3 = 0$$

Yoki

$$P_k V_k^3 - 3P_k V_k V_k^2 + 3P_k V_k^2 V - P_k V_k^3 = 0$$

ko'rinishga keladi va tenglamalar o'xshash bo'lganidan bir xil darajali nomalumlarni oldidagi koeffitsiyentlar ham o'zaro teng bo'lishi kerak. Shu sababli quyidagini yozish mumkin

$$P_k V_k^3 = ab, \quad 3P_k V_k^2 = a$$

$$3P_k V_k = RT_k + P_k b.$$

Hosil bo'lgan tenglamani yechib quyidagini topamiz:

$$V_k = 3b; \quad P_k = \frac{a}{27b^2}; \quad P_k = \frac{8a}{27Rb}.$$

Agar Van-der-Vaals izoterma oilalari gorizontaal qismning chetki nuqtalaridan chiziqlar o'tkzatsak, u holda moddaning ikki fazali holatlari qismini chegaralovchi qo'ng'iroqsimon egri chiziq hosil bo'ladi. Bu egri chiziq va kritik izoterma P, V diagramma izoterma tagini uch qismga bo'ladi: qo'ng'iroqsimon egri chiziq ostida ikki fazali qism joylashgan, undan chapda esa suyuqlik qismi, o'ngda esa bug' qismi joylashgan. Bug' qolgan gazzimon moddalardan o'zining izotermik siqilishida sovushi bilan farq qiladi. Gaz esa kritik haroratdan yuqori haroratda har qanday bosimda ham suyuq holatga o'tmaydi. Van-der-Vaals izotermasini Endryus izotermasini bilan taqqoslab, Endryus izotermasi moddaning ikki fazali holatiga mos keluvchi 2-6 to'g'ri chizikli qismga ega bo'lishini ko'rish mumkin. Haqiqatda, ba'zi bir sharoitlar bo'lganda Van-der-Vaals

izotermasidagi 5-6 va 2-3 qismlar ham amalga oshishi mumkin. Bu barqaror bo'lmagan holatlarga metastabil holatlar deyiladi. 2-3 qism o'ta isitilgan suyuqlik holatiga, 5-6 qism esa o'ta to'yingan bug' holatiga mos keladi. Ikkala faza ham unchalik barqaror emas. Ancha past haroratda izoterma o'qini kesib o'tadi va manfiy bosimli sohaga o'tadi. Manfiy bosim holatidagi modda cho'zilgan holatda bo'ladi. Ma'lum shart-sharoitlarda bu holatlar ham bajariladi. Real gaz holati tenglamasi yarim emperik tenglama bo'lib, u real gazlarning suyuqlik holatini va gazlarning suyuqlikka aylanish jarayonni yaxshi tushuntirsa ham, xuddi Van-der-Vaals tenglamasi kabi, undan hosil qilingan ifoda ham unchalik aniq emas.

Real gazning ichki energiyasi

Real gaz ichki energiyasi uni tashkil qiluvchi molekularlar issiqlik harakati kinetik energiyasi va molekularlar orasidagi o'zaro ta'sir potensial energiyasi yig'indisidan iborat. Real gaz potensial energiyasi faqat molekularlar orasidagi o'zaro tortishish energiyasidan iboratdir. Tortishish kuchlarining mavjudligi gazda ichki bosimning yuzaga kelishiga sabab bo'ladi:

$$P' = \frac{a}{V_m^2}.$$

Gaz molekulari orasidagi ta'sir etuvchi tortish kuchlarini yengish uchun zarur bo'lgan ish, mexanikadan ma'lumki tizimning dE_p potensial energiyasining oshishiga sarf bo'ladi, yani

$$\delta A = P' dV_m = dE_p \text{ yoki } dE_p = \frac{a}{V_m^2} dV_m.$$

Bundan gaz potensial energiyasini topamiz: $E_p = -\frac{a}{V_m}$. Manfiy ishora ichki bosim P hosil qilayotgan molekulyar kuchlar tortishish kuchlaridan iborat ekanini ko'rsatadi. Ikkala tashkil etuvchini ham e'tiborga olsak bir *mol* real gazning ichki energiyasi quyidagiga teng bo'ladi:

$$U_m = C_V T - \frac{a}{V_m}.$$

Ichki energiya harorat va hajmning oshishi bilan oshib boradi. Agar gaz atrof muhit bilan issiqlik almashmasdan kengaysa va ish

bajarmasa bu holda termodinamikaning birinchi asosiy qonuniga asosan, kengaymasdan oldinga U_1 ichki energiya kengaygandan keying U_2 ichki eneryasiga tengligini inobatga olib, quyidagini hosil qilamiz.

$$U_1 = U_2.$$

Demak, tashqi kuch ish bajarmasdan adiabatik kengayishda gazning ichki energiyasi o'zgarmas ekan. Bu tenglik umuman olganda ideal gaz uchun ham, real gaz uchun ham o'rinli bo'lsada, fizik nuqtai nazardan bu tenglik ikki holat uchun farqlanadi. Ideal gaz uchun bu $U_1 = U_2$ tenglik haroratlarning $T_1 = T_2$ tengligini bildiradi, ya'ni ideal gazning adiabatik kengayishida uning harorati o'zgarmay qoladi. Real gaz adiabatik jarayonda kengayganda ichki energiyaning ($U_2 < U_1$) kamayishi hisobidan ish bajaradi. Bir *mol* real gaz uchun ichki energiyalar formulalarini quyidagicha yozish mumkin:

$$U_1 = C_V T_1 - \frac{a}{V_1} \quad \text{va} \quad U_2 = C_V T_2 - \frac{a}{V_2}. \quad (2.135')$$

Bu ichki energiyalar formulalaridan temperatular farqi uchun quyidagini hosil qilamiz:

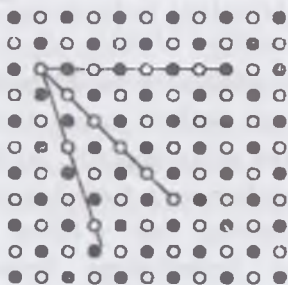
$$T_1 - T_2 = \frac{a}{C_V} \left(\frac{1}{V_1} - \frac{1}{V_2} \right).$$

Bunda $V_2 > V_1$ bo'lgani uchun, $T_1 > T_2$ bo'ladi, ya'ni real gaz adiabatik kengayganda soviydi, siqilishda esa real gaz isiydi.

2.4.3. Qattiq jismlarning xossalari. Kristall va amorf jismlar

Qattiq jismlar (kristallar) molekulari orasida juda katta o'zaro ta'sir kuchining mavjudligi, o'zining hajmi va shaklining o'zgarmas bo'lishi bilan xarakterlanuvchi moddalardir. Kristallarning to'g'ri geometrik shaklga ega bo'lishi nemis fizik nazariyotchisi M.Laue tomonidan o'tkazilgan rentgenografik tajribalarga asosan kristalni tashkil qiluvchi zarrachalarning tartibli joylashish natijasi ekanligini isbotladi. Zarrachalarning uch o'lcham bo'ylab takrorlanuvchi qonuniyat bo'yicha joylashishiga kristallik panjara deyiladi. Zarrachalar joylashgan nuqtalar, aniqrog'i ularga nisbatan zarrachalarning issiqlik tebranishida ishtirok etuvchi nuqtalariga kristallik panjara tugunlari deyiladi. Kristall jismlarni ikki guruhga

bo'lish mumkin: mono va polikristallar. Monokristallar deb, zarrachalari yaxlit kristallik panjara tashkil qiluvchi qattiq jismlarga aytiladi. Monokristall bir nuqta (markaz) dan o'suvchi anizotropik kristallardir. Unda fizik hodisalar turli yo'nalishlarda turlicha sodir bo'ladi. Monokristallar kristallik strukturasi ularning tashqi shaklidan aniqlanib olinishi mumkin. Ba'zida esa bir xil monokristallarning tashqi ko'rinishi turlicha bo'lishi mumkin, lekin ularning mos qirralari orasidagi burchaklari doimiy qoladi. Bu burchaklar doimiyligi haqidagi qonunni M.B.Lomonosov ta'riflagan edi. Uning xulosalariga ko'ra kristallarning to'g'ri geometrik shaklda bo'lishi uni tashkil qiluvchi zarrachalarning ma'lum qonuniyat bo'yicha joylashishidan iboratdir. Minerallarning ko'pchiligi monokristallarga misol bo'la oladi. Ammo, tabiatda o'lchami katta monokristallar kam uchraydi. Hozirgi vaqtda ko'pchilik monokristallar sun'iy o'stirilib olinmoqda. Ko'pchilik hollarda o'stirish sharoitlari yaxshi bajarilmaydi, shu sababli asosan qattiq jismlar mayda kristallardan tashkil topgan bo'ladi. Bunday qattiq jismlarga polikristallardir. Polikristall deb bir nechta markazlar (nuqtalar) dan o'suvchi anizotrop bo'lmagan kristallga aytiladi. Bu polikristallarda turli yo'nalishlar bo'yicha fizik hodisalar bir xilda ro'y beradigan kristallarga aytiladi.



76- rasm

Monokristallarning asosiy xususiyatlaridan biri ularning anizotropigidadir, ya'ni fizik xususiyatlarining yo'nalishiga

bog'liqligidadir. Kristallarning anizotropiysi kristallik panjarada turli yo'nalishlarda birlik uzunlikka to'g'ri keluvchi zarrachalar sonining turlicha bo'lishidir, ya'ni turli yo'nalishdagi zarrachalar zichligi turlicha bo'lishi ularning turli yo'nalishlar bo'yicha turli xususiyatga ega bo'lishiga olib keladi (76-rasm). Polikristallarda esa anizotropiya faqat alohida kristall bo'laklari uchun namoyon bo'lib, ularning turlicha yo'nalishda joylashuvi polikristallarning turli yo'nalishlar bo'yicha xossalari bir xil bo'lishiga olib keladi.

Kristallarning tuzilishi haqida tushuncha.

Kristall qattiq jismlarning turlari

Kristallarni sinflarga bo'lishning ikki xil belgisi bor: 1) kristallografik 2) fizik (kristallik panjarada joylashgan zarrachalar tabiati va ular orasidagi o'zaro ta'sir xarakteri).

Kristallarning kristallografik belgilari. Bu holda bizni zarrachalarning davriy tartibli joylashishi qiziqtiradi, shu sababli ularning ichki tuzilishini e'tiborga olmasdan, ularni geometrik nuqtalar deb olamiz. Kristall panjara turli xil simmetriya turlariga ega bo'lishi mumkin. Kristallik panjara simmetriyasi deb uning fazoda ba'zi fazoviy kuchlardan so'ng o'z holiga qaytish xususiyatiga aytiladi. Bunday ko'chishlarga parallel ko'chishlar, buralishlar, aks berish, ularning kombinatsiyalari va hokazolar kiradi.

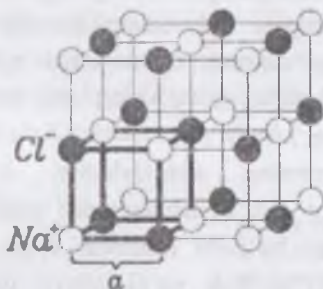
Rus kristallografi E.S.Fedorovning aniqlashicha, kristall panjaralar simmetriya elementlarining 230 kombinatsiyasi yoki 230 ta turli fazoviy guruhlardan iborat bo'lishi mumkin ekan. Uch o'lchamli fazoda uch o'lchamli davriy tuzilish, ya'ni fazoviy panjara yoki Bravais panjarasi degan tushuncha kiritiladi. Bunday tushunchani fransuz kristallografi O.Bravais kiritgan. Har qanday fazoviy panjarani, elementar yuqum deb atalmish struktura elementini uch o'lcham bo'yicha takrorlash natijasida hosil qilish mumkin. Hammasi bo'lib 14 ta Bravais panjaralari mavjud bo'lib, ular faqat ko'chish simmetriyasi bilan farqlanadilar. Ular 7 ta kristallografik tizimlarga yoki simmetriyalarga bo'linadi.

Elementar yacheykalarni ta'riflash uchun bu elementar yacheyka qirralariga paralleli o'tkazilgan kristallografik koordinata o'qidan foydalaniladi. Koordinatalar boshi sifatida elementar yacheykaning old tomonidagi chap burchagi qabul qilinadi. Elementar kristallografik yacheyka qirralari a , b , c va bu qirralar orasidagi burchaklar α , β , γ dan iborat parallelepiped shaklida bo'ladi a , b , c va α , β , γ larga elementar yacheyka parametrlari deyiladi, bular uni to'lasincha aniqlaydi.

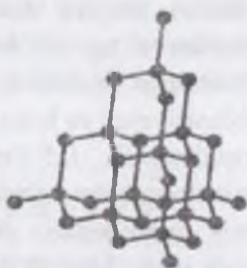
1) Kristallarning fizik belgilari.

Kristall panjara tugunlarida joylashgan zarrachalar turiga qarab va ular orasidagi o'zaro ta'sir kuchi tabiatiga qarab kristallar 4 turga bo'linadi: ionli, atomli, metallik, molekulyar panjalar.

Ionli kristallar. Kristall panjara tugunlarida ketma-ket keluvchi qarama-qarshi ishorali ionlar joylashgan. Ion kristallarga ishqoriy metallarning galoid birikmalari, shuningdek turli elementlar oksidlari kiradi. Ionlar orasidagi o'zaro ta'sir kuchlari asosan elektrostatik tabiatiga ega. Turli ishoradagi ionlar orasidagi



74-rasm



75-rasm

tortishish kuchlariga asoslangan bog'lanishga ionli bog'lanish deyiladi (74-rasm). Ion panjarada alohida molekulani ajratish mumkin bo'lmasdan butun kristallni bitta gigant molekula deb olish mumkin.

Atomli kristallar. Kristallik panjara tugunlarida neytral atomlar joylashgan bo'lib, ular kvantomexanik tabiatga ega bo'lgan gemopolyar yoki kovalent bog'lanishga asosan bu tugunlarda tutib

turiladi. Atom kristallariga olmos va grafit, ba'zi organik bo'lmagan birikmalar Ge-germaniy va Si-kremniy yarim o'tkazgichlari kiradi. Har bir uglerod atomi undan bir xil masofada joylashgan tetraedr uchlari joylashgan 4 ta xuddi o'ziga o'xshash atomlar bilan bog'langandir (75-rasm). Valent bog'lanish ikkala atomni ham o'z ichiga oluvchi va yo'nalgan xarakterga ega bo'lgan orbitada harakat qilayotgan elektron jufti tomonidan amalga oshiriladi. Kovalent kuchlar markaziy atomdan tetraedr cho'qqilari tomon yo'nalgandir. Grafit panjarasidan farqli ravishda olmos panjarasida tekis qatlamlar mavjud emas. Shu sababli bu kristallning alohida qismlarni siljitish mumkin emas, shunga asosan olmos ancha mustahkam kristalldir.

Metall kristallar. Kristall panjara tugunlarida metallning musbat ionlari joylashgandir. Kristall panjara hosil bo'lishida o'zining atomi bilan kuchsiz bog'langan valent elektronlar atomlardan ajraladi va jamoa bo'lib to'planadi: endi bu elektronlar ion bog'lanishdagi singari bitta atomga va gomepolyar bog'lanishdagi singari qo'shni juft atomlarga ham qarashli bo'lmasdan, balkim butun kristallga tegishli bo'ladi. Metallda xuddi gazdagi molekulalar singari musbat ionlar orasida "erkin" elektronlar xaotik harakat qilib yuradi. Bu hol esa metallning yaxshi elektr o'tkazuvchanligini ta'minlaydi. Metall bog'lanishning yo'nalishiga bog'liqligi sababli va panjaradagi musbat ionlar o'z xossalari ko'ra bir xil bo'lgani uchun metall yuqori tartibli simmetriyaga ega bo'lishi kerak. Haqiqatdan ham, ko'pchilik metallar hajmiy markazlashgan kubik va tomonlarida markazlashgan kub panjaraga egadir. Ko'pchilik hollarda polikristall shaklida uchraydi.

Molekulyar kristallar. Kristall panjara tugunlarida moddaning neytral molekulalari joylashgan bo'lib, ular orasidagi bog'lanish kuchlari atomdagi elektron orbitallarining bir-biriga nisbatan ozgina siljishi tufayli yuzaga keladi (77-rasm). Bu kuchlarga Van-der-Vaals kuchlari deyiladi, chunki bu kuchlar xuddi real gaz molekulalari orasidagi o'zaro tortishish kuchlari kabi. Molekulyar kristallarga ko'pchilik organik birikmalar (paraffin, spirt, rezina, va hakoza), inert gazlar hamda N_2 , O_2 , CO_2 , ... gazlarning qattiq holati, muz, brom Br_2

va yod I_2 kristallari kiradi. Van-der-Vaals kuchlari ancha zaif bo'lgani uchun molekulyar kristallar oson deformatsiyalanadi. Ba'zi bir qattiq jismlar bir vaqtning o'zida bir necha bog'lanish hosil qilishi mumkin. Masalan, grafitni olish mumkin. Grafit panjarasi bir qancha parallel tekisliklarda yotuvchi va tuginlarda atomlar joylashgan oltiburchaklardan iboratdir. Oltiburchak uchlaridagi atomlar orasidagi masofa tekisliklar orasidagi masofadan ikki martadan ham ko'proq kichikdir. Tekisliklar bir-biri bilan Van-der-Vaals kuchlari orqali bog'langandir. Qatlam doirasida har bir uglerod atomining uchta valent elektroni qo'shni uglerod atomi elektronlari bilan kovalent bog'lanish tashkil qiladi, to'rtinchi elektron esa "erkin" holda qolib alohida qatlam doirasida jamoalashadi. Shunday qilib, bu holda uchta bog'lanish amalga oshadi: bir qatlam doirasida gomepolyar va metall, qatlamlar orasida esa Van-der-Vaals bog'lanishlari. Shu bilan grafitning yumshoqligi tushuntiriladi, chetki qatlamlar bir-biriga nisbatan sirpanish qobiliyatiga ega.

Uglerod atomlaridan tuzilgan ikki xil kristall panjaraning mavjud bo'lishi, ya'ni olmos va grafit, ularning fizik xususiyatining turlicha bo'lishi bilan tushuntiriladi: grafitning mayinligi va olmosning qattiqligi: grafit elektr tokini o'tkazadi, olmos esa dielektrik va hokazolar. Atom va ionlardan tashkil topgan kristall tuzilishini model sifatida tasvirlash uchun sharlarning zich joylashish tizimidan foydalaniladi. Eng oddiy bir xil radiusli sharlarning tekislikda zich joylashishini qarab ularning ikki xil joylashishiga kelamiz. O'ngdagi joylashish ancha zich bo'ladi, chunki bir xil sharlar soni bo'lganda rombning tomoni kvadrat tomoniga teng bo'lgan yuza, shu kvadrat yuzidan kichik bo'ladi.

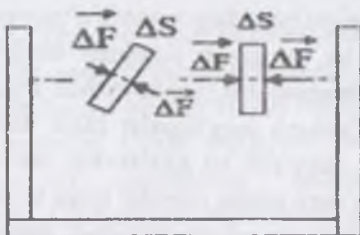
2.4.4. Suyuqliklarning xossalari. Ho'llash. Kapillyarlik

Gaz malekulalari doimo tartibsiz harakatda bo'lib, o'zoro ta'sir kuchlari bilan kuchsiz bog'langan yoki umuman bog'lanmagandir. Shuning uchun ular erkin harakatlanib butun hajimni egallaydi, ya'ni gaz hajmi u solingan idish hajmi bilan aniqlanadi. Gaz kabi suyuqlik ham o'zi turgan idish shaklini oladi. Ammo, gazlardan farqli holda

suyuqlik malekulalari orasidagi masofa o'zgarmas hajmga ega bo'ladi. Amalda suyuqliklar va gazlar xossalari bir-biridan farq qilsada, bir qancha mexanik hodisalarni tushintirishda bularning xossalari bir xil parametrlar va o'xshash tenglamalar bilan tushintiriladi. Shu sababli gidromexanikada suyuqlik va gazlarning muvozanat va harakatning, hamda ularning o'zaro qattiq jisimlar bilan ta'sirini o'rganishda gazlar va suyuqliklar uchun bir xil yondashiladi. Mexanikada suyuqliklar va gazlar yuqori aniqlik bilan yalpi deb olinadi va fazoning u egallagan qismida uzluksiz taqsimlangan deb hisoblanadi. Suyuqliklarning zichligi bosimga to'liq bog'liq emas, ammo gazlarning zichligi esa bosimga bog'liqdir. Tajribalardan ma'lumki, ko'p masalalarni yechishda suyuqlik va gazlarning siqilishini e'tiborga olish shart emas. Bunday holda siqilmaydigan suyuqlik tushunchasi ishlatiladi, yu'ni bu suyuqlikning zichligi vaqt o'tishi bilan o'zgarmasdan qoladi. Agar tinch turgan suyuqlikga yupqa plastinka joylashtirilsa, u holda plastinkaning ikkala tomonida joylashgan suyuqlikning bir qismlari bu plastinkaning ΔS yuzasiga plastinkaning qanday joylashganiga bog'liq bo'lmagan ΔS yuzasiga perpendikulyar va modul jihatidan teng bo'lgan ΔF kuch bilan ta'sir qiladi, chunki urinma kuchlarning borligi suyuqlik zarrachalarini harakatga keltirgan bo'lar edi (77-masm). Suyuqlik tomonidan biror bir yuzga me'yori ta'sir etayotgan kuchning shu yuzaga nisbatiga teng bo'lgan skolyar kattalikka suyuqlikning P bosimi deyiladi

$$P = \frac{\Delta F}{\Delta S}$$

Bosimning birligi - paskaldir: $1Pa$ deb $1m^2$ yuzaga normal bo'lgan $1N$ kuchning hosil qilgan bosimga aytiladi ($1Pa=1N/m$). Muvozanat holatdagi suyuqliklar bosimi Paskal qonuniga bo'ysunadi: gazga yoki suyuqlikka tashqaridan berilgan bosim gazning yoki suyuqlikning barcha nuqtalariga o'zgarishsiz uzatiladi.



77-rasm

Endi siqilmaydigan muvozanatdagi suyuqlik ichida og'irlik kuchining bosimi taqsimotiga qanday ta'sir qilishini ko'rib chiqamiz. Suyuqlik muvozanatda bo'lganda bosim gorizantal yo'nalish bo'yicha hamma nuqtalarda bir xil bo'ladi, chunki aks holda muvozanat bo'lmay qo'ladi. Shu sababli muvozanatdagi suyuqlikning yuzi idish devorlarida uzoq joylarida har doim gorizantal holda bo'ladi. Agar suyuqlik siqilmaydigan bo'lsa, uning zichligi bosimga bog'liq bo'lmaydi. U holda suyuqlik ustining ko'ndalang kesim yuzi S bo'lib balandligi h , zichligi ρ , og'irligi $F = \rho g V$ bo'ladi va uning idish tubiga bosimi

$$p = \frac{F}{S} = \frac{\rho g S h}{S} = \rho g h \quad (2.136)$$

ya'ni bosim balandlikka qarab chiziqli o'zgaradi $\rho g h$ -bosimga gidrostatik bosim deyiladi. (2.136) formulaga asosan suyuqlikning pastki qatlamlarining bosim kuchi, uning yuqoridagi qatlamlariga qaraganda katta bo'ladi, shu sababli suyuqlikka botirilgan jismga Arximed qonuni bilan aniqlanadigan itaruvchi kuch ta'sir qiladi: Arximed qonuni: suyuqlik yoki gazga botirilgan jism o'zining hajmiga teng suyuqlik yoki gazni siqib chiqaradi va unga shu suyuqlik yoki gaz og'irligiga teng ko'taruvchi yuqoriga tik yo'nalgan kuch ta'sir qiladi:

$$F_A = \rho g V. \quad (2.136a)$$

Bunda ρ -suyuqlik zichligi, V -jismning suyuqlikka botirilgan qismining hajmi.

Turli xil suyuq va qattiq muhitlarning bir-biriga tegib turish chegarasida ho'llash va ho'llamaslik hodisasi kuzatilishi mumkin. Suyuqlik tomchisining u bilan aralashmaydigan suyuqlik sirtida va

tomchining qattiq jism sirtida o'zini qanday tutishini ko'rib o'taylik. Har ikki muhitning ajralib turish chegarasida sirt taranglik kuchlari ta'sir etadi, ya'ni tomchi hosil qilayotgan F sirt taranglik kuchi

$$F = \sigma l,$$

bu yerda σ -sirt taranglik koeffitsienti, l -tomchi aylanasining uzunligi. Tomchi hosil qilgan W sirt energiyasi esa

$$W = \sigma S \quad (2.136 \text{ b})$$

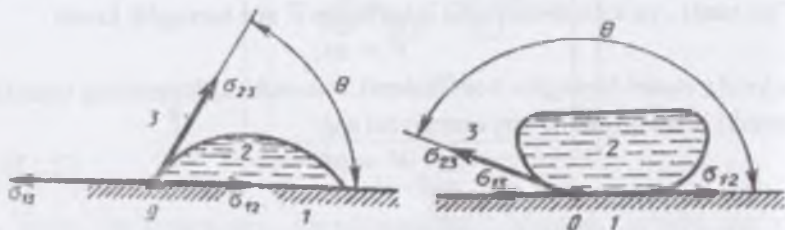
Bunda S -tomchi sirt yuzasi.

Agar bu kuchlarni tomchi aylanasini uzunligiga bo'lsak mos holda σ_{13} , σ_{21} , σ_{32} ni hosil qilamiz. Ho'llanuvchi sirt bilan suyuqlik sirtiga o'tkazilgan urinma orasidagi θ burchak chegaraviy burchak deyiladi.

Ho'llash o'lchovi sifatida quyidagi kattalik qabul qilinadi:

$$\cos\theta = \frac{(\sigma_{13} - \sigma_{12})}{\sigma_{23}}. \text{ Agar } \sigma_{32} > \sigma_{31} \text{ bo'lsa, ya'ni suyuqlik va qattiq}$$

jism molekulari orasidagi o'zaro ta'sirkuchlari qattiq jism va gaz molekularining o'zaro ta'sir kuchlariga nisbatan katta bo'lsa, unda $\theta < \frac{\pi}{2}$ va suyuqlik qattiq jism sirtini ho'llaydi (78-a rasm) va bu holda qattiq jismning sirti gidrofilli deyiladi. Agar $\sigma_{12} < \sigma_{13}$ bo'lsa, unda, $\theta > \frac{\pi}{2}$ suyuqlik jism sirtini ho'llamaydi (78-b rasm), bu holda jism sirtini gidrofobli deb aytiladi. Ho'llamaydigan suyuqlik qattiq jismdagi juda kichik teshiklaridan oqib o'tolmaydi. $\sigma_{32} - \sigma_{13}$ bo'lganda molekulararo o'zaro ta'sirlar bir-birini to'la kompensatsiyalaydi ($\theta \rightarrow 0$). Bu holda muvozanat yuzaga kela olmaydi va tomchi qattiq jism sirti bo'ylab uning butun sirtini qoplaguncha yoki monomolekulyar qatlam hosil qilguncha yoyilib boradi. Bu hol ideal ho'llash deyiladi. Bunday ho'llovchi suyuqliklarga yaqinroq bo'lgan qurit yoki suvning toza oyna sirtida yoyilishi, neftning suv sirtida yoyilishlarini va hokazolarni misol qilib olish mumkin.

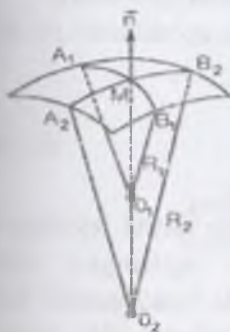


a) b)
78a,b-rasm. Ho'llash va ho'llamaslik.

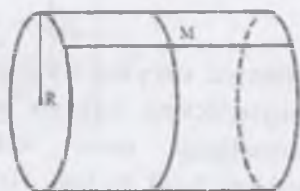
Sirt taranglik kuchlari ta'sirida suyuqlik sirti egrilangan bo'lib, bu sirt tashqi bosimga nisbatan yana qo'shimcha ΔP bosim beradi. Sirtqi qatlam elastik qatlamga, masalan, rezina plyonkaga o'xshaydi. Egrilangan sirtning sirt taranglik kuchlarining natijalovchisi botiqlik tomon (egrilik markaziga) yo'nalgan. Egrilik radiusi r bo'lgan sferik sirt hamda sirt taranglik kuchlarining qo'shimcha bosimi Bu qo'shimcha bosim sirtning egriligiga bog'liq bo'ladi. Suyuqlikning sirti qavariq shaklda, ikkinchisida yassi va uchinchisida botiq shaklda bo'lishi mumkin.

Suyuqlikning egrilangan sirti ostida ichki bosimdan tashqari yana qo'shimcha bosim ham vijudga keladi. Qo'shimcha bosimning kattaligi suyuqlikning sirt tarangligi kuchi kattaligi va uning sirtining egrilik darajasiga, ya'ni boshqacha aytganda, sirt taranglik koeffitsiyenti σ va sirtning egrilik radiusi R ga bog'liq deb faraz qilish tabiiy. Bog'langanlik xarakteri ham ravshan.

Ixtiyoriy shakldagi suyuq egri sirt ostidagi qo'shimcha bosim uchun aniq ifodani 1805 yilda fransuz matematigi va fizigi Laplas nazariy ravishda chiqardi. Δp qo'shimcha bosim suyuqlik sirt taranglik koeffitsiyenti σ gato'g'ri proporsional va suyuqlik sirtining egrilik radiusiga teskari proporsional,



79-rasm



80-rasm

ya'ni:

$$\Delta p \sim \frac{\sigma}{R}, \quad (2.137)$$

ekunligini aniqladi

Agar egrilangan sirtni ikki tekislik ($A_1O_1B_1$ va $A_2O_2B_2$) (79-rasm quram) bilan shunday kessa, bu tekisliklar o'zaro perpendikulyar bo'lsa va ularda sirtga M nuqtadan o'tkazilgan n normal bo'lsa, u holda sirtga radiuslari R_1 va R_2 bo'lgan A_1B_1 va A_2B_2 yo'ylar hosil bo'ladi; bu radiuslar normal o'zaro perpendikulyar kesimlarning egrilik radiuslari bo'ladi. Agar R_1 va R_2 sirtning ikki o'zaro perpendikulyar normal kesimlarning egrilik radiuslari o'zaro teng bo'lmasa, ya'ni $R_1 > R_2$ yoki $R_1 < R_2$. (2.137) ifodadan quyidagini olamiz:

$$\Delta p = \pm \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right). \quad (2.138)$$

Bu ifoda suyuqlikning egrilangan sirti ostidagi qo'shimcha bosim uchun Laplas formulasideyiladi. Bunday plyus ishora qavariq sirtga, minus ishora botiq sirtga mos keladi. Agar $R_1 = R_2 = R$, ya'ni sirt sferik bo'lgan hol uchun Laplas formulasiga muvofiq qo'shimcha bosim quyidagiga teng bo'ladi:

$$\Delta p = \pm \frac{2\sigma}{R}. \quad (2.139)$$

Sirt silindrik bo'lgan holda bir kesimni silindrga ko'ndalang, ikkinchisini esa uning yasovchisi bo'ylab olish kerak (80-rasm). Bunda $R_1 = R$ va $R_2 = \infty$ bo'ladi. Shuning uchun qo'shimcha bosim quyidagiga teng bo'ladi,

$$\Delta p = \pm \frac{\sigma}{R}. \quad (2.140)$$

Nihoyat, sirt yassi bo'lganda, $\Delta p = 0$ bo'ladi.

Suyuqlikning ingichka nay (kapilyar) devor sirtini ho'llash va ho'llamasligiga qarab turlicha ko'rinishda egrilangan sirtlar (menisklar) hosil bo'ladi. Ho'llashda kapilyarda botiq menisk hosil bo'ladi. Yuqorida aytilganidek, bosim kuchlari suyuqlik sirtidan tashqi tomonga, ya'ni yuqoriga yo'nalgan bo'lib, bu kuch ta'sirida suyuqlik kapilyar nay bo'ylab yuqoriga ko'tariladi. Bu ko'tarilish h balandlikdagi suyuqlik ustuni hosil qilgan bosim ρgh qo'shimcha bosim ΔP bilan muvozanatlashganda yuz beradi (81-rasm). $r = R/\cos\theta$ ekani ko'rinib turibdi, bu yerda R -kapilyar radiusi. Shu sababli

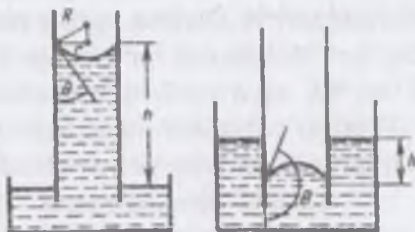
$$\Delta P = 2\sigma\cos\theta/R$$

ni hosil qilamiz. U holda $\rho gh = 2\sigma\cos\theta/R$

bundan suyuqlikning kapilyar bo'ylab ko'tarilish balandligi

$$h = \frac{2\sigma\cos\theta}{R\rho g} \quad (2.141)$$

bo'lib, suyuqlikning xossalriga, kapilyarning qanday moddadan yasalganiga vakapilyarning radiusiga bog'liq. Agar suyuqlik kapilyar devorini ho'llamasa $\cos\theta < 0$ va suyuqlikning kapilyarda idishdagi suyuqlik sirtiga nisbatan qanchalik pastga tushganini ko'rsatadi. Kapilyar hodisalar bug'larning



81-rasm. Kapillyarlik hodisasini ifodalovchi chizma.

Kondensatsiyalanishi, suyuqliklarning qaynashi, kristallanish sharoitlari va hokazolarni belgilaydi. Masalan, suyuqlikning botiq meniski ustidagi bug' molekulasiga qavariq menisk ustidagi molekulaga qaraganda suyuqlikning ko'proq molekulari katta kuch bilan ta'sir ko'rsatadi.

Molekulalarning ta'sir qilish sferasi shartli ravishda punktir chiziq bilan, molekulari tanlangan bug' molekularini tortuvchi suyuqlik hajmlari shtrix chiziq bilan ko'rsatilgan. Buning oqibatida ingichka ho'llanuvchi naylarda nisbatan kichik namliklarda ham kapillyar kondensatsiya yuz beradi. Shu tufayli g'ovak moddalar bug' tarkibidagi deyarli ko'p miqdordagi suvni ushlab qoladi, bu esa zaxmalarda ich kiyimlarning, paxtaning namlanishiga olib keladi, gigroskopik jismlarning esa quritilishini qiyinlashtiradi, tuproqda namlikni saqlashga imkoniyat yaratadi va hokazo. Ho'llamaydigan suyuqliklarda esa aksincha, g'ovak jismlarga suyuqlik o'ta olmaydi. Masalan, yog' (mum smalasi) bilan moylangan qurilish materiallarining suv yuqtirmasligi yoki beton ustiga quyuvchi mumlangan qora qog'ozdan suv namining yuqoriga ko'tarilmasligi shunga asoslangan.

Suyuqlikli kapillyar nayda havo pufakchalarining holatini ko'rib chiqaylik. Agar havo pufakchasining turli tomonida suyuqlik bir xilda ta'sir ko'rsatayotgan bo'lsa, havo pufakchasi ikkala tomoni ham bir

xil egrilik radiusiga ega bo'ladi. Agar pufakchaga tomonlardan biri ortiqroq bosim bilan ta'sir etsa, masalan, suyuqlik harakatida menisklar deformatsiyalanadi va ularning egrilik radiuslari o'zgaradi, havo pufakchasining turli tomonidagi qo'shimcha ΔP bosim esa bir-biridan farq qiladi. Bu hol havo pufakchalari tomonidan suyuqlikka shunday kuch ta'sir etishi natijasida suyuqlikni kapillyar naydagi harakat tezligi kamayadi yoki butunlay to'xtab qoladi.

Osmos. Osmotik bosim

Suyuqlikda qattiq modda eritilganda, uning molekulari suyuqlikning butun hajmida bir tekis tarqalib, eritma deb ataluvchi muhitni hosil qiladi; suyuqlik erituvchi deb, qattiq jism esa erigan modda deb ataladi. Eritmaning V hajm birligiga to'g'ri keladigan erigan modda massasi m eritmaning konsentratsiyasi C deyiladi, demak,

$$C = \frac{m}{V}. \quad (2.142)$$

Kam konsentratsiyali eritmalar zaif (kuchsiz) yoki suyultirilgan eritmalar deyiladi. Erigan modda porsial bosimga ega va bu bosim gazlar molekulyar-kinetik nazariyaning asosiy qonunining formulasini quyidagicha yozish mumkin:

$$P = \frac{2}{3} n_0 \bar{E}_k \quad (2.143)$$

va Mendeleyev-Klapeyron qonuniga ko'ra erigan modda porsial bosimi

$$P = \frac{m RT}{\mu V} \quad (2.144)$$

yuqoridagi formulalar bilan ifodalanadi deb faraz qilish mumkin, bu yerda n_0 -erigan modda molekularining konsentratsiyasi, \bar{E}_k -erigan modda molekulasining o'rtacha kinetik energiyasi, m va μ -erigan modda massasi va uning molyar massasi, V va T -eritmaning hajmi va harorati, R -universal gaz doimiysi. Bu bosimni payqash uchun eritmani sof erituvchidan yarim o'tkazuvchan to'siq bilan ajratish zarur, bu to'siq erituvchi molekularini o'tkazib erigan modda molekularini o'tkazmasligi kerak. Shakarning suvdagi eritmasi uchun, masalan, ho'kiz pufagi, ichak to'qimasi va ba'zi sun'iy plastmassa plyonkalar yarim o'tkazuvchan to'siq bo'la olar ekan. Bu

to'siqlarda reshiklar shu darajada kichikki, ulardan suv molekulari o'tar ekan, lekin shakarning yirikroq molekulari o'ta olmaydi. Agar og'zi ho'kiz pufagi shirasi bilan tortilgan voronkaga shakarning suvdagi kuchsiz eritmasini solinsa va uni toza suvli idishga shunday o'rnatilsa, voronkadagi va idishdagi suyuqliklarning sathlari bir xil bo'ladi. Kuzatishlar shuni ko'rsatadiki, voronkadagi eritma sathi asta-sekin ko'tarila boshlaydi va idishdagi suvning sathidan biror h balandlikda to'xtaydi. Buning sababi idishdagi suv molekularining konsentrasiyasi voronkadagi suv molekularining konsentrasiyasidan shakar molekulari konsentrasiyasi kattaligicha katta. Shuning uchun yarim o'tkazuvchan to'siq orqali idishdan voronkaga ko'proq suv molekulari diffuziyalanadi, qarama-qarshi yo'nalishda esa kamroq, buning natijasida voronkada suyuqlik sathi ko'tariladi. Shakar molekulari yarim o'tkazuvchan to'siq orqali voronkadan idishga o'ta olmaydi. Natijada voronka va idishda suv molekularining konsentrasiyasi har xil bo'lib qolaveradi. Shakar molekularining ortiqcha konsentrasiyasi (2.142) formulaga muvofiq eritmaning h balandlikdagi ustunchasining gidrostatik bosimi bilan muvozanatlashuvchi erigan moddaning parsial bosimni hosil qiladi. Eritmani sof erituvchidan ajratib turuvchi yarimo'tkazuvchan to'siq orqali erituvchining diffuziyalanish hodisasi osmos deb ataladi, bunda eritmada hosil bo'lgan ortiqcha bosim osmotik bosim deb ataladi.

Eritmaning h ustunchasining bosimi ρgh bo'lgani uchun bu tajribadan osmotik bosimni quyidagi formula bilan aniqlash mumkin:

$$P = \rho gh$$

bu yerda ρ – eritmaning zichligi, g – og'irlik kuchi tezlanishi. Ikkinchi tomondan, osmotik bosimni (2.143) yoki (2.144) formuladan hisoblash mumkin. Har ikkala hisob ham osmotik bosimning mos keladigan qiymatlarini beradi, bundan ideal gaz bilan kuchsiz eritmada erigan modda orasidagi o'xshatish o'rinli ekanligi haqidagi fikrga kelish mumkin.

Osmotik bosim hammaga ma'lum bo'lgan quyidagi hodisada aniq ko'rinadi. Agar qurilishda ishlatiladigan quruq yog'ochlarning qobig'ini (pardasini) yormagan holda suvga solinsa, tez orada yog'och

shishgan silindrik shaklni olgan holda bo'kib qoladi, bu yog'ochning ichida ortiqcha bosim borligining alomatidir. Bu ortiqcha bosim osmotik bosim bo'ladi. Yog'ochning qobig'idan suv molekullari o'tishi mumkin, biroq mevaning ichidagi shakar molekullari o'ta olmaydi. Suv yog'och ichiga diffuziyalanib, u yerda shakar suvdagi eritmasini hosil qiladi. Bu eritmada, yuqorida aytib o'tilgan shakar suvdagi eritmasidagi singari, osmotik bosim hosil bo'lib, yog'och qobig'ini shishirib yuboradi. (2.142) formuladan foydalanib, (2.144) formulaga eritmaning konsentratsiyasi c ni kiritilganda quyidagi ifoda hosil bo'ladi:

$$P = c \frac{RT}{\mu} \quad (2.144a)$$

2.4.5. Qattiq jismlar va suyuqliklarning issiqlikdan kengayishi va uning qurilishdagi o'rni. Suvning kengayishidagi anomal xususiyati

Qattiq jismlar va suyuqliklarning issiqlikdan kengayishi

Qattiq jismning harorati ko'tarilganda uning zarralarining issiqlik harakati tezlashadi va ular orasidagi o'rtacha masofa ortadi. Shuning uchun qattiq jism qiziganda kengayadi. Tajribaning ko'rsatishicha, jismning Δl uzayishi (chiziqli kengayishi) uning harorati o'zgarishiga proporsional bo'ladi:

$$\Delta l = \alpha l_0 \Delta t \quad (2.145)$$

bu erda l_0 -jismning t_0 haroratidagi uzunligi, $l = l_0 + \Delta l$ -jismning t haroratidagi uzunligi, $\Delta t = t - t_0$, α -chiziqli kengayish koeffitsienti. $t_0 = 0^\circ\text{C}$ deb olib, (2.145) formuladan quyidagini olamiz:

$$l = l_0(1 + \alpha t) \quad (2.146)$$

va

$$\alpha = \frac{l - l_0}{l_0 t} \quad (2.147)$$

bundan chiziqli kengayish koeffitsienti jismning bir gradus qiziganidagi nisbiy uzayishiga teng degan xulosa kelib chiqadi. Qattiq jismlar uchun α chiziqli kengayish koeffitsienti $10^{-5} + 10^{-6} \text{grad}^{-1}$ bo'ladi.

Chiziqli kengayish natijasida jismning hajmi ham ortadi. $t_0 = 0^\circ\text{C}$ haroratda qirradi l_0 bo'lgan kub shaklidagi jismni olaylik. Uning hajmi $V_0 = l_0^3$ bo'ladi. t haroratgacha qizdirilgandan keyin uning qirradi $l_0(1 + \alpha t)$ ga teng bo'ladi, hajmi esa $V = [l_0(1 + \alpha t)]^3 = l_0^3(1 + 3\alpha t + 3\alpha^2 t^2 + \alpha^3 t^3)$ ga teng buladi. α kichik bo'lgani uchun α^2 va α^3 bo'lgan hadlarni inobatga olmasak ham bo'ladi,

$$V = V_0(1 + 3\alpha t).$$

Bundagi $3\alpha = \beta$ deb belgilab, quyidagini olamiz:

$$V = V_0(1 + \beta t) \quad (2.148)$$

bunda β -hajmiy kengayish koeffitsienti deyiladi. β ning kattaligi ham α ning kattaligiga yaqin bo'lishi mumkin.

Jismning zichligi $\rho = \frac{m}{V}$ bo'lgani uchun (bu yirda m - uning massasi), (2.148) formulaga muvofiq,

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 + \beta t} \quad (2.149)$$

bu yirda $\rho_0 = \frac{m}{V}$ jismning $t = 0^\circ\text{C}$ haroratdagi zichligi. Shun day qilib, jismning zichligi uning harorati ortishi bilan kamayadi.

(2.146), (2.148) va (2.149) formulalar suyuq jismlar uchun ham to'g'ri bo'ladi, faqat suyuqliklarda hajmiy kengayish koeffitsienti qattiq jismlarnikidan kattaroq bo'ladi: uning qiymati $10^{-3} + 10^{-4}\text{grad}^{-1}$ tartibida bo'ladi.

Harorat ko'tarilishi bilan zichlikning kamayishi tufayli pastidan qizdirilayotgan suyuqlikda (gazda) konveksiya yuzaga keladi: suyuqlikning (gazning) zichligi kamroq bo'lgar pastki qatlamiari yuqoriga ko'tarila boshlaydi, yuqori qatlamlari pastga tushadi; bu bilan hajmning isishi ancha tezlashadi, Konveksiya atmosfera va suv xavzalarida issiqlik almashinishida muhim rol o'ynaydi.

Muz eriganda hajmi kichrayadi. Buning sababi bu moddalar tuzilishining o'ziga xosligidir: ularning kristall panjaralarida bo'shliq ko'p. Shuning uchun suv muzdan ko'ra zichroqbo'ladi. 0°C da muzning zichligi 920 kg/m^3 , suvning zichligi $999,9 \text{ kg/m}^3$ dir, suvning 1000 kg/m^3 ga teng maksimal zichligi 4°C da bo'ladi.

shishgan silindrik shaklni olgan holda bo'lib qoladi, bu yog'ochning ichida ortiqcha bosim borligining alomatidir. Bu ortiqcha bosim osmotik bosim bo'ladi. Yog'ochning qobig'idan suv molekulari o'tishi mumkin, biroq mevaning ichidagi shakar molekulari o'ta olmaydi. Suv yog'och ichiga diffuziyalanib, u yerda shakarning suvdagi eritmasini hosil qiladi. Bu eritmada, yuqorida aytib o'tilgan shakarning suvdagi eritmasidagi singari, osmotik bosim hosil bo'lib, yog'och qobig'ini shishirib yuboradi. (2.142) formuladan foydalanib, (2.144) formulaga eritmaning konsentratsiyasi c ni kiritilganda quyidagi ifoda hosil bo'ladi:

$$P = c \frac{RT}{\mu} \quad (2.144a)$$

2.4.5. Qattiq jismlar va suyuqliklarning issiqlikdan kengayishi va uning qurilishdagi o'rni. Suvning kengayishidagi anomal xususiyati

Qattiq jismlar va suyuqliklarning issiqlikdan kengayishi

Qattiq jismning harorati ko'tarilganda uning zarralarining issiqlik harakati tezlashadi va ular orasidagi o'rtacha masofa ortadi. Shuning uchun qattiq jism qiziganda kengayadi. Tajribaning ko'rsatishicha, jismning Δl uzayishi (chiziqli kengayishi) uning harorati o'zgarishiga proporsional bo'ladi:

$$\Delta l = \alpha l_0 \Delta t \quad (2.145)$$

bu erda l_0 -jismning t_0 haroratidagi uzunligi, $l = l_0 + \Delta l$ -jismning t haroratidagi uzunligi, $\Delta t = t - t_0$, α -chiziqli kengayish koeffitsienti, $t_0 = 0^\circ\text{C}$ deb olib, (2.145) formuladan quyidagini olamiz:

$$l = l_0(1 + \alpha t) \quad (2.146)$$

va

$$\alpha = \frac{l - l_0}{l_0 t} \quad (2.147)$$

bundan chiziqli kengayish koeffitsienti jismning bir gradus qiziganidagi nisbiy uzayishiga teng degan xulosa kelib chiqadi. Qattiq jismlar uchun α chiziqli kengayish koeffitsienti $10^{-5} + 10^{-6}\text{grad}^{-1}$ bo'ladi.

Chiziqli kengayish natijasida jismning hajmi ham ortadi. $t_0 = 0^\circ\text{C}$ haroratda qirradi l_0 bo'lgan kub shaklidagi jismni olaylik. Uning hajmi $V_0 = l_0^3$ bo'ladi. t haroratgacha qizdirilgandan keyin uning qirradi $l_0(1 + \alpha t)$ ga teng bo'ladi, hajmi esa $V = [l_0(1 + \alpha t)]^3 = l_0^3(1 + 3\alpha t + 3\alpha^2 t^2 + \alpha^3 t^3)$ ga teng buladi. α kichik bo'lgani uchun α^2 va α^3 bo'lgan hadlarni inobatga olmasak ham bo'ladi,

$$V = V_0(1 + 3\alpha t).$$

Bundagi $3\alpha = \beta$ deb belgilab, quyidagini olamiz:

$$V = V_0(1 + \beta t) \quad (2.148)$$

bunda β -hajmiy kengayish koeffitsienti deyiladi. β ning kattaligi ham α ning kattaligiga yaqin bo'lishi mumkin.

Jismning zichligi $\rho = \frac{m}{V}$ bo'lgani uchun (bu yirda m - uning massasi), (2.148) formulaga muvofiq,

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 + \beta t} \quad (2.149)$$

bu yirda $\rho_0 = \frac{m}{V}$ jismning $t = 0^\circ\text{C}$ haroratdagi zichligi. Shun day qilib, jismning zichligi uning harorati ortishi bilan kamayadi.

(2.146), (2.148) va (2.149) formulalar suyuq jismlar uchun ham to'g'ri bo'ladi, faqat suyuqliklarda hajmiy kengayish koeffitsienti qattiq jismlarnikidan kattaroq bo'ladi: uning qiymati $10^{-3} + 10^{-4}\text{grad}^{-1}$ tartibida bo'ladi.

Harorat ko'tarilishi bilan zichlikning kamayishi tufayli pastidan qizdirilayotgan suyuqlikda (gazda) konveksiya yuzaga keladi: suyuqlikning (gazning) zichligi kamroq bo'lgar pastki qatlamlari yuqoriga ko'tarila boshlaydi, yuqori qatlamlari pastga tushadi; bu bilan hajmning isishi ancha tezlashadi, Konveksiya atmosfera va suv xavzalarida issiqlik almashinishida muhim rol o'ynaydi.

Muz eriganda hajmi kichrayadi. Buning sababi bu moddalar tuzilishining o'ziga xosligidir: ularning kristall panjaralarida bo'shliq ko'p. Shuning uchun suv muzdan ko'ra zichroqbo'ladi. 0°C da muzning zichligi 920 kg/m^3 , suvning zichligi $999,9\text{ kg/m}^3$ dir, suvning 1000 kg/m^3 ga teng maksimal zichligi 4°C da bo'ladi.

Yuqorida aytib o'tgan moddalar eriganda siqiladi va demak, kristallanishda kengayadi. Buning sababi bu moddalar tuzilishining o'ziga xosligidir: ularning kristall panjaralarida bo'shliq ko'p. Masalan, muzning kristall panjarasida olti qirrali. Suvning bu xossasi hayotimizda haddan tashqari katta rol o'ynaydi. Suvning sirt qatlami 4°C dan past sovib, zichligi kamroq bo'lib qoladi va sirtida qoladi, buning natijasida suv havzalarining kuzgi «sovuqlanishi» ro'y beradi. Aksincha, suvning bahorgi ilishida suvning yuqori qatlamlari zichroq bo'lgani uchun suv havzasining tubiga tushadi va suv havzasining isishini tezlatadi. Muz suv yuzida suzib yuradi va suv havzalari tubigacha muzlashdan saqlaydi. Yana shuni aytib lozimki, suvning (muzning) qurilish binolarilari yoriqlarida qotishda kengayishi tufayli bu binolar asta-sekin yimirilib boradi. Suyuqlikning sirtidagina emas, barcha qattiq jismlarning sirtidan ham bug'lanish bo'ladi. Bu jarayon haydash yoki sublimatsiya deyiladi. Naftalin va boshqa ba'zi «hidli» moddalar intensiv haydaladi. Ho'l kiyimlarning sovuqda qurishi muzning haydalishiga yorqin misol bo'ladi. Qattiq jismlar va suyuqliklarning issiqlikdan kengayishi inobatga olinishi muhim ahamiyatga ega.

2.4.6. Qattiq jismning issiqlik sig'imi. Erish va qotish.

Bug'lanish va kondensatsiya

Qattiq jismning zarrasi muvozanat vaziyati yaqinida (fazoviy panjaraning tuguni yaqinida) tebrangani uchun uning energiyasi issiqlik harakatining E_k kinetik energiyasi va muvozanat vaziyatidan siljish E_p potensial energiyasining yig'indisiga teng bo'ladi. O'rtacha olganda yetarlicha yuqori haroratlarda bu energiyalarni bir-biriga teng deb olish mumkin. Shuning uchun bitta zarraning to'liq energiyasi o'rtacha quyidagiga teng bo'ladi:

$$E = E_k + E_n = 2E_k.$$

(2.1.2. ga qarang) dan ma'lumki, $E_k = \frac{1}{2}kT$ shuning uchun

$$E = ikT,$$

bunda k -Bolsman doimiysi, T -absolyut harorat, i -zarraning

erkinlik darajalari soni. Zarra ixtiyoriy yoʻnalishda tebrantishi mumkin boʻlgani uchun uning erkinlik darajalari soni uchga teng boʻladi;

$$E = 3kT.$$

Kimyoviy jihatdan oddiy moddaning bir *mol* da N_A zarra (atom) bor, bu yirda N_A — Avogadro soni. Shuning uchun bir *mol*ning $E_{i\mu}$ ichki energiyasi

$$E_{i\mu} = EN_A = 3kTN_A = 3 \frac{R}{N_A} N_A T = 3RT$$

ga teng boʻladi, *mol* issiqlik sigʻimi C esa *mol*ning ichki energiyasini uning haroratiga nisbatiga teng boʻladi; yaʼni

$$C = \frac{E_{i\mu}}{T} = 3R, \quad (2.150)$$

$R = 8,31 \text{ J}/(\text{grad}\cdot\text{mol})$ deb olib, quyidagini chiqaramiz:

$$C = 25 \text{ J}/(\text{grad}\cdot\text{mol})$$

Shunday qilib, barcha kimyoviy jihatdan oddiy boʻlgan kristall qattiq jismlarning atom issiqlik sigʻimi yetarlicha yuqori temperaturada $25 \text{ J}/(\text{grad}\cdot\text{mol})$ ga teng,

(2.150) formula molekulyar-kinetik nazariya asosida 1819 yilda Dyulong va Pti tomonidan tajriba yoʻli bilan chiqarilgan edi va u Dyulong va Pti qonuni nomini olgan.

Qattiq jismlarning hajmiy kengayish koeffitsientlari juda kichik boʻlgani uchun oʻzgarmas hajmdagi issiqlik sigʻimi bilan oʻzgarmas bosimdagi issiqlik sigʻimi orasidagi farq juda kichik boʻladi va aʼtiborga olinmaydi ($C_V \approx C_P = C$).

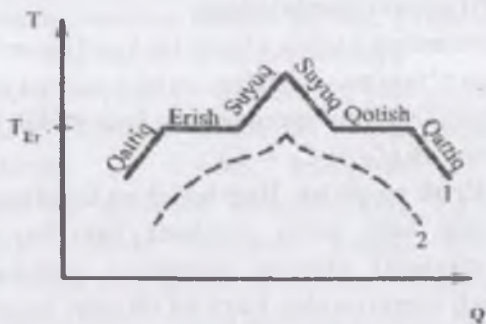
Erish va qotish. Bugʻlanish va kondensatsiya

Suyuqlikdagi kabi qattiq jismlarda ham har doim shunday molekular mavjudki ularning energiyasi molekular orasidagi oʻzaro tortishish energiyasidan katta boʻlib, ular suyuqlik yoki qattiq jism sirtidan fazoga uchib chiqib ketish xususiyatiga egadirlar. Bu jarayon suyuqliklarda bugʻlanish, qattiq jismlarda esa sublimatsiya deyiladi. Suyuqliklarda bugʻlanish har qanday haroratda boʻladi, faqat harorat oshishi bilan bugʻlanish jadalligi ham oshadi. Bugʻlanish jarayoni bilan bir vaqtning oʻzida unga qarama-qarshi jarayon, yaʼni

bug'larning suyuqlikka aylanishi ham sodir bo'ladi. Agar vaqt birligi ichida suyuqlikning birlik sirtidan bug'lanayotgan molekulalar soni kondensatsiyalanayotgan molekulalar soniga teng bo'lsa, bug'lanish va kondensatsiya orasida dinamik muvozanat vijudra keladi. O'z suyuqligi bilan dinamik muvozanatda bo'lgan bug'ga to'yingan bug' deyiladi.

Ko'pchilik qattiq jismlar uchun normal haroratda sublimatsiya jarayoni juda zaif bo'lib, bug'ining qattiq jism ustidagi bosimi ancha kichik bo'ladi, u harorat oshishi bilan oshib boradi. Naftalin, kamfora kabi moddalarda sublimatsiya ancha tez bo'lib, buni ularga xos hidning hosil bo'lishidan anglash mumkin. Sublimatsiya ayniqsa vakuumda yaxshi kuzatiladi va shu sababli bu jarayondan oyna tayyorlashda qo'llanadilar. Sublimatsiyaga misol sifatida muzning bug'ga aylanishini olish mumkin, ya'ni suvuqda kirlarning qurishi.

Agar qattiq jism isitilsa, u holda uning molekullari issiqlik harakati kinetik energiyasi va o'zaro ta'sir potensial energiyasidan iborat bo'lgan ichki energiyasi oshadi. Haroratning oshib borishi bilan molekullarning issiqlik tebranma harakat amplitudasi kristall panjara buzilgunga qadar oshib boradi, ya'ni qattiq jism eriydi



82-rasm

bunda Q jismning erish jarayonida olgan issiqlik miqdori. Qattiq jismga issiqlik miqdori bergan sari uning harorati oshib boradi va erish haroratida qattiq jismning suyuq holatga o'tguncha o'zgarimasdan turadi va faqat qattiq jismning hammasi erigandan

so'ng uning harorati oshadi (82-rasm). Erish jarayonida moddaga berilgan issiqlik miqdori kristall panjarani buzish uchun zarur bo'lgan ishga sarflanadi, shu sababli kristall to'la eriguncha saqlanadi. Shundan so'ng moddaga berilayotgan issiqlik ya'na suyuqlik molekullari kinetik energiyasining oshishiga sarflanadi va uning harorati oshib boradi. 1kg moddani, erish temperaturasida, to'la eritish uchun zarur bo'lgan issiqlik miqdoriga solishtirma erish issiqligi deyiladi. Agar suyuqlik sovutilsa jarayon teskari yo'nalishda boradi. Oldin suyuqlik harorati kamayib boradi, so'ng doimiy haroratda kristallanish boshlanadi va to'la kristallanish bo'lgandan so'ng harorat yana pasaya boradi. Moddaning kristallanishi uchun kristallanish markazlari mavjud bo'lishi kerak, ya'ni bu nafaqat o'sha modda kristallehasi, balkim chang zarrachasi, begona qo'shimcha va hokazolar bo'lishi mumkin. Kristallanish markazlarining toza suyuqliklarda bo'lmasligi monokrisallarning hosil bo'lishini qiyinlashtiradi va suyuqlik kristallanish haroratidan ham past haroratda suyuq holatda qolishi mumkin, ya'ni bu holda o'ta sovugan suyuqlik hosil bo'ladi. Juda tez sovush jarayonida suyuqlikda tartibsiz kristallanish markazlari hosil bo'ladi va modda tezda kristall holga o'tadi. Odatda eritmalarda sovush 0,1 dan o'nlab graduslargacha bo'lishi mumkin, ba'zan moddalar uchun esa hattoki yuzlab graduslargacha bo'lishi mumkin. O'ta sovugan suyuqliklarning yopishqoqligi juda katta bo'lganligi sababli oquvchanlik xususiyatini yo'qotib, xuddi qattiq jismlar kabi shaklini saqlaydi. Bunday jismlarga amorf jismlar deyiladi. Bularga shisha, smola, surguch, mum kiradi. Shunday qilib, amorf jismlar o'ta sovugan suyuqliklar bo'lib izotropik xususiyatiga ega, ya'ni ularning hamma yo'nalishlari bo'yicha xossalari bir xildir: ular uchun xuddi suyuqliklar kabi zarrachalarning yaqin tartibda joylashishi xarakterlidir, lekin ularda suyuqliklardan farqli holda zarrachalarining harakatchanligi ancha kichikdir. Amorf jismlarning o'ziga xos xususiyati ularda erish nuqtasining mavjud bo'lmasigidadir, ya'ni shunday bir aniq haroratni ko'rsatish mumkin emaski undan yuqori haroratda u suyuq holda, past haroratda esa qattiq holda bo'lsin. Tajribalarning ko'satishicha amorf jismlarda vaqt

o'tishi bilan kristallanish jarayoni bo'lishi mumkin, masalan, shisha kristallchalar paydo bo'lishi, u o'zining shaffofligini yo'qotib, xiralashib boradi va polikristall jismga aylanadi.

Keyingi vaqtlarda, muhandislik ishlarida polimerlar deb ataluvchi moddalar keng qo'llanilmoqda. Polimerlar organik amorf jismlar bo'lib ularning molekulari ko'plab bir xil molekularlar qatoridan tuzilgan va kimyoviy bog'langan zanjirdan iboratdir. Polimerlarga tabiiy va suniy organik birikmalar kiradi. Polimerlar uchun mustahkamlik va elastik xossalari o'rinlidir: ba'zi polimerlar o'zlarining boshlang'ich uzunligidan 5–10 marta uzayishgacha chidashi mumkin. Bu esa uzun molekulyar zanjirning deformatsiya paytida yoki zich to'daga, yoki uzun chiziqli qatorga o'tishi bilan tushuntiriladi. Polimerlar elastikligi ma'lum harorat oralig'ida namoyon bo'ladi. Bundan past haroratda ular qattiq va mo'rt bo'lsa, undan yuqori haroratda esa plastik bo'ladi.

2.4.7. Birinchi va ikkinchi tur faza o'tishlari. Holat diagrammasi. Uchlangan nuqta. Gazlarni suyultirish

Faza deb moddaning shunday termodinamik muvozanat holatiga aytiladiki, bu holat shu moddaning boshqa muvozanat hoiatidan o'zining fizik xususiyatlari bilan farq qiladi. Agar, masalan, yopiq idishda suv bo'lsa u tizim ikki fazali bo'ladi, bu suv, gazzimon faza, bu havoning suv bug'lari bilan birgalikdagi holati. Agar shunga muz parchasi tashlansa, bu holda tizim uch fazali bo'lib, muz qattiq fazani hosil qiladi. Ko'pchilik hollarda "faza" tushunchasi jismning agregat holati ma'nosida tushuniladi, lekin shuni e'tiborga olish kerakki faza tushunchasi "agregat holat" tushunchasidan kengroq ma'noga egadir. Modda bir xil agregat holatida o'zlarining holatlari bilan farq qiluvchi bir qancha fazalarda bo'lishi mumkin. Moddaning bir fazadan boshqa fazaga o'tishi modda holatida sifatiy o'zgarishlar bilan bog'langandir. Faza o'tishlariga misol qilib modda agregat holatining o'zgarishi yoki o'tishida uning tarkibi, tuzilishi va modda holati o'zgarishini qarash mumkin. Ikkita tur faza o'tishlari farqlanadi.

1- tur faza o'tishlari (erish, kristallanish va hokazolar).

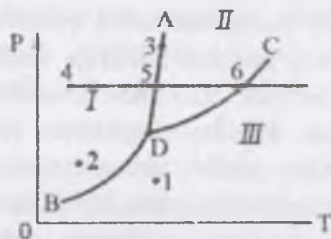
Bunda faza o'tish issiqligi deb ataluvchi issiqlik ajralib chiqishi yoki yutilishi mumkin. 1-tur faza o'tishi haroratning doimiyligi, entropiya va hajmning o'zgarishi bilan xarakterlanadi. Buni quyidagicha tushuntirish mumkin. Masalan jismni eritish uchun, ya'ni uning kristall panjarasini buzish uchun unga qandaydir issiqlik miqdori berish kerak. Jismni erishi uchun erish haroratida berilayotgan issiqlik uning haroratini oshirishga emas, balki uning atomlari orasidagi bog'lanishni buzishga sarflanadi shu sababli erish doimiy haroratda bo'ladi. 82-ramda kristallarning erish va qotish jarayoni tasvirlangan. Bunday o'tishlarda, ya'ni moddaning tartibli kristall holatidan kam tartibli suyuq holatiga o'tishiga tartibsizlik darajasi oshadi va termodinamikaning ikkinchi qonuniga asosanbu jarayon tizim entropiyasining oshishiga olib keladi. Agar jarayon teskari qotish yo'nalishda bo'layotgan bo'lsa, u holda tizim issiqlik chiqaradi.

Agar faza o'tish jarayoni issiqlik yutishi yoki chiqarishi va hajmning o'zgarishi bilan bog'liq bo'lmasa, bunday faza o'tishlariga 2-tur faza o'tishlari deyiladi. Bu o'tishlar hajm va entropiyaning doimiyligi, hamda issiqlik sig'imining sakrab o'zgarishi bilan bog'liqdir. Ikkinchi tur faza o'tishlari mexanizmini rus olimi L. D. Landau tushuntirgan. Landauning ta'kidlashicha, ikkinchi tur faza o'tishlari simmetriyaning o'zgarishiga bog'liqdir. Faza o'tish haroratidan yuqori haroratda tizim simmetriyasi, odatda past haroratdagidan yuqoriroq simmetriyaga ega bo'ladi. Ikkinchi tur faza o'tishlariga paramagnit holatga o'tishi: metallarning elektr qarshiligining sakrab nolga kamayishi, ya'ni o'ta o'tkazuvchanlik holatiga o'tishi: odatdagi geliyning $T = 2,9K$ haroratda o'ta o'tkazuvchanlik xususiyatiga ega bo'lgan boshqa suyuq modifikatsiyaga o'tishi misol bo'la oladi.

Holat diagrammasi. Uchlangan nuqta

Agar tizim bir komponentli bo'lsa, ya'ni u kimyoviy bir jinsli moddalaridan yoki uning birikmalaridan tashkil topgan bo'lsa, faza tushunchasi agregat holat tushunchasi bilan mos tushadi. Ma'lumki, moddaning o'zi uni tashkil qiluvchi molekullarning erkinlik

darajasiga mos keluvchi o'rtacha kinetik va o'rtacha potensial energiyalari nisbatiga qarab moddaning uch agregat holatidan birida bo'lishi mumkin, ya'ni qattiq, suyuq va gaz holatda. Bu nisbat o'z navbatida tashqi sharoitlarga bog'liqdir, ya'ni harorat va bosimga. Demak, faza aylanishlar ham harorat va bosimning o'zgarishi bilan aniqlanadi.



83-rasm.

Faza o'tishlarni geometrik tasvirlash uchun holat diagrammasidan foydalaniladi (83-rasm). Unda P va T koordinatalar orqali faza o'tishlar haroratning bosimga bog'lanishi bug'lanish egri chizig'i, erish egri chizig'i, sublimatsiya egri chizig'i orqali va ularni uchta sohaga bo'luvchi diagrammada ularga mos keluvchi qattiq (I), suyuq (II) va gaz (III) fazalari ko'rsatadi. Diagrammadagi egri chiziqlarga faza muvozanati egri chiziqlari deyiladi va undagi har bir nuqta ikki qo'shni fazalar muvozanat holatiga mos keladi: AD -qattiq jism va suyuqlik; CD -suyuqlik va gaz; BD -qattiq jism va gaz. Bu egri chiziqlar kesishgan va uchala fazaning bir vaqtda muvozanat holatini aniqlovchi D nuqtaga uchlanma nuqta deyiladi. Har bir modda faqat bitta uchlanma nuqtasiga ega bo'ladi. Suvning uchlanma nuqtasi $273,16K$ harorat va $P = 4,58 \text{ mm. sim. ust.}$ bosim bilan xarakterlanadi.

Fazalar muvozanati diagrammasi muayyan moddaning muayyan sharoitlarda (P va T da) qaysi holatda bo'lishi masalasini aniqlashda juda qulay. Bu savolga diagrammada berilgan koordinatlar (P , T) bo'yicha nuqtani yasab darhol javob olish mumkin. Masalan, 1 nuqtaga tegishli sharoitlarda modda gazsimon holatda, 2 nuqtaga mos sharoitlarda qattiq holatda, 3 nuqtaga mos sharoitlarda esa bir

vaqtda qattiq va suyuq holatlarda (fazalar muzovanati) bo'ladi. Diagrammada, shuningdek, modda holatining o'zgarish jarayonlarni tasvirlash ham qulay (83-rasm). Masalan, qattiq holatda bo'lgan (4 nuqta) moddaning izobarik ($P = const$) qizishi absissalar o'qiga parallel bo'lgan uzoq to'g'ri chiziq bilan tasvirlanadi. Bu to'g'ri chiziq, 5 nuqtaga mos haroratda jism eriy boshlashini ko'rsatadi, yanada yuqoriroq haroratda suyuqlikka aylanadi, 6 nuqtaga mos haroratda gazga aylana boshlaydi va harorat yanada ko'tarilganda butunlay gazsimon holatga o'tadi.

Termodinamika bir moddaning ikki fazasi orasidagi muvozanat egri chizig'i diagrammasini hisoblash usulini beradi. Klapeyron-Klauzius tenglamasiga asosan muvozanat holatidagi bosimdan harorat bo'yicha hosila olib qiyidagini hosil qilamiz

$$\frac{dP}{dT} = \frac{Q}{T(V_2 - V_1)} \quad (2.151)$$

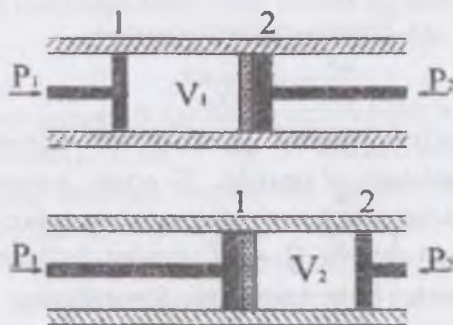
bunda Q -faza o'tish issiqligi, $V_2 - V_1$ -modda hajmining bir fazadan boshqasiga o'tishdagi o'zgarishi, T - o'tish harorati ($T = const$). Klapeyron-Klauzius tenglamasi muvozanat egri chizig'ining egilishini aniqlashga imkon beradi. Q va T musbat bo'lgani uchun, egilish $V_2 - V_1$ ning ishorasi bilan aniqlanadi. Suyuqlikning bug'lanishida va qattiq jismlar sublimatsiyalarida modda hajmi har doim oshadi, shu sababli $dP/dT > 0$ demak, bunday sharoitda tashqi bosimning oshishi haroratning oshishiga olib keladi va teskari jarayon bo'ladi. Erish vaqtida ko'pchilik jismlar hajmi odatda oshadi, ya'ni $dP/dT > 0$ va demak, bosimning oshishi erish haroratining oshishiga olib keladi. Bu'zi bir moddalar uchun (H_2O , Ge va boshqalar) suyuq holatining hajmi qattiq holatidan kichik, ya'ni $dP/dT < 0$ va demak, bosimning oshishi erish haroratining pasayishiga olib keladi.

Gazlarni suyultirish

Ideal gaz adiabatik kengayib ish bajarsa, bu holda soviydi, chunki ish ichki energiya kamayishi hisobidan bajariladi. Xuddi shunday jarayon real gazda, ya'ni tashqi kuchlar bilan musbat ish bajargan holda real gazni adiabatik kengayishini ingliz fizigi J.Joul va D.Tomson amalga oshiradilar. Joul-Tomson effektini qaraymiz: 84-

rasmda ularning tajribasining sxemasi keltirilgan. Issiqlik o'tkazmaydigan nayda g'ovak to'siq qo'yilib truba ichiga to'siqning ikkala tarafidan porshen qo'yilgan va ular ishqalanishsiz harakat qila oladi. Faraz qilaylik, to'siqdan chap tomondagi gazning harorati T_1 , hajmi V_1 , bosimi P_1 bo'lsin o'ng tomonda esa gaz yo'q. Gaz to'siqdan o'ng tomonga o'tganda u T_2 , V_2 , P_2 parametrlar bilan izohlanadi ($P_1 > P_2$). Gazning kengayishi tashqi muhit bilan issiqlik almashinuvisiz bog'ri uchun termodinamikaning birinchi qonuniga asosan quyidagi o'rinli bo'ladi

$$\delta Q = (U^2 - U^1) + \delta A = 0. \quad (2.152)$$



84-rasm.

Gaz tomonidan bajarilgan tashqi ish 2 porshenni siljitishda bajarilgan musbat ish ($A_2 = P_2V_2$) va 2 porshenni siljitishdagi manfiy ish ($A_1 = P_1V_1$) yig'indisidan iboratdir, ya'ni $\delta A = A_2 - A_1$. Yuqoridagilarga asosan ishning bu ifodasi quyidagicha bo'ladi.

$$U_1 + P_1V_1 = U_2 + P_2V_2. \quad (2.153)$$

Shunday qilib, Joule-Tomson tajribasida $U + PV$ kattalik saqlanadi. Bu holat funksiyasi bo'lib, entalpiya deyiladi. Real gaz haroratining uning adiabatik kengayishi natijasida o'zgarishi yoki boshqacha aytganda adiabatik drossellanishi, ya'ni gaz bosimlar farqi tufayli drosseldan sekin o'tishiga Joule-Tomson effektiga musbat, Agar gaz isisa u holda manfiy deyiladi. O'tish jarayonidagi sharoitga qarab bir gazning o'zi ham musbat, ham manfiy Joule-Tomson effektini

berishi mumkin. Joule-Tomson effektining ishorasi o'zgaradigan haroratga inversiya harorati deyiladi.

Uning hajmga bog'liqligini nolga tenglashtirib topamiz

$$T = \frac{2a}{Rb} \left(1 - \frac{b}{v}\right). \quad (2.154)$$

Tenglama bilan aniqlanuvchi egri chiziqqa-inersiya egri chizig'i deyiladi. Egri chiziqdan yuqori qismi Joule-Tomsonning manfiy effektiga, pastki qismi esa musbat effektiga mos keladi. Har qanday gazni suyuq holga o'tkazish, gazlarni suyultirish, faqatgina kritik haroratdan past harorotlardagina mumkin. Keyinchalik shu usul yordamida suyuq kislorod, vodorod olishga muvofiq bo'lindi. Niderland fizigi G.Kamerling-Onnes eng kichik kritik haroratga ega bo'lgan geliyini suyultirishga muvofiq bo'ldi. Gazlarni suyullikka aylantirishning asosan ikkita usuli mavjud: ularda biri Joule-Tomson effekti, ikkinchisi gazni adibatik kengaytirish. Ish gazning ichki energiyasi hisobidan bajarilganligi uchun uning harorati pasayadi. Joule-Tomson effekti asosida ishlatiladigan qurilmalardan biri Linde (K. Linde-nemis fisigi va injeneri tomonidan) mashinasidir.

Mavzu yuzasidan testlar

1. Ko'chish hodisalariga nimalar kiradi?
 - A) Diffuziya, issiqlik o'tkazuvchanlik, impuls
 - B) diffuziya, ichki energiya, zichlik
 - C) aerasiya, temperatura, massa
 - D) energiya, zichlik, og'irlik
2. Moddaning yopishqoqlik koeffitsiyenti temperatura oshishi bilan qanday o'zgaradi?
 - A) oshmaydi, B) oshadi, C) O'zgarmaydi, D) doimiy
3. Suv va ozuqa eritmalar o'simlikning tanasi va poyasi orqali ko'tarilishiga qanday fizik hodisa sabab bo'ladi?
 - A) Kapillarlik hodisasi B) dispersiya hodisasi
 - C) diffuziya hodisasi D) fotoeffekt hodisasi.
4. Molekulalar xaotik harakati tufayli massa, energiya, impuls uzatilishiga olib keluvchi hodisa fizikada qanday nomlanadi?
 - A) Ko'chish B) yadroning parchalanishi

C) parnik effekt D) yorug'likning to'la ichga qaytishi
 5. Van-der-Vaals tenglamasini ko'rsating?

A) $\left(p + \frac{a}{V_m^2}\right)(V_m - b) = RT$ B) $\left(p - \frac{a}{V_m^2}\right)(V_m - b) = RT$

C) $\left(p + \frac{a}{V_m^2}\right)(V_m + b) = RT$ D) $\left(p \cdot \frac{a}{V_m^2}\right)(V_m - b) = RT$

6. Bir mol real gazning ichki energiyasi formulasi toping?

A) $U_m = C_v T + \frac{a}{V_m}$ B) $U_m = C_v T - \frac{a}{V_m}$

C) $U_m = C_v T \cdot \frac{a}{V_m}$ D) $U_m = C_v T$

7. Ko'chish tenglamasini ko'rsating?

A) $\Delta(n\varphi) = -\frac{1}{3}\lambda \cdot \vartheta \frac{\Delta(n_0\varphi)}{\Delta x} \Delta S \cdot \Delta t$ B) $\Delta(n\varphi) = -\frac{1}{3}\lambda \cdot$

$\vartheta \frac{\Delta(n_0\varphi)}{\Delta x} \Delta S \cdot \Delta x$

C) $\left(p + \frac{a}{V_m^2}\right)(V_m + b) = RT$ D) $\Delta(n\varphi) = -\frac{1}{3}v \cdot$

$\vartheta \frac{\Delta(n_0\varphi)}{\Delta x} \Delta V \cdot \Delta t$

8. Tomchi hosil qilgan W sirt energiyasini toping?

A) $W = \sigma S$ B) $W = \sigma l$ C) $W = \sigma V$ D) $W = \sigma Sl$

9. Gazlarda jismga ta'sir etuvchi peshona qarshilik kuchi formulasi?

A) $R_x = C_x \frac{pv^2}{2} \cdot S$ B) $R_x = C_x \frac{v^2}{2} \cdot S$

C) $R_x = C_x \frac{v^2 \cdot \rho}{2} \cdot S$ D) $R_x = C_x \frac{v^2}{2S}$

10. Gazlarda jismlarga ta'sir etuvchi ko'tarish kuchi?

A) $R_y = C_y \frac{\rho}{2} \cdot S$ B) $R_y = C_y \frac{\rho v^2}{2} \cdot S$ C) $R_y = C_y \frac{v^2}{2} \cdot S$

D) $R_y = C_y \frac{S}{2}$

11. Suyuqliklarda sirt taranglik koeffisientining formulasi va o'lchov birligi qaysi?

A) $\alpha = \frac{F}{g}, \frac{N}{s}$ B) $\alpha = F \cdot g, N \cdot s$

C) $\alpha = \frac{F}{l}, \frac{N}{m}$ D) $\alpha = F \cdot l, N \cdot m$

12. Idishdagi suyuqliklarda qo'shimcha ichki bosim uchun Laplas formulasi qaysi?

$$\Lambda) \Delta P = a \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad \text{B) } \Delta P = a \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)$$

$$\text{C) } \Delta P = a \left(\frac{R_1 \cdot R_2}{R_1 + R_2} \right) \quad \text{D) } \Delta P = a \left(\frac{1}{R_1} \cdot R_2 \right)$$

13. Kapillyarnik hodisasida Jyuren formulasi qaysi?

$$\Lambda) h = \frac{2a \cos \theta}{\rho g r} \quad \text{B) } h = \frac{2a \cos \theta}{\rho g} \quad \text{C) } h = \frac{2a \cos \theta}{\rho r} \quad \text{D) } h = \frac{2 \cos \theta}{\rho g r}$$

14. Qattiq jismlarning molyar issiqlik sig'iminin formulasi qaysi?

$$\Lambda) C_v = \frac{dU_m}{dT} = 3R \quad \text{B) } C_v = \frac{dU_m}{dT} = 3R$$

$$\text{C) } C_v = \frac{dU_m}{dT} \quad \text{D) } S_v = dU \cdot T$$

15. Klapeyron-Klauziustenglamasi qaysi?

$$\Lambda) \frac{dp}{dT} = \frac{L}{v_2 - v_1} \quad \text{B) } \frac{dp}{dT} = \frac{L}{T} \quad \text{C) } \frac{dp}{dT} = \frac{L}{(v_2 - v_1)T} \quad \text{D) } \frac{dp}{dT} = L \cdot T$$

Mavzu yuzasidan savollar

1. Relaksatsiya vaqti tushintirilsin.
2. Molekula erkin yugurish yo'lining o'rtacha uzunligi deganda nimanı tushinamiz va uning formulasini yozing.
3. Ko'chish hodisasini tafsiflang va ularni ifodalavchi umumiy tenglamani keltirib chiqaring.
4. Broun harakati nima va u qanday namoyon bo'ladi, nimalarga bog'liq?
5. Van-der-Vaals tuzatmalarining fizik mohiyatini izohlang.
6. Kritik holat deb qanday holatga aytiladi?
7. Real gazlarning ichki energiyalari gazning qanday parametrlariga bog'liq?
8. Real gazlar holatini aniqlovchi boshqa qanday tenglamalarni bilasiz?
9. Invers temperatura nimanı anglatadi?
10. Suyuqliklarning asosiy xossalariga to'xtaling.
11. Sirt tarangligi kuchining paydo bo'lishini tushuntiring.
12. Sirt tarangligi koeffitsiyenti nima va u qanday birlikda o'lchunadi?
13. Laplas formulasining ma'nosini tushuntiring.
14. Kapillyar hodisalar deb nimaga aytiladi?
15. Suyuqliklarning bug'lanishi qanday faktorlarga bog'liq?

16. Suyuq eritmalar deb nimaga aytiladi?
17. Osmos hodisasi deb nimaga aytiladi?
18. Osmotik bosim qachon paydo bo'ladi? Vant-Goff qonunini tushuntiring.
19. Suyuq eritmalarining holat diagrammalari deganda siz nimani tushunasiz?
20. Suyuq eritmalarining qaynash jarayonini izohlang.
21. Kristallar qanday tuzilgan?
22. Kristallik panjara turlari haqida gapiring.
23. Qanday simmetriya elementlari bor?
24. Anizotropiya nima?
25. Tabiiy kristallar necha xil Bragg panjaralaridan tashkil topgan?
26. Kristallarda yo'nalishlar va tekisliklarning belgilanishini ko'rsating.
27. Polimorfizm deb nimaga aytiladi?
28. Kristallardagi nuqsonlar deganda siz nimani tushunasiz?
29. Kristallarning mexanik xossalari izohlang.
30. Chiziqli va hajm kengayish koeffitsiyentini tushuntiring.

3-MODUL. ELEKT VA MAGNETIZM

3.1-MAVZU. ELEKTROSTATIKA

Reja:

3.1.1. Elektr zaryadi. Zaryadning diskretligi. Elektr zaryadining saqlanish qonuni. Kulon qonuni,

3.1.2. Elektr maydon. Elektr maydon kuchlanganligi. Maydonlar superpozitsiyasi. Gaussning elektrostatik teoremasi;

3.1.3. Elektrostatik maydon kuchlarining ishi. Elektrostatik maydon sirkulyatsiyasi. Potensial. Potensial ayirmasi. Potensial sirtlar;

3.1.4. Elektrostatik maydondagi o'tkazgich. Zaryadning sirt zichligi. Ixtiyoriy ko'rinishda zaryadlangan berk sirt ichidagi maydon;

3.1.5. Dielektriklar va ularning qutblanishi. Muhitning dielektrik kirituvchanligi;

3.1.6. Elektr sig'imi. Kondensatorlar. Kondensatorlarni ulash usullari. Zaryadlangan kondensator energiyasi. Elektrostatik maydon energiyasi va uning zichligi;

3.1.1. Elektr zaryadi. Zaryadning diskretligi. Elektr zaryadining saqlanish qonuni. Kulon qonuni

Elektr maydoni materiyaning ko'rinishlaridan biridir. Shu maydonda turgan elektr zaryadlariga maydon tomonidan kuch ta'siri vujudga keladi. Qadim zamondan shoyiga ishqalangan qahrabo o'ziga mayda buyumlarni tortishi aniqlangan. Hozirgi vaqtda hamma moddalar tarkibida ikki xil zaryad bo'lishi mumkinligi aniqlangan. Teriga ishqalangan shishada paydo bo'lgan zaryad musbat. movutga ishqalangan ebonitda paydo bo'lgan zaryad manfiy bo'ladi. Bir xil ishorali zaryadlar o'zaro itarishadi, turli xillari esa tortishadi.

Amerikalik olim Milliken elektr zaryad diskret qiymatlariga ega bo'lganligini aniqladi. Eng kichik zaryad elementar zaryad deb ataladi va uning qiymati $e = 1,6 \cdot 10^{-19}C$. Elektron massasi $m_e = 9,11 \cdot 10^{-31}kg$ zaryadi manfiy va proton massasi $m_p = 1,76 \cdot 10^{-27}kg$ bo'lib, musbat zaryadlidir.

1843 yilda Faradey zaryadlarning saqlanish qonunini yaratdi: har qanday yopiq tizimda elektr zaryadlarning algebraik yig'indisi o'zgarmasdan qoladi.

$$\sum_{i=0}^n q_i = \text{const.} \quad (3.1)$$

1785 yilda Kulon qo'zg'almas zaryadlar orasidagi o'zaro ta'sir kuchini aniqlovchi qonunni yaratdi; vakuumdagi ikkita nuqtaviy zaryad orasidagi o'zaro ta'sir kuchi zaryadlar miqdorlari ko'paytmasiga to'g'ri proporsional, ular orasidagi masofa kvadratiga teskari proporsionaldir

$$F_0 = k \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2}. \quad (3.2)$$

Bunda k proporsionallik koeffitsiyenti bo'lib

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}, \quad (3.3)$$

uning qiymati $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\Phi}{m}$ elektr doimiysi deyiladi. Buni e'tiborga olib, vakuumda zaryadlarning o'zaro ta'siri uchun Kulon qonuni quyidagicha yoziladi:

$$F_0 = \frac{q_1 \cdot q_2}{4\pi\epsilon_0 r^2}. \quad (3.4)$$

Agar zaryadli zarralar dielektrik singdiruvchanligi ϵ bo'lgan muhitda joylashgan bo'lsa ularning o'zaro ta'sir kuchi ϵ marta susayadi va quyidagicha bo'ladi:

$$F = k \frac{q_1 \cdot q_2}{\epsilon r^2} = \frac{q_1 \cdot q_2}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r^2}. \quad (3.5)$$

Kulon qonunining vektor ko'rinishini vakuum uchun quyidagicha yozish mumkin

$$\vec{F}_{12} = k \frac{q_1 q_2 \vec{r}_{12}}{r^3}, \quad (3.6)$$

bu yerda \vec{F}_{12} - q_1 zaryadga q_2 zaryad tomonidan ta'sir etuvchi kuch, \vec{r}_{12} - q_1 va q_2 zaryadlarni tutashtiruvchi radius-vektor.

Muhitning dielektrik singdiruvchanligi ϵ ni (3.4) va (2.6) formulalardan foydalanib topsak:

$$\epsilon = \frac{F_0}{F} \quad (3.7)$$

bo'ladi.

Demak, muhitning dielektrik singdiruvchanligi deb zaryadlarning vakuumdagi o'zaro ta'sir kuchi muhitdagi ta'sir kuchidan necha marta katta ekanligini ko'rsatuvchi skolyar kattalikka aytiladi.

Elektr maydonini kuch jihatidan xarakterlaydigan kattalik elektr maydon kuchlanganligi hisoblanadi.

3.1.2. Elektr maydon. Elektr maydon kuchlanganligi. Maydonlar superpozitsiyasi. Gaussning elektrostatik teoremasi

Zaryadli zarracha yoki zaryadlangan jism tinch tursa o'zining atrofida elektr maydonini hosil qiladi. Elektr maydon kuchlanganligi-maydonning berilgan nuqtasiga qo'yilgan q_0 nuqtaviy sinash (bir-birlilik musbat) zaryadga ta'sir etuvchi kuchning, shu zaryadga bo'lgan nisbati bilan aniqlanadigan fizik kattalikka aytiladi.

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}_0}{q_0} \quad (3.8)$$

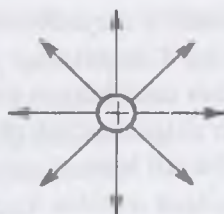
Elektr maydon kuchlanganlik birligi $-1N/C$. (3.8) ni (3.6) asosan nuqtaviy zaryad maydon kuchlanganligini boshqacha ko'rinishda yozish mumkin ($\varepsilon = 0$):

$$\vec{E}_{12} = k \frac{q}{r^2} \frac{\vec{r}_{12}}{r} \quad (3.9)$$

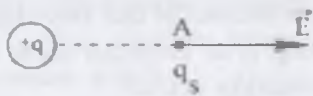
Kuchlanganlik vektor kattalik bo'lib, uning yo'nalishi maydonning berilgan nuqtasida joylashgan nuqtaviy musbat (sinash) zaryadga ta'sir etuvchi kuch yo'nalishi bilan bir xil bo'ladi. Elektr maydon kuchlanganligi grafik usulda kuch chiziqlari yordamida tasvirlanadi. Elektr maydonning kuch chiziqlari deb uning har bir nuqtasiga o'tkazilgan urinma kuchlanganlik vektori bilan mos keladigan hayoliy chiziqqa aytiladi.



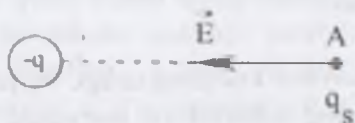
a



b



c



d

85abcd-rasm.

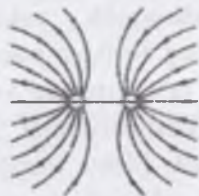
Nuqtaviy musbat zaryadlangan zaryaddan kuch chiziqlari chiqadi, nuqtaviy manfiy zaryadlangan zaryadga kuch chiziqlari kiradi (85a,b-rasm). Nuqtaviy



a



b



c

86abc-rasm.

musbat va manfiy zaryadlarning elektr maydoni kuchlanganlik vektorlarining A nuqtasidagi yo'nalishlari ko'rsatilgan, musbat zaryaddan esa uzoqlashgan tomonga va manfiy zaryadga yaqinlashgan tomonga yo'nalgan bo'ladi (85c,d-rasm).

Ikkita har xil ishorali zaryadlar bir-biriga yaqin joylashgan bo'lsa, ular hosil qilgan maydon kuch chiziqlari musbatdan chiqib manfiyga kiradilar (86a-rasm). Ikkita bir xil ishorali zaryadlar bir-biriga yaqin

joylashgan bo'lsa, ular hosil qilgan maydon kuch chiziqlari bir-birlarini itaradilar va hech kesishmaydilar (86b,c-rasm).

Elektr maydonlar superpozitsiyasi

Agar elektr maydonni bitta emab, balki n ta zaryadlar hosil qilayotgan bo'lsa, natijaviy maydonning kuchlanganligi alohida zaryadlar hosil qilgan maydonlar kuchlanganliklarining vektor (geometrik) yig'indisiga teng, ya'ni:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots + \vec{E}_n = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i, \quad (3.10)$$

bu yerda $i = 1, 2, 3, \dots, n$ larni qabul qilishi mumkin.

Bu formula elektr maydonlari superpozitsiya (qo'shish) shartining matematik ifodasidir.

Superpozitsiya shartiga asosan ixtiyoriy nuqtadagi dipol maydonining kuchlanganligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\vec{E} = \vec{E}_+ + \vec{E}_-, \quad (3.10a)$$

bunda \vec{E}_+ va \vec{E}_- -nos ravishda musbat va manfiy zaryadlar hosil qilayotgan elektr maydon kuchlanganliklaridir.

Superpozitsiya shartiga asosan ixtiyoriy nuqtadagi dipol maydonining kuchlanganligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\vec{E} = \vec{E}_+ + \vec{E}_-, \quad (3.10)$$

bunda \vec{E}_+ va \vec{E}_- - mos ravishda musbat va manfiy zaryadlar hosil qilayotgan maydon kuchlanganliklaridir.

Dipol o'qining o'rtasiga o'tkazilgan perpendikulyardagi maydon kuchlanganligi topaylik. 87-rasmga muvofiq, A nuqtadagi \vec{E} maydon kuchlanganligi musbat va manfiy zaryadlarning hosil qilgan \vec{E}_+ va \vec{E}_- kuchlanganliklarning vektor yig'indisiga teng:

$$\vec{E} = \vec{E}_+ + \vec{E}_-$$

Zaryadlar kattalikasi jihatidan bir xil va $r_+ = r_-$ bo'lgani uchun, kattalik jihatidan

$$\vec{E}_+ = \vec{E}_-$$

Uasmdan, \vec{E} rombning diagonali, shuning uchun

$$E = 2E_+ \cdot \cos \alpha.$$

$$\text{Biroq, } E_+ = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r_+^2} \text{ va } \cos\alpha = \frac{l}{r_+}$$

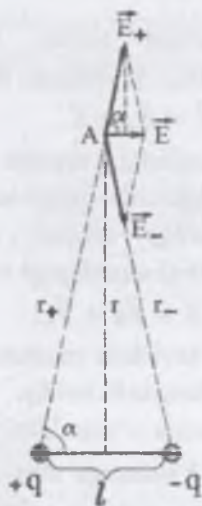
$$\text{Demak, } E = \frac{ql}{4\pi\epsilon_0 r^3}$$

Avvalgidek, $r \gg l$ deb olib, $r_+ \approx r$ deb qabul qilamiz. U holda

$$E = \frac{ql}{4\pi\epsilon_0 r^3} = \frac{p}{4\pi\epsilon_0 r^3} \quad (3.11)$$

Shunday qilib, dipoldan uzoq masofada dipol elektr maydonining kuchlanganligi masofaning kubiga teskari proporsional ekan.

Dipolni o'rab turgan bo'shqa nuqtalar uchun ham yuqoridagiga o'xshash kuchlanganlik vektorlarini yozish mumkin.



87-rasim

Elektr maydon kuchlanganlik vektori oqimi hisoblashda Ostrogradskiy-Gauss teoremasi

Elektr zaryadlar tizimi hosil qilgan maydonining shu zaryadlar tizimini o'rab turgan yopiq sirt orqali o'tayotgan kuchlanganlik oqimini hisoblashni qarab chiqaylik. Ostrogradskiy-Gausslar tomonidan taklif qilingan teorema zaryadlar tizimi hosil qilgan maydonining shu zaryadlar tizimini o'rab turgan yopiq sirt orqali o'tayotgan kuchlanganlik vektori oqimini hisoblashga qo'llansa,

hisoblash ancha oson bo'lar edi. Dastlab r radiusli sferik sirt uning markazida turgan bitta q zaryadni o'rab turgan holni qaraylik. q nuqtaviy zaryaddan r masofadagi maydon kuchlanganligi (3.8) ga asosan quyidagicha ifodalanad ($\varepsilon = 0$)

$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2}.$$

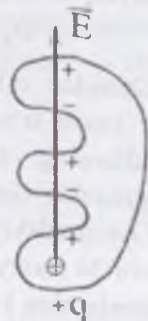
Bu formulaga asosan radiusi r bo'lgan sfera markazida joylashgan nuqtaviy zaryadning shu sfera sirti S ni kesib o'tuvchi Φ_E kuchlanganlik vektori oqimi quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$\Phi_E = \oint E_n dS = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r^2} \cdot 4\pi r^2 = \frac{q}{\varepsilon_0}. \quad (3.12)$$

Bu natija har qanday shakldagi sirt uchun o'rinlidir. Haqiqatdan ham, agar sferani ixtiyoriy-erkin yopiq sirt bilan o'rasak, u holda kuchlanganlikning bu sferani kesib o'tuvchi har bir chizig'i bu ixtiyoriy-erkin yopiq sirtning ham kesib o'tadi (88-rasm).



88-rasm.



89-rasm.

Agar ixtiyoriy shakldagi yopiq sirt q zaryadni o'rab olgan bo'lsa, u holda kuchlanganlik chiziq-lari ba'zan sirtga kirishi, ba'zan undan chiqishi ham mumkin (89-rasm).

Umuman, toq sondagi kesishlar oqimni hisoblashda bitta kesish deb olish mumkin, chunki kuchlanganlik chiziq-lari sirdan chiqsa musbat, aksincha, sirtga kirsa u manfiy deb qabul qilingan. Ammo yopiq sirt zaryadni o'rab olmagan bo'lsa u orqali o'tuvchi oqim nolga teng bo'ladi, chunki unga kiruvchi va chiquvchi kuchlanganlik chiziq-lar soni bir-biriga teng bo'ladi.

Shunday qilib, ixtiyoriy shakldagi yopiq sirt ichida q nuqtaviy zaryad joylashgan bo'lsa, u holda \vec{E} vektorining oqimi q/ε ga teng bo'ladi, ya'ni:

oqim ishorasi q zaryad ishorasi bilan bir xil bo'ladi.

Agar n ta zaryadli zarralarni o'rab olgan ixtiyoriy sirtni qarasa, superpozitsiya shartiga asosan, hamma zaryadlar tomonidan hosil qilinaytgan \vec{E} maydon kuchlanganligi har bir zaryadning alohida hosil qilgan \vec{E}_i kuchlanganliklari yig'indi (superpozitsiya) siga teng bo'ladi:

$$\vec{E} = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i$$

bu yerda $i = 1, 2, 3, \dots, n$ larni qabul qilishi mumkin. (2.162) formulaga asosan n ta zaryadli zarracha hosil qilgub Φ_E kuchlanganlik vektori oqimi quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$\Phi_E = \oint E dS = \oint E_n dS = \frac{1}{\varepsilon_0} \sum_{i=1}^n q_i \quad (3.13)$$

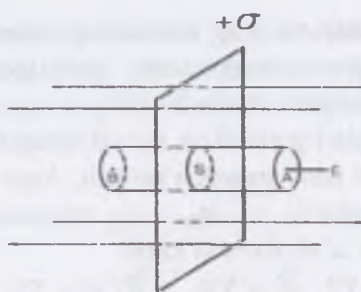
Shunday qilib, elektr zaryadlarni o'rab turgan ixtiyoriy yopiq sirtni kesib o'tuvch maydon kuchlanganlik oqimi o'rab turilgan zaryadlarning algebraik yig'indisiga proporsionaldr. Bu qoida Osrogradskiy-Gauss teoremasi deyiladi.

Osrogradskiy-Gauss teoremasi amaliy ahamiyatga ega: u yordamida zaryadlangan turli shakldagi jismlar hosil qilgan maydonlarning kuchlanganligini aniqlash mumkin.

1. Tekis zaryadlangan cheksiz tekislikning maydon kuchlanganligi quyidagicha bo'ladi (muhitning dielektrik singdiruvchanligi $\varepsilon = 0$ bo'lgan hol uchun)

$$E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} \quad (3.14)$$

Shunday qilib, zaryadlangan cheksiz tekislikning maydon kuchlanganligi σ - zaryadlar sirt ziehligi (3.1.4. ga qarang) ga proporsional va tekislikdan uzoqlashgan sari o'zgarmasdan qolaveradi (90-rasm). Demak, zaryadlangan tekislik bir jinsli elektr maydonni hosil qilar ekan.



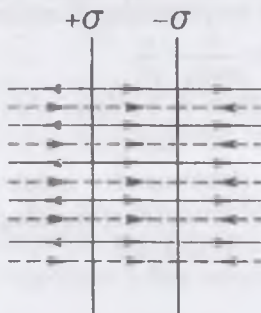
90-rasm

2. Ikkita turli ishorali zaryadlar bilan zaryadlangan cheksiz katta parallel tekislikliklar orasidagi maydon kuchlanganligi (muhitning dielektrik singdiruvchanligi $\varepsilon = 0$ bo'lgan hol uchun)

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} \quad (3.15)$$

bo'ladi.

Ikkita turli ishorali zaryadlangan cheksiz parallel tekislik orasidagi maydon bir jinsli bo'ladi, tekislikning o'ng va chap tomonlarida esa maydon bo'lmaydi (92-rasm).



91-rasm

91-rasmdan ko'rinib turibdiki, tekisliklar orasidagi maydonlar qo'shiladi (kuch chiziqlari bir tomonga yo'nalgan). Shuning uchun tekisliklar orasidagi maydon kuchlanganligi

$$E = E_+ + E_-$$

yoki

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}$$

Tekislikning chap va o'ng tomonidagi maydonlar ayriladi (kuch chiziq-lari bir-biriga qarama-qarshi yo'nalgan). Shuning uchun maydon kuchlanganligi bu yerda $E = 0$.

Maydon chiziq-lari parallel va bir xil uzoqlikda joylashgan bo'lsa bunday maydon bir jinsli maydon bo'ladi. Agar maydonni bir zaryad hosil qilmay bir necha $q_1, q_2, q_3, \dots, q_n$ zaryadlar hosil qilsa, u holda sinov zaryadi q_0 ga ta'sir etuvchi kuch:

$$\vec{F} = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i = \sum_{i=1}^n q_0 \vec{E}_i = q_0 \sum_{i=1}^n \vec{E}_i = q_0 \vec{E}. \quad (3.16)$$

bu yerda $i = 1, 2, 3, \dots, n$. Elektrostatik maydonning natijaviy, ya'ni umumiy kuchlanganligi:

$$\vec{E} = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i. \quad (3.17)$$

Bu prinsipga elektrostatik maydonlar kuchlanganlik superpozitsiya prinsipi deyiladi.

Nuqtaviy zaryad kuchlanganligi quyidagicha ifodalanadi

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2}. \quad (3.18)$$

Zaryadlangan shar maydonining kuchlanganligi

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \quad (3.19)$$

ga teng, bunda q - radiusi R bo'lgan shar sirtidagi zaryad, r - shar markazidan zaryadgacha bo'lgan masofa bo'lib, $r > R$.

Maydonning D elektrostatik induksiyasi bilan maydon E kuchlanganligi orasidagi munosabat quyidagicha

$$D = \epsilon_0 \epsilon E \quad (3.20)$$

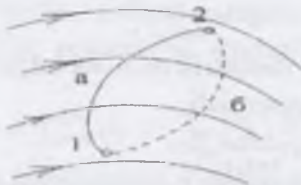
bo'ladi.

3.1.3. Elektrostatik maydon kuchlarining ishi. Elektrostatik maydon sirkulyatsiyasi. Potensial. Potensiallar ayirmasi. Potensial sirtlar

Elektr maydonida q zaryad 1 a va 1 b trayektoriya bo'yicha 1 dan 2 ga qarab siljiganda maydon kuchlari tomonidan ish bajaradi (92-rasm). Bu ish elektr maydon kuchlanganligi orqali ifodalaniladi.

$$A = q \int_1^2 E_l \cdot dl \quad (3.21)$$

dl -elementar siljish, E_l -elektr maydon kuchlanganligining dl yo'nalishidagi proyeksiyasi. Elektrostatik maydon kuchlarining ishi siljish trayektoriyasiga bog'liq emas. Bunday xossaga ega maydon potensial maydon deyiladi.



92-rasm. Elektr maydonida zaryadni ko'chirishda bajarilgan ishni hisoblash chizmasi.

Elektr maydon potentsiali. Potentsiallar farqi

Elektr maydonni energetik jihatidan xarakterlaydigan kattalik elektr maydon potentsalidir.

Elektr maydonning biror nuqtasidagi potentsial deb, maydonning shu nuqtasiga kiritilgan bir birlik musbat sinov zaryadiga mos kelgan potentsial energiyaga teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi

$$\varphi = \frac{W_p}{q_0} \quad (3.22)$$

Bu yerda φ -elektr maydon potentsiali bo'lib, u skolyar kattalik. W_p -maydon potentsial energiyasi, q_0 -maydonga kiritilgan sinash (bir birlik musbat) zaryadi.

Elektr maydonning ikki nuqtasi orasidagi potentsiallar ayirmasi deb, bir birlik musbat zaryadni maydonning bir nuqtasidan ikkibchi nuqtasiga ko'chirishda bajarilgan ishga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi

$$A = q_0(\varphi_1 - \varphi_2)$$

Shunday qilib,

$$\varphi_1 - \varphi_2 = U_{12} = \frac{A}{q_0} = q_1 \int_1^2 \frac{E_l dl}{q_0} = \int_1^2 E_l dl. \quad (3.23)$$

Bunda $\varphi_1 - \varphi_2$ -elektr maydonning 1 va 2 nuqtalariga mos keladigan potentsiallar ayirmasi maydonga va tanlangan nuqtalar vaziyatiga

bog'liq. A -bajarilgan ish, dl -ko'chish, q_0 -maydonga kiritilgan sinash zaryadi. $\varphi_1 - \varphi_2 = U_{12}$ -maydon kuchlanishining tushivi

Nuqtaviy zaryaddan biror r -masofadagi maydoni potensialini umumiy holda quyidagicha yozish mumkin:

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r} \quad (3.24)$$

Agar nuqtaviy zaryad dielektrik muhitda turgan bo'lsa, undan biror r -masofadagi maydoni potensialini:

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{q}{r} \quad (3.24a)$$

bo'ladi. ϵ -muhitning dielektrik singdiruvchanligi.

Potensiallari bir xil bo'lgan sirtlar ekvipotensial sirtlar deyiladi.

Ma'lumki, elektr maydoni ikkita fizik kattalik bilan xarakterlanadi: kuchlangalik (kuch xarakteristikasi) va potensial (energetik xarakteristika), bu ikki kattalik o'zaro qanday bog'langanligini qarab chiqaylik. Faraz qilalim, q musbat zaryad elektr maydon kuch ta'sirida potensialini φ_1 bo'lgan ekvipotensial sirtidan potensialini $\varphi_2 > \varphi_1$ bo'lgan, juda kichik dx masofadagi ekvipotensial sirtga ko'chirilgan bo'lsin. Bu holda maydonning E kuchlanganligini dx kichik yo'lda doimiy deb hisoblash mumkin. q zaryadni dx masofaga ko'chirishda maydonning bajargan ishini yozaylik:

$$dA = qEdx \quad (3.25)$$

bu yerda $qE = F$ zaryadni dx yo'lga ko'chiruvchi kuch. Boshqa tomondan esa ish quyidagiga teng:

$$dA = q(\varphi_1 - \varphi_2) = qd\varphi \quad (3.26)$$

bunda $\varphi_1 - \varphi_2 = d\varphi$ potensiallar farqi.

(3.25) va (3.26) formulalardan foydalanib quyidagini hosil qilamiz:

$$E = -\frac{d\varphi}{dx} = -\text{grad } \varphi. \quad (3.27)$$

Bunda "minus" ishora maydon kuchlanganligi potensialning kamayish tomoniga, potensial gradiyenti esa potensialning ortish tomoniga qarab yo'nalgani uchun qo'yilgan. Shunday qilib, maydon kuchlanganligi kattaligi jihatdan potensial gradiyentiga teng va unga qarama-qarshi yo'nalgandir;

$$E = -\text{grad } \varphi. \quad (3.28)$$

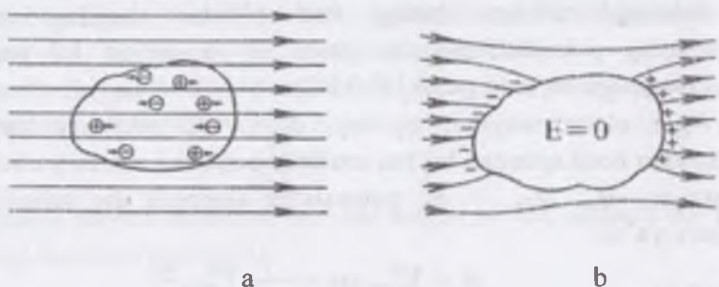
Potensial o'lchov birligi volt (1V-bu shunday maydon nuqtasining potentsialligiki, bu yerda 1C li zaryad 1J potentsial energiyaga ega bo'ladi, ya'ni $1V=1J/C$).

Agar elektr maydon $q_1, q_2, q_3, \dots, q_n$ nuqtaviy zaryadlar tomonidan hosil qilingan bo'lsa, umumiy potentsial shu zaryadlar hosil qilgan $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \dots, \varphi_n$ potentsiallar algebraik yig'indisiga teng bo'ladi, ya'ni:

$$\varphi = \sum_{i=0}^n \varphi_i = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=0}^n \frac{q_i}{r_i}$$

3.1.4. Elektrostatik maydondagi o'tkazgich. Zaryadning sirt zichligi. Ixtiyoriy ko'rinishda zaryadlangan berk sirt ichidagi maydon

Moddalar o'zlarining elektr o'tkazuvchanligiga qarab uchga bo'linadi. Elektr tokini yaxshi o'tkazuvchi-o'tkazgichlar, umuman o'tkazmaydigan moddalar - dielektriklar va yarimo'tkazgichlarga bo'linadi. Agar o'tkazgich tashqi elektrostatik maydonga joylashtirilsa, uning zaryadlariga elektr maydon ta'sir qiladi va ular harakatga keladi. Zaryadlarning ko'chishi zaryadlar taqsimotida muvozanat vaziyati yuzaga kelguncha davom etadi (93a,b-rasm). Bu holda o'tkazgich ichidagi elektrostatik maydon nolga teng bo'ladi. Agar shunday bo'lmaganda edi, tashqi maydon ta'sir qilmasa ham zaryadlar ko'chishi va tok oqishi hosil bo'lar edi. Demak, elektr maydon kuchlanganligi o'tkazgich ichidagi hamma nuqtalarda $E = 0$ bo'ladi. O'tkazgich ichida maydonning yo'qligi uning hamma nuqtalarida potentsial bir xil bo'lishini ko'rsatadi ($\varphi = const$), ya'ni elektrostatik maydonda o'tkazgich sirti ekvipotensial sirt hisoblanadi. Bu esa maydon kuchlanganligi vektorining yo'nalishi o'tkazgich sirtiga normal (perpendikulyar) bo'lishini ko'rsatadi. Agar shunday holat bo'lmasa, zaryadlar maydon ta'sirida harakatga kelar edi.



93a,b-rasm.

O'tkazgich ikki uchi ikki ishorali zaryadlanib qoladi, demak, neytral o'tkazgich elektrostatik maydonga kiritilsa, kuchlanganlik chiziqlari uziladi. Induksiyalangan zaryadlar tashqi sirtqa taqsimlanadi. Sirt zaryadlarining tashqi elektrostatik maydonda qayta taqsimlanish hodisasi elektrostatik induksiya hodisasi deyiladi. Sirt yaqinida maydon kuchlanganligi quyidagicha ifodalanadi.

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon} \quad (3.29)$$

bu yerda ϵ_0 - elektr doimiysi, ϵ - o'tkazgichni o'rab turuvchi muhit dielektrik singdiruvchanligi, σ -zaryadlar sirt zichligi. Zaryadlar sirt zichligi deb yuza birligiga mos kelgan zaryad miqdoriga aytiladi, ya'ni $\sigma = \frac{q}{S}$ (birligi- $1C/m^2$). Zaryadlar hajmiy zichligi deb V hajm birligiga mos kelgan zaryad miqdoriga aytiladi, ya'ni $\rho = \frac{q}{V}$ (birligi- $1C/m^3$). Zaryadlar chizig'iy zichligi deb l yzunlik birligiga mos kelgan zaryad miqdoriga aytiladi, ya'ni $\lambda = \frac{q}{l}$ (birligi - $1C/m$). O'tkazgich ichida maydon yo'q bo'lishiga asoslanib elektrostatik himoyada qo'llaniladi.

3.1.5. Dielektriklar va ularning qutblanishi. Muhitning dielektrik kirituvchanligi

Amalda erkin zaryad tashuvchilari bo'lmagan moddalar dielektriklar deyiladi. Dielektriklarda, o'tkazgichlarning aksicha, erkin zaryadlar yo'q desa bo'ladi. Dielektriklarning atomlari va molekulari ichida musbat va manfiy zaryadli zarrachalar o'zaro

elektr kuchlari bilan bog'langan bo'ladi, amma bu bog'lanish mutloqo qattiq bo'lmaydi, zarrachalar ularga qo'yilgan kuchlarning ta'siri ostida ma'lum darajada siljishi mumkin.

Har bir molekulaning manfiy va musbat zaryadlarining miqdori bir xil bo'lib, shuning uchun har qanday molekula, umuman olganda, zaryadsiz bo'ladi. Dielektriklar hajmining har qanday qismida musbat zaryad miqdori manfiy zaryad miqdoriga baravar bo'lib, bu zaryadlarning natijaviy ta'siri nolga teng bo'ladi. Agar dielektrik elektr maydoniga joylashtirilsa, dielektrik molekularining musbat va manfiy zaryadlariga qarama-qarshi yo'nalgan kuchlar ta'sir qila boshlaydi. Bu kuchar ta'siri ostida har qaysi molekulaning zaryadlari maydon kuchlanganligi yo'nalgan tomonga qarab siljiydi. Maydon kuchlari molekularni cho'zadi va kuch chiziqlari bo'ylab joylashtiradi. Buning natijasida molekular ma'lum bir tartibda joylashib qoladi. Masalan: shisha, quruq yog'och, plastmassa, toza suv, havo va hokazo.



94-rasm. Qutblangan dielektikda molekularning joylashuvi.

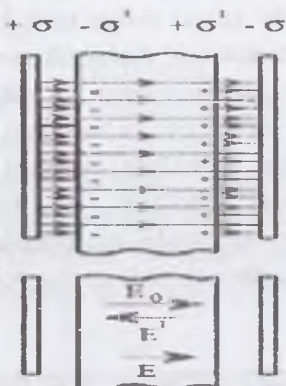
Bunda ham dielektrning har qanday qismida elektr zaryadlarining yig'indisi nolga teng bo'ladi. Amma dielektrik sirtlarining bir tomonida musbat, ikkinchi tomonida manfiy zaryadlar paydo bo'ladi (94-rasm).

Maydonga kiritilgan dielektrikda zaryadlarning siljish jarayoniga qutblanish deb, bu holatdagi dielektrikning o'zi esa qutblangan dielektrik deb ataladi. Qutblangan dielektriklar \vec{E}' elektr maydon kuchlanganlikni hosil qiladi va bu asosiy elektr maydon kuchlanganlik \vec{E}_0 ga qarama-qarshi yo'nalgan (95-rasm). Demak, umumiy maydon kuchlanganligi quyidagicha

$$\vec{E} = \vec{E}_0 - \vec{E}'$$

ifodalanadi.

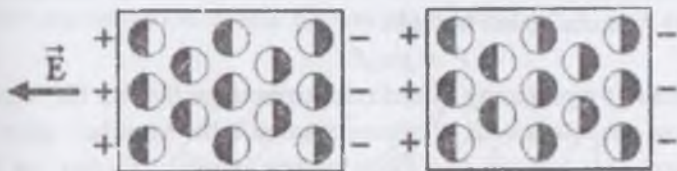
Dielektrikning qutblanishi o'tkazgichning ta'sir orqali elektrlanishiga o'xshab ketadi. Biroq bu hodisalar orasida katta farq bor. O'tkazgichlarning elektrlanishi ularda erkin zaryadlarning borligidan bo'ladi. Agar ta'sir orqali zaryadlangan o'tkazgich elektr maydonida ikkiga bo'linsa, o'tkazgichning ikkala qismi hambir-biriga qarama-qarshi zaryadlanib qoladi.



95-rasm.

Maydon ta'siri to'xtatilgandan keyin ham zaryadlar o'tkazgichda ikkiga bo'linib qoladi. Dielektrlarda esa ahvol tamomila boshqacha boladi. Agar dielektrik elektr maydonida ikkiga bo'linsa, ikkala qismning yangidan hosil bo'lgan sirtlaridan birida musbat, ikkinchisida esa manfiy zaryadlar paydo bo'ladi (96-rasm). Qutblangan dielektrik sirtida paydo bo'ladigan zaryadlar bog'langan zaryadlar deb ataladi.

O'tkazgichlarda zaryadlar erkin bo'lib, dielektrlarda esa bog'langan bo'ladi; ularga elektr maydonining har xil ta'sir etishining sababi shu.



96-rasm. Dielektrik ikkiga bo'linganda unung uchlarida qarama-qarshi bo'lgan zaryadlar saqlanib qolad.

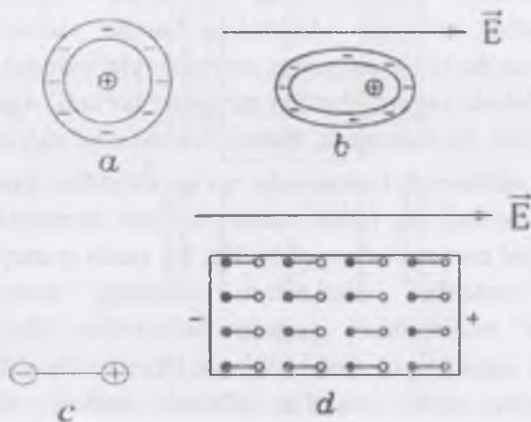
Dielektriklar ham boshqa moddalar qatori atom va molekulalardan tuzilgan. Moddadagi barcha yadrolarning musbat zaryadlari barcha elektronlarning zaryadlar yig'indisiga teng bo'lgani sababli molekula zaryad jihatdan zaryadsiz bo'ladi. Agar tashqi elektr maydon ta'siri bo'lmaganda musbat va manfiy zaryadlar "og'irlik" markazlari ustma-ust tushaganda, ya'ni zaryadlar orasida l masofa nolga teng bo'ladi, bu holda molekula dipol momenti P nolga teng bo'ladi (dipol momenti $P = ql$ bo'lib, bu yerda q -zaryad miqdori, l -zaryadlar massalari markazlari orasidagi masofa). Bunday dielektriklar molekulari qutbsiz dielektriklar deyiladi. Qutbsiz molekulaga ega bo'lgan dielektriklarga (N_2 , H_2 , O_2 , CO_2 , CH_4 , ...) lar kiradi. Tashqi elektr maydon ta'sirida qutbsiz molekularning zaryadlari qarama-qarshi tomonga siljiy boshlaydi va molekula dipol momentiga ega bo'la boshlaydi (98-rasm).

Tabiatda shunday guruh dielektriklar (H_2O , NH_3 , SO_2 , CO , ...) mavjudki ularning molekulari asimmetrik tuzilishga ega, ya'ni musbat va manfiy zaryadlarning "og'irlik" markazlari mos kelmaydi va dipol momentiga ega bo'ladi. Bunday dielektriklarning molekulari qutblangan dielektriklar deyiladi. Dielektrikni tashqi elektrostatik maydonga joylashtirilsa u qutblanadi, ya'ni maydon farq qiluvchi dipol momentiga ega bo'ladi (98-rasm). Dielektrik qutblanishini miqdoriy baholash uchun qutblanganlik vektor kattaligidan foydalaniladi. Qutblanganlik (P) elektr maydon kuchlanganligiga (E) to'g'ri chiziqli bog'liqlikka egadir. Agar

dielektrik izotrop modda bo'lsa va E uncha katta bo'lmagan hoida quyidagi formula o'rinli bo'ladi:

$$P = \mu \epsilon_0 E \quad (3.30)$$

Bunda μ -moddaning dielektrik kirituvchanligi bo'lib, dielektrik xossalarni xarakterlovchi o'lchamsiz kattalikdir. Masalan: spirt uchun $\mu \approx 25$ ga, suv uchun $\mu = 80$ ga teng. μ doimo musbat va $\mu > 0$ bo'ladi. Muhitning dielektrik singdiruvchanligi deb quyidagi o'lchamsiz kattalikka $\epsilon = 1 + \mu$ aytiladi va dielektrik ta'sirida maydon necha marta kuchsizlaganligini ko'rsatadi.



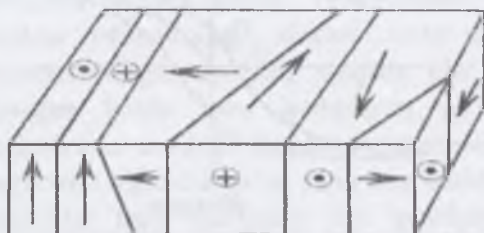
97a,b,c,d-rasm.

97-rasmda qutbsiz molekullardan tuzilgan dielektriklarning qutblanishi. a) qutbsiz molekula (atom), b) qutblangan molekula (atom), c) dipolli molekula (atom) va d) elektr maydoniga joylashtirilgan dielektrikning qutblanishi ko'rsatilgan, qora doirachalar bilan manfiy zaryadlar va oq doirachalar bilan musbat zaryadlar belgilangan.

Segnetoelektriklar va pizelektriklar

Segnetoelektriklar deb, ma'lum harorat chegarasida spontan qutblanuvchanlikka, ya'ni tashqi maydon bo'lmaganda ham qutblanuvchanlikka ega bo'lgan dielektriklarga aytiladi.

Segnetoelektrlarga misol qilib fiziklar I.B.Kurchatov va P.P.Kobeko o'rgangan segnet tuzi va titanat bariyni olish mumkin.

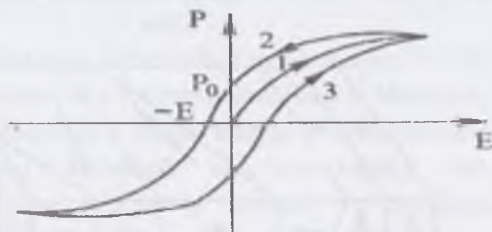


98-rasm

Tashqi elektr maydoni bo'lmagan holda segnetoelektrik domenlardan, ya'ni turli xil yo'nalishdagi qutblanuvchanliklar to'plamidan iboratdir. Bu holat titanat bariy uchun 98-rasmda keltirilgan. Bunda ko'rsatkich chiziqlar va \ominus hamda \oplus belgilar \vec{P} dipol vektorning yo'nalishini ko'rsatadi (\ominus -dipol vektorning yo'nalishi biz tomonga kelayapti, \oplus -dipol vektorning yo'nalishi biz tomondan ketayapti). Qo'shni domenlarda bu yo'nalishlar turlicha bo'lganligi uchun umuman dielektrikning dipol momenti nolga teng bo'ladi. Segnetoelektrik tashqi elektr maydoniga kiritilganda domenlarning maydon yo'nalishi bo'yicha joylashishi yuz beradi. Bu jarayon vaqtida hosil bo'lgan domenlarning yig'indi elektr maydoni ularning joylashuvini tashqi maydon olingandan so'ng ham saqlab turadi. Shu sababli segnetoelektriklar chiziqli bo'lmagan katta dielektrik singdiruvchanlikka ega bo'ladi (masalan segnet tuzi uchun 10^4).

Segnetoelektrik xususiyati haroratga kuchli bog'liqdir. Har bir segnetoelektrik uchun shunday harorat mavjudki, undan yuqori haroratda uning maxsus xususiyati yo'qoladi va u oddiy dielektrik bo'lib qoladi. Bu haroratni Kyuri nuqtasi deyiladi. Odatda segnetoelektriklar bitta Kyuri nuqtasiga ega bo'ladi, ammo segnet tuzi va uning birikmalari bundan mustasno. Segnetoelektriklarning Kyuri nuqtasi yaqinida modda issiqlik sig'imining birdan o'sish holati ham

kuzatiladi. Segnetoelektrlarning Kyuri nuqtasida oddiy dielektrlarga o'tishi tur faza o'tishi bilan boradi.



99-rasm

Segnetoelektrlarning dielektrik singdiruvchanligi moddadagi maydon kuchlanganligiga bog'liq bo'lib, boshqa dielektrlar uchun bu kattaliklar modda xususiyatidan iborat. Segnetoelektrlar uchun qutblanuvchanlik vektori va kuchlanganlik orasidagi bog'lanish chiziqli emas va maydon \vec{E} ning lahzadagi qiymatlariga bog'liqdir, ya'ni ularda "gistrezis" hodisasi kuzatiladi. 99-rasmdan ko'rinadiki, \vec{E} tashqi maydon kuchlanganligining oshishi bilan \vec{P} qutblanuvchanlik oshib boradi va to'yinadi. \vec{E} ning qiymati kamayishi bilan P ning kamayishi 2-chiziq orqali bo'ladi va $\vec{E} = 0$ bo'lganda ham segnetoelektrik P_0 qoldiq qutblanuvchanlikka ega bo'ladi, ya'ni segnetoelektrik tashqi maydon bo'lmaganda ham qutblangan holda qoladi. Qoldiq qutblanuvchanlikni tugatish uchun asosiy maydonga teskari bo'lgan maydon qo'yish zarur bo'ladi. E kattalikka koersitiv kuch deyiladi. Shundan so'ng E o'zgartirilsa P gistrezis halqasining 3-chizig'i bo'ylab o'zgaradi. Segnetoelektrlarni jadal o'rganish rus olimi G.M.Vul tomonidan titanat bariydagi dielektrik singdiruvchanlikning anomal o'zgarishlarini ochishga olib keldi. Titanat bariyning kimyoviy jihatdan va mexanik jihatdan mustahkam bo'lishi, hamda uning keng harorat oralig'ida segnetoelektrik xususiyatini saqlashi katta ilmiy-texnik qo'llanishlarga sabab bo'ldi. Hozirgi vaqtda 100 dan ortiq segnetoelektrlar mavjuddir. Segnetoelektrlar dielektrik singdiruvchanligi juda katta bo'lgan materiallar sifatida ham keng qo'llaniladi. Hattoki tashqi elektr maydoni bo'lmagan holda ham ba'zi yo'nalishlari bo'ylab siqilganda

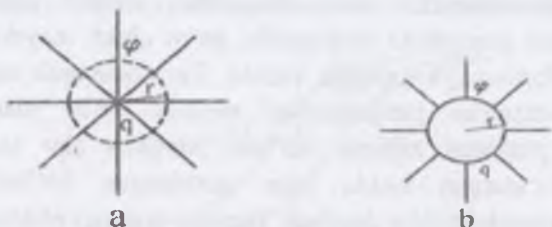
yoki cho'zilganda elektr qutblanuvchanlik yuzaga keladigan kristall moddalar-pezoelektriklar ham mavjuddir. To'g'ri pezeoeffektning oqibati teskari pezeoeffekt hodisasidir, ya'ni elektr maydoni ta'sirida mexanik deformatsiya vujudga kelishi. Termodinamik muvozanatda bazi pezoelektriklar panjarasidagi musbat ionlar manfiy ionlar panjarasiga nisbatan siljigan bo'ladi, natijada ular tashqi elektr maydoni bo'lmagan holda ham qutblangan bo'ladi. Bunday kristallarga piroelektriklar deyiladi. Bundan tashqari elektrodlar, ya'ni tashqi elektr maydonini olgandan so'ng uzoq vaqt qutblangan holatini saqlovchi dielektriklar ham mavjuddir. Bu moddalar texnika va maishiy qurilmalarda keng qo'llanilmoqda.

3.1.6. Elektr sig'imi. Kondensatorlar. Kondensatorlarni ulash usullari. Zaryadlangan kondensator energiyasi. Elektrostatik maydon energiyasi va uning zichligi

Yakkalangan o'tkazgichning elektr maydon potentsiali unga berilgan zaryad miqdoriga to'g'ri proporsionaldir, ya'ni $\varphi \sim q$. Agar proporsionallikdan tenglikka o'tsak, u holda $q = C \cdot \varphi$. Bu yerda C -yakkalangan o'tkazgich elektr sig'imi. Elektr sig'imi yoki sig'im deb o'tkazgichning potentsialini bir birlikka oshirish uchun berilishi zarur bo'lgan zaryad miqdoriga aytiladi, ya'ni

$$C = \frac{q}{\varphi} \quad (3.31)$$

Elektr sigimi C ning birligi farada (F) qabul qilingan. 1 Farada deb, o'tkazgichga 1 kulon zaryad miqdori berilganda uning potentsiali 1 voltga o'zgaradigan o'tkazgich elektr sig'imiga aytiladi. O'tkazgichning elektr sig'imi uning o'lchamlari va shakliga bog'liq bo'lgan muhim elektr kattaligidir. Biroq, bunday deyish faqat yakka turgan o'tkazgichlar uchun o'rinli bo'ladi. Farad sig'imning juda katta birligidir. Shuning uchun ko'pincha mikrofarad (mkF), nanofarada (nF) pikofarada (pF) va hokazolardan foydalaniladi ya'ni $1mkF = 10^{-6}F$, $1nF = 10^{-9}F$, $1pF = 10^{-12}F$. 102a,b-rasmda kuch uluziqlari yordamida yakkalangan nuqtaviy q zaryadning (a) va



100a,b-rasm

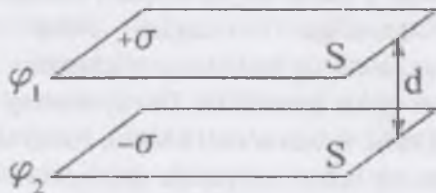
yakkalangan o'tkazgich q zaryadli r radiusli sharning (b) elektor maydonlari tasvirlangan. Nuqtaviy zaryaddan va sharning markazidan $\geq r$ masofada bu maydonlar mutlaqo bir xil ekan. Shuning uchun radiusi r va sig'imi C bo'lgan shar sirtining potentsiali nuqtaviy zaryaddan r masofada bo'lgan ekvipotensial sirtning potentsialiga teng ekan (100a-rasmda bu sirt shtrix chiziqlar bilan tasvirlangan). U holda (3.24, 3.1.3. ga qarang) va (3.31, 3.1.6. ga qarang) formulaga muvofiq,

$$\varphi = \frac{q}{C} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (3.32)$$

bundan

$$C = 4\pi\epsilon_0 r \quad (3.32a)$$

Demak, radiusi $9 \cdot 10^6 \text{ km}$ bo'lgan yakkalangan o'tkazgich sharning sig'imi 1 F bo'lar ekan. Bu sig'imning haddan tashqari katta birligidir. Shuning uchun texnikada dielektriklar bilan ajratilgan o'tkazgichlardan tuzilgan elektr tizim kondensator deb ataladi.



101-rasm

Bunday tizim o'lchami kichik bo'lganda ham sig'imi katta bo'ladi. Eng sodda kondensator yupqa dielektrik qatlami bilan ajratilgan ikkita parallel metall qoplamalardan tuzilgan (101-rasm) bo'ladi va bu

qoplamalarga kattalik jihatdan teng bo'lgan turli ishorali zaryadlar beriladi. Yassi kondensatorning sig'imini quyidagi formula orqali ifodalash mumkin:

$$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d} \quad (3.33)$$

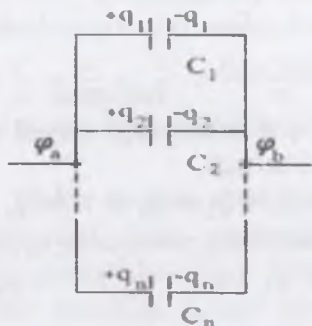
bu yerda d -kondensator qoplamalari orasidagi masofa, S -har bir qoplamaning yuzi, ϵ -qoplamalar orasidagi muhitning dielektrik singdiruvchanligi. Kondensatorlar sxematik tarzda quyidagicha belgilanadi.



102-rasm. Kondensatorlar. a) O'zgarmas sig'imli kondensator va b) o'zgaruvchan sig'imli kondensator.

Ba'zan kerakli sig'imni hosil qilish maqsadida kondensatorlar bir-biriga ulanib, kondensatorlar tizimi hosil qilinadi. Kondensatorlarni o'zaro parallel (103-rasm) va ketma-ket ulash (104-rasm) usullari mavjud.

Kondensator parallel ulanib, kondensatorlar tizimi hosil qilinganida har bir kondensatorni musbat va manfiy zaryadlangan qoplamalari mos ravishda o'zaro ulanadi.



103-rasm.

Kondensator parallel ulanganida barcha kondensatorlar qoplamalaridagi potensiallar ayirmasi bir xil bo'lib, tizimining

umumiy zaryadi q_{um} alohida kondensatorlar zaryadlarining yig'indisiga teng bo'ladi:

$$q_{um} = q_1 + q_2 + \dots + q_n. \quad (3.34)$$

Bundan

$$\begin{aligned} q_{um} &= C_{um}(\varphi_1 - \varphi_n), q_1 = C_1(\varphi_2 - \varphi_1), q_2 = C_2(\varphi_3 - \varphi_2), \\ \dots, q_n &= C_n(\varphi_n - \varphi_{n-1}), \text{ bo'lganidan:} \\ C_{um}(\varphi_1 - \varphi_n) &= C_1(\varphi_2 - \varphi_1) + C_2(\varphi_3 - \varphi_2) + \dots + C_n(\varphi_n - \varphi_{n-1}) \end{aligned} \quad (3.35)$$

ko'rinishda yozilib, bundan

$$C_{um} = C_1 + C_1 + \dots + C_n = \sum_i^n C_i \quad (3.36)$$

kelib chiqadi. Bu yerda $i = 1, 2, 3, \dots, n$.

Shunga asosan, parallel ulangan kondensatorlar tizimining elektr sig'imi har bir kondensator elektr sig'implarining algebraik yig'indisiga teng bo'ladi. Parallel ulangan kondensatorlarning umumiy sig'imi alohida kondensatorlarning sig'imidan katta bo'ladi.

Kondensatorlarni ketma-ket ulashda oldingi kondensatorning zaryadlangan qoplama keyingisini musbat zaryadlangan qoplama bilan ulanib, kondensatorlar tizimi hosil qilinadi.



104-rasm.

Bunda kondensator qoplamaridagi zaryad miqdori jihatidan q ga teng bo'ladi va bir xil bo'ladi,

$$q_{um} = q_1 = q_2 = q_3 = \dots = q_n. \quad (3.37)$$

Kondensator qoplamaridagi potentsiallar ayirmasi esa

$$\varphi_{um} = \varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_2 + \dots + \varphi_n = \sum_i^n \varphi_i \quad (3.38)$$

ga teng bo'ladi, bunda $i = 1, 2, 3, \dots, n$.

$$\varphi_{um} = \frac{q}{C_{um}}, \varphi_1 = \frac{q}{C_1}, \varphi_2 = \frac{q}{C_2}, \varphi_3 = \frac{q}{C_3}, \dots, \varphi_n = \frac{q}{C_n} \quad (3.39)$$

ga teng bo'lganidan:

$$\frac{1}{C_{um}} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} + \dots + \frac{1}{C_n} = \sum_i^n \frac{1}{C_i} \quad (3.40)$$

kelib chiqadi.

Bu (3.40) ifodaga asosan, ketma-ket ulangan kondensatorlarni tizimining umumiy sig'imi alohida kondensatorlar sig'imlarini teskari ifodasining yig'indisiga tengdir. Ketma-ket ulangan kondensatorlarning umumiy sig'imi alohida ulangan kondensatorlarning eng kichik sig'imidan ham kichik bo'ladi. Sig'imni kamaytirish maqsadida kondensatorlar ketma-ket, orttirish maqsadida esa parallel ulanadi.

Zaryadlangan kondensator energiyasi

Kondensatorning zaryadlanish jarayonini quyidagicha tasavvur qilish mumkin. Tashqi elektr maydoni ta'sirida kondensator qoplamalarining biridan ketma-ket Δq zaryad ulushlari olinib, uning ikkinchisiga beriladi, natijada qoplamalarning biri musbat ikkinchisi manfiy zaryadlanadi va ular orasida potentsiallar ayirmasi vujudga keladi. Har bir Δq zaryad ulushini ko'chirishda bajarilgan ish:

$$\Delta A = \Delta q(\varphi_1 - \varphi_2) = \Delta qU \quad (3.41)$$

U -qoplamalar orasidagi kuchlanish. Mazkur ish kondensatorning energiyasiga aylanadi,

$$dA = dW = Udq = \frac{q}{c} dq \quad (3.42)$$

bu ifodani integrallash orqali to'la energiya topiladi

$$W = \int_0^q \frac{q dq}{c} = \frac{q^2}{2c} = \frac{qU}{2} = \frac{cU^2}{2} = \frac{c(\varphi_1 - \varphi_2)^2}{2} \quad (3.43)$$

kuch ular orasidagi masofani kamaytirishga harakat qilishini ko'rsatadi.

Elektr maydon energiyasi

Kondensator energiyasini uning qoplamalari orasidagi elektr maydonni xarakterlovchi kattaliklar orqali ifodalaylik. Bu energiya kondensator qoplamalari orasidagi fazoda bir tekis taqsimlangan bo'ladi.

$$W = \frac{CU^2}{2} = \frac{\epsilon_0 \epsilon S U^2}{2d} = \frac{\epsilon_0 \epsilon}{2} \left(\frac{U}{d}\right)^2 Sd. \quad (3.44)$$

Bundagi $\frac{w}{d} = E$ -qoplamalar orasidagi maydon kuchlanganligi va $sd = V$ -qoplamalar orasidagi fazoning hajmi ekanini inobatga olsak

$$W = \frac{\epsilon_0 \epsilon}{2} E^2 V \quad (3.45)$$

hajmiga to'g'ri kelgan ulushini energiyaning zichligi deyiladi:

$$w = \frac{W}{V} = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} \quad (3.45a)$$

Demak, elektrostatik maydon energiyaga ega bo'lar ekan. U holda energiyaning manbai nima? Zaryadmi? Yoki ular hosil qilgan elektr maydonimi? Bu savollarga faqat elektrostatik maydon bilan tanishib javob berish mumkin emas. Chunki, elektrostatik maydon uni hosil qilgan zaryadlardan ajralgan holda yashay olmaydi. Nazariy va tadqiqotlarning natijalariga ko'ra o'zgaruvchan elektr maydon o'zgaruvchan magnit maydoni bilan birgalikda ularni hosil qilgan maydon manbaidan ajralgan holda ham yashay oladi. Bu masalaga keyinchalik to'xtalamiz. Bu yerda kondensator qoplamalari orasidagi maydon haqiqatdan ham elektr maydoniga tegishli ekanini ta'kitlashimiz lozim. Elektr maydoni bor joyda albatta uning energiyasi ham bo'ladi va uning zichligi (2.45a) ifoda bilan aniqlanadi.

Energiyaning ifodasi o'zgaruvchan maydon uchun ham o'rinli. Uni elektr maydon kuchlanganligi va elektr induksiya vektori orqali ham ifodalash mumkin.

$D = \epsilon \epsilon_0 E$ bo'lgani uchun

$$w = \frac{\epsilon_0 \epsilon E}{2} E = \frac{DE}{2} \quad (3.46)$$

yoki

$$w = \frac{D^2}{2\epsilon_0 \epsilon} \quad (3.47)$$

Izotropik muhitlarda \vec{E} va \vec{D} bir tomonga yo'nalgan vektor kattaliklar va $\vec{D} = (\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P})$ ekanini inobatga olib energiya zichligini quyidagicha yozish mumkin:

$$w = \frac{\vec{E} \vec{D}}{2} = \frac{\vec{E}(\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P})}{2} = \frac{\epsilon_0 \vec{E}^2}{2} + \frac{\vec{E} \vec{P}}{2} \quad (3.48)$$

Bundagi birinchi qo'shiluvchi \vec{E} maydon energiyasining vakuumdagi zichligiga. ikkinchi qo'shiluvchi esa dielektrikning qutblanish energiyasiga mos keladi.

Mavzu yuzasidan testlar

1. Elektr zaryadining miqdori o'lchov birligi qaysi?

- A) $1C = 1 \frac{A}{s}$ B) $1C = 1 \frac{S}{A}$ C) $1C = AS$ D) $1C = A \cdot \min$

2. Kulon qonunining formulasi qaysi?

- A) $F = \frac{q_1 q_2}{r^2}$ B) $F = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$ C) $F = \frac{q}{4\pi r^2}$ D) $F = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2}$

3. Elektr maydon kuchlanganligi formulasi va uning o'lchov birligi qaysi?

- A) $E = \frac{F}{q} \cdot \frac{C}{N}$ B) $E = \frac{F}{q} \cdot \frac{N}{C}$ C) $E = \frac{q}{F} \cdot \frac{N}{C}$ D) $E = F \cdot q \cdot \frac{N}{C}$

4. Elektr maydon kuch chiziqlar qanday zaryadlardan chiqib qaysi zaryadga kirib boradi?

- A) Manfiy zaryaddan chiqib, manfiyga kirib boradi.
 B) Manfiy zaryaddan chiqib, musbatga kirib boradi.
 C) Musbat zaryaddan chiqib, musbatga kirib boradi.
 D) Musbat zaryaddan chiqib, manfiyga kirib boradi.

5. Elektr dipol momentining formulasi qaysi?

- A) $P = q/l$ B) $P = q + l$ C) $P = q - l$ D) $P = q \cdot l$

6. Sferik sirt markazidagi musbat zaryad uchun Gauss teoremasining formulasi toping?

- A) $\Phi_E = q \epsilon_0$ B) $\Phi_E = \frac{q}{\epsilon_0}$ C) $\Phi_E = q - \epsilon_0$ D) $\Phi_E = q + \epsilon_0$

7. Ikkita bir xil sharcha bir-biridan 10 sm masofada turibdi. Ular bir xil miqdorda manfiy zaryadga ega bo'lib 0,23 mN kuch bilan o'zaro ta'sirlashadi. Har qaysi sharchadagi «ortiqcha» elektronlar sonini toping?

- A) $5 \cdot 10^{10}$ B) $4 \cdot 10^{11}$ C) 10^{11} D) $5 \cdot 10^{11}$

8. Elektrostatik maydon potensial formulasi va o'lchov birligi qaysi?

Bundagi $\frac{w}{d} = E$ -qoplamalar orasidagi maydon kuchlanganligi va $sd = V$ -qoplamalar orasidagi fazoning hajmi ekanini inobatga olsak

$$W = \frac{\epsilon_0 \epsilon}{2} E^2 V \quad (3.45)$$

hajmiga to'g'ri kelgan ulushini energiyaning zichligi deyiladi:

$$w = \frac{W}{V} = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} \quad (3.45a)$$

Demak, elektrostatik maydon energiyaga ega bo'lar ekan. U holda energiyaning manbai nima? Zaryadmi? Yoki ular hosil qilgan elektr maydonimi? Bu savollarga faqat elektrostatik maydon bilan tanishib javob berish mumkin emas. Chunki, elektrostatik maydon uni hosil qilgan zaryadlardan ajralgan holda yashay olmaydi. Nazariy va tadqiqotlarning natijalariga ko'ra o'zgaruvchan elektr maydon o'zgaruvchan magnit maydoni bilan birgalikda ularni hosil qilgan maydon manбайдan ajralgan holda ham yashay oladi. Bu masalaga keyinchalik to'xtalamiz. Bu yerda kondensator qoplamalari orasidagi maydon haqiqatdan ham elektr maydoniga tegishli ekanini ta'kitlashimiz lozim. Elektr maydoni bor joyda albatta uning energiyasi ham bo'ladi va uning zichligi (2.45a) ifoda bilan aniqlanadi.

Energiyaning ifodasi o'zgaruvchan maydon uchun ham o'rinli. Uni elektr maydon kuchlanganligi va elektr induksiya vektori orqali ham ifodalash mumkin.

$D = \epsilon \epsilon_0 E$ bo'lgani uchun

$$w = \frac{\epsilon_0 \epsilon E}{2} E = \frac{DE}{2} \quad (3.46)$$

yoki

$$w = \frac{D^2}{2\epsilon_0 \epsilon} \quad (3.47)$$

Izotropik muhitlarda \vec{E} va \vec{D} bir tomonga yo'nalgan vektor kattaliklar va $\vec{D} = (\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P})$ ekanini inobatga olib energiya zichligini quyidagicha yozish mumkin:

$$w = \frac{\vec{E}\vec{D}}{2} = \frac{\vec{E}(\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P})}{2} = \frac{\epsilon_0 \vec{E}^2}{2} + \frac{\vec{E}\vec{P}}{2} \quad (3.48)$$

Bundagi birinchi qo'shiluvchi \bar{E} maydon energiyasining vakuumdagi zichligiga, ikkinchi qo'shiluvchi esa dielektrikning qutblanish energiyasiga mos keladi.

Mavzu yuzasidan testlar

1. Elektr zaryadining miqdori o'lchov birligi qaysi?

A) $1C = 1 \frac{A}{s}$ B) $1C = 1 \frac{S}{A}$ C) $1C = AS$ D) $1C = A \cdot \text{min}$

2. Kulon qonunining formulasi qaysi?

A) $F = \frac{q_1 q_2}{r^2}$ B) $F = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$ C) $F = \frac{q}{4\pi r^2}$ D) $F = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2}$

3. Elektr maydon kuchlanganligi formulasi va uning o'lchov birligi qaysi?

A) $E = \frac{F \cdot C}{q \cdot N}$ B) $E = \frac{F \cdot N}{q \cdot C}$ C) $E = \frac{q \cdot N}{F \cdot C}$ D) $E = F \cdot q \cdot \frac{N}{C}$

4. Elektr maydon kuch chiziqlar qanday zaryadlardan chiqib qaysi zaryadga kirib boradi?

- A) Manfiy zaryaddan chiqib, manfiyga kirib boradi.
- B) Manfiy zaryaddan chiqib, musbatga kirib boradi.
- C) Musbat zaryaddan chiqib, musbatga kirib boradi.
- D) Musbat zaryaddan chiqib, manfiyga kirib boradi.

5. Elektr dipol momentining formulasi qaysi?

A) $P = q/l$ B) $P = q + l$ C) $P = q - l$ D) $P = q \cdot l$

6. Sferik sirt markazidagi musbat zaryad uchun Gauss teoremasining formulasi toping?

A) $\Phi_E = q \cdot \epsilon_0$ B) $\Phi_E = \frac{q}{\epsilon_0}$ C) $\Phi_E = q - \epsilon_0$ D) $\Phi_E = q + \epsilon_0$

ϵ_0

7. Ikkita bir xil sharcha bir-biridan 10 sm masofada turibdi. Ular bir xil miqdorda manfiy zaryadga ega bo'lib 0.23 mN kuch bilan o'zaro ta'sirlashadi. Har qaysi sharchadagi «ortiqcha» elektronlar sonini toping?

A) $5 \cdot 10^{10}$ B) $4 \cdot 10^{11}$ C) 10^{11} D) $5 \cdot 10^{11}$

8. Elektrostatik maydon potensial formulasi va o'lchov birligi qaysi?

A) $\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2}; V$ B) $\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r}; V$ C) $\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q^2}{r}; F$ D) $\varphi =$

$\frac{q^2}{4\pi r^2}; V$

9. Elektrostatik maydon potensial va elektr maydon kuchlanganligi orasidagi bag'lanish formulasi qaysi?

A) $E_x = -\frac{\partial\varphi}{\partial x}$ B) $E_x = \frac{\partial\varphi}{\partial x}$ C) $E_x = \partial\varphi \cdot \partial x$ D) $E_x = -\frac{\partial x}{\partial\varphi}$

10. Elektr sig'imi va uning o'lchov birligi.

A) $c = \frac{\varphi}{q}, F$ B) $c = \frac{q}{\varphi}, F$ C) $s = q \cdot \varphi, A$ D) $c = \frac{2q}{\varphi}, C$

11. Yassi kondesator sig'imining formulasi.

A) $c = \frac{s}{d}$ B) $c = \frac{\epsilon \cdot d}{s}$ C) $c = \frac{\epsilon \cdot s}{d}$ D) $s = \epsilon \cdot S \cdot d$

12. Shar shakldagi kondesatorning sig'imining formulasini toping?

A) $c = 4\pi\epsilon\epsilon_0 r$ B) $c = 4\pi\epsilon_0 \epsilon r$ C) $c = \pi\epsilon\epsilon_0 r$ D) $c = \frac{\pi\epsilon\epsilon_0}{r}$

13. Agar kondensator 1,4 V kuchlanishgacha zaryadlanganda u 28 nC zaryad bolsa, shu kondesatorning sig'imi qancha?

A) 30 nF B) 25 nF C) 40 nF D) 20 nF

14. Zaryadlangan kondesatorning energiyasining formulasi topilsin?

A) $W = \frac{q}{2c}$ B) $W = \frac{q^2}{2s}$ C) $W = \frac{q^2}{2c}$ D) $W = \frac{q \cdot c}{2}$

15. Elektrostatik maydon energiyasining formulasi ko'rsatilsin.

A) $W = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2}$ B) $W = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} \cdot d$

C) $W = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} S \cdot d$ D) $W = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} \cdot S$

16. Elektrostatik maydon energiyasining hajmiy zichligining formulasini ko'rsatilsin?

A) $\omega = \frac{\epsilon\epsilon_0 E}{2}$ B) $\omega = \frac{\epsilon\epsilon_0 E^2}{2}$ C) $\omega = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{2}$ D) $\omega = \frac{\epsilon\epsilon_0 d}{2}$

Mavzu yuzasidan savollar

1. Zaryad saqlanish qonuni deb nimaga aytiladi?
2. Kulon qonunini ta'riflang.
3. Qanday shartlar bajarilganda ikkita zaryadlangan jismlarning o'zaro ta'sir kuchini Kulon qonuni bilan topish mumkin?

4. Elektr doimiysi birligini XS dagi asosiy birliklar orqali ifodalang.

5. Elektr maydonini belgilovchi asosiy kattaliklarini ayting.

6. Elektr maydon kuchlanganligi

7. Zaryad sirt zichligi ta'rifi, formulasi va birligi.

8. Amalda elektr maydoni mavjudligini qanday bilish mumkin?

9. Elektr dipoli deb nimaga aytiladi?

10. Elektrostatik maydon potensialini ta'riflang.

11. Elektrostatik maydon kuchlanganlik vektori sirkulyatsiyasining ma'nosini ayting.

12. Ekvipotensial sirt deb qanday sirtga aytiladi?

13. Elektr maydonining potentsiali va kuchlanganligi qanday bog'langan?

14. Qutblangan va qutblanmagan dielektriklarning farqini ayting.

15. Qutblanish vektorini ta'riflang.

16. Elektr maydonlar kuchlanganliklari superpozitsiyasi.

17. Dielektriklar uchun Gauss teoremasini ayting.

MAVZU. O'ZGARMAS ELEKTR TOKI

Reja:

3.2.1. Elektr toki. Tok kuchi. Elektr tokining mavjud bo'lish sharti. Zanjirning bir qismi uchun Om qonuni. O'tkazgichlarni ulash usullari. Galvanik element mavjud bo'lgan zanjir uchun Om qonuni;

3.2.2. Tarmoqlangan o'zgarmas tok zanjiri. Kirxgof qoidalari. O'tkazgichlarning qarshiligini Uiston ko'prigi yordamida aniqlash;

3.2.3. O'zgarmas tokning ishi va quvvati. Joul-Lens qonuni;

3.2.4. Metallarda elektr toki. O'tkazgichlar. Metallar elektr o'tkazuvchanligining klassik-elektron nazariyasi;

3.2.5. Vakuumda elektr toki. Termoelektron emissiya. Kontakt potentsiallar ayirmasi. Termoelektrik hodisalari;

3.2.6. Gazlarda elektr toki. Nomustaqil va mustaqil razryad;

3.2.7. Suyuqliklarda elektr toki. Elektroliz. Faradey qonunlari. Tahiy va oqova suvlarni tozalash;

3.2.1. Elektr toki. Tok kuchi. Elektr tokining mavjud bo'lish shartlari. Zanjirning bir qismi uchun Om qonuni. O'tkazgichlarni ulash usullari. Galvanik element mavjud bo'lgan zanjir uchun Om qonuni

Zaryadli zarrachalarning tartibli harakatiga elektr toki deyiladi. Tok yo'nalishi uchun musbat zaryadlarning harakat yo'nalishi qabul qilingan. Odatda elektr toki elektr maydonining ta'sirida vujudga keladi. Elektr toki tashuvchi zarrachalarga erkin elektronlar, ionlar va o'zida ortiqcha zaryadi bo'lgan makrozarrachalar (zaryadlangan chang zarrasi va tomchilar) kiradi. O'tkazgichlarda elektr toki erkin elektronlarning batartib harakatidan iborat. Bu tasavvurni L.I.Mandelstam va N.D.Papaleksi 1912 yil hamda amerikalik fiziklar Styuart va Tolmenlar 1916 yil tajribalar yordamida to'liq tasdiqlanganlar.

Tok kuchi deb, o'tkazgichning ko'ndalang kesim yuzasidan dt vaqt davomida o'tib turgan dq zaryad miqdori bilan o'lchanadigan skolyar kattalikka aytiladi, ya'ni:

$$I = \frac{dq}{dt} \quad (3.49)$$

Vaqt o'tishi bilan tok kuchi va yo'nalishi o'zgarmaydigan tok o'zgarmas tok deyiladi. U holda tok kuchi

$$I = \frac{q}{t} \quad (3.50)$$

bilan aniqlanadi.

XBT da tok kuchi o'lchov birligi amper (A).

O'tkazgichdagi elektr toki elektronlarning tartibli harakatidan iborat ekanligini tasdiqlovchi tajribani birinchi bo'lib rus fiziklari L.I.Mandelstam va N.D.Papaleksi 1913-1914 yilda kuzatishgan. 1826 yilda Nemis fizigi G.S.Om tajriba yo'li bilan bir jinsli metall birinchi tur o'tkazgichdan o'tuvchi tok kuchi o'tkazgich uchlaridagi U -kuchlanishga to'g'ri proporsional va o'tkazgich qarshiligiga teskari proporsional ekanligini topdi.

Tajribalarning ko'rsatishicha, o'tkazgichdagi tok kuchi I o'tkazgichning uchlari orasidagi U kuchlanishga proporsional bo'lishini aniqlagan:

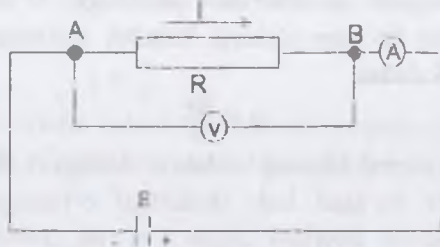
$$I = kU \quad (3.51)$$

bu yerda k -o'tkazuvchanlik yoki o'tkazgichning elektr o'tkazuvchanligi deb ataladi. O'tkazuvchanlikka teskari bo'lgan kattalik

$$R = \frac{1}{k} \quad (3.52)$$

o'tkazgichning elektr qarshiligi deyiladi. (3.51) formulaga (3.52) ni qo'yib quyidagi ifodani hosil qilamiz

$$I = \frac{U}{R} \quad (3.53)$$



105-rasm

(3.53) munosabat elektr zanjirining bir qismi uchun Om qonunini ifodalaydi.

O'tkazgichdagi tok kuchi o'tkazgich uchlaridagi kuchlanishga to'g'ri proporsional va o'tkazgichning qarshiligiga teskari proporsionaldir.

Elektr zanjiri tarkibida tok manbai, ya'ni E.Yu.K. mavjud bo'lsa, butun zanjir uchun Om qonuni quyidagicha yoziladi:

$$I = \frac{\varepsilon}{R+r} \quad (3.54)$$

bunda r -tok manbaining ichki qarshiligi, R -tashqi qarshilik. $R+r$ -to'la qarshilik va ε -tok manbai E.Yu.K (105-rasm).

Zanjirdagi tok kuchi tok manbasining E.Yu.K ga to'g'ri proporsional va zanjirning to'la qarshiligiga teskari proporsionaldir.

Qarshilikning o'lchov birligi uchun shunday o'tkazgichning qarshiligi olinadiki, o'tkazgich uchlaridagi kuchlanish $1V$ bo'lganda undan $1A$ tok kuchi o'tadi, bu birlik 1Ω (1 Om) deyiladi.

$$1 \Omega = 1V/1A$$

O'tkazgich qarshiligi uning o'lchamiga, shakliga va uning xossalriga hamda qanday materialdan yasalganligiga bog'liq bo'ladi. Metall o'tkazgichning tokka ko'rsatadigan qarshiligi erkin elektronlarning metall panjara tugunlaridagi ionlar bilan to'qnashishi tufayli hosil bo'ladi va shuning uchun ham qarshilik o'tkazgichning shakli, o'lchamlari va modda tuzilishiga bog'liq, ya'ni

$$R = \rho \frac{l}{S} \quad (3.55)$$

bu yerda l -o'tkazgich uzunligi, S -o'tkazgich ko'ndalang qirsim yuzasi, ρ -o'tkazgich solishtirma qarshiligi. O'tkazgich materiali xossasiga bog'liq bo'lgan elektrik kattalik solishtirma qarshilik deb ataladi. (3.55) ifodadan

$$\rho = \frac{RS}{l} \quad (3.56)$$

Solishtirma qarshilikning o'lchov birligi— $1 \Omega \cdot m$. Qirrasining uzunligi 1 metr bo'lgan kub shakldagi o'tkazgichning qarshiligi solishtirma qarshilik deyiladi. Agar $l = 1m$, $S = m^2$ bo'lsa $\rho = R$ bo'ladi. Demak, solishtirma qarshilik ham qarshilik ekan. O'tkazgich qarshiligi va solishtirma qarshiligi temperaturaga bog'liq. Temperatura o'shishi bilan metall panjarasidagi ionlarning xaotik harakati tezlashadi va elektronlarning tartibli harakati qiyinlashadi. Shuning uchun o'tkazgichlarning qarshiligi va solishtirma qarshiligi temperatura ortishi bilan chiziqli ravishda ortadi, ya'ni buning uchun quyidagilarni yozish mumkin:

$$R = R_0(1 + \alpha t) \text{ va } \rho = \rho_0(1 + \alpha t), \quad (3.57)$$

bu yerda R_0 , ρ_0 -mos ravishda o'tkazgichning $0^\circ C$ dagi qarshiligi va solishtirma qarshiligi, α qarshilikning tempik koeffitsienti. O'tkazgichning solishtirma qarshiligiga teskari bo'lgan fizik kattalik o'tkazgichning solishtirma otkazuvchanligi deyiladi ((3.86) gaqarang):

$$\frac{1}{\rho} = \sigma. \quad (3.58)$$

XBT da o'tkazuvchanlik birligi qilib-1 simens (1sm) qabul qilingan,

$$1sm = \frac{1A}{1V} \text{ ga teng.}$$

Metallar qarshiligining temperaturaga bog'liqligidan foydalanib haroratni o'lchash asboblari yasash va avtomatik qurilmalarni boshqarishda foydalaniladi. Ularning orasida eng muhimi qarshilik elektr termometridir. Qarshilik elektr termometrilarining tuzilishi qarshilikning haroratga bog'lik bo'lishiga asoslangan: o'tkazgich qarshiligi kattaligiga qarab qarshilikka mos harorat hisoblab chiqariladi.

Elektr tokining o'tkazgich ko'ndalang kesim yuzasi bo'yicha taqsimlanishi tok zichligi deyiladi va quyidagi formula bilan ifodalanadi

$$j = \frac{I}{S} \quad (3.59)$$

Zanjirning bir qismi uchun Ohm qonuni formulasidagi R qarshilik o'rniga, qarshilik ifodasidagi kattaliklarni qo'yib tok zichligini topaylik

$$j = \frac{I}{S} = \frac{U}{RS} = \frac{U}{\rho \frac{lS}{S}} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{U}{l} = \sigma \frac{U}{l} = \sigma E \quad (3.60)$$

bu yerda σ -o'tkazgichning o'tkazuvchanligi, $E = \frac{U}{l}$ -o'tkazgich elektr maydon kuchlanganligi. (3.60) ifodadan

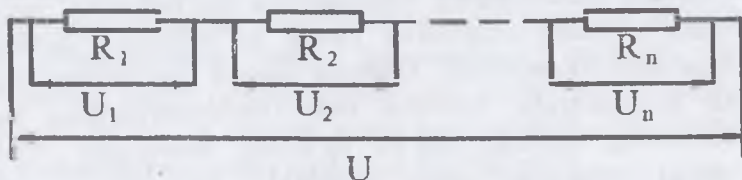
$$j = \sigma E \quad (3.61)$$

formulani olish mumkin. Shunday qilib, o'tkazgichlarda tok hosil qiluvchi zaryadlarning yo'nalishi \vec{E} elektr maydon kuchlanganligi vektori yo'nalishi bo'yab bo'ladi, o'z navbatida, \vec{E} bilan \vec{j} tok zichlik vektorlari yo'nalishlari mos tushadilar. (3.61) formula o'tkazgich ichidagi ixtiyoriy nuqtadagi tok zichligini, shu nuqtadagi elektr maydon kuchlanganligi bilan bog'laydigan bu munosabat Ohm qonunining differensial ko'rinishini ifodalaydi.

O'tkazgichlarni ikki xil usulda ulash mumkin:

- 1) ketma-ket ulash,
- 2) parallel ulash.

Ketma-ket ulash deb, oldingi o'tkazgichning oxiriga keyingi o'tkazgichning boshini ulash usuliga aytiladi. Ketma-ket ulashda zanjirning barcha qismlaridan o'tadigan tok kuchi bir xil, kuchlanish har xil bo'ladi (106-rasm).



106-rasm.

$$I_{um} = I_1 = I_2 = I_3 = \dots = I_n, \quad (3.62)$$

$$U_{um} = U_1 + U_2 + U_3 + \dots + U_n. \quad (3.63)$$

Ketma-ket ulangan zanjirning umumiy qarshiligi (3.53) ifodaga asos

$$R_{um} = R_1 + R_2 + R_3 + \dots + R_n \quad (3.64)$$

ga teng ekanligi kelib chiqadi.

Bu ifoda asosan ketma-ket ulangan zanjirning umumiy qarshiligi alohida o'tkazgichlar qarshiliklarining algebrik yig'indisiga tengligi kelib chiqadi.

O'tkazgichlarni parallel ulash deb, o'tkazgichlarning birinchi uchlari bir tugunga, ikkinchi uchlari ikkinchi tugunga ulangan o'tkazgichlar tizimiga aytiladi.

Parallel ulashda har bir tarmoqdagi va butun tarmoqdagi kuchlanish bir xil, tok kuchlari esa har xil bo'ladi:

$$U_{um} = U_1 = U_2 = U_3 = \dots = U_n, \quad (3.65)$$

$$I_{um} = I_1 + I_2 + I_3 + \dots + I_n. \quad (3.66)$$

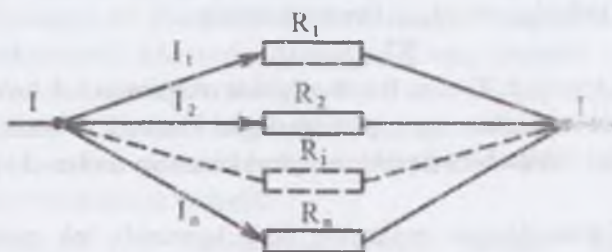
Om qonuniga asosan (3.66) ifodani

$$\frac{U_{um}}{R_{um}} = \frac{U_1}{R_1} + \frac{U_2}{R_2} + \dots + \frac{U_n}{R_n} \quad (3.67)$$

ko'rinishida yozib, bundan (3.65) ga asosan

$$\frac{1}{R_{um}} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \dots + \frac{1}{R_n} \quad (3.68)$$

ifoda hosil bo'ladi. Bu ifodaga asosan parallel ulangan zanjirning umumiy qarshiligi alohida o'tkazgichlarning qarshiligidan ham kichik ekanligi kelib chiqadi.



107-rasm.

Qarshilikni oshirish uchun o'tkazgichlar ketma-ket, kamaytirish uchun esa parallel ulanadi (107-rasm).

3.2.2. Tarmoqlangan o'zgarmas tok zanjiri. Kirxgof qoidalari. O'tkazgichlarning qarshiligini Uiston ko'prigi yordamida aniqlash

Tarmoqlanmagan elektr zanjiri deb o'tkazuvchilardan tashqari topgan va faqat bitta berk konturdan iborat bo'lgan eng soddala elektr zanjiriga aytiladi. Tarmoqlanmagan zanjirlarning barcha qismlarida tok kuchi bir xil bo'ladi. Tarmoqlanmagan zanjirlarning tok kuchini elektr yurituvchi kuchini (E.Yu.K) va qarshiligini aniqlashda zanjirning bir qismi uchun hamda butun zanjir uchun Ohm qonunlaridan foydalanilsa bo'ladi.

Tarmoqlangan elektr zanjiri ancha murakkab bo'ladi.

Tarmoqlangan zanjir berk konturining alohida qismlarida tok kuchlari kattalik jihatdan ham, yo'nalishi jihatdan ham turlicha bo'lishi mumkin. Tarmoqlangan zanjirni Ohm qonunlariga ko'ra bevosita hisoblash qiyin, ammo Kirxgof qoidalari qo'llab bunday hisobni soddalashtirish mumkin.

Zanjirning uchtadan kam bo'lmagan o'tkazgichlari birlashadigan nuqtasi tugun deyiladi. Bunda tugunga keluvchi toklarni musbat, tugundan ketayotgan toklarni manfiy deb hisoblash shartli ravishda qabul qilingan.

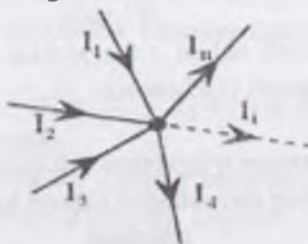
Kirxgof qoidalari:

1) Tugundagi toklarning algebraik yig'indisi nolga teng. $I_{ket} + I_{ket} = 0$ yoki $I_{ket} = -I_{ket}$. Umumiy holda:

$$\sum_{i=1}^n I_i = 0 \quad (3.69)$$

bu yerda $i = 1, 2, 3, \dots, n$. Bu munosabat o'zgarimas tok bo'lganda, tugunlarda zaryadlarning to'planmasligini bildiradi. Demak, tugunga vaqt birligi ichida bir xil elektr miqdori kiradi va undan chiqadi (108-rasm).

2) Tarmoqlangan zanjimning berk konturida tok manbalarining elektr yurituvchi kuchlarining

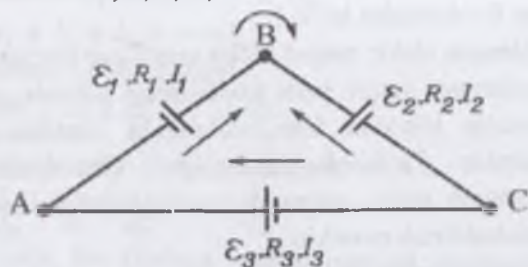


108-rasm.

algebraik yig'indisi tok kuchining bu konturning tegishli qismlari qarshiliklariga ko'paytmalarning algebraik yig'indisiga teng (109-rasm)

$$\sum_{i=1}^n \varepsilon_i = \sum_{i=1}^n I_i R_i \quad (3.70)$$

Bunda ε - E.Yu.K., $i = 1, 2, 3, \dots$,



109-rasm.

O'tkazgichlarning qarshiligini o'lchash

110-rasmda o'tkazgichlarning qarshiligini o'lishda keng qo'llaniladigan "Uistonko'prikchasi" tasvirlangan. Sxemada elektr yurituvchi kuchi ε bo'lgan tok manbai, R_0 -ma'lum bo'lgan

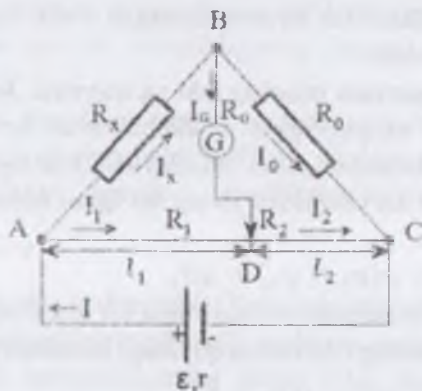
qarshilik, R_x -izlayotgan (o'lganayotgan) qarshilik, G -galvanometr va bir jinsli o'tkazgich AC (reoxord) bor, bu o'tkazgich bo'ylab D ilgichli kontakt harakatlanadi. Reoxord ostida uning l_1 va l_2 qismlari uzunligini aniqlashga xizmat qiladigan hisob lineykasi joylashgan.

Qarshilikni o'lchash uchun D kontakti shunday vaziyatga qo'yiladiki, unda galvanometr tarmoqlarida tok to'xtasin (galvanometr strelkasi og'maydi).

Bunda $R_x = R_0 \frac{l_1}{l_2}$ munosabat o'rinli bo'ladi, ana shu munosabatdan R_x izlanayotgan qarshilik aniqlanadi. Bu munosabatni qanday hosil qilish mumkin?

Ko'priknining tarmoqlangan zanjirining barcha qismlari uchun tok kuchlari va qarshiliklarning belgilarini kiritamiz, bunda tok yo'nalishlarini ham ko'rsatamiz (110-rasm).

Endi Kirxgof qoidalari foydalanib quyidagicha yozish mumkin:



110-rasm.

$$I_x - I_0 - I_G = 0 \text{ (B tugun uchun).}$$

$$I_1 - I_2 + I_G = 0 \text{ (D tugun uchun).}$$

$$I_x R_x + I_G R_G - I_1 R_1 = 0 \text{ (ABDA kontur uchun).}$$

$$I_0 R_0 - I_2 R_2 - I_G R_G = 0 \text{ (BCDB kontur uchun).}$$

Shartga muvofiq, $I_G = 0$. Shuning uchun oxirgi tengliklar quyidagi ko'rinishga keladi:

$$I_x = I_0, I_x R_x = I_1 R_1,$$

$$I_1 = I_2, I_0 R_0 = I_2 R_2.$$

Uchinchi tenglamani to'rtinchi tenglamaga hadma-had bo'lib va oldingi ikki tenglamani hisobga olib, quyidagini hosil qilamiz:

$$\frac{R_x}{R_0} = \frac{R_1}{R_2}$$

va bundan

$$R_x = R_0 \frac{R_1}{R_2}.$$

Qarshilik formulasiga muvofiq $R_1 = \rho \frac{l_1}{S}$ va $R_2 = \rho \frac{l_2}{S}$, bu yerda ρ va S lar AC simning solishtirma qarshiligi va ko'ndalang kesim yuzi.

Shuning uchun

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{l_1}{l_2} \text{ va } R_x = R_0 \frac{l_1}{l_2}. \quad (3.70')$$

Bu formuladan foydalanib izlanayotgan (o'lganayotgan) qarshilik topiladi.

Kirxgof qoidalaridan tarmoqlanmagan elektr zanjilari uchun ham foydalanish mumkin.

3.2.3. O'zgarmas tokning ishi va quvvati. Joul-Lens qonuni

Qarshiligi R va $\varphi_1 - \varphi_2 = U$ kuchlanishda bo'lgan o'tkazgichda o'zgarmas tok bajargan ishni aniqlaylik. Tok q-zaryadning elektr maydon ta'sirida ko'chishidan iborat bo'lgani uchun bajarilgan ishni aniqlash mumkin

$$A = q(\varphi_1 - \varphi_2) = qU, \quad (3.71)$$

bu yerda $q = It$ ekanligini va zanjirning bir qismi uchun Om qonunini inobatga olib, tokning ishi uchun quyidagi ifodalarni yozish mumkin

$$A = IUt = I^2 R t = \frac{U^2}{R} t. \quad (3.72)$$

Bunda t - ish bajarilayotgan vaqt.

Vaqt birligi ichida bajarilgan ish quvvat ekanligini inobatga olib, bu (3.72) tenglamaning har bir hadini t -vaqtga bo'lib, o'zgarmas tok quvvatini aniqlovchi ifodalarini olamiz.

$$N = IU = I^2 R = \frac{U^2}{R} \quad (3.73)$$

Tok ishi J (Joul) larda, quvvati esa W (vatt) larda o'ichalanadi.

Joul-Lens qonuni

O'tkazgichdan elektr toki o'tganda o'tkazgichdan ajralib chiqqan issiqlik miqdorini Joul-Lenslar tajribalari asosida aniqlagan.

O'tkazgichdan elektr toki o'tganda undan ajralib chiqqan issiqlik miqdori tok kuchining kvadratiga, qarshilikka va tok o'tib turgan vaqtga to'g'ri proporsionaldir. Ajralib chiqqan issiqlik miqdorini quyidagi ifodalash mumkin:

$$Q = I^2 R t = \frac{U^2}{R} t \quad (3.74)$$

bu ifoda Joul-Lens qonunining formulasidir.

Bu qonun birinchi marta tajriba yo'li bilan J.P.Joul va E.X.Lens tomonidan aniqlangan. Joul-Lens qonunining differensial ko'rinishidagi tenglamasi ((3.86) 3.2.4. qarang)

$$w = \sigma E^2. \quad (3.74 a)$$

Bunda σ -o'tkazgichning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi.

Vaqt birligi ichida o'tkazgichning bir-birlik hajmida ajralgan issiqlik miqdori w ga tok issiqlikligining hajmiy quvvat zichligi deyiladi.

Shunday qilib, Joul-Lens qonuni quyidagicha ta'riflanadi: vaqt birligi ichida o'tkazgichning hajm birligida ajralgan issiqlik miqdori o'tkazgichdagi elektr maydon kuchlanganligining kvadratiga proporsionaldir.

3.2.4. Metallarda elektr toki. O'tkazgichlar. Metallar elektr o'tkazuvchanligining klassik-elektron nazariyasi

Metallarda tok tashuvchilarning tabiati bilan tanishamiz. Bizga ma'lumki, barcha moddalar, shu jumladan metallar ham, atom va molekullardan, atom va molekullar esa o'z navbatida musbat va manfiy zaryadlangan zarrachalardan tashkil topgan. U holda metallarda elektr toki qanday zaryadlarning oqimidan iborat? Bu savolga javob berish maqsadida bir qator olimlar ajoyib nozik tajribalarni amalga oshirganlar. Masalan, 1901 yilda nemis olimi K.Rikke, mis va alyuminiydan yasalgan, radiuslari bir xil uchta silindrlarni ketma-ket ulab, ular orqali bir yil davomida tok o'tkazib turgan (111-rasm).

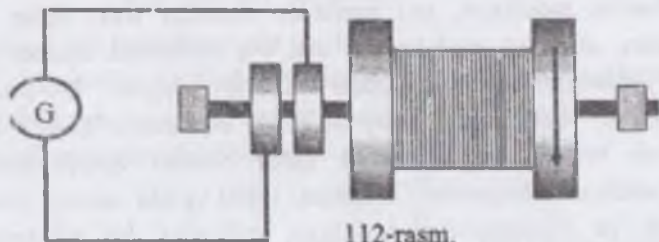


111-rasto

Ushbu sistema orqali 3,5 million kulon zaryad o'qib o'tganligiga qaramasdan silindrlarning moddalari bir-biriga, hatto mikroskopik miqdorda ham o'tib qolmaganligi kuzatilgan. Demak, metallar tarkibidagi musbat ionlar zaryad tashishda ishtirok etmaganlar. U holda metallarda elektr toki ularning hammalari uchun umumiy bo'lgan zarrachalar oqimidan iborat bo'lsa kerak degan xulosaga kelingan.

Bu taxminni isbotlash maqsadida tok tashuvchilar zaryadining ishorasi va solishtirma zaryadini (tok tashuvchi zaryadini uning massasiga nisbatini) aniqlashga kirishilgan. 1916 yili amerikalik fiziklar R. Tolmen va B. Styuartlar tajribada, haqiqatda ham metallarda tok tashuvchilar 1897 yilda ingliz olimi J.J. Tomson tomonidan kashf etilgan, manfiy zaryadli elektronlar ekanligini aniqlaganlar. Ularning tajribasi quyidagi g'oyaga asoslangan.

Agar metall tarkibida erkin harakatlana oladigan zaryadli zarrachalar mavjud bo'lsa, metall harakatga kelganda ular ham metall bilan birga harakatlanadilar va metall keskin to'xtatilsa zarrachalar inersiya hisobiga o'z harakatlarini davom ettirib metallda tok hosil qilishlari mumkin. Mazkur g'oyani amalda tekshirib ko'rish uchun quyidagi qurilmadan foydalandilar (112-rasm):



112-rasm.

Uzunligi L bo'lgan sim o'ralgan g'altak ϑ chiziqli tezlik bilan aylanma harakatga keltiriladi. G'altak uchidagi sirpanuvchi kontaktlar orqali G galvanometrqa ulangan. G'altak harakatlanganda, uning tezligiga teng tezlik bilan o'tkazgichning erkin zaryadlari ham harakatlanadilar. Agar qisqa vaqt davomida g'altak keskin to'xtatilsa o'tkazgichning erkin zaryadlari inersiya hisobiga harakatlanishni davom ettirib, g'altakning uchlaridan birida to'planadilar. Natijada g'altak uchlari orasida U potentsiallar ayirmasi hosil bo'lib galvanometr orqali o'zgaruvchan i tok o'tadi:

$$U = iR \quad (3.75)$$

bunda R - zanjirning umumiy qarshiligi.

G'altak uchlarida hosil bo'lgan potentsiallar ayirmasi hosil qilgan o'tkazgich ichidagi $E = U/L$ maydon kuchlanganligi zaryadlarni tormozlab ularning impulslarini $m\vartheta$ dan nolgacha kamaytiradi. Tok tashuvchi zaryadini e bilan belgilasak, mazkur maydon ta'sirida unga $F = eE$ tormozlovchi kuch ta'sir etadi.

Nyutonning ikkinchi qonuniga ko'ra

$$md\vartheta = Fdt = eEdt = \frac{eU}{L} dt = \frac{eR}{L} idt = \frac{eR}{L} dq \quad (3.76)$$

bu yerdagi $dq = idt$ galvanometr orqali dt vaqt ichida oqib o'tgan zaryad miqdori. U holda:

$$\int_V^0 mdV = \int_0^q \frac{eR}{L} dq,$$

yoki

$$-mV = \frac{eR}{L} q,$$

bundan

$$\frac{e}{m} = -\frac{LV}{Rq}. \quad (3.77)$$

Tolmen va Styuart tajribasida $\vartheta = 300$ m/s gacha, $L = 500$ metrgacha bo'lgan mis, alyuminiy, kumush simlar o'ralgan g'altaklar ishlatilgan. Tajribada aniqlangan R va q larning qiymatlaridan foydalanib, Styuart va Tolmenlar metallardagi tok tashuvchilarning solishtirma zaryadini aniqladilar:

$$\frac{e}{m} = -1,76 \cdot 10^{11} C/km.$$

Olingan natija 1911 yilda amerikalik olim Milliken tomonidan, vakuumda harakatlanayotgan elektronlar uchun olingan natija bilan bir xil bo'lgani sababli, metallarda tok tashuvchilar erkin elektronlar ekanligi tasdiqlandi.

Metallarda elektr o'tkazuvchanligining klassik elektron nazariyasi

Metallar tarkibida erkin elektronlar qanday paydo bo'ladi? Metallarning neytral atomlari bir-birlariga ma'lum masofaga yaqinlashganlarida ularning orasida o'zaro tortishish kuchlari paydo bo'ladi va metallning kristall panjarasi hosil bo'ladi.

Kristall panjara hosil qilgan atomlarning valent elektronlari joylashgan tashqi qobiqlari bir-biriga kirishib ketadi. Natijada valent elektronlarning o'z atomlari bilan bog'lanishi juda susayib ketadi va issiqlik harakatlari tufayli o'z atomlaridan osonlikcha ajralib butun kristall bo'ylab bemaol tartibsiz harakatlana oladilar. Elektronlaridan ayrilgan metallning musbat ionlari esa bir-birlari bilan mustahkam bog'langan holda tebranma harakat qiladilar. Bunda metall ichida erkin elektronlar hosil qilgan elektr maydon kuchlanganligi musbat ionlar hosil qilgan maydon kuchlanganligi bilan o'zaro kompensatsiyalanishini unutmash kerak.

Mazkur g'oyaga asoslanib, Drude va Lorenslar 1904-1907 yillarda metall o'tkazuvchanligining klassik elektron nazariyasini yaratdilar. Ular erkin elektronlarni ideal gaz qonunlariga bo'ysunadigan elektron gaz deb fikr yuritdilar. Agar bir valentli metall atomining har biri bittadan, ikki valentligi esa ikkitadan erkin elektron hosil qiladi deb faraz qilsak metalldagi erkin elektronlarning konsentratsiyasi, ya'ni bir 1m^3 hajmdagi soni 10^{28} - 10^{29} m^{-3} , ya'ni juda katta bo'ladi. Ammo ideal gazlarda kuzatilganidek erkin elektronlar kristall panjaraning ionlari va boshqa elektronlar bilan faqat o'zaro to'qnashganda ta'sirlashadi deb faraz qilinadi. Shuning uchun ham ular faqat kinetik energiyaga ega bo'ladilar:

$$\frac{m\bar{v}^2}{2} = \frac{3kT}{2} \quad (3.78)$$

bundan elektronning o'rtacha kvadratik tezligi:

$$\sqrt{\vartheta^2} = u = \sqrt{\frac{3kT}{m}} \quad (3.79)$$

bu erda $k=1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$ -Bolsman doimiysi, $m=9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ elektronning massasi, T -absolyut temperatura.

Elektronning bir to'qnashuvdan ikkinchi to'qnashuvgacha bosib o'tgan yo'lini, uning erkin yugirish yo'li l , o'tgan vaqtini esa erkin yugirish vaqti τ deyiladi:

$$\tau = l/u \quad (3.80)$$

u elektronning o'rtacha kvadrat tezligiga yaqin o'rtacha tartibsiz harakat tezligi.

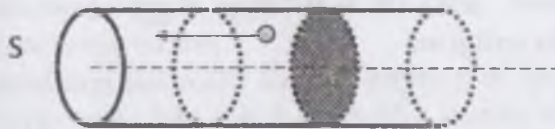
Agar metall ichida bir jinsli elektr maydon kuchlanganligi \vec{E} hosil qilinsa, elektronlar, zaryadi manfiy bo'lgani uchun, maydonga teskari yo'nalishda qo'shimcha ϑ tezlik oladi. Uning natijaviy v tezligi tartibsiz u va tartibli ϑ tezliklarning yig'indisiga teng bo'lib qoladi.

$$v = u + \vartheta$$

Tartibsiz harakat tezligining maydon yo'nalishiga mos kelish yoki teskari bo'lish ehtimolliklari bir xil bo'lgani uchun uning o'rtacha qiymati nolga teng.

$$\langle v \rangle = u + \vartheta = \langle \vartheta \rangle$$

Ko'ndalig kesimi S bo'lgan silindrsimon o'tkazgich olib uning o'qi bo'ylab elektr maydon kuchlanganligi hosil qilsak, elektronlar 113-rasmدا ko'rsatilgan yo'nalishda o'rtacha tartibli harakat tezligiga erishadi.



113-rasm

Buholda dt vaqtichida S yuzadan ϑdt masofada joylashgan, ya'ni $dV = S\vartheta dt$ hajmdagi elektronlarning barchasi o'tadi. Agar metalldagi erkin elektronlar konsentratsiyasi n bo'lsa dt vaqtichida S yuzadan o'tgan zaryadlar miqdori $dq = enS\vartheta dt$.

U holda tok kuchining zichligi

$$j = I/S = dq/St = en \langle v \rangle. \quad (3.81)$$

Tok zichligi va tezlik vektor kattaliklar ekanini hisobga olsak

$$\vec{j} = en \langle \vec{v} \rangle. \quad (3.82)$$

(2.228) ifoda yordamida metallidagi erkin elektronlarning o'rtacha tartibli harakat tezligini baholash mumkin. Faraz qilaylik, misdan ($n = 8 \cdot 10^{28} m^{-3}$) yasalgan o'tkazgichdan zichligi $j = 10^7 A/m^2$ bo'lgan, nisbatan kuchli tok o'tayotgan bo'lsin. U holda $\langle v \rangle$ ning qiymati:

$$\langle v \rangle = j/ne = 10^7 / 8 \cdot 10^{28} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} = 0,78 \cdot 10^{-2} m/s$$

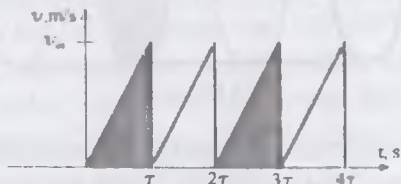
Demak, ancha katta toklarda ham $\langle v \rangle \ll u_{kv}$ bo'ladi va shu sababli o'tkazgich ichida hosil qilingan elektr maydon kuchlanganligi (18.1)-(18.3) ifodalarni o'zgartirib yubormaydi. O'tkazgich ichidagi elektr maydon uning elektronlarining har biriga $f = eE$ kuch bilan ta'sir etadi. Elektronlar $a = f/m = eE/m$ tezlanish oladilar, shuning uchun ularning tartibli harakat tezligi erkin yugurish vaqti davomida chiziqli ravishda o'sadi;

$$v_m = a\tau. \quad (3.83)$$

Amme erkin yugurish vaqtining oxirida elektron kristall panjaraning ionlari bilan to'qnashib tartibli tezligini butunlay yo'qotadi. Tezlikning o'zgarish jarayonini 114-rasmdagi grafik asosida izohlash mumkin. Rasmdan ko'rinib turibdiki, davriy ravishda elektronning tezligi 0 dan v_m o'zgarib turadi

$$v_m = a\tau = \frac{eE\tau}{m} = \frac{eEl}{mu}, \quad (3.84)$$

uning o'rtacha tezligi esa



114-rasm.

$$\langle v \rangle = (0 + v_m)/2 = eEl/2mu. \quad (3.85)$$

(3.85) ni (3.81) ga qo'ysak

$$j = \frac{ne^2 l}{2mu} E = \sigma E, \quad (3.86)$$

ya'ni Om qonunining differensial ko'rinishi hosil bo'ladi. (3.86)
dagi

$$\sigma = ne^2 l / 2mu \quad (3.87)$$

o'tkazgichning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi deyiladi.

Demak, elektron nazariya Om qonunini tushuntirish bilan birga metallning solishtirma elektr o'tkazuvchanligini hisoblashga ham imkon beradi.

Drude-Lorens nazariyasi, uning ayrim kamchiliklarini hisobga olmaganda, metallarda bo'ladigan kinetik hodisalar mexanizmini anglashga imkon beradi. Masalan, elektr toki o'tganda metallardan issiqlik ajralish hodisasi quyidagicha sodir bo'ladi.

O'tkazgich ichidagi elektr maydoni ish bajarib, elektronlarga tezlanish beradi. Metall ionlari bilan to'qnashganda esa elektronlar kristal panjaraga erkin yugirish vaqtida to'plagan energiyasini beradi, natijada metall qiziydi.

Erkin yugurish yo'lining boshida elektron $\frac{1}{2} mu^2$ kinetik energiyaga ega bo'ladi. Ion bilan to'qnashuv oldidan esa uning energiyasi $\frac{1}{2} m(u + v_{max})^2$ qiymatga ega bo'ladi. Mazkur energiyalarning farqi to'qnashuvdan so'ng kristal panjaraning ioniga beriladi.

$$\frac{1}{2} m(u + v_m^2) - \frac{1}{2} mu^2 = \frac{1}{2} m(2uv_m + v_m^2) = \frac{1}{2} m v_m^2.$$

Elektronlarning dreyf tezligi $\langle v \rangle$ uning issiqlik harakat tezligidan juda kichik bo'ladi.

Agar metalldagi elektronlar konsentratsiyasi n bo'lsa, uning birlik hajmidan birlik vaqt ichida ajralib chiqadigan issiqlik miqdori, ya'ni differensial quvvati:

$$w = \frac{nm}{2\tau} v_m^2 \frac{nm\mu}{2l} \left(\frac{el}{mu} E \right) = \frac{ne^2 l}{2mu} E^2 = \sigma E^2,$$

ya'ni

$$w = \sigma E^2 \quad (3.88)$$

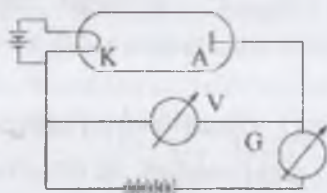
(2.238) tenglik haqiqatdan ham Joule-Lens qonunining differensial ifodasidir.

3.2.5. Vakuumda elektr toki. Termoelektron emissiya.

Kontakt potentsiallar farqi. Termoelektrik hodisalari

Metallardagi isitilgan jismlardan elektronlarning uchib chiqish hodisasi termoelektron emissiya deyiladi. Erkin elektronlar xaotik harakati natijasida, bu elektronlarning ayrimlarini kinetik energiyasi, elektronlarning metalldan chiqish ishidan kattaroq bo'ladi va ular metallan vakuumga chiqib ketadi. Natijada metall ma'lum miqdorga musbat zaryadlanadi va o'ziga emissiya natijasida chiqib ketayotgan elektronlarni torta boshlaydi. Shunday qilib, bir tomonidan elektronlar metallan emissiyalanib chiqsa, ikkinchi tomondan bu elektronlarni ma'lum qismi shu metall atrofida ushlanib qoladi va elektronlar bulutini hosil qiladi. Agar metallning temperaturasi ko'tarilsa tabiiyki, emissiyalangan elektronlar soni, metallga qaytuvchi elektronlar sonidan katta bo'ladi. O'zgarmas temperaturada vaqt birligida metallan ajralib chiqayotgan elektronlar soni shu metallga qaytib kelayotgan elektronlar soniga teng bo'ladi.

Termoelektron hodisani tajribada kuzatishning elektr sxemasi 115-rasmda ko'rsatilgan. Agar qizdirilgan metall vakuum trubkasining katodi sifatida sxemaga ulansa, anodda kuchlanish ortishi bilan elektr zanjirda emissiya toki hosil



115-rasm

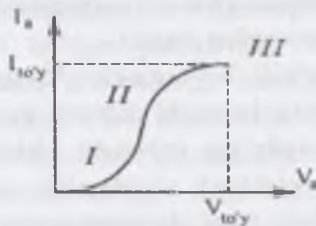
bo'lib, ortib boradi va bu tok kuchlanishining biror qiymatida to'yinadi. To'yingan emissiya tokining kattaligi Richardson-Deshman formulasi bilan aniqlanadi.

$$j_t = S(1 - \bar{r})BT^2 e^{-\frac{A}{kT}} \quad (89)$$

bu yerda: \bar{r} -emitter-vakuum chegarasidan elektronlar qaytishi o'rtacha koeffetsenti $B = 120,4 \frac{A}{sm^2 \cdot C^2}$ bo'lib-Richardson doimiysi deb ataladi, S -metall-emitterning yuzi, A -elektronlarning metallan chiqish ishi, k

Bolsman doimiysi, e -natural logarifmning asosi. Agar katod qiyin eriydigan metallardan (masalan, volframdan) yasalgan bo'lsa, to'yinish toki I_t ni olish uchun emitterini 2500-2600 K gacha qizdirish kerak bo'ladi.

Anod tokining anod kuchlanishga bog'liqlik grafigi:



116-rasm.

$$I = f(U_a),$$

II termoelektron emissiya elektr sxemasining (biz ko'rayotgan holda diodining) volt amper xarakteristikasi (VAX) deyiladi (116-rasm), VAX grafigidan ko'rinib to'ribdiki, katoddan anodga yo'nalgan elektronlar hosil qilgan termoelektron tok Om qonuniga bo'ysinmaydi. Agar tok va kuchlanish bog'lanishini

$$I = \alpha_0 U_a^\alpha$$

ko'rinishda approksimatsiya qilsak ($\alpha_0 \sim \frac{1}{R}$ ga bog'liq proporsionalik koeffitsient, α -ko'rsatgich darajasi), 116-rasmdan ko'rinib to'ribdiki, I sohada $\alpha < 1$, II sohada $\alpha > 1$, III sohada $\alpha < 1$.

Tok bilan kuchlanishning II sohada bog'liqligi

$$I = \alpha_0 U_a^{3/2} \quad (3.89')$$

ko'rinishga ega ekanligini Boguslavskiy va Lengmyur tajribada aniqladilar. Bu ko'rinishdagi ifoda «3/2» qonuni ham deb yo'ritiladi.

Katod va anod orasidagi tok Om qonuniga bo'ysinmasligini katod atrofida manfiy «bulut» hosil bo'lishi bilan tushuntirish mumkin.

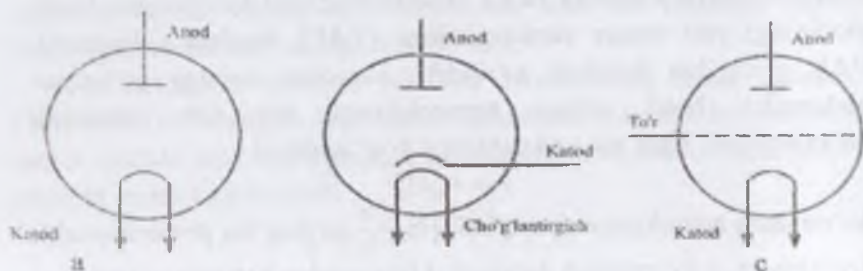
Elektron emissiya hodisasi asoslangan vakuum lampalar yasash, elektron emissiya hodisasining fizik parametrlarini o'lchash va ularni tahlil qilishda ishlatiladi:

- 1) o'zgaruvchan tokni o'zgarmas tokka aylantirish, yani tug'rilagich sifatida;

2) har xil chastotali elektr tebranishlarni kuchaytirish, hosil qilishda.

Ikki elektrodli lampalar diod, uch elektrodli, to'rt va besh elektrodli lampalar mos ravishda, triod, tetrad va pentod deyiladi. 117 a,b-rasmlarda diodlar, 117c-rasmda triodlarning simvolik sxemalari keltirilgan. O'zgaruvchan tokni o'zgarmas tokka to'g'rilagichi sifatida ishlatilgan diod kenotron deb ataladi.

Diod ikki xil bo'ladi: bevosita chog'lanuvchi katodli diod (117a-rasm). Bilvosita cho'g'lanuvchi katodli diod (117b-rasm). Triodda katod bilan anod oralig'iga uchunchi elektrod-to'r joylashtirilgan. (117b-rasm), shu elektrod yordamida anod tokining keskin o'zgarishiga olib keladi. Agar «boshqaruvchi» to'rda kuchlanish nolga teng bo'lsa, triod diodga aylanadi.



117-rasm.

Elektron-vakuum lampalar, ayniqsa triod radiotexnikada va aloqa texnikasida elektr tebranishlarini kuchaytirish, so'nmas tebranishlar olish uchun keng qo'llaniladi. Oxirgi vaqtlarda elektron-vakuum lampalar o'rmini yarim o'tkazgichli diod, triodlar olmoqdalar. Bu asboblarning mustahkamligi, mittiligi va boshqa noyob xususiyatlari bilan hozirgi zamon radioelektronikasida keng o'rinni olgan.

Shuni alohida qayd etish kerakki, 1-2% toriy elementi aralashmasini volfram elektrodga kiritish yoki metall oksidlaridan va bariyli qotishmalaridan katod sifatida foydalanishni termoelektr tokining keskin oshirilishiga va ularning ishchi haroratini pasaytirishga olib

keldi. Shu sababli, elektron-vakuum lampalar va elektron asboblari yasashda bunday katodlardan keng foydalanilmoqda.

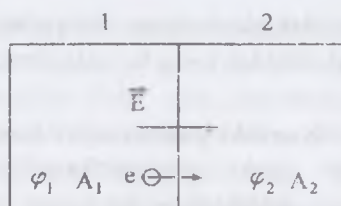
Kontakt potentsiallar farqi

Turli metallar (yoki yarimo'tkazgichlar) metallar bilan yarimo'tkazgich yoki dielektriklar bir-biriga tegishi yoki kontaktida bo'lishi natijasida hosil bo'lgan potentsiallar ayirmasiga kontakt potentsiallar farqi deyiladi. Biz metallar orasida hosil bo'ladigan potentsiallar farqini ko'ramiz. Turli metallardan qilingan va bir-biri bilan o'zaro kontaktida bo'lgan ikki plastinka haroratini ortirsak, bu holda kontakt potentsiallar farqi ham oshadi. Temperatura ko'tarilganda erkin elektronlarning xarakat tezligi ortgani tufayli shunday bo'ladi. Hajm birligidagi elektronlar zichligi, yani konsentratsiyasi katta bo'lgan metalldagi elektronlar konsentratsiyasi kam bo'lgan ikkinchi metallga ko'proq o'ta boshlaydi, buning oqibatiga potentsiallar farqi hosil bo'ladi. Elektron metaldan chiqib ketishi uchun u o'zini metalga tortuvchi kuchlarga qarshi ish bajarishi kerak. Bu ishga chiqish ishi deyiladi.

Chiqish ishi elektron volt (eV) bilan o'lchanadi. Bir elektron-volt, elektronni elektr maydon potentsiallar farqi $1 eV$ bo'lgan ikki nuqtasi orasida ko'chirishda bajariladigan ishga teng.

Elektr zaryadi $|e|=1.6 \cdot 10^{-19}C$ bo'lgani uchun, $1eV=1,6 \cdot 10^{-19}C \cdot V=1,6 \cdot 10^{-19}J$. chiqish ishi A metallarning xususiyatlariga bog'liq bo'lib, har xil metallarda har xil bo'ladi. Masalan, sezii uchun $A = 1,87eV$ volfram uchun $A = 4,53eV$ va h. k .

Chiqish ishlari A_1 va A_2 bo'lgan ikkita metallda hosil bo'ladigan potentsiallar farqini ko'raylik. Bu yerda $A_1 < A_2$ bo'lsin (118-rasm). Metallarning bir-biriga tegishish sirti orqali erkin elektronlarning birinchi metaldan ikkinchi metallga ko'chishi sodir bo'ladi, buning natijasida birinchi metall musbat, ikkinchi metall manfiy zaryadlanib qoladi. Bunday hosil bo'ladigan potentsiallar ayirmasi $\varphi_1 - \varphi_2$ ga teng bo'lgan elektr maydonni vujudga keltiradi.



118-rasm

Bu elektr maydon elektronlarning bundan keyingi ko'chishini qiyinlashtiradi va elektronlarni kontakt potentsiallari ayirmasi hisobiga ko'chirish ishi chiqish ishlari ayirmasiga tenglashganda elektronlarning birinchi metallardan ikkinchi metallga ko'chishi to'xtaydi.

Bu holda:

$$q(\varphi_1 - \varphi_2) = A_2 - A_1 = \Delta A_1$$

yoki

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\Delta A}{q}. \quad (3.90)$$

Endi elektronlar chiqish ishlari bir xil ($A_1 = A_2$) bo'lgan, ammo erkin elektronlar konsentratsiyasi har xil bo'lgan ($n_2 \leq n_1$) metallar kontaktini ko'rib chiqaylik. Agar $n_2 < n_1$ bo'lsa erkin elektronlarning birinchi metallardan ikkinchi metallga ortiqcha o'tishi (diffuziyasi) boshlanadi. Natijada birinchi metall musbat, ikkinchi manfiy zaryadlanib, ular orasida yana $\varphi_1 - \varphi_2$ potentsiallar farqi hosil bo'ladi. Uning qiymati erkin elektronlar konsentratsiyasiga va haroratga bog'liq bo'lib,

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{RT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \quad (3.91)$$

shaklda yoziladi.

(3.90) va (3.91) formulalarini hisobga olib, erkin elektronlar konsentratsiyasi va chiqish ishlari har xil bo'lgan metallarning kontakt potentsiallari farqi uchun

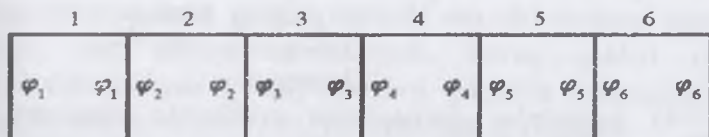
$$\Delta\varphi = \frac{A_2 - A_1}{e} + \frac{RT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \quad (3.92)$$

formulani yoza olamiz. Bu formuladan Voltaning birinchi qonuni kelib chiqadi. Bu qonunga asosan, kontakt potentsiallar farqi

metallarning xarakteristikasi hisoblanadigan chiqish ishi, erkin elektronlar konsentratsiyasi va haroratiga bog'liq.

Faraz qilaylik, bir necha (shu holda 6 ta) metall ketma-ket ravishda bir-birlari bilan kontaktga bo'lsin (119-rasm). Bu metallarning chiqish ishlari bir-birlariga teng bo'lmasin. Voltaning ikkinchi qonuniga asosan, ular o'rtasida hosil bo'ladigan potentsiallar farqi ikki chekkadagi 1 va 6 metallar hosil qilgan potentsiallar ayirmasiga teng, yani:

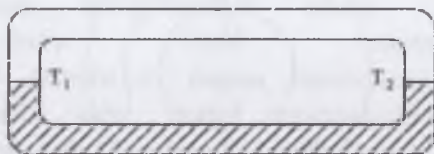
$$(\varphi_1 - \varphi_2) + (\varphi_2 - \varphi_3) + (\varphi_3 - \varphi_4) + (\varphi_4 - \varphi_5) + (\varphi_5 - \varphi_6) = (\varphi_1 - \varphi_6). \quad (3.93)$$



119-rasm

Faraz qilaylik, A va B metallar berilgan bo'lib, bu metallarning kontaktlarida T_1 va T_2 lar (120-rasm) har xil bo'lsa, metallar orasida hosil bo'lgan EYuK kattaligi ($T_2 > T_1$) bo'lsa,

$$\varepsilon = \varepsilon_0 (T_2 - T_1) \quad (3.94)$$

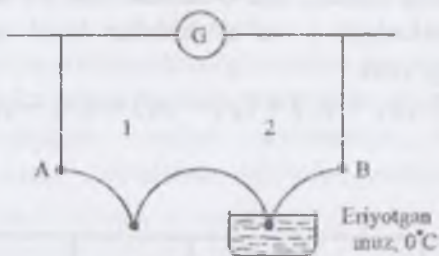


120-rasm

formula bilan ifodalanadi. Bu formuladan ko'rinib turibdiki' ikkala metall kontaktga keltirilganda, kontaktlarda hosil bo'lgan termo-elektr yorituvchi kuch (termo-E.Yu.K.) shu kontaktlardagi haroratlar farqiga to'g'ri proporsionaldir. (3.94) formulada

$$\varepsilon_0 = \frac{k}{l} \ln \frac{n_1}{n_2}$$

bo'lib solishtirma termo-E.Yu.K. deyiladi va $(1V/K)$ birligi bilan o'lanadi. Har xil metallar jufti, yani kontakti uchun solishtirma termo-E.Yu.K. qiymati har xil bo'ladi. Masalan, mis-platina uchun $4 \frac{mV}{K}$, nikel-platina uchun $11 \frac{mV}{K}$, kumush-platina uchun $12 \frac{mV}{K}$ va h. k.



121-rasm

(3.94) formuladan termoparalar yordamida temperaturalarini aniqlash maqsadida foydalaniladi. Odatda, ikki xil o'tkazgichdan iborat bo'lgan qurilmaga termopara deyiladi (121-rasm). Termoparada ikkita tutashgan kavsharlangan nuqtalar ber (1 va 2; 121-rasmda). Agar shulardan biri harorati ma'lum bo'lsa, obyektida (masalan, eriyotgan muzda) bo'lsa ikkinchi obyektning temperaturasini (3.94) dan topish mumkin.

Agar bir necha termoparalarni ketma-ket ulasak, termoelektrogenerator hosil qilish mumkin. Termoelektrogeneratorlarni yasash va ulardan fan va texnikada foydalanish, ilmiy-tadqiqot ishlari bilan akademik. A.F.Ioffe shug'ullangan. Yarimo'tkazgich materiallardan foydalanib yasalgan termoelektrogeneratorlarning foydali ish koeffitsienti (13%-15%) ga teng. Metallardan yasalgan termoelektrogeneratorlarni foydali ish koeffitsienti 5% dan oshmaydi. Termoelektrogeneratorlar quyosh va boshqa issiqlik energiyalarini elektr energiyasiga aylantirishda keng ishlatilmoqda.

Termoelektrik hodisalari

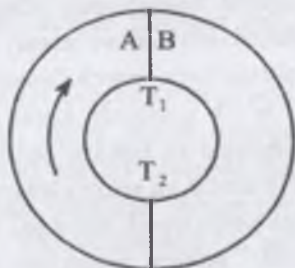
Metallarda, yarimo'tkazgichlarda issiqlik ta'siri ostida elektr hodisasi hosil bo'lishi mumkin. Bunday hodisalarga termoelektrik

hodisalar yoki termoelektrik effektlar deyiladi. Bu hodisalarga Zeebek, Pelte va Tomson effektlari kiradi.

Zeebek effekti. 1821 yilda Zeebek berk zanjimi tashkil etgan ikki xil metallning 1 va 2 kavsharlangan nuqtalarini turli haroratda ushlab turilsa, zanjir bo'ylab elektr toki oqishini qayd qiladi (122-rasm). Kavsharlangan nuqtalardagi temperaturalar farqining ishorasi o'zgartirilsa, tok yo'nalishi ham o'zgaradi. Termo-E.Yu.K. hosil bo'lishining sababi shuki, kavsharlangan turli metallarning qizigan uchidagi yuqori energiyali elektronlar konsentratsiyasi sovuq uchiga nisbatan ko'proq bo'ladi va tez elektronlarning issiqlik uchidan sovuqlik uchiga qarab diffuzion oqimi vujudga keladi, o'tkazgichlarning issiq uchlari yaqinida esa elektronlarni kamayish hisobiga ular musbat zaryadlanadi. Sovuq uchlari manfiy zaryadlanadi, natijada o'tkazgichlarning uchlari potentsiallar farqi vujudga keladi. Bu effekt (3.95) formula bilan ifodalanadi:

$$\varepsilon = \varepsilon_0(T_2 - T_1). \quad (3.95)$$

40 biz yuqorida (bundan avvalgi mavzuda) aytganimizdek, solishtirma termo-E.Yu.K. bo'lib, bu faqat o'tkazgichning materialigagina emas, balki haroratga ham bog'liqdir.



122-rasm

Pelte effekti. 1834 yilda Pelte tomonidan kashf qilingan bu effekt quyidagicha ta'riflanadi: turli metall yoki yarimo'tkazgichlar kontaktlaridan elektr toki o'tsa, tokning yo'nalishiga bog'liq ravishda shu kontakda issiqlik yoki yutiladi, yoki ajraladi. Bu issiqlik miqdori

$$Q = pIt \quad (3.95 a)$$

formulasi bilan ifodalanadi. Bu formulada p -Pelte koefitsenti, l -tok kuchi, t -tok o'tib turgan vaqt. Pelte hodisasi quyidagicha tushuntiriladi. Agar zaryad tashuvchilar ikki metall kontaktidan o'tib kichik energiyali (chiqish ishi nisbatan katta) metallga tushsa, ortiqcha energiyani kristall panjaraga beradi, natijada kontakt qiziydi-issiqlik ajralib chiqadi. Aks holda energiya yutiladi. Pelte hodisalaridan foydalanib, xonalarni isitish yoki sovutish mumkin.

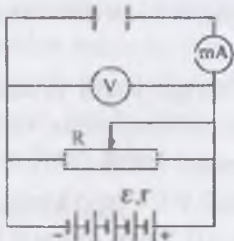
Tomson effekti. Termodinamik mulohazalar asosida Tomson 1856 yilda uzunligi bo'yicha harorat gradienti bo'lgan o'kazgichdan tok o'tganda Pelte issiqligiga o'xshash issiqlik ajralishi yoki yutilishi kerakligini aytdi. Bu effekt tajribada tasdiqlanib, Tomson effekti nomini olgan. Bu effektning matematik ifodasi

$$Q_m = K_m(T_2 - T_1)It \quad (3.95 \text{ b})$$

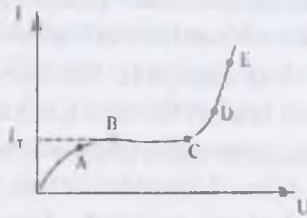
ko'rinishga ega bo'lib, bunda K_m -Tomson koefitsienti, materialning tabiatiga bog'liq.

3.2.6. Gazlarda elektr toki. Nomustaqil va mustaqil razryad

Gazlar uncha yuqori bo'lmagan haroratda va atmosfera bosimi sharoitida yaxshi izolyator hisoblanadi. Bu esa quruq havoda gaz molekulalari elektr neytral hisoblanadi. Gaz o'tkazuvchan bo'lishi uchun uning molekulalari ionlashuvi zarur, ya'ni neytral molekula ionlarga va erkin elektronlarga parchalanadi. Buning uchun gazni biror ionizator bilan ta'sir qildirish kerak. Bu ta'sirlar quyosh energiyasi, issiqlik energiyasi va hokazo bo'lishi mumkin. Ionlashgan gazda musbat va manfiy ionlar va erkin elektronlar bo'ladi. Gaz orqali elektr tokining o'tishiga gazrazryadi deyiladi. Molekuladan (atomdan) elektron urib chiqarish uchun energiya sarflash zarur. Bunga ionizatsiya energiyasi deyiladi va u taxminan 4-25 eV ga teng. Ionizatsiya bilan bir vaqtda rekombinatsiya hodisasi ham bo'ladi. Umuman olganda gazning o'tkazuvchanligi hech qachon nolga teng emas. Gaz razryadi xarakteri gaz turidan, haroratidan, bosimidan, elektrod o'lchami va shaklidan, kuchlanishdan va tok zichligidan bog'liq bo'ladi. Quyidagi sxemani kuzatamiz (123-rasm):



123-rasm.



124-rasm.

Gaz doimiy ionizator ta'sirida bo'lsin. Tajribada gaz razryadini kuzatib volt-ampere xarakteristikasini olish mumkin (124-rasm). *OA*-qismda kuchlanish oshishi bilan tok ham oshadi, ya'ni *Om* qonuni bajariladi. Kuchlanishning keyingi oshuvida (*AB* qism) tok oshuvi sekinlashadi. *BS* qismda esa tok umuman oshmaydi. *BS* qismda ionizatorida hosil bo'lgan zaryadlar vaqt birligi ichida hammasi elektrodga borib yetada. Bunga to'yinish toki deyiladi. *OC* qismda ionizator ta'siri olinsa gaz razryadi ham to'xtaydi. Tashqi ionizator ta'siri tufayli hosil bo'ladigan gaz razryadiga mustaqilmas gaz razryadi deyiladi. Kuchlanishning keyingi oshuvida (*CD*) tok sekin oshib boradi va *DE* qismda tez oshadi. Tashqi ionizator ta'siri to'xtatilgandan so'ng ham davom etadigan gaz razryadiga mustaqil gaz razryadi deyiladi.

Mustaqil gaz razryadi bir qancha turlarga bo'linadi:

1. Uchqun razryadi. Katta elektr maydon kuchlanganligida ($30000V/sm$) normal yoki yuqori bosimda yuz beradi. Uziq-uziq, uzun va chirsillagan tovush eshitiladi. Bunga tabiatda ro'y beradigan yashin misol bo'la oladi. Yashin uzunligi bir necha kilometr, davom etish vaqti $10^{-6}s$, kanal kengligi $25 sm$, tok kuchi $10^5 A$, kuchlanish million volt atrofida bo'ladi. Plazma hosil qilishda ham ishlatiladi.

2. Toj razryadi. Bir jinsli bo'lmagan elektr maydoni, normal yoki yuqori bosimli gazlarda o'tkir uchli elektrodlar orasida bo'ladi. Bu razryad yuqori kuchlanishli elektr simlari yaqinida, mactalar uchida hosil bo'ladi. Yashin qaytargich prinsipi toj razryadiga moslangan. Atmosferada hosil bo'ladigan momoqaldiroqda kuchli

kuchlanish ta'sirida yashin qaytargich uchida tok razryadi hosil bo'ladi va binoni himoya qiladi.

3. Yoy razryadi. Bu razryad bir-biriga yaqin joylashgan ikkita elektrod orasida bo'ladi. Kuchlanish uncha katta emas, taxminan 60 V atrofida. Atmosfera bosimida uning harorati 5000-6000 K tok zichligi 1000 A/mm^2 atrofida bo'ladi. Buni 1802 yili Poton kashf qilgan.

4. Yolqin razryad. Past bosim ($0,1 \text{ mm. sm. ust}$) va elektr maydon kuchlanganligi katta (80 V/sm) bo'lganda kuzatiladi. Yolqin razryadi nurlanish lampalarida ishlatiladi. Ularga kunduzgi yorug'lik manbalari deyiladi. Shisha balon ichiga lyuminaforlar surtiladi. Reklama yozuvlaridagi lampalarga geliy, neon, argon kabi inert gazlar solinadi va ular turli xil ranglarni beradi. Qutb yog'dusi tabiiy sharoitda yuz beradigan yolqin razryadidir. Quyoshning aktiv sohalaridan chiqib yerning magnit maydoni tomonidan yer magnit qutblari zonalarida yig'iladigan zaryadlangan zarrachalar oqimlari ta'sirida hosil bo'ladi.

5. Plazma. Kuchli ionlashgan gaz bo'lib, ularda musbat va manfiy ionlar soni taxminan teng. Yuqori haroratlarda hosil bo'ladigan va gaz razryadi vaqtida hosil bo'ladigan plazmalarni farqlash mumkin. Ionizasiya darajasiga asosan, kuchsiz, o'rtacha va kuchli ionlashgan plazmalar farqlanadi. Plazma yuqori o'tkazuvchanlikka ega, Quyosh va yulduzlar asosan plazmadan tashkil topgan. Termayadro reaksiyasini amalga oshirishda ham plazma hosil bo'ladi. MGD-generatorlarda ishlatiladi, ya'ni to'g'ridan-to'g'ri issiqlik energiyasini elektr energiyasiga aylantiradi. Metallarda asosiy tok tashuvchilar erkin elektronlardir. Rikki (nemis fizigi) o'tkazgan tajribada Cu, Al, Cu metallar ketma-ket ulangan va undan bir yil davomida tok o'tkazilgan. Lekin hech qanday o'zgarish yuz bermagan. Bu esa tokni hamma metallar uchun umumiy bo'lgan va 1897 yil Tomson ochgan elektronlar tashiydi degan xulosaga kelishga imkon beradi. Milliken va Styuardlar tomonidan haqiqatdan ham metallarga elektr tokini erkin elektronlar tashishi aniqlandi. Kristal panjara tugunlarida ionlar atrofida tartibsiz harakatlanuvchi elektronlar bo'ladi. Tajribalarning ko'rsatishicha odatdagi haroratlarda

elektronlar metallardan chiqib ketmaydi. Demak, metall sirtida elektronni ushlab turuvchi elektr maydoni bo'lishi kerak. Uni yengish uchun esa chiqish ishini bajarish zarur. Elektron metall sirtida elektron buluti qatlamini hosil qiladi va sirtida $\Delta\varphi$ potentsiallar farqi yuzaga keladi $\Delta\varphi = \frac{A}{l}$. Demak, metall ichida elektron $\Delta\varphi \cdot l$ -potensial energiyaga ega bo'ladi.

U holda butun metall hajmi elektron uchun chuqurligi A ga teng potensial chuqurlikdan iborat deyish mumkin. Chiqish ishi metall turidan bog'liq va u bir necha eV ($1eV=1,6 \cdot 10^{-19}$ J) dan iborat. Masalan, kaliy uchun $2,2eV$, platina uchun $6,3eV$. Metall sirti qoplamasini tanlash yo'li bilan chiqish ishini kamaytirish mumkin. Masalan, volfram sirtini ($A=4,5eV$) ishqori metallar (Ca, Se, Ba) bilan qoplab chiqish ishini $2eV$ gacha kamaytirish mumkin.

3.2.7. Suyuqliklarda elektr toki. Elektroliz. Faradey qonunlari. Tabiiy va oqova suvlarni tozalash

Suyuqliklar ham xuddi qattiq jismlar kabi, o'tkazgich yoki dielektrik bolishi mumkin. Masalan, kislotalar va ishqorlarning suvdagi eritmasi elektr tokini o'tkazadilar. Tosa suv (H_2O) elektr tokini o'tkazmaydi, ya'ni dielektrik. Tuzlar, kislotalar, oksidlarning suvdagi eritmasiga elektrolitlar deyiladi. Yuqorida aytilgan moddalar molekulari suvda eriganda ionlarga dissotsiyalanadi, ya'ni musbat va manfiy ionlarga ajraladilar. Bunday jarayon elektrolitik dissotsatsiya deyiladi. Teskari jarayon-elektrolit ionlarining neytral molekulariga birlashishiga rekombinatsiya deyiladi. Elektrolitik dissotsatsiya darajasi yoki koeffitsienti α ni aniqlaylik:

$$\alpha = \frac{n}{n_0} \quad (3.96)$$

Unda n -dissotsatsiyalangan molekular soni. n_0 -umumiy molekular soni. Suyuqliklar (elektrolitlar) da elektr toki deb musbat (kation) va manfiy (anion) larning batartib harakatiga aytiladi.

Bir-birlik yuzadan 1 s da o'tuvchi tok zichligi;

$$j = j_+ + j_- = q(n_+v_+ + n_-v_-) \quad (3.97)$$

bu yerda ϑ -ionlar tezligi. Agar 1 ta molekula 2 ta ionga dissotsatsiyalangan bo'lsa u holda n_+ kation va n_- anionlar konsentrasiyasi bir xil bo'ladi. Demak, (3.96) ifodaga muvofiq $n_+ = n_- = \alpha n$ bo'ladi.

Elektr maydonida ionga ikkita kuch ta'sir qiladi. Maydon tomonidan tezlatuvchi kuch $F_e = qE$ va ichki ishkalanish kuchi $F_{ishq} = 6\pi\eta r\vartheta$. Barqaror harakatda bu kuchlar tenglashadilar $F_e = F_{ishk}$ yoki $qE = 6\pi\eta r\vartheta$,

bundan ion tezligini topaylik:

$$\vartheta = \frac{q}{6\pi\eta r} E = uE. \quad (3.98)$$

Bunda $u = \frac{q}{6\pi\eta r}$ ionlarning harakatchanligi deyiladi. Ionlar harakatchanligi juda kichik. (3.98) dagi $E = 1$ bo'lsa $\vartheta = u$ bo'ladi. Demak, tok zichligi (3.97) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$j = qn(n_+ + n_-)E \quad (3.99)$$

yoki

$$j = \sigma E \quad (3.100)$$

bu yerda $\sigma = qn(n_+ + n_-)$ -solishtirma elektr o'tkazuvchanligi deyiladi. $\rho = \frac{1}{\sigma}$ solishtirma qarshilik. (3.99) va (3.100) formulalar suyuqliklar uchun *Om* qonuni ifodalaridir. Agar elektrolitlarda harorat oshsa ionlar harakatchanligi oshadi va qarshilik kamayadi (metallarda teskari). Elektrodلarga yetib kelgan ionlar neytral atomlarga aylanadi va anionlar anodga, kationlar katodga (elektrodلarga) o'tirib qoladi. Elektrolitlardan tok o'tganda modda ajralib chiqish jarayoniga elektroliz deyiladi. Faradey 1836 yil elektroliz qonunlarini aniqladi.

Faradey 1-qonuni. Elektroliz paytida elektrodda ajralib chiqqan modda massasi elektrolitlardan o'tayotgan zaryad miqdori (tok kuchiga va uning o'tish vaqti) ga to'g'ri proporsionaldir:

$$m = kq = kIt. \quad (3.101)$$

Bu yerda $I = \frac{q}{t}$ -tok kuchi, $k = \frac{m}{q}$ -shu moddaning elektrokimyoviy ekvivalenti deyiladi va har xil moddalar uchun har xil qiymatlarni ega. Agar $q = 1 C$ bo'lsa, $k = m$, ya'ni elektrokimyoviy ekvivalent deb.

eritmadan 1 C zaryad o'tganda ajralib chiqqan modda massasiga aytiladi.

Faradey moddaning elektrokimyoviy ekvivalenti bilan kimyoviy ekvivalentiga orasidagi munosabat borligini ham aniqlagan. k -moddaning elektrokimyoviy ekvivalenti $\frac{A}{z}$ moddaning kimyoviy ekvivalenti bilan bog'liqligi tajribalar asosida topildi va quyidagi qonun ochildi. A -atom massa, z -valentlik u holda $k = \frac{1A}{Fz}$.

Faradey 2-qonuni. Moddaning elektrokimyoviy ekvevalenti uning kimyoviy ekvivalentiga to'g'ri proparsionaldir:

$$k = \frac{1A}{Fz}. \quad (3.102)$$

(3.102) va (3.101) formulalardan foydalanib:

$$m = kq = kIt = \frac{1A}{Fz} q = \frac{1A}{Fz} It \quad (3.103)$$

birlashgan qonunni olamiz. (2.103) formuladan $m = \frac{A}{z}$ bo'lganda, $F = q$ ekanligi kelib chiqadi. Faradey soni kattalik jihatdan shunday zaryad miqdoriga tengki bu zaryad miqdori eritma orqali o'tganida elektrodda 1 gramm ekvivalent modda ajralib chiqadi. Tajriba natijalariga ko'ra, $F = 96500C/g\text{ekv}$.

Elektrolizdan toza mis, alyumini olishda, nikellash, xromlash, uusxa ko'chirishda, galvanoplastikada foydalaniladi.

Tabiiy va oqova suvlarni tozalash

Suv tabiatda sodir bo'ladigan juda ko'p jarayonlarda va shuning bilan birga insoniyatning hayotini ta'minlashda asosiy hal qiluvchi muhim ahamiyat kasb etadi. Sanoatda suvni xom ashyo va energiya manbai sifatida, sovituvchi yoki isituvchi, erituvchi ekstragent sifatida, xom ashyolar va materiallarni tashuvchi transport vositasi va boshqa qator ehtiyojlar uchun ishlatiladi.

Suv resurslari zaminimizda tabiiy suvning umumiy hajmi 1386 mln km^3 ni tashkil qilinadi. Ko'rsatilgan hajmning 97,5% da ko'prog'ini esa sho'r, ya'ni dengiz va okean suvlari tashkil etadi. Ammo aksariyat qolgan 2,3% ga yaqin bo'lgan chuchuk suvning asosiy qismi inson uchun ishlatishga imkoniyat yoq darajada, chunki u

asosiy qutb zonasidagi muzliklarda va Yer ostidagi suvi qatlamlarda joylashgan.

Dunyodagi barcha mamlakatlarning chuchuk suvga bo'lgan ehtiyoqi va o'z navbatida uni ishlatilishini 3900 mlrd m^3 /yilni tashkil etadi. Shu ko'rsatkichning taxminan yarmi ishlatilib qaytirilmaydi, qolgan yarmasi esa oqova suvlarga aylanadi. Tabiiy suv-bu hech qanday antropogen ta'sir ishtirokisiz tabiiy jarayonlar natijasida sifat va miqdoriy jihatdan shakllangan suvdur. Uning sifat ko'rsatkichlari tabiiy ko'p yillik o'rtalashtirilgan miqdorda bo'ladi. Suvlar minerallashish darajasiga qarab (g/l. da); chuchuk (tuzlarning umumiy miqdori < 1), sho'rroq (1-10), sho'r (10-50) va rassollar (> 50). O'z navbatiga chuchuk suvlar kam mineral aralashmali (200 mg/l gacha), o'rtacha minerallashgan) 200-500 mg/l) va yoqori minerallashgan guruhlariga bo'linadi. Tarkibida miqdor jihatdan anionlar kationlarga nisbatan ko'p bo'lganligi sababli barcha suvlar gidrokarbonatli, sulfati va xloridli suvlarga bo'linadi. Tarkibida miqdor jihatdan anionlar kationlarga nisbatan ko'p bo'lganligi sababli barcha suvlar gidrokarbonatli, sulfatli va xloridli suvlarga bo'linadi. Tabiiy suvlarning qattiqligi, ularning tarkibida kalsiy va magniy tuzlarining ishtirok etishi bilan belgilanadi va $Ca^2 + Mg^2 + \dots$ ionlarining konsentratsiyasi mmol ekv/l bilan ifodalanadi. Shuning bilan birga umumiy karbonatli va karbonatsiz qattiqlik bilan farqlanadi. Umumiy qattiqlik keying ikkala miqdorni, karbonatli-suvda kalsiy va magniy bikarbonatlarining ishtirok etishi bilan bog'liq, karbonatsiz esa kalsiy va magniyning sulfatlari, xloridlari va nitratlari bo'lishi bilan bog'liq.

Suvning xossalari va maqsadga ko'ra sinflanishi

Toza suvning zichligi $15^\circ C$ va atmosfera bosimida $999 \text{ kg}/m^3$ ga tengdir. Suv tarkibidagi aralashmaning konsentratsiya ortishi bilan uning zichligi ham uzgarib boradi. Tuzlarning konsentratsiyasi $35 \text{ kg}/m^3$ bo'lgan dengiz suvining o'rtacha zichligi $0^\circ C$ da $1028 \text{ kg}/m^3$ ga ega tuzlarning miqdori $1 \text{ kg}/m^3$ ga o'zgarmas zichlik $0,8 \text{ kg}/m^3$ ga o'zgaradi. Harorat ortishi bilan suvning qovushqoqligi η quyidagi holatda kamayib boradi.

Tuz miqdori ortishi bilan suvning qovushqoqligi ham o'sib boradi. Shuning sirt tarangligi 18°C da 73 mN/m ni tashkil etsa harorat 100°C bo'lganda $52,5 \text{ mN/m}$ ga tushadi. Harorat 0°C da issiqlik sig'imi $4180 \text{ J}/(\text{kg}\cdot^{\circ}\text{C})$ bo'lsa, 35°C da eng kam miqdorni ko'rsatadi. Muzning suyuq holatga o'tish vaqtidagi erish issiqligi 330 kJ/kg . bug' hosil qilishdagi issiqlik esa atmosfera bosimida va harorat 100°C da 22050 kJ/kg ni tashkil qiladi.

Suvning elektr xossaiari. Suv-kushsiz elektr o'tkazgichdir: 18°C da solishtirma elektr o'tkazuvchanligi $4,9 \text{ Cm/m}$ ($4,41 \cdot 10^{-8} \Omega\cdot\text{sm}$); dielektrik doimiysi 81 ga teng. Suvda eriydigan tuzlarning bo'lishi uning elektr o'tkazuvchanligini oshiradi. Suvning bu xossasi haroratning o'zgarishiga tog'ridan tog'ri bog'liq bo'ladi.

Suvning optik xossasi. Suvning tiniqligi va loyqaligi, uning tarkibidagi muallaq holatdagi mexanik iflosliklarning miqdoriga bog'liq. Suvdagi iflosliklar miqdori qancha ko'p bo'lsa uning loyqalik darajasi shuncha ortib boradi va bunga mos ravishda tiniqlik kamayib boradi. Tiniqlik o'lchanayotgan suvning ichiga kirib boruvchi nur yolining uzunligi bilan aniqlanadi, nurning to'lqin uzunligiga bog'liq bo'ladi. Ultrabinafsha nurlar suvdan oson o'tadi, infraqizil nurlar esa qiyin, ya'ni yomon o'tadi. Tinniqlik ko'rsatkichi suvdagi ifloslanishlarning miqdorini aniqlashda va suvning sifatini baholashda qo'llaniladi.

Sanoatda qo'llaniladigan suvlar sovituvchi, texnologik va energetik suvlarga bo'linadi.

Sovituvchi suvlar - suv juda ko'p hollarda issiqlik almashinuvchi qurilmalardagi suyuq va gaz holatidagi mahsulotlarni sovitish uchun qo'llaniladi. Bu jarayonda suv mahsulot oqimi bilan to'qnashganligi tufayli ifloslanmaydi, faqatgina isiydi. Sanoatda suvning 65-80 % i sovitish uchun sarflanadi. Yirik kimyoviy korxonalarda sovituvchi suvga ehtiyoj yiliga 440 mln. m^3 ni tashkil etadi. Kimyoviy sanoat korxonalarida sovitish tizimlariga biriktirilgan suvning umumiy yig'indisi $20 \text{ mlrd. m}^3/\text{yil}$ ni tashkil etadi.

Texnologik suvlar. Texnologik jarayonlar uchun qo'llaniladigan suvning sifati aylanma tizimlarda mavjud bo'lgan suvning sifatidan

yuqori bo'lishi lozim. Suvning sifati deganda, uning sanoat korxonasida qo'llanilishi mumkinligini ta'minlovchi fizik, kimyoviy, biologik va bakteriologik ko'rsatkichlari majmuasi tushiniladi.

Korxonada ishlatilayotgan suvning sifati har bir holatda uning qanday qo'llanilishiga qarab, qo'llanilayotgan ashyoning tarkibini, qo'llanilayotgan uskunalarni nazarda tutgan holda texnologik jarayon talablar, korxonaning tayyor mahsuloti afzalligi orqali belgilanadi. Ba'zi hollarda tarkibida tuz miqdori $10 - 15g/m^3$ dan kam bo'lmagan, qattiqligi $0,01 \text{ mol. ekv./m}^3$ dan yuqori bo'lmagan va oksidlanishi $2g/m^3$ ga teng bo'lgan suv talab qilinadi.

Texnologik suvlar muhit hosil qiluvchi, yuvuvchi va reaksiyon suvlarga bo'linadi:

a) muhit hosil qiluvchi suvlar eritish va pulpalar hosil qilishda, qazilmalarni qayta ishlash va boyitishda, sanoat mahsulotlari va chiqindilarini gidrotransportida:

b) yuvuvchi suvlar holatidagi (absorbsiya) suyuq (ekstraksiya) va qattiq mahsulot va jihozlarni yuvishda:

c) reaksiyon suvlar turli reaksiyalar uchun xarakterli bo'lib, ular reagentlar tarkibida, shuningdek, azeotrop haydash va analogik jarayonlarda qo'llaniladi.

Texnologik suvlar mahsulot va jihozlar bilan to'qnashishida hosil bo'ladi va ifloslanadi.

Energetik suvlar-energetik suvlar xonalarni, mahsulotlarni, uskunalarni isitish va bug' olish uchun qo'llaniladi.

Oqova suvlarning hosil bo'lishi, tarkibi va xossalari

Korxonalarda turli kategoriyadagi oqova suvlar hosil bo'ladi. Oqova suv-bu maishiy maqsadda, ishlab chiqarish va qishloq xo'jaligida qo'llanilga, hamda ma'lum bir ifloslangan hududlardan o'tib hosil bo'lgan suvlardir. Hosil bo'lishi sharoitiga qarab oqova suvlar 3 turga bo'linadi.

1. Kundalik turmushning xo'jalik-maishiy chiqindi suvlari (MOS):

2. Sanoat chiqindi suvlari (SOS);

3. Atmosfera suvlari (AOS).

Xo'jalik-maishiy suvlar - bu dush, hammom, kir yuvish, ovqatlanish xonalari, hojatxona, polni yuvishda hosil bo'ladigan suvlar hisoblanadi. Bu suvlar tarkibida 58% i organik va 42 % i mineral moddalardan iborat iflosliklar bo'ladi.

Atmosferada suvlari - yomg'ir va qor erishdan paydo bo'ladigan va korxonada hududidan oqib chiqadigan suvlar. Ular organik hamda mineral iflosliklar bilan ifloslangan bo'ladi.

Sanoat chiqindi suvlari-bu organik va noorganik ashyoni olish va qayta ishlashda hosil bo'lgan suyuq chiqindilardir.

Oqova suvlar har xil moddalarning aralashmasidan iborat bo'lib, murakkab sistemani tashkil qiladi: Erigan noorganik va organik birikmalar, muallaq dag'al dispers va kolloid aralashmalar. Ba'zi hollarda esa erigan gazlar (vodorod sulfid, karbonat va boshqalar).

Sanoat oqova suvlarning tarkibi kimyoviy ishlab chiqarishlarning turlari va ularning texnologik jarayonlariga bog'liqdir. Sanoatda suv muhito sifatida erituvchi, reaksiya muhiti, ekstragent yoki absorbent, taluvchi agent, isituvchi yoki sovituvchi (qurilmalarini yoxud ulardagi ashyolarni), turli xildagi moddalarni, maxsulotlarni, jihozlarni, idishlarni yuvish uchun, moddalarni haydashda, pulpalarni hosil qilishda, vakuum hosil qilishda jihozlarni, idishlarni va boshqa ko'p maqsadlarda ishlatiladi. Tayyor mahsulotni olish butun texnologik siklni o'tishda foydalanilgan suv boshlang'ich, oraliq va oxirgi mahsulotlar bilan ifloslanadi. Masalan, mineral o'g'itlar va noorganik ishlab chiqarish korxonalaridagi oqova suvlar kislotalar, shqorlar, har xil tuzlar (ftoridlar, sulfatlar, fosfitlar va boshqalar) bilan ifloslangan bo'ladi. Asosiy organik sintez ishlab chiqarish korxonalarida yog' kislotalari, aromatik birikmalar, spirtlar, aldegidlar bilan, smolalar, fenollar, SAM lar (sirt-aktiv moddalar) bilan; sun'iy tola, polimer har xil sintetik smolalar ishlab chiqaruvchi korxonalarining oqova suvlari monomerlar, yoqori molekulyar moddalar, polimer zarrachalari va boshqalar bilan ifloslangan bo'ladi.

Keyingi vaqtlarda qishloq xo'jaligidan hosil bo'luvchi va suvga qaytib qo'shiluvchi chiqindilarning hajmi ancha ko'paydi. Jumladan, shoyachilik, parrandachilik qishloq xo'jaligi mahsulotlari, o'g'itlari

va har xil pestisidlarini qayta ishlovchi tashkilotlardan hosil bo'luvchi oqova suvlar.

Ko'pincha oqova suvlartarkibida yoqimsiz o'tkir xidga ega moddalar bo'ladi (sulfidlar, disulfidlar, vodorod sulfide va boshqalar), ba'zan esa kimyoviy korxonalarining turlariga qarab rangli chiqindi suvlar hosil bo'ladi. Oqova suvlarda ko'pik hosil bo'lishi, ularda sirt-aktiv moddalarning mavjudligini ko'rsatadi.

Oqova suvlarning zararlilik darajasi undagi ifloslayotgan moddalarning (zaharlilik) xususiyati va tarkibiga bog'liq. Og'ir metallarning tuzlari, sianidlar, fenollar, (serovodorod) vodorod sulfid, kanserogen moddalar va qator boshqa shu kabi moddalr oqova suvlarning yuqori darajada zaharlanishiga olib keladi.

Oqova suvlarning past yoki yuqori muhitli (yu.M) bo'lishi, ya'ni ishqoriy yoki kislotali bo'lishi quvur materiallariga, kanalizasiya kollektorlariga va tozalovchi inshootlarning uskunalariga nisbatan ta'sirchan hisoblanadi. Bulardan tashqari chiqindi suvlarda polimerlanish xossalriga ega bo'lgan har xil muallaq modda va birikmalarning ko'p miqdorda bo'lishi, suv quvurlari va kollektorlarining ifloslanishiga, natijada tiqilishga olib keladi. Shuning ychun sanoat oqova suvlarining ifloslik darajalari doimo nazorat qilib turiladi.

Oqova suvlarning ifloslanish darajasi quyidagi ko'rsatkichlar bilan aniqlanadi:

1. organoleptik usul (suvning rangli, mazasi, hidi, tiniqligi, loyqaligi va shunga o'xshash parametrlar),
2. fizik-kimyoviy (optik zichligi, yuqori muhitli bo'lishi, harorati, elektr o'tkazuvchanligi, ishqoriyligi, kislotaliligi, qattiqligi, oquvchanligi, zichligi, sirt tarangligi va boshqalar),
3. erigan organik va anorganik moddalar aralashmasining miqdori, kislorodga bo'lgan kimyoviy ehtiyoj - KBKE va kisiorodga bo'lgan biokimyoviy ehtiyoj-KBBE,
4. dag'al dispers. kolloid zarrachalar shaklida aralashmalarning borligi.

Sanoat oqova suvlarining sinflanishi

Oqova suvlardagi kir aralashmalarning fazoviy-dispers tarkibiga nisbatan turlarga bo'linish tizimi Ukraina fanlar akademiyasining akademigi L.A. Kulskiy tomonidan taklif qilingan. Bu tizimning mu'nosi shundan iboratki, tizimdagi hamma iflos aralashmalar ularning dispers muhitga nisbatan to'rt guruhga bo'linishidir:

I. guruh-oqova suvlarda $10^{-5} \div 10^{-3}$ sm va undan katta zarrachalarning suvda erimaydigan iflos atalashmalarining mavjud bo'lishi,

II. guruh-zarrachalarining kattaligi $10^{-7} + 10^{-5}$ sm bo'lgan oqova suvlar,

III. guruh-tarkibida erigan gazlar va molekulyar-erivchi organik moddalar bo'lgan oqova suvlar,

VI. guruh-tarkibida ionlarga dissosiasiyalanuvchi moddalar bo'lgan oqova suvlar.

Tozalash usullarining sinflanishi

Insoniyat jamiyati taraqqiyot jarayonda tabiiy suvlar tarkibini o'zgartiradi va tezlik bilan o'zgartirmoqda. Shuning uchun suvni muhofaza qilishda iflos suvlarni tozalashdagi muhandislik ishlari yanada takomillashtirish lozim. Bu sohada barcha muhandislik mutaxassislarga yangi usullarni ishlab chiqishdi.

Suv quyosh radiatsiyasi va iflos suvga toza suv kelib quyilishi natijasida qaytadan tozalanishi mumkin. Turli bakteriya, zamburg' va suv o'tlari suvni qayta tozalashda aktiv agentlardan hisoblanadi. Lekin suv turli iflos moddalarga haddan tashqari to'yingan bo'lsa, u holda uni tozalash uchun turli mustaqil yoki kompleks usullardan foydalaniladi. Suv taminotining yopiq tizimini hosil qilish uchun, sanoat oqova suvlari mexanik, kimyoviy, fizik-kimyoviy, biologik va termik tozalash usullari orqali korxonalar turiga qarab suvning zarur sifatiga qadar tozalanadi. Bundan tashqari, qayd qilingan usullar rekuperasion va destruktiv usullarga bo'linadi. Rekuperasion usullar oqova suv tarkibidagi barcha qimmatbaho moddalarni ajratib olib, suvga qayta ishlatishga qaratilgan. Destruktiv usulda suvni ifloslantiruvchi moddalar oksidlash yoki qaytarish yordamida

parchalantiriladi. Parchalash mahsulotlari suvdan gaz yoki cho'kma ko'rinishida ajratib olinadi.

Tozalash usullarini tanlash quyidagi faktorlarni hisobga olgan holda olib boriladi:

1) qayta ishlatishni hisobga olgan holda tozalangan suvga qo'yiladigan sanitar va texnologik talablar;

2) oqova suv miqdori;

3) korxonada zararsizlantirish jarayon uchun zarur bo'lgan energetik va material resurslar miqdori (bug', yoqilg'i, siqilgan havo, elektroenergiya, reagent, sorbentlar), shuningdek, tozalash qurilma inshootlari uchun zarur maydon.

Oqova suvlarni tozalash usullari

Oqova suvlarni tozalashda quyidagi usullar qo'llaniladi:

1. mexanik usullar (suzish, tindirish, cho'ktirish, filtrlash, sentifugalash) va h.k.),

2. fizik-kimyoviy usullar (adsorbsiya, koagulyasiya, flokulyasiya, flotasiya, ion-almashinish, ekstraksiya va h.k.),

3. kimyoviy (reagentli) usullar (neytrallash, oksidlanish, qaytarilish),

4. biokimyoviy usullar (aerob, anaerob sharoitlarida),

5. termik usullar (yuqori harorat ishtirokida).

Bu usullar ham o'z navbatida turli xildagi tozalash jarayonlariga bo'linadi, birinchi navbatda mexanik usul qo'llaniladi.

Oqova suvlarni tozalashning mexanik usullari

Oqova suvlarni mexanik usullar bilan tozalash tozalanuvchi suv tarkibidagi erimagan mineral va organik aralashmalarni ajratib olishda qo'llaniladi.

Mexanik tozalashning tadbiriq etilishi, odatda, sanoat oqova suvlarini fizik-kimyoviy, kimyoviy va biologik, shuningdek, termik usullaridan birini qo'llab yuqori darajada tozalashga erishish uchun bo'ladigan tayyorgarlikdan iboratdir.

Bunday tozalash oqova suvlar tarkibidagi muallaq moddalarni 90-95) % gacha ajratib olishda va organik ifloslanishni (BPK to'liq) ko'rsatkichi bo'yicha 20-25% gacha kamaytirishni ta'minlaydi.

Hozirgi zamon suvni tozalovchi inshootlarida mexanik usul bilan tozalashda turlicha kattalikka ega bo'lgan panjaralar yordamida suzib olish, qum tutgich, tindirish va filtrlash jarayonlaridan tashkil topgan. Bunday inshootlarning hajmiy kattaliklari va ularning turlari asosan oqova suvlarning miqdori, tarkibi va xossalariga, shuningdek suvga keying ishlov berish jarayonlariga bog'liq bo'ladi.

Oqova suvlarni yanada to'liqroq tindirish jarayonini filtrlash orqali, ya'ni suvni turli xildagi donador materiallar (kvarslı qum, granitli shag'al, cho'yan quyuv ishlarida hosil bo'luvchi shlaklar va boshqalar) qavatidan yoki to'rsimon barabanli filtrlar yoki miktofiltr orqali, katta quvvatga ega bo'lgan bosimli filtrlar va penopoliuretanli.

Oqova suvlarni muallaq zarrachalardan tozalash usulini tanlash jarayon kinetikasini hisobga olgan holda amalga oshiriladi. Sanoat oqova suvlaridagi muallaq zarrachalarning o'lchamlari (kattalikligi) juda keng chegaralarda (zarrachalarining diametri $5 \cdot 10^{-9}$ mm dan $5 \cdot 10^{-6}$ mm gacha bo'lishi e'htimoli) bo'lishi mumkin. O'lchami 10 mkm gacha bo'lgan zarrachalar uchun oxirgi cho'kish tezligi 10^{-2} sm/s dan past bo'ladi. Agar zarrachalar etarli darajada yirik bo'lsa (diametrik 30-50 mkm va undan katta), u holda Stoks qonuniga muvofiq ular tindirish (ixtiyoriy cho'kish-gravitatsion kuchlari ta'sirida) yoki suzib olish, masalan, mikrofiltrlar orqaliengil qaratiladi. Shuni ta'kitlash lozimki, suv tarkibida aralashmalarning konsentrasiyasi ko'p bo'lsa tindirish, aralashmalarning konsentrasiyasi kam bo'lsa tozalashning keying usuli qo'laniladi. Diametri 0,1-1,0 mkm bo'lgan kolloid zarrachalarni filtrlash bilan ajratish mumkin, lekin filtrlovchi qavatning hajmi chegaralanganliogi uchun muallaq zarrachalarning konsentrasiyasi 50 mg/l atrofida bo'lsa, u holda maqsadga muvofiq cho'ktirish yoki muallaq qavatda tindirish orqali tozalashni nazarda tutgan holda ortokinetik koagullash hisoblanadi.

Zararsizlantirishning termooksidlash usullari

Kimyoviy sanoat oqovalarini issiqlik chiqarish xususiyatlariga qarab oqova suvlarga-ular erkin yonish xususiyatiga ega va termooksidlab zararsizlantirish uchun yonilg'i qo'shish zarurati bo'lgan suvlarga bo'linadi. Termooksidlash usulida barcha organik

moddalar havo kislorodi bilan yuqori haroratda zaharsiz birikmalarga qadar oksidlanadi. Bu usulga suyuq fazali oksidlash, bug' fazali oksidlash, bug' fazali katta katalitik oksidlash usuli, alangali, yoki olovli usul kiradi. Usulni tanlash oqova suv hajmi, uning tarkibi, issiqlik chiqarish xususiyatlariga, jarayonning iqtisodiga bog'lik.

Suyuq fazali oksidlash

Bu tozalash usuli suvda erigan organik moddalarning kislorod bilan 100-350°C harorat va 2-28MPa bosimda oksidlanishiga asoslangan. Yuqori bosimda kislorodning suvdagi eruvchanligi oshib, organik moddalarning oksidlanish jarayonini tezlashtiradi.

Oqova suvlardagi organik moddalarning suyuq fazali oksidlanishida oqova suv havo bilan aralashiriladi va nasos bilan issiqlik almashtiruvchiga berilib, aralashma tozalangan suvdan chiqarayotgan issiqlik hisobiga isitiladi. So'ngra u qizdirish uchun pechkaga tushadi, so'ngra reaktorga-shu yerda oksidlanish jarayoni ro'y beradi, u yuqori haroratda kuzatiladi. Suvdan va oksidlanish mahsulotlarini (bug', gaz, zol) reaktordan separatorga berilib, bu erda gazni suyuqlikdan ajratiladi. Gaz holatidagi mahsulotlar issiqlikni utilizatsiya qilishga yo'naltiriladi, zolli suvni esa issiqlik almashtiruvchiga, bu erda ular o'z issiqligini havo bilan oqova suv aralashmasiga beradi.

Harorat qancha yuqori bo'lsa, oksidlanish jarayoni shuncha samarali bo'ladi. Uchuvchan moddalar jarayon sharoitlarida asosan bug'-gaz fazasida oksidlanadi, uchuvchan bo'lmagan moddalar esa suyuq fazada. Usulning afzalligi: imkoni katta hajmdagi oqova suvlarni taxminiy konsentrlashsiz tozalash imkoni, oksidlash mahsulotlarida zararli moddalarning bo'lmashligi. Kamchiliklari: ayrim kimyoviy moddalarning to'liq oksidlanmasligi, nordon muhitda uskunalarning kuchli korroziyasi.

Bug'-fazali katalitik oksidlash usuli

Bu usul asosida havo kislorodi geterogen katalitik oksidlanishi yotadi, bunda yuqori haroratda uchuvchan organik moddalar oksidlanadi. Oqova suv yig'uvchidan bug'latuvchi apparatga

bug'langan pulpalar sentrifugaga tushadi bu yerda u zararsizlantiriladi. Hosil bo'lgan cho'kma pechkalarga yoqish uchun jo'natiladi.

Suv bug'i moddalar bilan birga bug'lanuvchi apparatdan issiqlik almashtiruvchiga tushadi, bu yerda bug' gaz aralashmasi issiqligi hisobiga qizdiriladi. Issiqlik almashtirgichdan keyin bug'lar yonuvchi havo bilan aralashiriladi va kontaktli apparatga yo'naltiriladi. Bu yerda organik moddalar oksidlanadi. Pechlardan chiqarilgan tutun gazlar utilizator-qozonga tushadi va bu yerda bug' hosil qiladi.

Olovli usul

Bu usul universal va samarali usuldur. Usulning mohiyati oqova suvlarni 900-1000°C qizdirilgan gazlargacha changlashishidir.

Bunda suv to'liq bug'lanib ketadi, organik iflosliklar esa yonib ketadi. Suv tarkibidagi mineral moddalar qattiq yoki suzuvchi zarrachalar hosil qiladi, ular siklonlar yoki filtrda tutib qolinadi. Olovli usulni tarkibida mineral moddalari bor bo'lgan oqova suvlarni tozalashda qo'llash maqsadga muvofiq emas.

Adsorbsion tozalash

Suv tarkibida 100-400 mg/l bo'lgan nitrobirikmalari adsorbsion tozalash KAD ko'mirlari bilan 20mg/l miqdorda qolguncha olib boriladi. Ko'mir erituvchilar bilan (benzol, metanol, etalon. metilen slorid) regenerasiyalanadi. Erituvchi va nitrobirikmalar haydash orqali ajratiladi. Ko'mirda qolgan erituvchi o'tkir bug' yordamida ajratiladi. Oqova suvlardan fennollarni ajratib olish turli markadagi ko'mirlar ishlatiladi.

Xulosalar

1. Korxonada ishlatilayotgan suvning sifati har bir holatda uning qanday qo'llanilishiga qarab, qo'llanilayotgan ashyoning tarkibini, qo'llanilayotgan uskunalarni nazarda tutgan holda texnologik jarayon talablar, korxonaning tayyor mahsuloti afzalligi orqali belgilanadi.

2. Hozirgi zamon suvni tozalovchi inshootlarida mexanik usul bilan tozalashda turlicha kattalikka ega bo'lgan panjaralar yordamida oqib olish, qum tutgich, tindirish va filtrash jarayonlaridan tashkil topgan.

3. Yuqori zararli organik moddalari bor oqova suvlarni boshqa usullar bilan tozalash imkoni bo'lmaganda va agar yonuvchi chiqindilari bo'lsa, yonuvchi chiqindini yoqilgi sifatida qo'llash mumkin bo'lmaganda olovli usuldan foydalaniladi.

4. Olovli usulni tarkibida mineral moddalari bor bo'lgan oqova suvlarni tozalashda qo'llash maqsadga muvofiq emas.

5. Oqova suviardan fennollarni ajratib olish uchun ko'mir yoki antrasitdan foydalanib adsorsion usuidan foydalaniladi.

6. Rekuperasion usullar oqova suv tarkibidagi barcha qimmatbaho moddalarni ajratib, olib so'ngra qayta ishlatishga qaratilgan.

7. Termooksidlash usulida barcha organik moddalar havo kislorodi bilan yuqori haroratda zaharsiz birikmalarda qadar oksidlanadi.

8. Harorat qancha yuqori bo'lsa, oksidlanish jarayoni shuncha samarali bo'ladi. uchuvchan moddalar jarayon sharoitlarida asosan bug'-gaz fazasida oksidlanadi, uchuvchan bo'lmagan moddalar esa suyuq fazada.

Mavzu yuzasidan testlar

1. Elektr yurituvchi kuchning formulasi qaysi?

A) $\varepsilon = \frac{q}{A}$; B) $\varepsilon = \frac{A}{q}$; C) $\varepsilon = A - q$; D) $\varepsilon = q - A$.

2. Tok kuchining formulasi va o'lchov birligi qaysi?

A) $I = \frac{q}{t}$; B) $I = q \cdot t$; C) $I = \frac{t}{q}$; D) $I = q \cdot t$; F

3. Tok zichligining formulasi qaysi?

A) $j = \frac{S}{I}$; B) $j = I \cdot S$; C) $j = \frac{I}{S}$; D) $j = I + S$

4. Zanjirning bir qismi uchun Om qonunining formulasi qaysi?

A) $I = \frac{R}{U}$; B) $I = U \cdot R$; C) $I = \frac{U}{R}$; D) $I = U - R$

5. Om qonunining differensial ko'rinishdagi formulasi toping?

A) $j = \frac{\sigma}{E}$; B) $j = \sigma \cdot E$; C) $j = \frac{E}{\sigma}$; D) $j = E - \sigma$

6. Qarshilikning temperaturaga bog'laqlik formulasi qaysi.

A) $R = \frac{\alpha R_0}{T}$; B) $R = \frac{R_0}{\alpha \cdot T}$; C) $R = R_0 \alpha \cdot T$; D) $R = \frac{\alpha T}{R_0}$

7. Tok kuchi 32 mA bo'lganda 1 ns vaqt ichida o'tkazgichning ko'nadalang kesimidan qancha elektron o'tadi?

- A) $3 \cdot 10^6$ B) $8 \cdot 10^6$ C) $4 \cdot 10^5$ D) $2 \cdot 10^5$

8. Elektr tokining ishi formulasi qaysi?

- A) $A = \frac{U}{I \cdot t}$ B) $A = \frac{I \cdot t}{U}$ C) $A = I \cdot U \cdot t$ D) $A = \frac{I}{U \cdot t}$

9. Elektr tokining quvvati formulasi va uning o'lchov birligi toping?

- A) $P = \frac{U}{I}$; A B) $P = I \cdot U$; Vt C) $P = \frac{I}{U}$; B D) $P = I^2 \cdot U$;
j

10. Joul-Lens qonuning formulasi ko'rsating?

- A) $Q = I \cdot R \cdot t$ B) $Q = \frac{I}{R \cdot t}$ C) $Q = \frac{R \cdot t}{I}$ D) $Q = I^2 \cdot R \cdot t$

11. Joul-Lens qonuning differensial ko'rinishda giformulasi toping?

- A) $w = \sigma \cdot E^2$ B) $w = \frac{E^2}{\sigma}$ C) $w = \frac{E}{\sigma}$ D) $w = \sigma \cdot E$

12. Berk zanjir uchun Om qonuning formulasi qaysi?

- A) $I = \frac{E}{R}$ B) $I = \frac{E}{R+r}$ C) $I = \frac{E}{r}$ D) $I = \frac{R+r}{E}$

13. Kirxgofning birinchi qoidasining formulasi qaysi?

- A) $I_1 + I_2 + I_3 + \dots + I_n = 0$ B) $I_1 - I_2 - I_3 - I_4 = 0$
C) $I_1 + I_2 + I_3 - I_4 - I_5 = 0$ D) $I_1 - I_2 - I_3 - I_n = 0$

14. Moddaning elektrokimyoviy ekvivalenti uning kimyoviy ekvivalentiga to'g'ri proporsional ekanligini ko'rsatuvchi ifodani toping?

- A) $k = \frac{1 \cdot A}{F \cdot z}$ B) $m = kq$ C) $m = \frac{1 \cdot A}{F \cdot z} q$ D) $k = \frac{1 \cdot q}{F \cdot z}$

15. Termoelektron emissiya hodisasidagi Boguslovskiy-Langmyur formulasi toping?

- A) $I = BU^{\frac{2}{3}}$ B) $I = BU$ C) $I = BU^{\frac{5}{2}}$ D) $I = BU^{\frac{3}{2}}$

16. Yuqori temperaturali plazmaning o'rtacha harorati qancha?

- A) 10^5 °C atrofida V) 10^6 °C atrofida S) 10^7 °C D) 10^8 °C

Mavzu yuzasidan savollar

1. Elektr tokining asosiy xarakteristikalarini ayting.

2. Om qonunining differensial ifodasini isbotlang.
3. Kirxgof qoidalarini ayting.
4. O'tkazgichlarning qarshiligini Uiston ko'prigi yordamida aniqlashni izohlang.
5. Zanjirning bir qismidagi E.Yu.K, ish, kuchlanish va potentsiallar ayirmasining fizik ma'nolarini ayting.
6. O'zgarmas tokning ishi va quvvati ifodalarimi keltirib chiqaring.
7. Metallarda elektr toki tushinchasini izohlang.
8. Metallar elektr o'tkazuvchanligining klassik-elektron nazariyasi ayting.
9. Joule-Lens qonuni tushuntirib bering va differensial ifodasini chiqaring.
10. Termoelektron emissiya hodisasini ayting.
11. Kontakt potentsiallar ayirmasi qanday hosil bo'lidi?
12. Termoelektrik hodisalari tushintiring
13. Mustaqil gaz razryadi turlarini izohlang.
14. Plazma hosil bo'lish shartini tushuntiring.
15. Gazlarda elektr toki qanday hosil bo'ladi?
16. Suyuqliklarda elektr tokini izohlang.
17. Elektroliz hodisasini tushintiring.
18. Faradey qonunlari izohlang.
19. Tabiiy va oqova suvlarni tozalash usullari nimalardan iborat?

3.3-MAVZU. MAGNIT MAYDONI

Reja:

- 3.3.1. Magnit maydoni. Magnit maydon induksiyasining vektori;
- 3.3.2. Amper qonuni;
- 3.3.3. Lorens kuchi. Bir jinsli magnet maydonda zaryadlangan zarralarning harakati;
- 3.3.4. Zaryadlangan zarralarning elektr va magnit maydonlaridagi harakati;
- 3.3.5. Xoll effekti;
- 3.3.6. Bio-Savar-Laplas qonuni. Superpozitsiya prinsipi. Turli shakildagi tokli o'tkazgichlarning magnit maydoninni hisoblash;
- 3.3.7. Diamagnit, paramagnit va ferromagnit moddalar;

3.3.1. Magnit maydoni. Magnit maydon induksiyasining vektori

Harakatdagi elektr zayadi o'zining atrofida magnit maydonini hosil qiladi. Makroskopik jismlarning magnit xossalari ham xuddi shu effektga asosan tushuntiriladi.

Qadim zamonlardan temir birikmasi ($FeO.FeO_3$) boshqa temir jismlarni tortishi ma'lum bo'lgan.

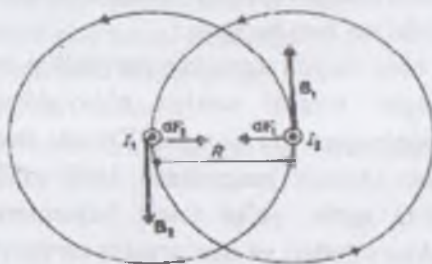
Yerning ham magnit xossalari mavjudligi aniq bo'lgan va o'tkir uchga qo'yilgan magnit sterjen o'z-o'zidan meridian bo'ylab joylashishi aniqlangan. Bu kompas Xitoyda bundan 3000 yil ilgari kashf qilingan. Doimiy magnitlarni 1600 yilda Gilbert aniqlagan. Ularning ikkita qutbi, ya'ni temir buyumlarni katta kuch bilan tortuvchi chekka sohalari va ular orasida tortmaydigan neytral zonalar mavjuddir. Qutblarning biri doim shimolga, ikkinchisi esa janubga qaragan va shuning uchun shimoliy va janubiy qutblar deyiladi. Turli ismli qutblar o'zaro tortishadi, bir xil ismlilari esa itarishadi. Xuddi zaryadlangan jismlar elektr maydoni orqali ta'sirlashgani kabi magnit jismlar ham-bir biri bilan magnit maydoni orqali ta'sirlashadi.

Magnit maydon materiyaning maxsus turi bo'lib, u orqali harakatlanayotgan zaryaddan zarrachaga boshqa magnit momentga ega bo'lgan jismlarning o'zaro ta'siri o'rganiladi. Tabiatda magnit

zarrachalari yo'q. Magnitni qancha bo'lsak ham alohida S qutb va alohida N qutb olib bo'lmaydi. XVIII asrda Daniyalik olim Ersted chaqmoq nazariyasini o'rganadi, chaqmoq ta'sirida temir buyumlarning magnitlanishi va kompasning magnit sizlanishini aniqladi. Bu esa magnit va elektr hodisalar o'zaro bogliq ekanligini ko'rsatadi. Ersted simdan tok oqayotganda uning atrofidagi magnit strelkasining yo'nalishi o'zgarishini aniqladi. Keyinchalik Fransuz olimi Amper tokli ikki o'tkazgichning o'zaro magnit ta'sirini aniqladi ((3.109)-formulaga qarang). Magnit maydonni grafik usulda tasvirlash uchun magnit kuch chiziqlari degan tushuncha kiritiladi.



125-rasm



126-rasm

Magnit kuch chizigi deb-uning ixtiyoriy nuqtasiga o'tkazilgan urunma magnit maydonning shu nuqtasidagi musbat magnit qutbga ta'sir etuvchi kuch bilan bir xil yo'nalgan hayoliy chiziqqa aytiladi. Magnit kuch chiziqlari doimo berk bo'ladi. Doimiy magnitning magnit maydon kuch chiziqlarining manzarasi 125-rasmda tasvirlangan. Tokli o'tkazgich atrofida hosil bo'ladigan magnit maydon yo'nalishi o'ng parma qoidasiga asosan aniqlanadi. Unga

asosanagar parma uchi ilgarilanma harakat yo'nalishi tok yo'nalishi bilan mos kelsa, parma dastasining harakat yo'nalishi magnit maydon induksiya vektori yo'nalishini ko'rsatadi. Ikkita paralel toklarning magnit maydonlari induksiya vektorlari va ta'sir qiluvchi kuchlari 126-rasmda ko'satilgan.

1820 yil Amper doimiy magnitning sababchisi aylanma toklar ekanligi haqidagi gipotezani ilgari surdi. Aylanma toklar esa elektronlarning o'z o'qi va yadro atrofida aylanishi natijasida hosil bo'ladi (3.3.7. ga qarang).

Magnit maydonni miqdoriy tomondan xarakterlash uchun magnit induksiya vektori degan tushuncha kiritiladi. Bir jisimli magnit maydon induksiyasi bir-birlik yuzali tokli ramkaga ta'sir etuvchi maksimal magnit momentiga son jihatidan teng bo'lgan vektor kattaligidir

$$B = \frac{M_{max}}{P_m} \quad (3.104)$$

$M_{max} = Fl$ -magnit maydoniga joylashtirilgan tokli ramkaga ta'sir qiluvchi kuch momenti, $P_m = IS$ -tokli ramkaning magnit moment vektiri, S -ramka yuzi, l -ramkaning tashqi magnit maydon induksiya vektori ta'sir qilayotgan tomonining uzunligi.(3.104) formulani quyidagicha

$$B = \frac{FA}{Il} \quad (3.105)$$

ifodalash mumkin.

Magnit maydon induksiyasi deb o'tkazgichdan bir birlik tok kuchi o'tganda, magnit maydon kuch chizilariga perpendikulyar joylashgan o'tkazgichning uzunlik birligiga ta'sir qilayotgan kuchga miqdor jihatidan teng bo'lgan vektor kattalikka aytiladi. Magnit induksiyasi birligi XBT da tesla (Tl) qabul qilingan. B magnit induksiyasi o'lchav birligini (3.105) formuladan keltirib chiqaramiz:

$$B = \frac{1N_A}{1A \cdot 1m} = 1Tl$$

Tesla (Tl) shunday bir jinsli magnit maydonning magnit induksiyasiki, unda induksiya chiziqlariga perpendikulyar joylashgan I A tokli o'tkazgichning har bir metriga $1 N$ kuch ta'sir qiladi.

Magnit maydonining miqdoriy xarakteristikalaridan yana biri, magnit maydon kuchlanganligi H bo'lib, u magnit maydonining induksiyasini xarakterlovchi B bilan qo'yidagi bog'langandir

$$B = \mu\mu_0 H. \quad (3.106)$$

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Gr}}{\text{m}}$ magnit doimiysi, μ -o'lchamsiz kattalik bo'lib muhit magnit kirituvchanligi deyiladi, u makrotoklar maydoni hisobiga magnit maydon qanchaga kamayishni ko'rsatadi.

3.3.2. Amper qonuni

Amper tajribalarda aniqlashicha: magnit maydonidagi dl tokli o'tkazgichga magnit maydon tomonidan ta'sir etadigan dF kuch undan o'tuvchi I tokkuchiga, o'tkazgich magnit maydonida joylashgan qismining dl elementar uzunligiga va magnit maydon B induksiyasiga proporsionaldir

$$d\vec{F} = I[d\vec{l} \times \vec{B}]. \quad (3.107)$$

Ta'sir etuvchi kuch yo'nalishi chap qo'l qoidasiga asosan topiladi. Agar ochiq chap qo'lning kaftiga \vec{B} indukaiya vektorini tik yo'nalsa, ochilgan turt barmoq tokning yo'nalishini ko'rsatsa, 90° ga kerilgan bosh barmoq o'tkazgichga ta'sir qiluvchi $d\vec{F}$ Amper kuchining yo'nalishini ko'rsatadi.

Amper kuchi moduli

$$dF = IBdl \sin\alpha. \quad (3.108)$$

Bu yerda α - dl va B orasidagi burchak.

Ikkita parallel toklarning o'zaro ta'sir kuchi uchun Amper qonuni quyidagicha bo'ladi:

$$dF = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2I_1 I_2}{r} dl. \quad (3.109)$$

Parallel toklarning o'zaro ta'sir kuchi (dF) o'tkazgichdan o'tayotgan (I_1 , I_2) toklarning kuchlariga, o'tkazgichning (dl) uzunligiga to'g'ri proporsional va ular orasidagi masofa (r) ga teskari proporsionaldir (126-rasm). (3.109) idodaga asosan tok kuchining o'lshav birligi aniqlanadi. XBT da tok kuchining o'lshav birligi amper (A) deb qabul qilingan: 1 amper deb, vakuumda bir-biridan 1 m

masofada joylashgan cheksiz uzun va juda ingichka ikkita parallel tokli o'tkazgichning har bir metr uzunligida $2 \cdot 10^{-7} N$ o'zaro ta'sir kuchi hosil qiladigan o'zgarmas tok kuchiga aytiladi. Tok kuch-ampere ta'rifidan foydalanib magnit doimiysi μ_0 ning qiymatini aniqlash mumkin, ya'ni $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{N}{A^2}$ ga teng.

3.3.3. Lorens kuchi. Bir jinsli magnet maydonida zaryadlangan zarralarning harakati

Harakatlanayotgan zaryadli zarrachaga magnit maydon tomonidan ta'sir etuvchi kuch Lorens kuchi orqali ifodalanadi.

Magnit maydonida ϑ tezlik bilan harakatlanayotgan q zaryadli zarrachaga ta'sir qiluvchi F_L Lorens kuchi

$$F_L = q\vartheta B \sin\alpha \quad (3.110)$$

bo'ladi. Bunda α - ϑ tezlik va \vec{B} magnit maydon induksiya vektori orasidagi burchak. Lorens kuchining yo'nalishi chap qo'l qoidasiga asosan topiladi.

Agar ochiq chap qo'lning kaftiga \vec{B} induksiya vektorining zaryad tezligi ϑ ga perpendikulyar tashkil etuvchisi tushayotganda, to'rt barmoq musbat zaryadning yo'nalishi bilan mos tushsa, 90° ga kerilgan bosh barmoq zaryadga ta'sir qiluvchi \vec{F}_L Lorens kuchining yo'nalishini ko'rsatadi.

Agar $-q$ (manfiy) zaryad harakat qilayotgan bo'lsa, u holda ϑ yo'naltirilishi ochilgan to'rt barmog'imiz uchlari yo'naltirilishiga qarama-qarshi yo'nalgan bo'lishi kerak.

(3.110) formulani bektor ko'rinishida quyidagicha yozish mumkin

$$\vec{F}_L = q[\vartheta \vec{B}] \quad (3.110a)$$

\vec{F}_L Lorens kuchining yo'nalishini o'ng qo'l qoidasiga asosan ham topish mumkin.

Agar parmaning datasini ϑ dan \vec{B} ga qarab bursak, parmaning ilg'irilgan harakat yo'nalishi, zaryadga ta'sir etuvchi kuch yo'nalishini ko'rsatai.

\vec{F}_L Lorens kuchi har doim \vec{B} va \vec{v} vektorlar yotgan tekislikka perpendikulyar bo'lar ekan. Bu esa shu vektorlarning bir-biriga perpendikulyar ekanligini bildiradi. Demak, Lorens kuchi ish bajarmaydi, ya'ni magnit maydon harakatlanayotgan erkin zaryadlarning kinetik energiyasini o'zgartira olmaydi. U faqat erkin zaryadlarning harakat yo'nalishinigina o'zgartirish mumkin, ya'ni markazga intilma kuchdir.

Massasi m va tezligi v bo'lgan q zaryad B induktsiyali magnit maydonga shunday uchib kirsinki, bunda v tezlik vektori \vec{B} vektorga perpendikulyar bo'lsin.

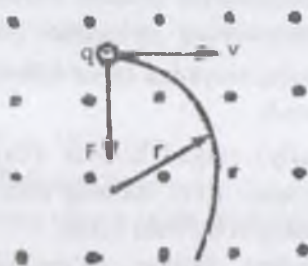
U holda $F_L = F_{m.q.k.}$, ya'ni

$$qBv = \frac{mv^2}{r}$$

bo'ladi. Bu holda zaryad

$$r = \frac{mv}{qB} \quad (3.111)$$

radiusli aylana (127-rasm) bo'ylab harakat qiladi. (127-rasmda induksiya chiziqlari kitobxonga tomon yo'nalgan).

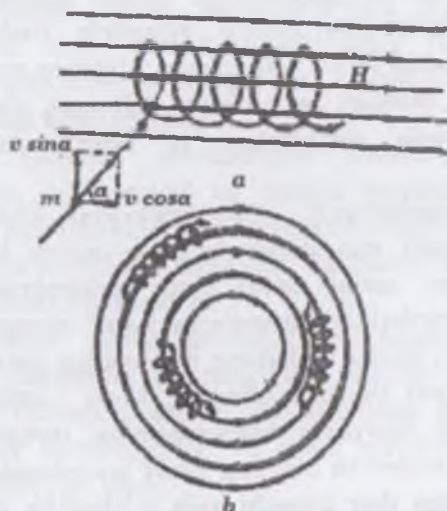


127-rasm

Agar induksiya chiziqlariga nisbatan tezlikning yo'nalishi 90° dan farq qiluvchi α burchak ostida yo'nalishi bo'lsa, zaryad maydon induksiya chizig'i atrofida vintsimon traektoriya bo'ylab harakat qiladi (128a-rasm), chunki \vec{v} vektorni \vec{v}_\parallel va \vec{v}_\perp tashkil etuvchilarga ajratish mumkin. Ulardan biri \vec{v}_\parallel bo'ylama tashkil etuvchi induksiya chizig'i bo'lab yo'nalgan, ikkinchisi \vec{v}_\perp tashkil etuvchi esa unga

perpendikulyardir. Ikkinchi tashkil etuvchi r o'ramlar radiusini aniqlaydi, ϑ_{\parallel} bo'ylama tashkil etuvchisi esa o'zgaraydi. Agar zaryad bir o'ramni T vaqt ichida (bosib) o'tsa, u induksiya chizig'i bo'ylab bu vaqt ichida $h = \vartheta_{\parallel} T$ masofaga siljiydi. $\vartheta_{\parallel} = \vartheta \cos \alpha$, $\vartheta_{\perp} = \vartheta \sin \alpha$, h esa vint chizig'i qadami ekanini ko'rish mumkin.

Zaryadlangan zarra bir jinsli bo'lmagan magnit maydonda harakatlanganda, Lorens kuchining kattaligi o'zgaradi va zarraning harakatlanish traektoriyasi juda



128a,b-rasm
murakkab bo'lishi mumkin (128b-rasm).

3.3.4. Zaryadlangan zarralarning elektr va magnit maydonlaridagi harakati

Agar zaryadli zarracha magnit maydonidan tashqari, kuchlabganlik vektori \vec{E} ga teng bo'lgan elektr maydoni ham ta'sir etsa, natijaviy kush Lorens va elektr kuchlarining vektor yig'indisidan iborat bo'ladi:

$$\vec{F} = F_L + F_e = q[\vec{\vartheta}\vec{B}] + q\vec{E}. \quad (3.112)$$

(3.112) ifoda Lorets formulasi deyiladi.

Zaryadlangan zarralarning elektr va magnit maydonlaridagi harakatiga asoslanib ishlaydigan qurilmalar quyidagilardir.

1. Elektron osillograf. Elektron osillografning asosiy qismi uning elektron nur trubkasidir. Elektron nur amalda inersiyasizdir. Shuning uchun osillograf yordamida juda tez (sekundning o'n milliondan bir ulushlarida) o'tuvchi elektr jarayonlarni tekshirish mumkin. Shuningdek, elektrik bo'lmagan jarayonlarni (harorat, bosim, zichlik va shunga o'xshash jarayonlarni), dastlab tegishli elektr datchiklar yordamida elektr jarayonlarga aylantirib, osillograf yordamida o'rganish mumkin va bu juda muhim. Elektron nur trubkasi elektron osillografdan tashqari radiolokator, televizor, elektrom mikroskop, elektron-hisoblash mashinalari va boshqa ko'plab asboblarda ishlatiladi.

2. Mass-spektrograf. Mass-spektrograf ionlarning (zaryadlari ma'lum bo'lgan) massalarini aniqlash uchun ishlatiladi. Mass - spektrograf ion nurini xuddi optik spektrograf yorug'lik nurini yorug'lik to'lqinlarining uzunligiga qarab ajratgani singari, mass-spektrograf ion nurini ionlarning massalariga qarab ajratadi (mass - spektrograf nomi shundan olingan). Mass - spektrograf yordamida birinchi bo'lib kimyoviy elementlarning izotoplari topilgan edi. Izotopning massalari va ularning tabiiy aralashmalarida izotoplarning prosent tarkibiga doir birinchi aniq o'lchashlar mass - spektrograf vositasida bajarilgan.

3. Elektron mikroskop. Elektr va magnit maydonlari yordamida zaryadlangan zarralarning traektoriyalariga turli-tuman shakllar berish mumkin. Masalan, shunday konfiguratsiyali maydon hosil qilish mumkinki, uning yordamida parallel elektron nurlarni bir nuqtaga yig'ish (fokuslash) yoki parallel nurlarni tarqaluvchi nurlarga aylantirish mumkin. Elektron nurlarni simmetrik og'dirish va fokuslash xossasiga ega bo'lgan elektr va magnit maydonlar elektron linzalar deyiladi (nurlarga aynan qanday maydon ta'sir qilishiga qarab elektrostatik, magnit yoki elektromagnit linzalar deb ataladi). Optik mikroskopda maksimal kattalashtirish imkoniyati 10^3 marta tartibida

bo'lgan, holbuki elektron mikroskopning ajrata olish qobiliyati, ya'ni ob'ektning bir-biridan yaqin joylashgan juda mayda detallarining alohida tasvirlarini bera olish qobiliyatiga bog'liqdir. Hozirgi zamon elektron mikroskoplarning maksimal kattalashtirishi 10^5 martaga etadi.

4. Elektron mikroprojektor. Elektron mikroprojektor linzasiz elektron-optik kattalashtirgichdan iboratdir. Elektron projektor 10^6 martaga yaqin kattalashtiradi. Uning yordamida projektor katodining sirtida adsorbsiyalangan ayrim molekularning tasvirini olish mumkin. Shu bilan birga, ekranda molekulaning faqat umumiy konturiga emas, balki uning strukturasi ham (elektron qobiqlarning quyuvqligi va siyrakligi ham) ko'rinadi.

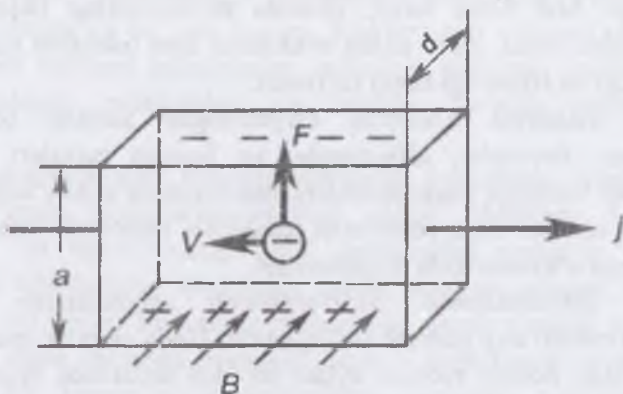
5. Siklotron. Siklotron zaryadlangan zarralar (elektronlar, protonlar, deytionlar, alfa-zarralar va boshqa zarralar) harakatini yorug'lik tezligiga yaqin tezliklargacha tezlatish uchun xizmat qiladi. Bunday zarralar atom yadrolarini tekshirish, radioaktiv izotoplar olish va shunga o'xshashlarda foydalaniladi.

6. Sinxrofazotron. Sinxrofazotron zaryadlangan zarralarni tezlashtiruvchi eng qudratli tezlatgichdir. Unda zarralar spiral bo'ylab emas, balki doimiy radiusli aylana bo'ylab tezlatiladi. Buning uchun magnit maydonining kuchlanganligi va elektr maydon kuchlanishi davrini sinxron o'zgartirish zarur.

7. Magnito-gidrodinamik generator. Hozir ishlab chiqilayotgan va prinsip jihatidan juda sodda bo'lgan elektron energiya hosil qilish usuli-magnito-gidrodinamik generator (MGD-generator) zaryadlangan zarralarning magnit maydonidagi harakatiga asoslangan. MGD-generatorning istiqboli juda porloq, chunki u issiqlikni bevositamekanik o'zgartirishsiz elektr energiyaga aylantiradi (demak, uning uylanuvchi detallari bo'lmaydi). Buning ustiga, ishchi modda (gaz) ning harorati juda baland bo'lganligi tufayli bu generatorning foydali ish koeffitsienti yuqori bo'ladi

3.3.5. Xoll effekti

Ko'ndalang galvonomagnit hodisasiga asoslangan Xoll effektini qarab chiqaylik. Bu effektning mohiyati quyidagidan iborat: Metall yoki yarimo'tkazgichdan yasalgan parallelopipet shakildagi plastinkani magnit maydonga shunday joylashtiraylikki, bunda magnit maydon induksiyasi \vec{B} ning yo'nalishi, plastinkadan o'tayotgan tok zichligi \vec{j} ning yo'nalishiga perpendikulyar bo'lsin. U holda zaryadlarga ta'sir etuvchi kuch, ya'ni Lorens kuchi \vec{F}_L ning yo'nalishi \vec{B} va \vec{j} vektorlarining yo'nalishlariga perpendikulyar yo'nalgan bo'ladi



129-rasm

Manfiy zaryadlangan zarrachalar (elektronlar) magnit maydon ta'siri ostida plastinkaning bir tomoniga, musbat zaryadlangan zarrachalar (masalan, yarimo'tkazgichlarda teshiklar) plastinkaning ikkinchi tomoniga siljiydi. Natijada plastinkada potentsiallar farqi hosil bo'ladi. Bu potentsiallar farqiga Xoll potentsiallar farqi (U_x) deb ataladi. Xoll potentsiallar farqini topish uchun magnit induksiyasi \vec{B} bo'lgan magnit maydonda \vec{v} tezlik bilan harakat qilayotgan q zaryadga ta'sir etuvchi Lorens kuchi \vec{F}_L va magnit maydon ta'sirida zaryadlarning siljishi natijasida vujudga kelgan elektr maydonning q zaryadga ta'sir etuvchi \vec{F}_e elektrostatik kuchlarni tenglashishidan foydalanamiz, ya'ni $\vec{F}_L = \vec{F}_e$ bo'lganda shu o'kazgichda magnit maydoni ta'sirida zaryadlarning ko'chishi to'xtaydi. Demak, $q \vec{v} \times \vec{B} =$

qE ; bunda biz ko'rayotgan hol uchun (129-rasmga qarang), $E = \vartheta B$ ekanini topamiz. Bu formulada elektronlar \vec{v} tezligining yo'nalishi \vec{j} yo'nalishiga qarama-qarshi yo'nalgan (kavakning \vec{v} tezligining yo'nalishi esa \vec{j} yo'nalishi bo'ylab yo'nalgan). Plastinka tomonlari orasidagi masofani d deb belgilasak, Xoll potensial farqi

$$U_d = Ed = \vartheta Bd \quad (3.113)$$

bo'ladi (bunda, $\vartheta = \vartheta_d$ ekanigini inobatga olingan). Tok zichligi $j = qn\vartheta_d$ bo'lgani sababli (3.113) formulani

$$U_d = \frac{1}{qn} jBd \quad (3.113')$$

ko'rinishda yoza olamiz. Bu ifodadagi $\frac{1}{qn}$ ko'paytma Xoll doimiysi deb ataladi va uni R bilan belgilaymiz. U holda (3.113') formula:

$$U_d = RjBd \quad (3.114)$$

ko'rinishga ega bo'ladi. Agar Xoll effekti yarimo'tkazgich plastinkada kuzatilsa, Xoll doimiysi $R = \frac{A}{qn}$ ko'rinishga ega bo'ladi. $A = 1 + 1,93$ qiymatga ega bo'lib, metallar uchun $A = 1$, yarimo'tkazgichlar uchun $A > 1$, A -materiallar kristall panjarasida elektronlarning sochilish mexanizmiga bog'liq bo'lgan koeffitsientdir. Metallar uchun Xoll koeffitsientining qiymati $10^{-3} \text{ sm}^3 / C$; yarimo'tkazgichlar uchun $\sim 10^5 \text{ sm}^3 / C$ tartibda bo'ladi.

Xoll effektidan foydalanib yarimo'tkazgichlarda tokni hosil qiluvchi elektronlar va kavaklarning konsentratsiyasini va elektr o'tkazuvchanligini (ularning ishorasini ham) aniqlash mumkin. Xoll effekti yordamida yarimo'tkazgichlar tok tashuvchilar konsentratsiyasi va elektr o'tkazuvchanligining haroratga bogliqligini aniqlab ular to'grisida muhim xulosalar chiqarish mumkin.

Xoll effektidan fan va texnikada, shu jumladan haroratni o'lchash texnikasida keng foydalaniladi.

3.3.6. Bio-Savar-Laplas qonuni. Magnit maydon superpozitsiya prinsipi.

Turli shakildagitokli o'tkazgichlarning magnit maydonini hisoblash

Xar qanday shakldagi tokli o'tkazgich atrofida uyurmeli magnit maydon hosil bo'ladi. Bio-Savar-Laplaslar har xil shaklga ega bo'lgan tokli o'tkazgich atrofida hosil bo'lgan magnit maydonning maydon kuchlanganlini yoki magnit maydon induksiyasini aniqlash qonunini topdilar. Masalan, uzunligi l bo'lgan, I tokli o'tkazgichning dl elementar qismi hosil qilgan magnit maydonning, (130-rasm), shu elementar qismidan



130-rasm

r masofada joylashgan A nuqtadagi, magnit maydon kuchlanganligi dH quyidagi formula bilan aniqlanadi

$$dH = \frac{1}{4\pi} \frac{I \sin \alpha}{r^2} dl.$$

(3.115)

Bu formulada α - \vec{r} bilan $d\vec{l}$ orasidagi burchak. Magnit maydon kuchlanganligi H va magnit maydon induksiyasi B orasidagi munosabat $B = \mu_0 \mu H$ ekanligini inobatga olib, dB uchun

$$dB = \frac{\mu_0 \mu I \sin \alpha}{4\pi r^2} dl \quad (3.116)$$

formulani yozish mumkin. Bu formuladai μ -muhitning magnit singdiruvchanligi μ_0 -esa magnit doimiysi.

(3.115) va (3.116) formulalar Bio-Savar-Laplas qonunining differensial ko'rinishdagi tenglamalari bo'lib, faqat o'tkazgichning dl

elementar qismi uchun to'g'ridir. O'tkazgichning butun l uzunligi hosil qilayotgan magnit maydon kuchlanganli uchun Bio-Savar-Laplas qonunining integral qo'rinishini quyidagicha ifodalash

$$H = \int_0^l dH = \frac{1}{4\pi} \int_0^l \frac{I \sin\alpha}{r^2} dl \quad (3.117)$$

mumkin. Magnit maydon induksiyasi uchun esa

$$B = \int_0^l dB = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_0^l \frac{\sin\alpha}{r^2} dl. \quad (3.118)$$

Bio-Savar-Laplas qonunini turli shakildagi tokli o'tkazgichlar hosil qilayotgan magnit maydon kuchlanganliklarini topishga tadbir qilish mumkin.

Agar magnit maydanni bitta tokli o'tkazgich hosil qilmasdan, balki n ta tokli o'tkazgichlar hosil qilayotgan bolsa, ya'ni ular magnit maydanlarining biror nuqtasidagi induksiyali $B_1, B_2, B_3, \dots, B_n$ bo'lsa, umumiy magnit maydon induksiyasi ularning geometrik yig'indisiga teng:

$$\vec{B} = \sum_{i=1}^n \vec{B}_i. \quad (i = 1, 2, 3, \dots, n). \quad (3.119)$$

Bu prinsipga magnit maydonlar superpozitsiya prinsipi deyiladi.

Turli shakildagi tokli o'tkazgichlarning magnit maydonini Bio-Savar-Laplas qonunidan foydalanib hisoblashni qarab chiqaylik. O'tkazgichdan ma'lum masofada joylashgan nuqtadagi magnit maydon o'tkazgichning shakliga ham bog'liq bo'ladi.

Agar o'tkazgich cheksiz uzun va to'g'ri bo'lsa, o'tkazgichdan d -masofada hosil bo'lgan magnit maydon kuchlanganligi va induksiyasi quyidagi formulalar bilan ifodalanadi:

$$H = \frac{1}{2\pi} \frac{I}{d} \quad \text{va} \quad B = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{1}{d}. \quad (3.120)$$

Agar o'tkazgich radiusi R bo'lgan aylanadan iborat bo'lsa, shu aylananing markazidagi magnit maydon kuchlanganligi va induksiyasi:

$$H = \frac{I}{2R} \quad \text{va} \quad B = \frac{\mu_0 I}{2R}. \quad (3.121)$$

Agar o'tkazgich solenoid shaklida, ya'ni bir necha n o'ramli silindrik g'altakdan iborat bo'lsa, shu solenoid o'qidagi magnit maydon kuchlanganligi va induksiyasi qiymati quyidagicha:

$$H = nI \quad \text{va} \quad B = \mu_0 nI \quad (3.122)$$

bo'ladi.

Solenoid uchun keltirilgan (3.122) formulalar solenoidning o'rta qismi uchun yoki cheksiz uzun solenoid uchun ($l \gg R$) to'g'ri, chunki solenoidning chekka qismlariga magnit maydon bir jinslilikini yoqotadi.

(3.122) formuladan:

$$[H] = [I][n] = A \cdot m^{-1} = \frac{A}{m} \quad (3.123)$$

Solenoidning uzunlik birligidagi o'ramlar soni n , umumiy o'ramlar soni N ning solenoid uzunligi l ga nisbati bilan aniqlanadi, ya'ni: $n = N/l$.

(3.123) ifodadan ko'rinib turibdiki, $\frac{A}{m}$ -bu XBT dagi magnit maydon kuchlanishining birligidir.

3.3.7. Diamagnit, paramagnit va ferromagnit moddalar

Tabiatdagi barcha moddalar o'zlarining magnit xususiyatlariga ko'ra 3 guruhga bo'linadi: dia-, para- va ferromagnitlarga.

Tajriba va nazariyaning ko'rsatishicha, magnit maydoniga loylashtirilgan barcha moddalar magnit xossalarga ega bo'ladi, ya'ni magnitlanadi, shuning uchun tashqi (datlabki) maydonni biror darajada o'zgartiradi. Ma'lum bo'lishicha, ba'zi moddalar tashqi maydonni zayiflashtirsa, boshqalari uni kushaytirar ekan. Maydonni zayiflashtiruvchi moddalar diamagnit, kuchaytiruvchi moddalar ega paramagnet moddalar deyiladi, yoki qisqa qilib, diamagnetiklar va paramagnetiklar deyiladi. Paramagnetiklar ichida tashqi maydonni juda ham zo'raytirib yuboadigan moddalar guruhi keskin ajralib turadi. Bu moddalar ferromagnetiklar deyiladi.

Dia-, para- va ferromagnetizmning fizikaviy sabblarini aniqlaylik.

Jismlar atom va molekullardan tashkil topganligi uchun ularning magnit xususiyatini ham shu zarrachalarning magnit xususiyati belgilaydi. Klassik nuqtai nazardan qarasaq elektron orbita bo'ylab ϑ tezlik bilan aylanadi. Bu aylanma tokka o'xshash. Shuning uchun u orbital magnit momenti bilan xarakterlanadi. Aylanish chastotasi ν desak, tok kuchi quyidagi formulalar orqali ifodalanadi:

$$I = ev \text{ yoki } I = \frac{e\dot{\theta}}{2\pi r} \quad (3.124)$$

Bu holda, elektronning orbital magnit momenti quyidagicha

$$P_{orb} = \frac{e\dot{\theta}r}{2} \quad (3.125)$$

bo'ladi. Molekulaning magnit momenti atomlarning magnit momentlari yig'indisiga teng. Magnit maydonda magnit momentlar orentirlanadi va jism magnitlanadi. Magnitlanish darajasi j magnitlanish vektori kattaligi bilan xarakterlanadi.

$$j = \frac{\sum P_m}{\nu} \quad (3.126)$$

ya'ni hajm birligidagi $\sum P_m$ - magnit momentlar yig'indisi.

Klassik nazariyaga asosan paramagnit jismlarda noldan farqli bo'lgan magnit momentlar mavjud, lekin ular xaotik joylashgan. Shuning uchun magnitlanish vektori ($j = 0$) nolga teng.

Tashqi maydonga kiritilgan paramagnitdagi magnit momentlar magnit maydon bo'ylab joylashadi. Ular uchun nisbiy magnit singdiruvchanlik $\mu > 1$. Paramagnit moddalarga, maslan; alyuminiy, kislorod, molebden va boshqalar kiradi. Diamagnitlar uchun $\mu < 1$, maslan; azot, vodorod, mis, suv va boshqalar. Bir jinslimas maydonda diamagnit maydondan itariladi. Masalan, alanga itariladi. Ferromagnitlarda $\mu \gg 1$. Ferromagnit tabiati kvant nazariyasi asosida tushuntiriladi. Masalan, *Fe*, *Ni*, *Co*, qotishmalar. Ularda gisterezis hodisasi kuzatiladi, ya'ni magnitlanish darajasi maydon induksiyasiga bog'liq. Ferromagnitlarda domenlar mavjud. Ularda shunday bir harorat mavjudki, undan past hatoratda ferromagnit, yuqori haroratdada esa paramagnit. Bu nuqtaga Kyuri nuqtasi deyiladi.

Yaxlit metallarda uyurmali toklar hosil bo'ladi.

Mavzu yuzasidan testlar

1. Salenoidning ko'ndalang kesim yuzi orqali o'tuvchi magnit induksiya oqimi $\Phi = 5mkVb$. Solenoid uzunligi $l = 25 \text{ sm}$. Shu solenoidning P_m magnit momentini aniqlang.

A) $1 \text{ N/A} \cdot \text{m}$ B) $0,7 \text{ N/A} \cdot \text{m}$ C) $2 \text{ N/A} \cdot \text{m}$ D) $0,1 \text{ N/A} \cdot \text{m}$

2. Massasi 15 g va radiusi 12 sm bo'lgan yupqa halqa $10nC/m$ chiziqli zichlik bilan tekis zaryadlangan. Halqa o'zining markazidan

o'tuvchi va halqa tekisligiga perpendikulyar o'qqa nisbatan 8 s^{-1} chastota bilan aylanadi. Halqa hosil qilayotgan aylanma tok magnit momentining impuls momentiga nisbatini aniqlang.

- A) 251 nC/kg B) 271 nC/kg C) 261 nC/kg D) 241 nC/kg

3. Tomonlari 60 sm ga teng kvadrat shaklidagi o'tkazgich orqali kuchi 3 A . bo'lgan o'zgarmasi tok oqmoqda. Kvadrat markazida magnit maydonining induksiyasini aniqlang.

- A) $1,41 \text{ mTl}$ B) $1,31 \text{ mTl}$ C) $1,51 \text{ mTl}$ D) $1,61 \text{ mTl}$

4. Magnit maydonida ϑ tezlik bilan harakatlanayotgan q zaryadli zarrachaga ta'sir qiluvchi Lorens kuchini aniqlang

- A) $F = q\vartheta B \sin \alpha$ B) $F = q\vartheta^2 \sin \alpha$ C) $F = q\vartheta l \sin \alpha$ D) $F = q\vartheta H \sin \alpha$

5. Ikkita parallel toklarning o'zaro ta'sir kuchi uchun Amper qonuni ifodasini toping

- A) $dF = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2I_1 I_2}{r} dl$ B) $dH = \frac{1}{4\pi} \frac{I \sin \alpha}{r^2} dl$
 C) $dF = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2I_1 I_2}{r} dl$ D) $dF = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2I_1}{r} dl$

6. Oralaridagi masofa 25 sm bo'lgan ikkita cheksiz parallel to'g'ri o'tkazgich orqali qarama-qarshi yo'nalishda 20 va 30 A tok oqmoqda. Birinchi o'tkazgichdagi \vec{B} magnit induksiyasini aniqlang.

- A) $9,5 \text{ mTl}$ B) $10,5 \text{ mTl}$ C) $11,5 \text{ mTl}$ D) $12,5 \text{ mTl}$

7. Radiusi 10 sm bo'lgan ingichka simli halqi orqali 10 A tok oqmoqda. Halqa markazidan 15 sm masofadagi nuqtada magnit induksiyasini aniqlang.

- A) $10,7 \text{ mTl}$ B) $12,5 \text{ mTl}$ C) $11,5 \text{ mTl}$ D) $12,5 \text{ mTl}$

8. Bir-biridan R masofada joylashgan cheksiz uzun ikkita parallel to'g'ri o'tkazgich orqali bir yo'nalishda bir xil tok oqmoqda. Ularni $3R$ masofagacha bir-biridan uzoqlashtirgan uchun o'tkazgichning har bir santimetri uchun $A = 220 \text{ J}$ ish sarflanadi. O'tkazgichlardagi tok kuchini aniqlang.

- A) 10 A B) 9 A C) 11 A D) 15 A

10. 500 m/s tezlik bilan to'g'ri chiziqli tekis harakat qilayotgan elektrinning uning oniy tezligiga perpendikulyar yo'nalishda va undan 20nm masofada joylashgan nuqtada hosil qiladigan maydon kuchlanganligini aniqlang.

- A) 15,9A B) 19A C) 17A D) 14,5A

11. 0,5kV potentsiallar ayirmasida tezlashtirilgan proton induksiyasi 0,1Tl bo'lgan bir jinsli magnit maydoniga uchib kirib unda aylana harakat qiladi. Shu aylana radiusini aniqlang.

- A) 3,23sm B) 5,23sm C) 1,23sm D) 7,23sm

12. Zaryadlangan zarrachalar oqimi $E = 10kV/m$ va $B = 0,2 Tl$ ko'ndalang bir jinsli elektr va magnit maydonlarida qanday tezlikda o'tganda og'maydi.

- A) 50 km /s B) 40 km /s C) 30 km /s D) 75 km /s

13. Siklotron protonlarni 10MeV energiyagacha tezlashtiradi. Magnit maydon induksiyasi 1Tl bo'lsa duantlar radiusini aniqlang.

- A) > 47sm B) > 37sm C) > 77sm D) > 97sm

14. Qalinligi 0,1mm bo'lgan mis o'tgazgichning kesimi orqali 5 A tok o'tkazilmoqda. Plastinka tok yo'nalishiga va plastinka qirralariga joylashtirilgan. O'tkazuvchanlik elektronlari konsentrasiyasini atomlar konsentrasiyasiga teng deb hisoblab, plastinkada hosil bo'ladigan (Xoll) potentsiallar ayirmasini hisoblang. Misning zichligi 8,93 g/sm³.

- A) 2,6mkV B) 1,6mkV C) 26mkV D) 4,6mkV

15. Cheksiz uzun tog'ri o'tkazgich orqali 15A tok oqmoqda. \vec{B} vektor sirkulyasiyasi haqidagi teoremadan foydalanib o'tkazgichdan 15sm masofadagi nuqtada \vec{B} magnit induksiyasini aniqlang.

- A) 20 mkTl B) 40 mkTl C) 30 mkTl D) 15 mkTl

16. \vec{B} vektor sirkulyasiyasi haqidagi teoremadan foydalanib o'zaksiz toroid o'qidagi magnit maydon kuchlanganligi va

induksiyasini aniqlang. Toroid o'ramlari soni 300 va undan oqayotgan tok kuchi 1 A. Toroidning tashqi diametri 60 sm, ichki diametri 40 sm.

- A) 0,24 mTl; 191 A/m B) 0,24 mTl; 271 A/m
 C) 0,54 mTl; 197 A/m D) 0,44 mTl; 291 A/m

17. Bio-Savar-Laplas qonunining formulasini ko'rsatng

$$\begin{array}{ll} \text{A) } dH = \frac{1}{4\pi} \frac{I \sin \alpha}{r^2} dl & \text{B) } dH = \frac{1}{4\pi} \frac{I \sin \alpha}{r^2} dl \\ \text{C) } dH = \frac{1}{4\pi} \frac{B \sin \alpha}{r^2} dl & \text{D) } dH = \frac{1}{4\pi} \frac{I \sin \alpha}{r^3} dl \end{array}$$

Mavzu yuzasidan savollar

- Magnit millaridan foydalanib, o'zgaras tok manbaining qutblarini qanday qilib aniqlash mumkin?
- Tokli ramkining magnit momenti nimaga teng va u qanday yo'nalgan?
- Magnit maydon induksiyasi deb nimaga aytiladi? \vec{B} magnit induksiya vektori yo'nalishi qanday aniqlanadi?
- To'g'ri tok magnit induksiya chiziqlari qanday yo'nalganligini ko'rsating va chizing?
- Magnit induksiya chiziqlari nima? Ularning yo'nalishi qanday aniqlanadi?
- Nima uchun magnit maydoni uyurmali bo'ladi?
- Bio-Savar-Laplas qonunidan foydalanib: 1) to'g'ri tok; 2) tokli aylanma o'tkazgich markazidagi maydon kuchlanganligini hisoblang?
- Cheksiz uzun to'g'ri o'tkazgichlarda oqayotgan qarama-qarshi toklarning o'zaro ta'sir kuchini ko'rsatuvchi ifodani keltirib chiqaring? Chizmani chizib, kuchlarni ko'rsating?
- Magnit induksiyasi va magnit maydon kuchlanganligining o'lchov birliklarini ayting? Ularga ta'rif bering?
- Magnit doimiysining son qiymatini aniqlang?
- Magnit maydonida harakatlanayotgan manfiy elektr zaryadiga ta'sir qiluvchi kuchning yo'nalishi va kattaligi nimaga teng ekanmi aniqlang?
- Proton magnit maydonida harakat qilganida Lorens kuchi bajargan ish nimaga teng bo'ladi? Javobni asoslang?

13. Zaryadlangan zarracha magnit maydonida spiral bo'ylab qachon harakat qiladi? Spiral qadami nimadan iborat? (Javoblarni formulalar chiqarish bilan tasdiqlang).

14. Zaryadlangan zarrachalarning tezlatgichlari deb nimaga aytiladi? Ular qanday bo'ladi va nima bilan izohlanadi?

15. Nima uchun siklotronlar elektroniarni tezlatishda qo'llanilmaydi?

16. Avtofazirovka shatrining mohoyati nimadan iborat? Ular qaerlarda ishlatiladi?

17. Xoll effektining mohiyati nimadan iborat? Xoll potentsiallar ayirmasi uchun formulani keltirib chiqaring.

18. \vec{B} magnit induksiya vektori sirkulyasiyasi haqidagi teoremaning mohiyati nimadan iborat? Undan foydalanib, to'g'ri tok maydonini hisobläng.

19. \vec{E} va \vec{B} vektorlar sirkulyasiyasini taqqoslab, qanday xulosa chiqarish mumkin?

20. \vec{B} magnit induksiya vektori sirkulyasiyasi haqidagi teoremadan foydalanib toroid magnit maydonini hisobläng.

21. Magnit maydonining uyurmali xarakterda bo'lishini qaysi teorema isbotlaydi? U qanday ta'riflanadi?

22. Magnit induksiya vektori oqimi deb nimaga aytiladi? Magnit maydoni uchun Gauss teoremasini yozning va uning fizik ma'nosini tushuntiring?

23. Veberlarda qanday fizik kattalik o'chlanadi? Veberga ta'rif bering?

24. Tokli o'tazgichning magnit maydonida kuchirishda bajariladigan ish nimaga teng? Tokli yopiq konturni kuchirishdagi ish-chi? Bu formulalarni keltirib chiqaring. Ular bir-biridan nimasi bilan farq qiladi?

3.4-MAVZU. ELEKTROMAGNIT INDUKSIYA

Reja:

3.4.1. Elektromagnit induksiya hodisasi. Lens qoidasi. Induksiya elektr yurituvchi kuch;

3.4.2. O'zinduksiya. Induktivlik. O'zaro induksiya hodisasi;

3.4.3. Magnit maydonida haakatlanayotgan o'tkazgichdagi induksiya elektr yurituvchi kuch;

3.4.4. Garmonik tarzda o'zgarib turuvchi elektr yurituvchi kuchni hosil qilish. O'zgaruvchan elektr toki;

3.4.5. Aktiv qarshilik orqali o'tuvchan o'zgaruvchan tok. G'altak orqali o'tuvchi o'zgaruvchan tok. Kondensator orqali o'tuvchi o'zgaruvchan tok;

3.4.6. O'zaro ketma-ket ulangan induktiv g'altak, kondensator va aktiv qarshilikdan iborat o'zgaruvchan tok zanjiri;

3.4.7 O'zgaruvchan tokning ishi va quvvati. O'zgaruvchan tok zanjirida ajraladigan quvvat;

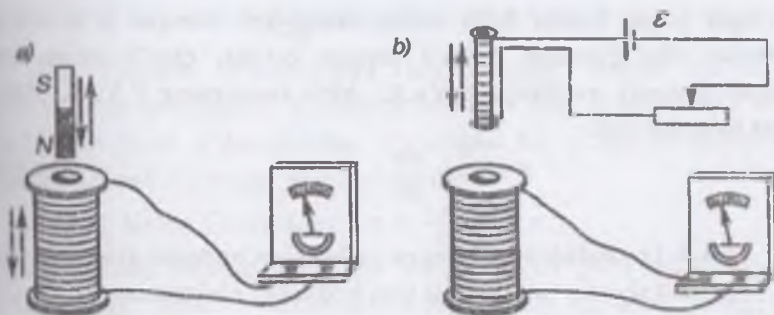
3.4.8. Transformator;

3.4.9. Magnit maydon energiyasi.

3.4.1. Elektromagnit induksiya hodisasi. Lens qoidasi.

Induksiya ekekr yurituvchi kuch

1831 yilda Faradey berk kontur magnit maydonida ilgari lanma harakatlanganda, buralganda va hamda qo'zg'almas kontur vaqt davomida o'zgaruvchan magnit maydonida turganda ham konturda tok hosil bo'lishini aniqladi. Magnit maydon oqimining vaqt davomida o'zgarishi natijasida berk konturda hosil qilgan tok, induksiya tok deyiladi. Magnit maydon oqimining o'zgarishi vositasida induksiya tokini hosil qilish esa elektronmagnit induksiya hodissi deyiladi. Induksiya tokini hosil qiluvchi elektr yurituvchi kuch induksiya elektr yurituvchu kuch deb ataladi. Berk kontur bilan chegaralangan yuza orqali o'tuvchi magnit maydon induksiya oqimi o'zgargan barcha hollarda berk konturda induksiya tokini hosil qiladi (131a,b-rasm).



131a, b-rasm

Induksiya elektr yurituvchi kuchning kattaligi magnit maydon induksiya oqimining o'zgarish tezligiga to'g'ri proporsional

$$\varepsilon \sim \frac{d\Phi}{dt} \quad (3.127)$$

(3.127) formula Faradey qonunini ifodalaydi. Bu yerda Φ -magnit maydon induksiya oqimi, t -vaqt, $\frac{d\Phi}{dt}$ magnit maydon induksiya oqimining o'zgarish tezligi.

1833 yilda Lens induksiya tokning yo'nalishini aniqlaydigan umumiy qoidani aniqladi, bu qoida Lens qoidasi deb ataladi.

Yopiq konturda induksiya toki shunday yo'nalishda hosil bo'ladi, u o'zining magnit maydoni bilan uni hosil qiluvchi magnit maydonning o'zgarishiga qarshilik ko'rsatadi. Lens qoidasiga ko'ra, induksiya E.Yu.K. uni yuzaga keltiruvchi magnit oqimining o'zgarishiga teskari ta'sir qiladi. Induksiya E.Yu.K. ning formulasi (3.127) ni bu shartga muvofiqlashtirish uchun uning o'ng tomonidagi ifodaning teskari ishorasini olish kerak. Bu holda elektromagnit induksiysning Faradey va Lens qonunlarini birlashtiruvchi asosiy qonun quyidagicha ta'riflanadi.

Yopiq konturda hosil bo'lgan induksiya E.Yu.K. kontur chegaralangan yuza orqali o'tayotgan magnit induksiya oqimi o'zgarish tezligining teskari ishorasiga teng.

$$\varepsilon = - \frac{d\Phi}{dt} \quad (3.128)$$

Agar yopiq kontur bitta emas, ketma-ket ulangan n ta bir xil konturlar cho'lg'andan tashkil topgan bo'lsa, cho'lg'anda hosil bo'lgan umumiy induksiya E.Yu.K., bitta konturning E.Yu.K. dan n marta katta bo'ladi:

$$\mathcal{E} = -n \frac{d\Phi}{dt}. \quad (3.129)$$

3.4.2. O'zinduksiya. O'zaro induksiya hodsasi. Induktivlik

O'zinduksiya va ozaro induksiya hodsaları elektromagnit unuksiyaning xususiy hollaridir.

O'tkazgich bilan chegaralangan yuza orqali o'tayotgan magnit induksiya oqimi o'zgargan barcha hollarda elektromagnit induksiya hodisasi kuzatiladi. Agar biror yopiq konturdan o'zgaruvchan tok o'tsa, u hosil qilgan magnit maydon ham o'zgaruvchan bo'lib, kontur bilan chegaralangan yuza orqali o'tayotgan magnit induksia oqimi ham o'zgaruvchan bo'ladi. Natijada, magnit induksiya oqimining o'zgarishi konturda induksiya elektr yurituvchi kuchni hosil qiladi. Bu hodisaga o'zinduksiya hodisasi deyiladi. Konturdan o'tayotgan o'zgaruvchan elektr toki hosil qilgan magnit induksiya E.Yu.K. ga, induksiya elektr yurituvchi kuch deyiladi.

O'zinduksiya elektr yurituvchi kuchni, \mathcal{E}_{oiz} Faradey elektromagnit induksiya qonuniga asosan quyidagicha yozish mumkin:

$$\mathcal{E}_{oiz} = - \frac{d\Phi}{dt}. \quad (3.130)$$

Ikkinchi tomondan, magnit induksiya oqimi Φ o'tkazgichdan oqayotgan tok kuchi I ga proporsionaldir:

$$\Phi = LI, \quad (3.131)$$

bunda L -proporsionallik koeffisienti bo'lib, unga konturning induktivligi yoki induksiya ko'ffisienti deyiladi. Kontur induktivligi (3.131) dan quyidagiga teng:

$$L = \frac{\Phi}{I}. \quad (3.132)$$

O'zinduksiya magnit oqimi Φ ning ifodasini (3.131) dan \mathcal{E}_{oiz} ning (3.130) formulasiga qo'yilsa, quyidagi hosil bo'ladi:

$$\mathcal{E}_{o'z} = -L \frac{di}{dt}. \quad (3.133)$$

Bu formula o'zinduksiya hodisasining ifodasi bo'lib, u quyidagicha ta'riflanadi: Konturda hosil bo'lgan o'zinduksiya elektr yurituvchi kuch o'tkazgichdan o'tayotgan tok o'zgarish tezligining teskari ishorali ifodasiga proporsionaldir.

L-ning birligi Genri (Gn). $Gn = \frac{Vs}{A}$ ga teng.

IGn deb, tokning kuchi har sekundda 1A ga o'zgarganda, 1V o'zinduksiya elektr yurituvchi kuch hosil bo'lgan konturning induktivligiga aytiladi. Konturning induktivligi uning shakliga, o'lchamligi va muhitning magnit singdiruvchanligiga bog'liq bo'lib, quyidagiga teng:

$$L = \mu_0 \mu n^2 V = \mu_0 \mu \frac{N^2 S}{l}, \quad (3.134)$$

hanga $n = \frac{N}{l}$ - g'altakning l uzunlik birligiga mos kelgan N o'ramlar soni, $V = lS$ - g'altak (solenoid) ning hajmi.

O'zaro induksiya hodisasi qarab chiqaylik. Konturdagi tokning o'zgarishida boshqa konturda induksiya tok hosil bo'lishiga o'zaro induksiya deb ataladi.

Magnit maydon induksiya oqimini qo'shni kontur (solenoid) dagi tok kuchini o'zgartirish (o'zaro induksiya hodisasi) orqali ham o'zgartirishi mumkin. Bunday induksiyalangan E. Yu. K. quyidagi

$$\mathcal{E} = -L_{12} \frac{di}{dt} \quad (3.135)$$

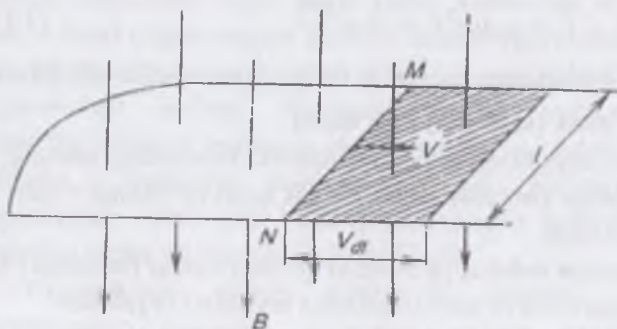
ga teng bo'ladi, \mathcal{E} -o'zaro induksiya elektr yurituvchi kuch, L_{12} - konturlar (g'altaklar) ning o'zaro induktivligi.

Umumiy magnit oqimiga ega bo'lgan ikkita solenoidning o'zaro induktivligi $L_{12} = \mu_0 \mu n_1 n_2 S l$ (3.136)

ga teng bo'lib, bunda $n_1 = \frac{N_1}{l_1}$ va $n_2 = \frac{N_2}{l_2}$ - solenoidlarning (l) uzunlik birligidagi (N) o'ramlar soni.

3.4.3. Magnit maydonda haakatlanayotgan o'tkazgichdagi induksiya elektr yurituvchi kuch

Elektromagnit induksiya hodisasi tufayli biror berk konturda induksion elektr toki hosil bo'lish jarayoni bilan tanishaylik. Tok hosil bo'lishi uchun shu konturda induksiya elektr yurituvchi kuchi ta'sir qilayotganligidan dalolat beradi. Induksiya elektr yurituvchi kuchining vujudga kelishi bilan tanishaylik. Yo'nalishi va kattaligi o'zgarmas bo'lgan magnit maydonda biror berk kontur joylashgan bo'lsin (132-rasm). Konturdan o'tuvchi magnit oqimining o'zgarish tezligi kontur yuzasining o'zgarishi tufayli, ya'ni konturning biror qismining harakati tufayli sodir bo'layotgan bo'lsin.



132-rasm

Agar konturning qo'zg'aluvchi qismi harakat qilmasa, elektromagnit induksiya hodisasi ro'y bermaydi. Demak, ushbu tekshirilayotgan holda induksiya elektr yurituvchi kuchi konturning qo'zg'aluvchi qismining harakati tufayli, aniqroq aytganda, magnit induksiya chiziqlarini kesib o'tishi tufayli vujudga keladi, deyishimiz mumkin. Shuning uchun uzunligi l bo'lgan MN o'tkazgichning magnit maydonda ϑ tezlik bilan harakatlanishini tekshiraylik. Magnit maydon induksiya chiziqlari o'tkazgich harakatlanayotgan tekislikka perpendikulyar bo'lsin. O'tkazgich bilan birgalikda uning tarkibidagi erkin elektronlar ham ϑ tezlik bilan harakatlanadi. Shuning uchun bu elektronlarga Lorens kuchi ta'sir etadi:

$$F_L = e \vartheta B \quad (3.137)$$

Lorens kuchi ta'sirida elektronlar o'rkazgichning M uchidan N uchi tomon siljiydi. Bu esa o'tkazgichning M uchida elektronlarning yetishmasligiga, ya'ni musbat zaryadlanishiga va N uchida ortiqcha elektronlarning to'planishiga, ya'ni manfiy zaryadlanishiga sababchi bo'ladi. Natijada kuchlanganligi

$$E = \frac{\varphi_M - \varphi_N}{l} \quad (3.138)$$

bo'lgan elektr maydon vujudga keladi. (3.138) da φ_M va φ_N lar mos ravishda o'tkazgichning M va N uchlarning potensiyallari. O'tkazgichning M va N uchlari orasidagi elektr maydon tufayli elektronlarga miqdori

$$F_E = eE \quad (3.139)$$

bo'lgan elektr kuchi ta'sir etadi. Elektr va Lorens kuchlarining y'o'nalishlari qarama-qarshi. Shuning uchun ularning miqdorlari tenglashganda kuchlar muvozanati vujudga keladi, ya'ni:

$$eE = -e\vartheta B,$$

bundan

$$E = -\vartheta B. \quad (3.140)$$

(3.138) va (3.140) larni taqqoslash natijasida

$$\varphi_M - \varphi_N = -\vartheta Bl \quad (3.141)$$

ekanaligini topamiz.

Demak, magnit maydondagi konturning yuzisi o'zgarsa tok hosil bo'lar ekan. Bu tok elektromagnit induksiya hodisasi tufayli vujudga kelayotganligi uchun induksion tok deyiladi. Induksion tokni hosil qilayotgan elektr yurituvchi kuchni esa induksiya elektr yurituvchi kuchi deb ataydilar:

$$\mathcal{E}_{ind} = -\vartheta Bl. \quad (3.142)$$

Bu ifodaning o'ng tomonini dt ga ko'paytirib va bo'lasak:

$$\mathcal{E}_{ind} dt = -B \frac{d\Phi}{dt} dt = -B \frac{dS}{dt},$$

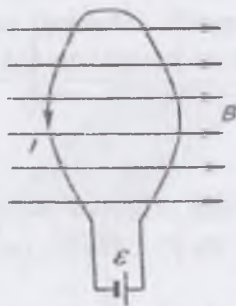
bunda $dS = l\vartheta dt$ kontur bilan chegaralangan yuzaning dt vaqt ichidagi o'zgarishi, $\frac{dS}{dt}$ — yuzaning o'zgarish tezligi. Agar BdS kontur yuzi orqali o'tayotgan magnit oqimining o'zgarishi $d\Phi$ ekanligini hisobga olsak, elektromagnit induksiya qonuniga asosan, induksiya elektr yurituvchi kuchi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$\mathcal{E}_{ind} = - \frac{d\Phi}{dt} \quad (3.143)$$

Bu ifodadagi minus ishora induksiya elektr yurituvchi kuch va $\frac{d\Phi}{dt}$ ning yo'nalishlari chap parma qoidasi asosida bog'langanligini bildiradi. (3.143) ifoda Faradey-Maksvell fofinulasi deb ataladi.

Demak, induksiya elektr yurituvchi kuch kontur yuzi orqali o'tayotgan magnet oqimining o'zgarish tezligi $\frac{d\Phi}{dt}$ ga teng.

Magnit maydonda joylashgan ixtiyoriy shakldagi konturni elektr yurituvchi kuchi \mathcal{E} bo'lgan manbaga ulaylik (133-rasm). Bu manbaning dt vaqt ichida



133-rasm

bajargan to'la ishi

$$A = \mathcal{E} I dt \quad (3.144)$$

bo'ladi. Bu ishning bir qismi konturdan joul issiqligi (Q) sifatida ajralib chiqadi, chunki kontur R aktiv qarshilikka ega

$$A_1 = Q = I^2 R dt. \quad (3.145)$$

Qolgan qismi esa magnit maydondagi tokli konturni bir vaziyatdan ikkinchi vaziyatga ko'chirish uchun sarf bo'ladi. Magnit maydonda tokli berk konturni bir vaziyatdan ikkinchi vaziyatga ko'chirishda bajarilgan ishni topish uchun konturdagi tok kuchi bilan konturning oxirgi va boshlang'ich vaziyatlaridagi yuzalari orqali o'tadigan magnet oqimlarining ayirnasini ko'paytirish kerak. Demak,:

$$A_2 = Id\Phi. \quad (3.146)$$

Energiyalarning saqlanish qonuniga asosan:

$$A = A_1 + A_2$$

yoki

$$\mathcal{E}Idt = I^2 Rdt + Id\Phi. \quad (3.147)$$

Tenglamaning ikki tomonini Idt ga bo'lsak: $\mathcal{E} = IR + \frac{d\Phi}{dt}$, bundan

$$I = \frac{\mathcal{E} - \frac{d\Phi}{dt}}{R}. \quad (3.148)$$

Demak, magnit maydonda tokli kontur vaziyatining o'zgarishi, bu kontur bilan chegaralangan yuza orqali o'tuvchi magnit oqimining o'zgarishiga sababchi bo'layotgan bo'lsa, konturda qo'shimcha elektr yurituvchi kuch paydo bo'ladi. Bu elektr yurituvchi kuch-induksiya elektr yurituvchi kuchdir:

$$\mathcal{E}_{ind} = -\frac{d\Phi}{dt}. \quad (3.149)$$

Bu Faradey-Maksvell qonuni kontur yuzi orqali o'tuvchi magnit oqim o'zgarish tezligi har qanday qiymati uchun o'rinalidir.

Induksiya elektr yurituvchi kuchning XBT dagi o'lchov birligini topaylik:

$$[\mathcal{E}_{ind}] = \frac{[\Phi]}{[t]} = \frac{1Vb}{1s} = 1V. \quad (3.150)$$

Demak, kontur yuzi orqali o'tuvchi magnit maydon oqimi $1Vb/s$ tezlik bilan o'zgarsa, konturda vujudga kelayotgan induksiya elektr yurituvchi kuchi $1V$ ga teng bo'ladi.

3.4.4. Garmonik tarzda o'zgarib turuvchi elektr yurituvchi kuchni hosil qilish. O'zgaruvchan elektr toki

Magnit maydonida aylanayotgan konturda induksiya elektr yurituvchi kuchi vujudga kelishidan texnikada o'zgaruvchan elektr toki olishda foydalaniladi.

Magnit maydonida qo'zg'almas o'q atrofida tekis aylana oladigan to'g'ri to'rt burchak shakldagi, S yuzali yassi konturni ko'rib chiqamiz (1.14-rasm).

Magnit maydoni bir jinsli, induksiya $B = const$, kontur $\omega = const$ burchak tezlik bilan tekis aylansa, vaqtning ixroriy paytida magnit oqimi quyidagicha bo'ladi,

$$\Phi = BS\cos\varphi = BS\cos\omega t. \quad (3.151)$$

Magnit maydoni bir jinsli, induksiya $B = const$, kontur $\omega = const$ burchak tezlik bilan tekis aylansa, vaqtning ixroriy paytida kontur yuzidan o'tayotgan magnit oqimi quyidagicha bo'ladi

$$\mathcal{E} = -\frac{d\Phi}{dt} = \omega BS \sin\omega t, \quad (3.152)$$

bu yerda, $\mathcal{E}_m = \omega BS$ -induksiya E.Yu.K. ning amplitude qiymati, (3.152) fomulani o'zgartirib boshqacha ko'rishda yozaylik,

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_m \sin\omega t \quad (3.153)$$

Agar bir jinsli magnit maydonida kontur tekis aylansa, unda sinus qonuniga bo'y sinuvcha o'zgaruvchan elektr yurituvchi kuch vujudga keladi. Bu E.Yu.K. konturda sinusoidal o'zgaruvchan tok hosil qiladi, ya'ni

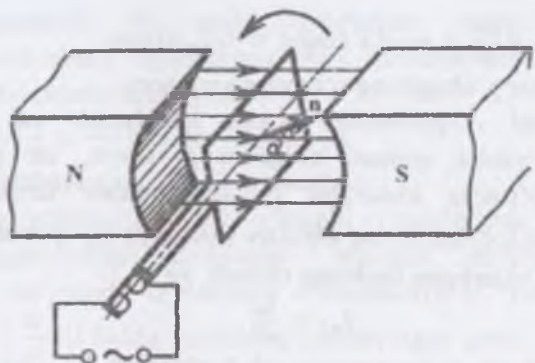
$$I = \frac{\mathcal{E}}{R_0} = \frac{\mathcal{E}_m}{R_0} \sin\omega t = I_m \sin\omega t,$$

yoki

$$I = I_m \sin\omega t. \quad (3.154)$$

Bunda $I_m = \frac{\mathcal{E}_m}{R_0}$ - tok kuchining amplituda qiymati, R_0 -kontur qarshiligi. Agar umumiy tok zanjiri faqat aktiv qarshilikdan iborat bo'lmasdan, bakim reaktiv qarshiliklari han mavjud bo'lsa, o'zgaruvchan tok kuchlanishga nisbatan faza jihatidan biror φ burchakka siljib qoladi, ya'ni:

$$I = I_m \sin(\omega t + \varphi). \quad (3.155)$$



134-rasm

O'zgaruvchan tok deb vaqt o'tishi bilan tok kuchining kattaligi va yo'nalishini davriy ravishda o'zgartirib turadigan tokka aytiladi. O'zgaruvchan tok shuningdek, davri- T va chastotasi- ν bilan ham xarakterlanadi, u holda $\omega = 2\pi/T = 2\pi\nu$. (3.154) formulani T va ν lar orqali ham ifodalash mumkin:

$$I = I_m \sin \omega t = I_m \sin(2\pi\nu t) = I_m \sin\left(\frac{2\pi}{T} t\right). \quad (3.156)$$

Demak, o'zgaruvchan tok deb, sinuslar yoki cosinuslar qoidasiga bo'y sinuvchi tokka aytiladi.

O'zbekistonda o'zgaruvchan tokning standart texnik chastotasi 50 Hz, AQSH da esa 60 Hz.

O'zgaruvchan tokni hosil qilidigan qurilma o'zgaruvchan tok generatoridir. Mexanik energiyani, elektroagnit induksiya hodisasi yordamida, elektr energiyasiga aylantirib beruvchi mashinalar induksion generatorlar deyiladi. O'zgaruvchan tokni hosil qiluvchi tok generatori rotor (ramka) va statordan tashkil topgan, boshqa turdagi energiyalarni elektr energiyasiga aylantirib beradigan oddiy qurilmadir (134-rasm). O'zgaruvchan tok generatorining o'zgaruvchan tok generatoridan farqi faqat halqa o'rnida kollektor ishlatilishidir. Kollektor deb sektorlarga bo'lib, bir-biridan izolyatsiyalangan halqaga aytiladi. Rotorining n ta ramkasi (o'ramlari) bo'lib, uning har birida induksiya elektr yurituvchi kuch hosil bo'lishini inobatga olib quyidagi ifodani yozish mumkin, ya'ni

$$\mathcal{E} = -n \frac{d\Phi}{dt} = n\omega BS \sin\omega t = n\mathcal{E}_m \sin\omega t, \quad (3.158)$$

bunda n - rotor g'altagining o'ramlarining soni.

Sinusoidal o'zgaruvchan tokda kuchlanish va tokning bir davridagi o'rtacha qiymati nolga teng. Biroq, bir davrdagi tok kuchining o'rtacha kvadratik qiymati noldan farqlidir. Chunki o'zgaruvchan tok kuchining effektiv (haqiqiy) I_{ef} qiymati I_m dan $\sqrt{2}$ marta kichik ekanligini inobatga olinadi, ya'ni

$$I_{ef} = \frac{I_m}{\sqrt{2}}. \quad (3.159)$$

Shunga o'xshash, o'zgaruvchan tok kuchlanish U_{ef} va E.Yu.K. \mathcal{E}_{ef} larning effektiv qiymatlarini yozish mumkin:

$$U_{ef} = \frac{U_m}{\sqrt{2}} \text{ va } \mathcal{E}_{ef} = \frac{\mathcal{E}_m}{\sqrt{2}}. \quad (3.159')$$

Majburiy elektromagnit tebranishlarni kondensator, induktivlik g'aldagi va aktiv qarshiligi bo'lgan zanjirdan o'zgaruvchan tok o'tish holi sifatida qarash mumkin. O'zgaruvchan tokni kvazistasionar deb qarash mumkin, ya'ni u uchun tokning oniy qiymati zanjirning hamma qismida amalda bir xil bo'ladi, chunki ularning o'zgarishi juda sekin bo'ladi va elektromagnit qo'zgalish zanjir bo'ylab yorug'lik tezligiga teng tezlik bilan tarqaladi. Kvazistasionar tokning oniy qiymati uchun Om qonuni, hamda undan kelib chiquvchi va o'zgaruvchan tok uchun qo'llanilishi mumkin bo'lgan Kirxgof qonuni o'rinli bo'ladi.

3.4.5. Aktiv qarshilik orqali o'tuvchi o'zgaruvchan tok. G'altak orqali o'tuvchi o'zgaruvchan tok. Kondensator orqali o'tuvchi o'zgaruvchan tok

Induktivlik g'altak, kondensator va aktiv qarshilikdan iborat zanjir o'zgaruvchan kuchlanish manbaiga ulanganda bo'ladigan jarayonlarni qarab chiqamiz. Kuchlanish quyidagi qonun bilan o'zgarsin

$$U = U_m \cos \omega t, \quad (3.160)$$

bunda U_m - kuchlanish amplitudasi.

Aktiv qarshilik R orqali o'tuvchan tokni qaraylik. Kvazistasionarlik sharti bajarilganda aktiv qarshilik orqali o'tuvchi tok Om qonuni yordamida aniqlanadi:

$$I = \frac{U}{R} = \frac{U_m}{R} \cos \omega t = I_m \cos \omega t \quad (3.161)$$

bunda I_m tok kuchining amplituda qiymatidir.

Induktivlik g' altagi L orqali o'tuvchi o'zgaruvchan tok. Agar zanjirga o'zgaruvchan kuchlanish ulangan bo'lsa. Undan o'zgaruvchan tok oqadi va natijada o'zinduksiya E . Yu. K. hosil bo'ladi, $\mathcal{E}_L = L \frac{di}{dt}$. U holda zanjirning qaralayotgan qismi uchun Om qonuni quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$U_m \cos \omega t - L \frac{di}{dt} = 0$, bundan esa

$$L \frac{di}{dt} = U_m \cos \omega t. \quad (3.162)$$

Tashqi kuchlanish induktivlik g' altagiga qo'yilganligi uchun, $U_L = U_m \cos \omega t$ bo'ladi. Yuqoridagi ifodalarni inobatga olib quyidagi tenglikni yozish mumkin;

$$U_L = L \frac{di}{dt} \quad (3.163)$$

bo'lib unga g' altadagi kuchlanish tushuvchi deyiladi. (3.162) tenglamadan ko'rinadiki

$$di = \frac{U_m}{L} \cos \omega t dt \quad (3.164)$$

yoki integrallangandan keyin, integralash doimiysi nolga teng ekanligini etiborga olib, quyidagini hosil qilami:

$$I = \frac{U_m}{\omega L} \sin \omega t = \frac{U_m}{\omega L} \cos \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right) = I_m \cos \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right) \quad (3.165)$$

bunda $I_m = \frac{U_m}{\omega L}$ - tok kuchining amplitudasi, $R_L = \omega L$ kattalika reaktiv yoki induktiv qarshilik deyiladi. (3.165) formuladan ko'rinadiki, o'zgarmas tokka induktivlik g' altagi qarshilik ko'rsatmaydi. $U_m = \omega L I_m$, qiymatini etiborga olsak, u holda induktiv g' altadagi kuchlanishning tushuvi quyidagiga teng bo'ladi:

$$U_L = \omega L I_m \cos \omega t \quad (3.166)$$

(3.166) va (3.165) ifodalarni taqqoslash quyidagi xulosaga olib keladi: U_L kuchlanishning tushuvi g'altak orqali oquvchi I tokdan faza jihatidan $\frac{\pi}{2}$ ga oldin yuradi.

Sig'imi C bo'lgan kondensator orqali o'tuvchi tok. Agar o'zgaruvchan kuchlanish kondensatorga ulangan bo'lsa u holda har doim qayta zaryadlanib zanjir orqali o'zgaruvchan tok oqadi. Hamma tashqi kuchlanish kondensatorga qo'yilganligi uchun quyidagini yozish mumkin:

$$\frac{q}{c} = U_c \cos \omega t. \quad (3.167)$$

tok kuchi esa ($U_c = U_m$ deb olamiz),

$$I = \frac{dq}{dt} = -\omega C U_m \sin \omega t = I_m \cos \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right). \quad (3.168)$$

tok kuchi

$$I_m = \omega C U_m = \left(\frac{U_m}{\frac{1}{\omega C}} \right). \quad (3.169)$$

$R_c = 1/\omega c$ -kattalikga reaktiv yoki sig'im qarshilik deyiladi. O'zgarmas tok kondensator orqali o'ta olmaydi. Kondensatoridagi kuchlanishning tushuvi

$$U_c = \frac{1}{\omega c} I_m \cos \omega t. \quad (3.170)$$

(3.168) va (3.170) ifodalarni taqqoslash quyidagi xulosaga olib keladi. U_c kuchlanishning tushuvchi kondensator orqali o'tuvchi I tokdan faza jihatidan $\frac{\pi}{2}$ ga orqada qoladi.

3.4.6. O'zaro ketma-ket ulangan induktiv g'altak, kondensator va aktiv qarshilikdan iborat o'zgaruvchan tok zanjiri.

Aktiv qarshilik R , sig'imi C bo'lgan kondensator va induktivligi L bo'lgan g'altaklardan tashkil topgan zanjir berilgan bo'lib, uning uchlariga o'zgaruvchan kuchlanish ulangan. O'zaro ketma-ket ulangan induktiv g'altak, kondensator va aktiv qarshilikdan iborat o'zgaruvchan tok zanjiri uchun Om qonuni quyidagicha bo'ladi, agar undagi kuchlanish $U = U_m \cos \omega t$ qonuniyat bo'yicha o'zgarayotgan bo'lsa,

$$I = \frac{U_m \cos \omega t}{\sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2}} \quad (3.171)$$

bo'ladi.

Zanjir orqali o'zgaruvchan tok o'tib, zanjirning hamma elementlarida mos ravishda U_R , U_L , U_C kuchlanishlar tushuvchi hosil qiladi. Zanjirga qo'yilgan kuchlanishning amplituda qiymati U_m esa shu kuchlanish tushuvlari amplituda qiymatlarining geometrik yig'indisiga tengdir.

Tok kuchining amplituda qiymatining ifodasi quyidagicha bo'ladi,

$$I_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2}} \quad (3.172)$$

Demak, zanjirdagi kuchlanish

$$U = U_m \cos \omega t \quad (3.173)$$

qonun bilan o'zgarsa, zanjir orqali

$$I = I_m \cos(\omega t + \varphi) \quad (3.174)$$

tok oqadi. Zanjirning to'la qarshiligi

$$Z = \sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2} = \sqrt{R^2 + (R_L - R_C)^2}, \quad (3.175)$$

bu yerda $X = R_L - R_C = \omega L - 1/\omega C$ reaktiv qarshilik deyiladi.

Agar o'zgaruvchan tok zanjirida aktiv qarshilik, g'altak va kondensator o'zaro ketma-ket ulangan bo'lsa va

$$\omega L = 1/\omega C \quad (3.176)$$

shart bajarilsa, tok kuchi bilan kuchlanish orasidagi faza siljishi nolga teng bo'ladi, ya'ni tok kuchi va kuchlanishning fazalari bir xil fazada bo'ladi. (3.176) dan

$$\omega_{rez} = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (3.177)$$

(3.177) formulagan $\omega_{tez} = 2\pi\nu = 2\pi/T$ ekanligini inobatga olib, rezonans davri T ni topish mumkin:

$$T = 2\pi\sqrt{LC}, \quad (3.178)$$

bu ifoda Tomson formulasi deyiladi.

Bu rezonans paytida zanjirning to'la qarshiligi Z eng kichik bo'lib, u aktiv qarshilikka teng bo'ladi va zanjirdagi tok eng katta qiymatga erishib aktiv qarshilik bilan aniqlanadi. Aktiv qarshilikdagi kuchlanish tushuvi zanjirga qo'yilgan tashqi kuchlanishga teng bo'ladi, ya'ni $U_R = U$, kondensatordagi U_C va induktiv g'altakdagi U_L kuchlanish tushuvlari amplituda qiymatlari jihatidan bir xil bo'lib faza jihatidan qarama-qarshi bo'ladi. Bu hodisaga kuchlanish rezonansi, (3.177) chastota esa rezonans chastotasi deyiladi. Kuchlanishlar rezonans uchun

$$U_{L,rez} = U_{C,rez}$$

Shu sababli bu formulaga rezonans chastota va induktiv g'altakdagi, hamda kondensatordagi kuchlanishning amplituda qiymatini qo'yib, quyidagini olamiz

$$U_{L,rez} = U_{C,rez} = \sqrt{\frac{L}{C}} I_m = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} U_m = \chi U_m, \quad (3.179)$$

bu yerda χ -tebranish konturining asilligi. Odatdagi tebranish konturining asilligi birdan katta bo'lgani uchun ham induktiv g'altakdagi, ham kondensatordagi kuchlanish zanjiriga qo'yilgan umumiy kuchlanishdan ortiq bo'ladi. Shu sababli, texnikada kuchlanishlar rezonansi ma'lum chastotali kuchlanish tebranishini kuchaytirishda qo'llaniladi. Masalan, rezonans paytida kondensatorda amplitudasi χU_m bo'lgan kuchlanish olish mumkin bo'lib, bu U_m dan ancha katta bo'ladi.

Kuchlanishning bunday ortishi faqat rezonans chastotaga yaqin kichik chastota oralig'ida o'rinli bo'ladi va shu sababli ko'plab chastotali tebranishlardan bitta tebranishni ajratish mumkindir. Shu hodisa, asosida televizop, radiopriyomnik ba boshqa tq'lqin qabul qilgich qurilmalari kerakli to'lqin uzunlikga sozlashadi. Kondensator va induktiv g'altak bo'lgan elektr tarmoqlarining himoyasini hisoblashda kuchlanishlar rezonansini etiborga olish zarur, chunki aks holda ularning teshilishi yuz beradi.

3.4.7. O'zgaruvchan tokning ishi va quvvati. O'zgaruvchan tok zanjirida ajraladigan quvvat

Agar o'zgaruvchan tok zanjirdan o'tayotgan E.Yu.K. va tok kuchi qonuniyatlari (3.153) va (3.155) formulalar bilan ifodalansa, o'zgaruvchan tokning t vaqtdagi bajargan ishi quyidagiga

$$A = \int_0^t \mathcal{E}_m \cos \omega t \cdot I_m (\cos \omega t + \varphi) dt = \frac{1}{2} \mathcal{E}_m \cdot I_m \cos \varphi \cdot t \quad (3.180)$$

teng bo'ladi. O'zgaruvchan tok quvvati esa:

$$P = \frac{1}{2} \mathcal{E}_m \cdot I_m \cos \varphi \quad (3.181)$$

bo'ladi. Bu yerda $\cos \varphi$ - quvvat koeffitsienti deyiladi. Agar elektr zanjiri aktiv qarshilikdan iborat bo'lsa, $\cos \varphi = 1$ bo'ladi. Bu paytda quvvat $P = \frac{1}{2} \mathcal{E}_m \cdot I_m$ yoki $P = \mathcal{E}_{ef} \cdot I_{ef}$.

O'zgaruvchan tok zanjirida ajraladigan quvvatni qaraylik. O'zgaruvchan tokning P oniy quvvati I tok kuchi va U kuchlanishning oniy qiymatlari ko'paytmasiga tengdir: $P(t) = I(t)U(t)$, bundagi, U kuchlanish va I tok kuchining oniy qiymatlari quyidagiga teng:

$$U(t) = U_m \cos \omega t, I(t) = I_n \cos(\omega t - \varphi).$$

Bundagi $\cos(\omega t - \varphi)$ ni ochib yozsak, quyidagini hosil qilamiz:

$$\begin{aligned} P(T) &= I_m U_m \cos(\omega t - \varphi) \\ &= I_m U_m (\cos^2 \cdot \cos \varphi + \sin \omega t \cdot \sin \varphi \cdot \cos \omega t) \end{aligned}$$

amalda quvvatning oniy qiymati emas, bir T davirdagi $\langle P \rangle$ o'rtacha qiymati muhim ekanini e'tiborga olib quyidagini hosil qilamiz (bunda $\cos^2 \omega t = 1/2$ va $\sin \omega t \cdot \cos \omega t = 0$),

$$\langle P \rangle = \frac{1}{2} I_m U_m \cos \varphi, \quad (3.182)$$

bunda $U_m \cos \varphi = I_m R$. Bunday oniy quvvatni o'zgaruvchan tok hosil qilgan quvvati bilan almashtirish mumkin, buning uchun o'zgaruvchan tokning tok kuchi va kuchlanishining effektiv qiymatlari (3.159) va (3.159') ni inobatga olish kerak bo'ladi.

Hamma ampermetr va voltmetrlar tok va kuchlanishning effektiv qiymatiga asoslanib darajalangan. Tok va kuchlanishni effektiv

qiymatini etiborga olsak, oʻrtacha quvvatni ifodasini quyidagi koʻrinishda yozish mumkin

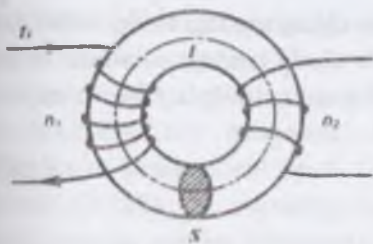
$$< P > = IU \cos \varphi, \quad (3.183)$$

bundagi $\cos \varphi$ koʻpaytuvchiga quvvat koʻffisienti deyiladi. Formuladan koʻrinadiki oʻzgaruvchan tok zanjirida ajraladigan quvvat umumiy holda faqat tok kuchi va kuchlanishga bogʻlibq boʻlmasdan balkim ular orasidagi fazalar farqiga ham bogʻliqdir. Agar zanjirda reaktiv qarshilik boʻlmasa, u holda $\cos \varphi = 1$ va $P = IU$ boʻladi. Agar zanjir reaktiv qarshilikdan tuzilgan boʻlsa, u holda $\cos \varphi = 0$ va oʻrtacha quvvat tok kuchi va kuchlanish qiymati qanchalik katta boʻlishidan qattiy nazar $P = 0$ ga teng boʻladi. Agar $\cos \varphi$ ning qiymati 1 dan ancha kichik boʻlsa u holda generator kuchlanishning berilgan qiymatida quvvatni uzatish uchun tok kuchini oshirish zarur. Bu esa yo Joul issiqligini ajralishiga, yo oʻtkazgich koʻndalang kesimi yuzini oshirishga olib keladi, natijada elektr uzatish tarmogʻining tan narxini oshiradi, shu sababli amalda har doim $\cos \varphi$ ning qiymatini oshirishga harakat qiladi. Sanoat uskunolari uchun $\cos \varphi$ ning ruxsat etilgan eng kichik qiymati 0,85 boʻlishi kerak.

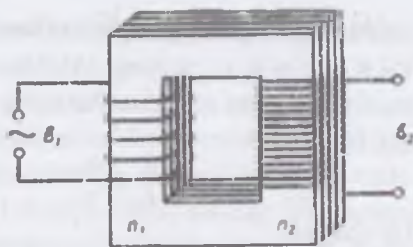
3.4.8. Transformator

Elektr stansiyalarning katta quvvatli generatorlarida E.Yu.K., odatda ancha katta boʻladi. Biroq, amalda koʻpincha kuchlanishning uncha katta boʻlmasligi talab etiladi. Oʻzgaruvchan tokni deyarli energiya yoʻqotmasdan, kuchlanishni bir necha martaba orttirib yoki kamaytirib oʻzgartirish transformatorlar yurdamida amalga oshiriladi. Oʻzgaruvchan tokning kuchlanishi va tok kuchini oʻzgarishga imkon beradigan qurilma transformator deyiladi.

Rus olimi P.N.Yablochkov oʻzi ixtiro qilgan, oʻsha vaqtda yorugʻlikning yangi manbai hisoblangan “elektr shamlarni” taʼminlash uchun (1878 yilda) transformatorlardan foydalangan. I.F.Usagin P.N Yablochkovning goyalari rivojlantirib, takomillashtirilgan transformatorlar konstruksiyalarini ishlab chiqdi.



135-rasm



136-rasm

Transformator berk temir o'zakdan va unga kiydirilgan sim chulg'amli ikkita (yoki undan ortiq) galtakdan iborat. Chulg'amlardan biri o'zgaruvchan kuchlanish manbaiga ulanadi. Bu chulg'am birlamchi chulg'am deb ataladi. Ikkinchi chulg'amga elektr energiyasini iste'mol qiluvchi asbob va qurilmalar ulanadi. Bu chulg'am ikkilamchi chulg'am deb ataladi. Ikki chulg'amli transformatorning qabul qilingan shartli belgisi 135-rasmda, uning tuzilish sxemasi 136-rasmda ko'rsatilgan.

Transformatorning ishlashi elektromagnit induksiya hodisasiga asoslangan. Birlamchi chulg'am orqali o'zgaruvchan tok o'tayotganda o'zakda o'zgaruvchan magnit oqimi yuzaga keladi, u har bir chulg'amda induksiya E.Yu.K. ini hosil qiladi. Transformator po'latdan tayyorlangan o'zak magnit maydonni o'zida to'playdi, ya'ni magnit maydon o'zak ichidagina mavjud bo'la oladi va uning barcha kesimlarida bir xil bo'ladi.

Induksiya E.Yu.K. ining oniy qiymati e birlamchi yoki ikkilamchi chulg'amning istalgan o'ramida bir xil bo'ladi. Faradey qonuniga muvofiq u quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$e = -\frac{d\Phi}{dt}, \quad (3.184)$$

bu erda $\frac{d\Phi}{dt}$ -magnit induksiyasi oqimning vaqt boy'icha hosilasi. Agar $\Phi = \Phi_m \cos \omega t$ bo'lsa,

$$\frac{d\Phi}{dt} = -\omega \Phi_m \sin \omega t, \quad (3.185)$$

bo'ladi. Demak, $e = \omega \Phi_m \sin \omega t$, yoki

$$e = \mathcal{E}_m \sin \omega t, \quad (3.186)$$

bu erda $\mathcal{E}_m = \omega \Phi_m$ -bitta o'ramdagi E.Yu.K. ning amplitudasi.

O'ramlar soni n_1 bo'lgan birlamchi chulg'amdagi to'liq induksiya E.Yu.K. $e_1 = n_1 e$ ga teng. Ikkilamchi chulg'amdagi o'ramlar to'liq E.Yu.K. esa $e_2 = n_2 e$ (bu yerda n_2 ikkinchi cho'lg'amdagi o'ramlar soni). Bulardan

$$\frac{e_1}{e_2} = \frac{n_1}{n_2} \quad (3.187)$$

kelib chiqadi.

Odatda transformator chulg'amlarining aktiv qarshiligi uncha katta bo'lmaydi va uni hisobga olmasa ham bo'ladi. Shu sababli, u -kuchlanishni e_1 -E.Yu.K. ga teng deb olsak boladi, yani:

$$u \approx -e_1. \quad (3.188)$$

Transformatorning ikkilamchi chulg'ami uzib qo'yilsa, undan tok o'tmaydi, bu holda quyidagi munosabat o'rinli bo'ladi:

$$u_2 = -e_2. \quad (3.189)$$

e_1 va e_2 E.Yu.K. larning oniy qiymatlari bir xil fazada (sinxron faz ravishda) o'zgaradi (ayni bir paytda eng katta qiymatga erishadi va ayni bir paytda nolga teng bo'ladi), shu sababli ularning (3.188) formuladagi nisbatini shu E.Yu.K. larning \mathcal{E}_1 va \mathcal{E}_2 ta'sir etuvchi qiymatlarining nisbati bilan yoki (3.188) va (3.189) tengliklarni hisobga olib, U_1 va U_2 kuchlanishlarning ta'sir etuvchi qiymatlari nisbati bilan almashtirish mumkin:

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{\mathcal{E}_1}{\mathcal{E}_2} = \frac{n_1}{n_2} = k. \quad (3.190)$$

k kattalik transformatorning transformatsiyalash koeffitsienti deb ataladi. Agar $k > 1$ bo'lsa, transformator pasaytiruvchi, $k < 1$ bo'lsa, kuchaytiruvchi bo'ladi.

Ikkilamchi chulg'am zanjirdan uzilganda birlamchi chulg'amdagi tok kuchi fazasi bilan bu chulg'amga berilgan kuchlanish fazasi o'rtasidagi siljish $\frac{\pi}{2}$ ga yaqin bo'ladi. Shu sababli birlamchi chulg'amining aktiv qarshiligi kam bo'lgan transformator tarmoqdan deyarli energiya olmaydi.

Ikkilamchi chulg'am uchlariga elektr energiyasini iste'mol qiladigan zanjir ulansa yoki boshqacha aytganda, transformatorga nagruzka berilsa, ikkilamchi tok nolga teng bo'lmaydi. Unda paydo bo'lgan tok o'zakda o'zining o'zgaruvchan magnit oqimini hosil

qiladi, bu oqim Lens qonuniga muvofiq o'zakdagi magnit oqimining o'zgarishini kamaytirishi kerak.

Ammo natijalovchi magnit oqimi tebranishlari amplitudasining kichiklashuvi, o'z navbatida, birlamchi chulg'amdagi induksiya E.Yu.K. ini kamaytirishi kerak. Lekin bunday bo'lishi mumkin emas, chunki (3.188) ga muvofiq $|u_1| = |e_1|$. Shu sababli ikkilamchi chulg'amning zanjiri ulanganda birlamchi chulg'amdagi tok kuchi o'z-o'zidan ortadi. Uning amplitudasi kattalashib, natijalovchi magnit oqimi tebranishlarining avvalgi amplitudasini tiklaydi. Shu bilan bir vaqtda birlamchi chulg'amda kuchlanish bilan tok kuchi orasidagi fazalar siljishi kamayadi.

Birlamchi chulg'am zanjiridagi tok kuchi energiyaning saqlanish qonuniga muvofiq ortadi: transformatorning ikkilamchi chulg'amiga ulangan zanjirga qancha elektr energiyasi berilsa, birlamchi chulg'am tarmoqdan xuddi shuncha energiya oladi. Birlamchi chulg'amdagi quvvat taqriban ikkilamchi chulg'amdagi quvvatga teng bo'lishi kerak:

$$U_1 I_1 \approx U_2 I_2. \quad (3.191)$$

bundan,

$$\frac{U_1}{U_2} \approx \frac{I_2}{I_1} \quad (3.192)$$

kelib chiqadi.

Demak, transformator yordamida kuchlanish necha marta ortirilsa, tok kuchi shuncha marta kamayadi (va aksincha).

Hozirgi zamon katta quvvatli transformatorlarda energiyaning burcha isroflari 2-3 % dan oshmaydi

3.4.9. Magnit maydon energiyasi

Elektr toki o'tayotgan o'tkazgich har doim magnit maydoni bilan o'rulgan bo'lib, magnit maydoni tok paydo bo'lishi bilan paydo bo'lib, tok to'xtashi bilan yo'qoladi. Magnit maydoni xuddi elektr maydoni kabi energiyani tashuvchi bo'lib xizmat qiladi. Tabiiyki, magnit maydon energiyasi tok tomonidan bu maydonni hosil qilish uchun sarflanadigan ishga teng bo'ladi.

Induktivligi L bo'lgan konturdan I tok oqayotgan holni qaraylik. Bu kontur orqali $\Phi = LI$ magnit oqimi (3.13) o'tayotgan bo'lsin. Tok qiymati dl ga o'zgarganda magnit oqimi $d\Phi = Ldl$ ga o'zgaradi. Ammo magnit oqimini $d\Phi$ ga o'zgargartirish uchun (5.3.7. ga qarang) $dA = Id\Phi = LI dl$ ish bajarish zarur. U holda Φ magnit oqimini hosil qilish uchun bajarilishi zarur bo'lgan ish quyidagiga teng bo'ladi:

$$A = \int_0^I LI dl = \frac{LI^2}{2}. \quad (3.193)$$

demak, kontur tomonadan hosil qilingan magnit maydon energiyasi

$$W = \frac{LI^2}{2} \quad (3.194)$$

o'zgaruvchan magnit maydonlarni tekshirish, ayniqsa elektromagnit to'liqlarning tarqalishini o'rganish magnit maydoni fazoda mavjud bo'lishini isbot qiladi. Bu esa maydon nazariyasi haqidagi tushunchalarga mos keladi.

Magnit maydon energiyasini maydonni xarakterlovchi atrof muhitdagi kattaliklar funksiyasi orqali ifodalash mumkin. Buning uchun xususiy holni, ya'ni uzun solenoid ichidagi bir jinsli maydonni qaraymiz, uning magnit maydon induksiya vektori $B = \frac{\mu\mu_0 NI}{l}$ ga teng. (3.194) formulaga (3.134) ifodani qo'yib, quyidagini olamiz:

$$W = \frac{1}{2} \mu\mu_0 \frac{N^2 I^2}{l} S \quad (3.195)$$

$$I = \frac{B \cdot l}{\mu\mu_0 N} \quad (3.196)$$

va

$$B = \mu\mu_0 H \quad (3.197)$$

bo'lgani uchun

$$W = \frac{B^2}{2\mu\mu_0} V = \frac{B \cdot H}{2} V. \quad (3.198)$$

bunda $Sl = V$ -solenoid hajmi.

Solenoid magnit maydoni bir jinsli va uning ichida joylashgan, shu sababli energiya solenoid hajmida to'plangan (3.48) va unda doimiy hajmiy zichlik bilan taqsimlangandir

$$w = \frac{W}{V} = \frac{B^2}{2\mu\mu_0} = \frac{\mu\mu_0 H^2}{2} = \frac{B \cdot H}{2}. \quad (3.199)$$

Magnit maydon energiyasining hajmiy zichligi uchun (3.199) ifodaning ko'inishi xuddi elektrostatik maydon energiyasi hajmiy zichligi uchun (3.45) formulaga o'xshashdir, faqat bu erda elektr kattaliklar magnit maydoni uchun keltirib chiqarildi, lekin u bir jinsli bo'lmagan maydonlar uchun ham taaluqlidir. (3.199) ifoda faqat B ning H ga bo'lganishi chiziqli bo'lgan moddalar uchun taaluqlidir ya'ni ular faqat para - va diamagnitlarga ta'aluqlidir (7.7. ga qarang).

Mavzu yuzasidan testlar

1. Har birining radiusi 4sm bo'lgan ikkita doiraviy o'ram bir-biridan 5sm uzoqlikdagi parallel tekisliklarda joylashgan. O'ramlardan $I_1 = I_2 = 4\text{A}$ tok o'tayotir. O'ramlardan birining markazidagi magnit maydoni kuchlanganligi topilsin. Masalani quyidagi hollar uchun yechilsin: 1) o'ramlardagi toklar bir xil yo'nalishda o'tayotir, 2) toklar qarama-qarshi yo'nalishda o'tayotir.

A) 1) $H = 62,2\text{ A/m}$; 2) $H = 38,2\text{ A/m}$.

B) 1) $H = 68,2\text{ A/m}$; 2) $H = 36,2\text{ A/m}$.

C) 1) $H = 61,2\text{ A/m}$; 2) $H = 48,2\text{ A/m}$.

D) 1) $H = 65,2\text{ A/m}$; 2) $H = 42,2\text{ A/m}$.

2. Konturning induktivligi uning shakliga, o'lchamligi va muhitning magnit singdiruvchanligiga bog'liq bo'lib, quyidagiga tengligini toping.

A) $L = \mu_0 \mu n^2 V$ B) $L_{12} = \mu_0 \mu n_1 n_2 S l$ C) $L = \mu_0 \mu n^2 S$ D)

$L = \mu_0 \mu n V$

3. Kichik diametrli va 30sm uzunlikdagi solenoid ichida magnit maydon energiyasining hajm zichligi $1,75\text{ J/m}^3$ ga teng bo'lishi uchun amper-o'ramlar soni qancha bo'lishi kerak?

A) 500 amper-o'ram B) 400 amper-o'ram

C) 600 amper-o'ram D) 300 amper-o'ram

4. 300V potentsiallar ayirmasi bilan tezlashtirilgan elektron 4mm uzoqlikdagi to'g'ri uzun sigma parallel ravishda harakatlanadi. Simdan 5A tok o'tsa, elektronga qanday kuch ta'sir etadi?

A) $F = 4 \cdot 10^{-16}\text{ N}$ B) $F = 2 \cdot 10^{-16}\text{ N}$

C) $F = 7 \cdot 10^{-16}\text{ N}$ D) $F = 4 \cdot 10^{-15}\text{ N}$

5. Harakat miqdorining momenti $1,33 \cdot 10^{-22} \text{ kg} \cdot \frac{\text{m}^2}{\text{s}}$ bo'lgan α - zarrachauning harakat tezligiga tik bo'lgan bir jinsli magnit maydoniga uchib kiradi. Magnit maydonining induksiyasi $2,5 \cdot 10^{-2} \text{ T}$. α - zarrachaning kinetik energiyasi topilsin.

- A) 500 eV B) 600 eV C) 300 eV D) 800 eV

6. Uzunligi 20sm va diametri 3sm bo'lgan g'altak 400 o'ramga ega. G'altakdan 2A tok o'tadi. 1) G'altakning L induktivligi va 2) g'altakning ko'ndalang kesimidan o'tayotgan Φ magnit o'qimi topilsin.

- A) $7,1 \cdot 10^{-4} \text{ Gn}$; $3,55 \cdot 10^{-6} \text{ Vb}$ B) $7,1 \cdot 10^{-4} \text{ Gn}$; $3,55 \cdot 10^{-6} \text{ Vb}$

- C) $7,1 \cdot 10^{-4} \text{ Gn}$; $3,55 \cdot 10^{-6} \text{ Vb}$ D) $7,1 \cdot 10^{-4} \text{ Gn}$; $3,55 \cdot 10^{-6} \text{ Vb}$

7. G'altakning qarshiligi $R = 10 \Omega$ va induktivligi $L = 0,144 \text{ Gn}$. G'altak ulangandan qanqa vaqt o'tgach, undagi tok oldingi belgilangan tokning yarmiga teng bo'ladi?

- A) 0,01 s dan keyin B) 0,03 s dan oldin

- C) 0,05 s dan keyin D) 0,04 s dan oldin

8. Ikkita g'altakning o'zaro induktivligi $0,005 \text{ Gn}$ ga teng. Birinchi g'altakdagi tok $I = I_0 \sin \omega t$ qonuni bo'yicha o'zgaradi, bunda $I_0 = 10 \text{ A}$, $\omega = \frac{2\pi}{T}$ va $T = 0,02 \text{ s}$. 1) Ikkinchi g'altakdagi induksiyalangan E. Yu. K. ning vaqtga bo'lgan tenglamasi tuzilsin. 2) Bu E. Yu. K. ning eng katta qiymati topilsin.

- A) 1) $\mathcal{E} = -L_{12} I_0 \omega \cos \omega t = 15,7 \cos 100\pi t \text{ V}$; 2) $\mathcal{E}_{\max} = 15,7 \text{ V}$

- B) 1) $\mathcal{E} = -L_{12} I_0 \omega \cos \omega t = 17,7 \cos 100\pi t \text{ V}$; 2) $\mathcal{E}_{\max} = 17,7 \text{ V}$

- C) 1) $\mathcal{E} = -L_{12} I_0 \omega \cos \omega t = 12,7 \cos 100\pi t \text{ V}$; 2) $\mathcal{E}_{\max} = 12,7 \text{ V}$

- D) 1) $\mathcal{E} = -L_{12} I_0 \omega \cos \omega t = 19,7 \cos 100\pi t \text{ V}$; 2) $\mathcal{E}_{\max} = 19,7 \text{ V}$

Mavzu yuzasidan savollar

1. Elektromagnit induksiya hodisasining mohoyati nimadan iborat? Faradey tajribalarini tahlil qiling.

2. O'tkazuvchan yopiq konturda induksiya E.Yu.K. ning hosil bo'lishiga sabab nima?

3. Konturda hosil bo'luvchi induksiya E.Yu.K.i nima va qanday bog'liq bo'ladi?

4. Lens qoidasini misollar yordamida tushuntiring.

5. Bir jinsli magnit maydonida ilgarilanma harakat qiladigan o'tkazuvchan ramkada induksion tok hosil bo'ladimi, izohlang?

6. Faradey qonuni energiyaning saqlanish qonuni oqibati ekanini ko'rsating.

7. Elektromagnit induksiya E.Yu.K.ining tabiati nimadan iborat?

8. Uyurmali tok deb nimaga aytiladi? Ular zararlimi yoki foydalimi?

9. Ozgaruvchan tok nima?

10. Tokning effektiv yoki ta'sir etuvchi qiymati.

11. Generator qanday qismlardan tashkil topgan?

12. Aktiv, induktiv va sig'im qarshiliklarni izohlang.

13. O'zgaruvchan tokda to'la qarshilik qanday topiladi?

14. Quvvat koeffitsenti nima?

15. Induktiv g'altak va kondensatorning quvvat koeffitsentiga ta'siri qanday?

16. Qanday fizik kattalik genrilarda ifodalanadi? Genriga ta'rif bering.

17. Magnit maydon energiyasini topish formulasi.

18. Magnit maydon energiya zichligi nima va qanday topiladi?

3.5-MAVZU. ELEKTROMAGNIT TEBRANISHLAR

Reja:

- 3.5.1. Tebranishlar konturi va uning xususiy tebranishlari;
- 3.5.2. Soʻnuvchi va majburiy tebranishlar. Soʻnish koeffitsenti, soʻnishning logorifmik dekrementi;
- 3.5.3. Kuchlanish va toklarning rezonansi. Majburiy tebranishlarni hosil qilish;
- 3.5.4. Oʻzgaruvchan tok hosil qilish;
- 3.5.5. Magnitoelektrik induksiya hodisasi. Siljish toki;
- 3.5.6. Maksvell tenglamalari;
- 3.5.7. Elektromagnit toʻlqin tenglamasi. Elektromagnit toʻlqinning tarqalish tezligi;
- 3.5.8. Elektromagnit toʻlqin energiyasi va energiya zichligi;
- 3.5.9. Elektromagnit toʻlqinlarning bosimi;
- 3.5.10. Elektromagnit toʻlqinlarni tarqatish va qabul qilish usullari. Elektromagnit toʻlqinlarining shkalasi;
- 3.5.11. Radioaloqa.

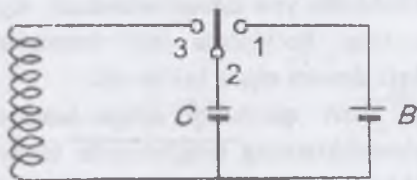
3.5.1. Tebranishlar konturi va uning xususiy tebranishlari

Elektromagnit tebranishlarni kuzatish uchun tebranish konturidan foydalanish lozim, bunda elektr maydon energiyasi magnit maydon energiyasiga va aksincha, magnit maydon energiyasi elektr maydon energiyasiga aylanish imkoniga ega boʻladi. Tebranish konturi deb ketma-ket ulangan elektr sigʻimi C boʻlgan kondensator va induktivligi L boʻlgan solenoiddan iborat boʻlgan tizim (zanjir) ga aytiladi. Elektr maydonni kondensator qoplamalari orasida, magnit maydonni esa solenoid yordamida vujudga keltirish qulay. Elektromagnit tebranishlar sodir boʻlishini aktiv qarshiligi $R = 0$ boʻlgan ideal tebranish konturida qarab chiqaylik. 137-rasmda tasvirlangan zanjirdagi 1 va 2 klemmelarni ulab kondensatorni batareya B dan zaryadlaymiz kondensator qoplamalarida q_m zaryad toʻplangach (bunda kondensatordagi kuchlanishning qiymati U_m ga yetadi), kalit rechagini 2 va 3 klemmalar orasida elektr kontakti hosil qilamiz. Natijada kondensator solenoid gʻaltagi orqali zaryadlanu

boshlaydi. 138-a rasmda kondensatorning razryadlanishi boshlanayotgan moment tasvirlangan. Bu momentda kondensator qoplamalari orasida elektr maydon mavjud bo'lib uning energiyasi o'zining eng katta (maksimal) qiymatiga erishadi, ya'ni

$$W_e = \frac{1}{2} \frac{q_m^2}{C} \quad (3.200)$$

Solenoidda esa ayni momentda magnit maydon vujudga kelganicha yoq. Shuning uchun bu momentda konturdagi energiya elektr maydon energiyasidan iborat bo'ladi. Kondensator razryadlanishi tufayli g'altakdan elektr toki o'ta boshlaydi. Natijada g'altak ichida va uning atrofida o'sib boruvchi magnit maydon vujudga kela boshlaydi. Magnit maydonning o'sishi kondensator to'liq razryadlangunga qadar davom etib g'altakda o'zinduktiya E, Yu.K. ini vujudga kelishiga sababchi bo'ladi. O'zinduksiya E, Yu.K. g'altak orqali oqayotgan tokning o'sishiga qarshilik ko'rsatadi, lekin uni to'xtata olmaydi.



137-rasm

Kondensator to'liq razryadlangan momentda (ya'ni kondensator qoplamalari orasidagi elektr maydon butunlay yo'qolganda) tok kuchi o'zining maksimal qiymati ($I_m = \frac{dq_m}{dt}$) ga erishadi. Bu momentda (138b-rasmga qarang) konturdagi energiya faqat g'altakning magnit maydon energiyasi sifatida namoyon buladi va uning qiymati

$$W_M = \frac{1}{2} L I_m^2 = \frac{1}{2} L \left(\frac{dq_m}{dt} \right)^2 \quad (3.201)$$

ga teng bo'ladi.

Shundan so'ng, magnit maydon susaya boshlaydi. Bu esa g'altakda o'zinduksiya E, Yu.K. ni bujudga keltiradi.

Induksion tok, Lens qoidasiga asosan, magnit maydon kamayuvini to'ldirishga harakat qiladi, ya'ni o'zinduksiya E, Yu.K.

ning yoʻnalishi gʻaltakdagi tokning avvalgi yoʻnalishi bilan bir xil boʻladi. Natijada kondensatorning qayta zaryadlanishi sodir boʻladi. Demak, bu momentda magnit maydon energiyasi elektr maydon energiyasiga aylanib boʻladi, lekin bu holda elektr maydonning yoʻnalishi (138b-rasmga qarang) boshlangʻich holatdagi elektr maydon (138a-rasmda tasvirlangan) yoʻnalishiga teskari boʻladi.

Keyin yana kondensatorning razryadlanishi va konturda teskari yoʻnalishda elektr tokining oqishi kuzatiladi. Bu tok gʻaltakdan oʻtib uning ichida magnit maydon hosil qiladi. Magnit maydonning yoʻnalishi bu holda (138g-rasmga qarang) oldingi holdagiga qarama-qarshidir yoʻnalgan.

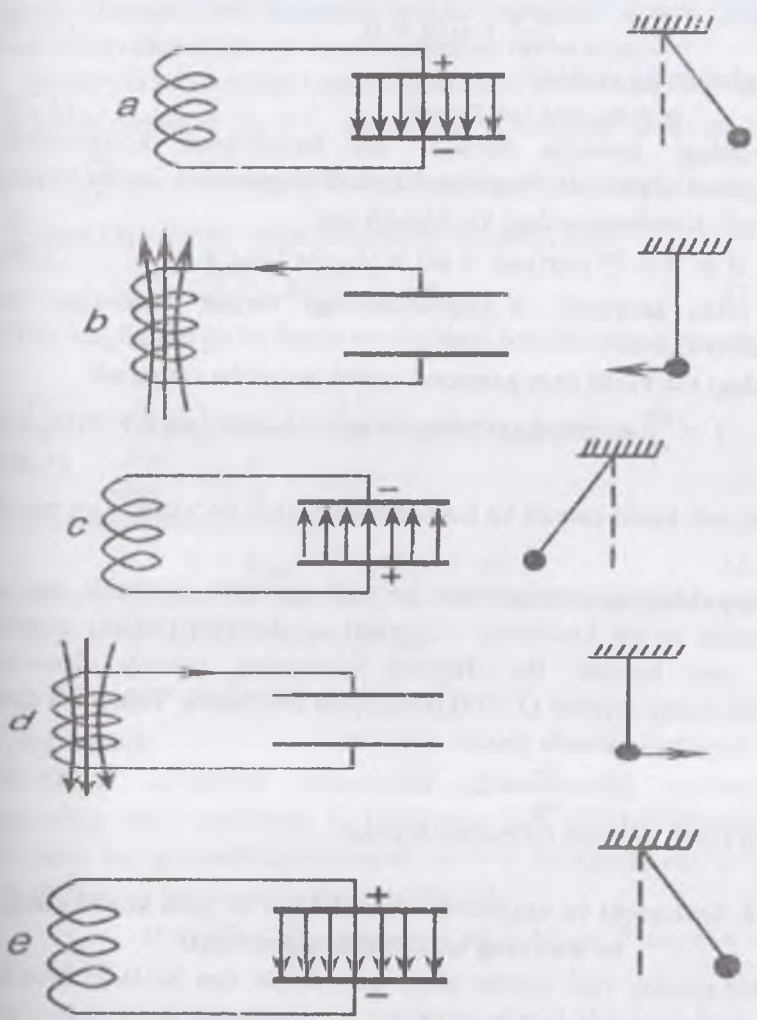
Shundan keyin magnit maydon energiyasi hisobiga oʻzinduksiya toki vujudga keladi va kondensator qoplamalari orasida boshlangʻich yoʻnalishdagi elektr maydon (138d-rasmga qarang) hosil boʻladi.

Shunday qilib, konturda bitta toʻliq tebranish hosil boʻldi. Keyingi jarayon ham shu tahlidda yana takrorlanaveradi. Agar konturdagi aktiv qarshilik nolga teng boʻlganda edi, konturadagi elektromaghit tebranishlar cheksiz davom etgan boʻlar edi.

Endi, konturning aktiv qarshiligi nolga teng boʻlgan hol uchun elektromagnit tebranishlarning tenglamasini topaylik. Bu chegaraviy holdagi tebranishlarni konturning erkin tebranishlari yoki xususiy tebranishlari deyiladi. Demak, konturning xususiy tebranishlarida davriy ravishda elektr maydon energiyasi magnit maydon energiyasiga va aksincha, magnit maydon energiyasi elektr maydon energiyasiga aylanishi sodir boʻladi. Tebranishlar vaqtida kontur aktiv qarshiligi $R = 0$ boʻlsa, konturdan issiqlik miqdori ajralib chiqmaydi. Tebranishlar sodir boʻlayotgan vaqtda konturga tashqi kuchlanish berilmaganligi uchun kondensatordagi kuchlanish tushishi $U_c = \frac{q}{C}$ va galʼtakdagi kuchlanish tushishi $U_L = L \frac{dI}{dt} = L \frac{d^2q}{dt^2}$ ning yigʻindisi nolga teng boʻlishi lozim, yaʼni:

$$L \frac{d^2q}{dt^2} + \frac{q}{C} = 0. \quad (3.202)$$

bu ifodani L ga boʻlsak



138-rasm

va

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (3.203)$$

belgilashni kiritdik, (3.202) ifoda quyidagi ko'rinishga keladi;

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \omega_0^2 q = 0. \quad (3.204)$$

Bu tenglamaning yechimi

$$q = q_m \cos(\omega_0 t + \varphi) \quad (3.205)$$

ko'rinishdagi funksiya bo'ladi. Bu funksiyadan ko'rinishicha, kondensator qoplamalaridagi zaryad miqdori garmonik qonun bo'yicha o'zgaradi. Kondensatordagi kuchlanish esa

$$U = \frac{q}{c} = \frac{q_m}{c} \cos(\omega_0 t + \varphi) = U_m \cos(\omega_0 t + \varphi) \quad (3.206)$$

ifoda bilan aniqlanib, u qoplamalardagi zaryad miqdoriga mos ravishda o'zgaradi.

Zanjirdagi tok kuchi ham garmonik qonun bo'yicha o'zgaradi:

$$I = \frac{dq}{dt} = -\omega_0 q_m \sin(\omega_0 t + \varphi) = I_m \cos\left(\omega_0 t + \varphi + \frac{\pi}{2}\right). \quad (3.207)$$

Demak, tok kuchi zaryad va kuchlanishdan faza bo'yicha $\frac{\pi}{2}$ ga orqada qiladi.

Yuqoridagi tenglamalardam ko'rinib turibdiki, konturda zaryad, kuchlanish va tok kuchining o'zgarishi ω_0 doiraviy (siklik) chastota bilan sodir bo'ladi. Bu chastota konturning xususiy chastotasi deyiladi, uning qiymati (3.203) ifoda bilan aniqlanadi. Tebranish davri uchun quyidagi formula yozish mumkin:

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{LC}. \quad (3.208)$$

Bu ifoda Tomson formulasi deyiladi.

3.5.2. So'nuvchi va majburiy tebranishlar. So'nish koeffitsenti, so'nishning logorifmik dekrementi

Har qanday real kontur aktib qarshilikka ega bo'ladi. Shuning uchun real konturda kondensatorning razryadlanish jarayonida elektr maydon energiyaining faqat bir qismi magnit maydon energiyasiga aylanadi, qolgan qismi esa aktiv qarshilikdan issiqligi sifatida ajralib chiqadi. Shu kabi, kondensatorning qayta zaryadlanishida magnit maydon energiyasining bir qismi elektr maydon energiyasiga aylanadi, qolgan qismi aktiv qarshilikda issiqlik energiyasiga

aylanadi. Demak, real konturda issiqlik energiyasi ajralib chiqishi uchun erkin tebranishlar soʻnuvchi tebranish boʻlar ekan.

Soʻnuvchi tebranishlar tenglamasini hosil qilish uchun sigʻimdagi kuchlanish tushivini $U_C = \frac{q}{C}$, galtakdagi kuchlanish tushivini $U_L = L \frac{dI}{dt} = L \frac{dq}{dt}$ va aktiv qarshilikdagi kuchlanish tushivini $U_R = RI = R \frac{dq}{dt}$ ning yigʻindisini nolga tenglashtirish kerak, yani:

$$L \frac{d^2q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = 0. \quad (3.209)$$

(3.209) tenglikni L ga boʻlamiz va quyidagi belgilashdan kiritamiz:

$$\beta = \frac{1}{2} \frac{R}{L}$$

Hatijada (3.209) tenglikni quyidagi koʻrinishga keltiramiz:

$$\frac{d^2q}{dt^2} + 2\beta \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 q = 0. \quad (3.210)$$

(3.210) tenglamaning yechimi

$$q = q_{m0} e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi) \quad (3.211)$$

koʻrinishda boʻladi. Bu erda ω -soʻnuvchi elektromagnit tebranishlar siklik chastotasi boʻlib, uning qiymati

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}} \quad (3.212)$$

ga teng boʻladi.

Demak, soʻnuvchi tebranishlar chastotasining qiymati ω konturning aktiv qarshiligi R kamaygan sari xususiy tebranishlar chastotasi ω_0 ga yaqinlashib boradi. $R = 0$ boʻlganda esa $\omega = \omega_0$ boʻladi. Kontur kondensatoridagi kuchlanish

$$U = \frac{q_{m0}}{C} e^{-\beta t} \cdot \cos(\omega t + \varphi) = U_{m0} e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi) \quad (3.213)$$

va konturdagi tok kuchi esa

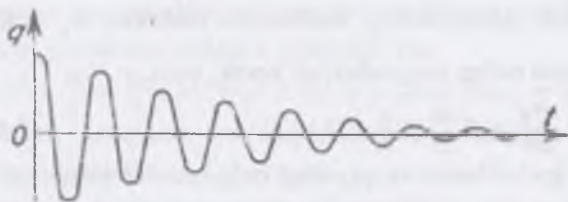
$$I = \omega_0 q_{m0} e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi + \psi) \quad (3.214)$$

ifodalar orqali topiladi. Oxirgi ifodada

$$\frac{\pi}{2} < \psi < \pi$$

boʻladi, yaʼni real konturda ($\pi \neq 0$) tok va kondensatoridagi kuchlanish faza boʻicha $\frac{\pi}{2}$ dan kattaroq qiymatga farq qiladi.

Real konturda kondensator qoplamalaridagi zaryad miqdorining vaqtga bog'liqlik grafigi 139-rasmda tasvirlangan. U va I larning vaqtga bog'liqlik graflari ham shunga o'xshashdir.



139-rasm

Odatta, so'nuvchi tebranishlarni, xususan so'nuvchi elektromagnit tebranishlarni ham so'nish darajasini λ so'nishning logarifmik dekrementi

$$\lambda = \ln \frac{q(t)}{q(t+T)} = \beta T \quad (3.215)$$

bilan xarakterlanadi. Bu yerda T -tebranish davri. Tebranish konturi ko'pincha, unung aslligi bilan xarakterlanadi. Konturning aslligi D esa λ so'nishning logarifmik dekrementi bilan quyidagi munosabat asosida bog'langan:

$$D = \frac{\pi}{\lambda}. \quad (3.216)$$

Tebranish amplitudasi e marta kamayishi uchun ketgan vaqt ichida sodir bo'lgan tebranishlar soni n_e so'nishning logarifmik dekrementiga teskari kattalik:

$$n_e = \frac{1}{\lambda}.$$

shuning uchun (3.216) ni quyidagi ko'rinishda ham yozish mumkin:

$$D = \pi n_e. \quad (3.217)$$

Demak, real konturda kondensator qoplamalaridagi zaryadning, yoki kuchlanishning maksimal qiymati e marta kamayguncha kontur qanchalik kop'roq tebranishga ulgursa, bu konturning aslligi shunchalik katta bo'ladi.

So'nmas tebranishlar yuzaga kelishi uchun konturga davriy ravishda manbadan zaryad berib turilishi kerak. Bu konturning aktiv

qarshiligidan issiqlik energiyasi sifatida ajralib chiqayotgan energiyaini kompensasiyalab turishi kerak va natijada tebranish koturining energiyasi doimiy saqlanadi. Bu esa, tebranishlarning soʻnmasligiga sabab boʻladi. Bunday tebranishlar majburiy tebranishlar deyiladi.

Majburiy tebranishda kontur aktuv, sigim va induktiv qarshiliklardagi kuchlahish tushishlarining yigindisi nolga teng emas, balki tashqi oʻzgaruvchan E.Yu.K. $\varepsilon = \varepsilon_m \cos \omega t$ ga teng boʻlishi kerak, yaʼni:

$$L \frac{d^2q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = \varepsilon_m \cos \omega t \quad (3.218)$$

bu tenglamaning yechimi majburiy tebranishlarni ifodalaydi. U quyidagi koʻrinishga ega boʻladi:

$$q = q_m \cos(\omega t - \psi). \quad (3.219)$$

bunda

$$q = \frac{\varepsilon}{\omega \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}},$$

$$q_m = \frac{\varepsilon_m}{\omega \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}, \quad (3.220)$$

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{R}{\frac{1}{\omega C} - \omega L}. \quad (3.221)$$

Kondensatordagi kuchlanishni topish uchun (3.219) ni C ga boʻlamiz:

$$U = \frac{q_m}{C} \cos(\omega t - \psi) = U_m \cos(\omega t - \psi),$$

bunda

$$U_m = \frac{q_m}{C} = \frac{\varepsilon_m}{\omega C \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}. \quad (3.222)$$

(3.219) dan vaqt boʻyicha birinchi tartibli hosila olsak, konturdagi tok kuchini topgan boʻlamiz:

$$I = -\omega q_m \sin(\omega t - \psi) = I_m \cos\left(\omega t - \psi + \frac{\pi}{2}\right),$$

bunda

$$I_m = \omega q_m = \frac{\varepsilon_m}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}, \quad (3.223)$$

yoki, umumiy holda:

$$I = \frac{\varepsilon_m \cos \omega t}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} \quad (3.224)$$

3.5.3. Kuchlanish va toklarning rezonansi. Majburiy tebranishlarni hosil qilish

Majburiy tebranishlar sodir bo'layotgan tebranish konturi kondensator qoplamlaridagi kuchlanishning amplituda qiymatini

$$U_m = \frac{q_m}{C} = \frac{\varepsilon_m}{\omega C \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} \quad (3.225)$$

va konturdan o'tayotgan tok kuchining amplituda qiymatini

$$I_m = \omega q_m = \frac{\varepsilon_m}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} \quad (3.226)$$

hosil qilish, majburiy tebranishlarni vujudga keltirayotgan

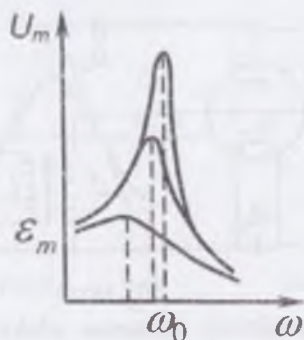
$$\varepsilon = \varepsilon_m \cos \omega t \quad (3.227)$$

elektr yurituvchi kuchning chastotasiga bog'liq. Tebranish konturi uchun majbur etuvchi elektr yurituvchi kuchning biror ω_U chastotasida U_m maksimal qiymatga erishadi. Bu hodisa kuchlanish rezonansi deb, ω_U esa rezonans chastota deb ataladi. Kuchlanish rezonansi vaqtidagi rezonans chastotaning qiymati kontur parametrlari (R, L, C lar) orqali quyidagicha ifodalanadi:

$$\omega_U = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{2L^2}} \quad (3.228)$$

Demak, rezonans chastota, umuman, konturning xususiy chastotasi

$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}}$ dan kichik. Lekin konturning aktiv qarshiligi L qarshiligi qanchalik katta bo'lsa (boshqacha qilib aytganda, $\beta = \frac{R}{2L}$ qanchalik kichik bo'lsa), rezonans chastota xususiy chastota ω_0 ga shunchalik yaqinroq bo'ladi. Bundan tashqari, β kichikroq bo'lgan konturlar uchun U_m ning ω ga bog'liqlik grafigi (140-rasmga qarang) da rezonansdagi maksimum balandroq va o'tkir uchliroq bo'ladi.



140-rasm

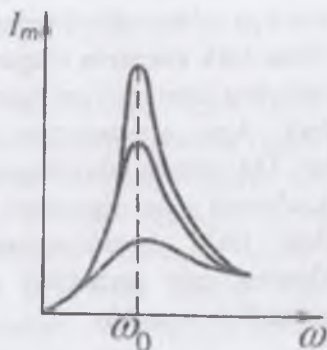
Tok kuchuning amplituda qiymati maksimumga erishishi uchun (3.226) ifodaning maxraji nolga intilishi lozim. Bu esa

$$\omega L = \frac{1}{\omega C}$$

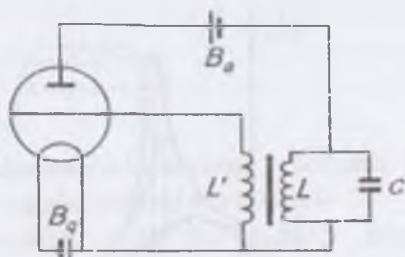
bo'lganda amalga oshadi. Shuning uchun konturda tok rezonansi sodir bo'lishi uchun majbur etuvchi E.Yu.K. ning chastotasi konturning xusisiy chastotasiga teng bo'lishi lozim, degan xulosaga kelamiz,

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \omega_0. \quad (3.229)$$

141-rasmda aktiv qarshiligi turlicha bo'lgan konturlar uchun I_m ning ω ga bog'liqligini ifodalovchi funksiyalarning grafiklari tasvirlangan.



141-rasm



142 rasm

Real konturda majburiy soʻnmas elektromagnit tebranishlarni hosil qilish usulidan biri lampali generator. Bu usuldan yuqori chastotali oʻzgaruvchan toklar hosil qilishda ham foydalanish mumkin.

3.5.4. Oʻzgaruvchan tok hosil qilish

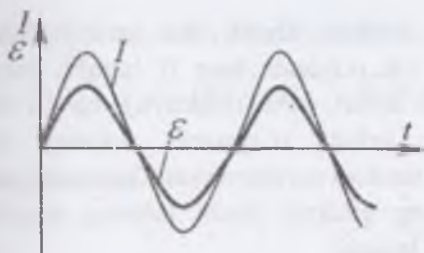
Zanjirdan oʻtayotgan tokning kuchi vaqt oʻtishi bilan oʻzgarib turishi mumkin. Zanjirdagi tok manbaining E.Yu.K. davriy ravishda gʻarmonik qonunga asosan, yaʼni

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_m \cos \omega t. \quad (3.216)$$

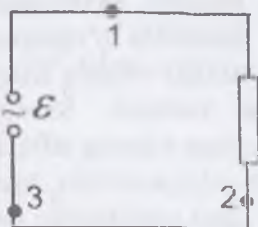
qonun boʻyicha oʻzgarsa, shu zanjirda hosil boʻlgan oʻzgaruvchan tok kuchi *Место для формулы.*

$$I = \frac{\mathcal{E}_m}{R} \cos \omega t = I_m \cos \omega t \quad (3.217)$$

ifoda bilan aniqlanadi (bunda tok manbaining ichki qarshiligi $r \ll R$ boʻlganligi uchun hisobga olinmadi). Demak, oʻzgaruvchan elektr yurituvchi kuch taʼsirida berk konturda oʻzgaruvchan tok (143-rasm) hosil boʻladi. Oʻzgaruvchan tokning ayni momentdagi qiymati uning oniy qiymati deyiladi. Agar oʻzgaruvchan tok zanjirining ayrim qismlaridagi (masalan, 144-rasmda tasvirlangan zanjirning 1, 2 yoki 3 nuqtalaridagi) tok kuchininh oniy qiymatlari amalda bir xil boʻlsa, bunday oʻzgaruvchan tokni kvazistatsionar tok deb ataladi. Kvazistatsionar toklarning oniy qiymatlari uchun Om qonuni va Kirxgof qoidalari qoʻllanilishi mumkin.



143-rasm



144-rasm

Davriy o'zgaruvchan tokni xarakterlovchi asosiy kattaliklardan biri - davrdir. O'zgaruvchan tokning davri deganda tokning qiymati bir marta to'liq tebranib yana o'zining avvalgi qiymatini va yo'nalishini olishi uchun ketgan vaqt tushuniladi. Davrni, odatda, T harfi bilan belgilanadi. Birlik vaqtidagi tebranishlar soni - chastota (ν) yoki siklik chastota (ω) davr bilan quyidagicha bog'langan:

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi}. \quad (3.232)$$

Ikkinchi asosiy kattalik-o'zgaruvchan tok kuchining amplitudasi (I_m) dir. Bu kattalik o'zgaruvchan tok ega bo'lishi mumkin bo'lgan maksimal oniy qiymatni ifodalaydi. Garmonik qonun bo'yicha o'zgarayotgan tokning ikkala yo'nalishdagi amplitudalari teng bo'ladi, albatta (143-rasmga qarang). Sanoatda qo'llaniladigan tok uchun $T = \frac{1}{50}$ s. Har bir davr mobaynida tok o'z yo'nalishini ikki marta o'zgartiradi

Uchinchi asosiy kattalik tok fazasi (ωt) dir. O'zgaruvchan tokning oniy qiymatlari noldan maksimal qiymat (amplituda) gacha bo'lgan intervalda davriy ravishda o'zgarib turadi. Shuning uchun o'zgaruvchan tokning effektiv (haqiqiy) qiymati tushunchasidan foylaniladi. Uning mohiyatini tushunish uchun har qanday tokning o'tgazgikdan o'tishin jarayonida issiqlik miqdorining ajralishini eslaylik. Issiqlik miqdori tokning yo'nalishiga bog'liq emas. O'zgaruvchan tok bir yo'nalishda o'tganda ham, unga teskari yo'nalishiga o'tganda ham issiqlik ajralaberadi. Masalan, o'zgaruvchan tok biror R qarshilikdan o'tganda bir sekundda Q

issiqlik miqdori ajralayotgan bo'lsin. Huddi shu qarshilikdan bir sekund davomida o'zgarimas tok o'tganda ham Q issiqlik miqdori ajralsa, bu ikki tokning issiqlik ta'siri, ya'ni effektivligi bir xil degan xulosaga kelamiz. Shuning uchun o'zgarimas tokning kuchi o'zgaruvchan tokning effektiv kuchini xarakterlaydi. Garmonik qonun bo'yicha o'zgaruvchan tokning effektiv kuchi tokning amplituda qiymati bilan quyidagicha bog'langan:

$$I_{eff.} = \frac{I_m}{\sqrt{2}}. \quad (3.233)$$

O'zgaruvchan tok zanjiriga ulangan sig'imi C bo'lgan kondisator yoki induktivligi L bo'lgan g'altakning qarshiligi qanday bo'ladi?

1. G'altakdan o'zgaruvchan tok o'tishi natijasida qiymati $L \frac{dI}{dt}$ bo'lgan o'zunduksiya E.Yu.K. vujudga keladi. Tok chastotasi qanchalik katta bo'lsa, $\frac{dI}{dt}$ ham shunchalik katta bo'ladi. Demak, g'altakning induktivligi (L) va tok chastotasi (ω) ortgan sari o'zinduksiya E.Yu.K. ham ortadi. E.Yu.K.ning yo'nalishi, Lens qoidasiga asosan, birlamchi tok yo'nalishiga teskari. Shuning uchun o'zgaruvchan tok zanjiridagi induktivlik tok kuchining kamayishiga, qarshilikning esa oshishiga sababchi bo'ladi.

2. Kandensatorning sig'imi qanchalik katta bo'lsa, zaryadlanish jarayonida uning qoplamlarida shunchalik ko'proq zaryad miqdori to'planadi. O'zgaruvchan tokning chastotasi qanchalik katta bo'lsa, shunchalik, qisqa vaqt ichida qoplamalardagi zaryad zanjir orqali o'tadi. Shuning uchun C va ω ortgan sari o'zgaruvchan tokning effektiv qiymati ortadi, zanjirning qarshiligi esa kamayadi. Garmonik qonun bo'yicha o'zgaruvchi tok zanjiridagi induktiv qarshilikning qiymati.

$$X_L = \omega L \quad (3.234)$$

va sig'im qarshilikning qiymati

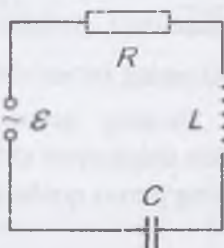
$$X_C = \frac{1}{\omega C} \quad (3.235)$$

ifodalar bilan aniqlanadi. Bu ikki qarshilikni, odatda, reaktiv qarshilik deb ataladi. Aktiv qarshiligi R , reaktiv qarshiligi (X_L va X_C) bo'lgan o'zgaruvchan tok

zanjirining (145-rasm) umumiy qarshiligi

$$Z = \sqrt{R^2 + (X_L - X_C)^2} = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} \quad (3.236)$$

ga teng bo'ladi.



145-rasm

Reaktiv qarshiliklar kondensator va g'altakning ω chastota bilan xarakterlanuvchi o'zgaruvchan tokka ko'rsatayotgan qarshiligidir. Agar tok o'zgarmas bo'lsa (ya'ni $\omega = 0$ bo'lsa), (3.234) va (3.235) ifodalarga asosan

$$X_L = 0, \quad X_C = \infty$$

qiymatlarga ega bo'ladi.

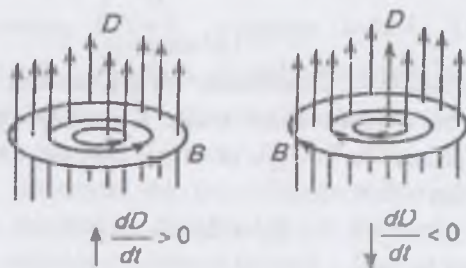
Demak, induktivlik o'zgarmas tokka qarshilik ko'rsatmaydi, ya'ni o'zgarmas tok zanjiridagi g'altakning qarshiligi faqat g'altak simlarining aktiv qarshiligidan iborat bo'ladi. O'zgarmas tokka sig'imning ko'rsatadigan qarshiligi cheksiz katta bo'lganligi uchun kondensatordan o'zgarmas tok o'ta olmaydi.

3.5.5. Magnitoelektrik induksiya hodisasi. Siljish toki

Fazoning biror sohasidagi elektr maydonning har qanday o'zgarishi tufayli fazoning shu sohasida induksion magnit maydon vujudga keladi. Bu hodisaga magnitoelektrik induksiya induksiyaga hodisasi deyiladi. Magnitoelektrik induksiya induksiyasi eletromagnit indukziya hodisasiga teskari bo'lgan hodisadir. Magnit maydon induksiyasi chiziqlarining yo'nalishi maydonning vujudga kelishiga

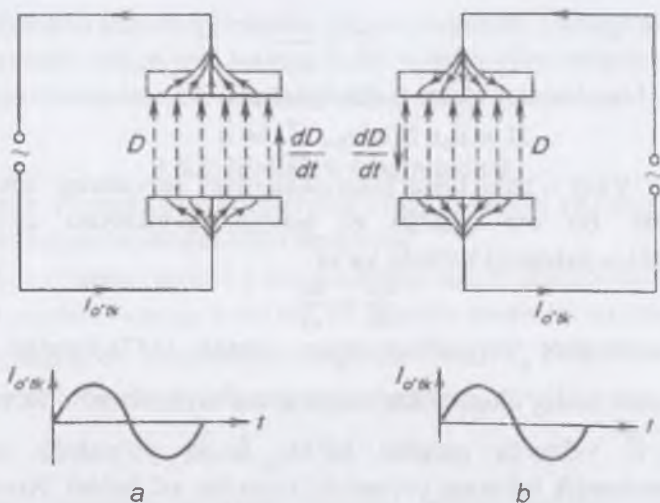
sababchi bo'layotgan elektr maydon o'zgarishini xarakterlovchi $\frac{d\vec{D}}{dt}$ vektorning yo'nalishi bilan o'ng parma qoidasi asosida bog'langandir.

Elektr maydon kuchayib borayotgan bo'lsa, \vec{D} vektorning vaqt o'tishi bilan o'zgarishini xarakterlovchi $\frac{d\vec{D}}{dt}$ vektorning yo'nalishi \vec{D} vektorning yo'nalishi bilan mos bo'ladi. Aksincha, elektr maydon susayotgan bo'lsa $\frac{d\vec{D}}{dt}$ vektorning yo'nalishi \vec{D} vektorning yo'nalishiga qarama-qarshi bo'ladi. Shuning uchun bu ikki xolda vujudga kelayotgan magnit maydon induksiyasi chiziqlar (146-rasmga qarang) ning yo'nalishlari ham, o'ng parma qoidasiga asosan, bir-biriga teskari bo'ladi



146-rasm

Magnetoelektrik induksiya hodisasining mavjutiligi 1863 yilda Maksvell tomonidan aytilgan gipotezada o'z tasdig'ini topdi. Eletr maydonning o'zgarishi va bu o'zgarish tufayli vujudga kelayotgan magnit maydon orasidagi miqdoriy bog'lanishni topish uchun Maksvell siljish toki deb ataladigan tushunchani kiritdi. Bu siljish toki bilan tanishish maqsadida kondesatorli zanjirdan kvazistatsionar o'zgaruvchan tok oqqanda sodir bo'luvchi jarayonni tekshiraylik. Elektor toki kondensator qoplamalarini birlashtiruvchi o'tkazgichlar orqali o'tadi, lekin qoplamalar oralig'idagi dielektrikdan o'tmaydi. Natijada o'zgaruvchan tokning zanjir bo'ylab oqishi kondensatorning zaryadlanishlari (147a-rasm) va razryadlanishlaridan (147b-rasm) iborat bo'ladi.



147a-rasm

147b-rasm

Shunday qilib, o'tkazuvchanlik toki (zanjirning o'tkazgichlaridan o'tayotgan tok) ning chiziqlari kondensator qoplamalarining bir-biriga qaragan sirtlarida uzulib qoladi. Lekin Maksvell bu fikrga qarama-qarshi bo'lgan g'oyani ilgari surdi. Uning fikricha, har qanday o'zgaruvchan tok zanjirlari ham berk bo'ladi. Faqat zanjirning o'tkazgich bo'lmagan qismlarida (biz tekshirayotgan holda kondensator qoplamalari oralig'ida) siljish toki" deb ataladigan tok "oqadi".

Zanjirdan o'tayotgan tokning oniy qiymati I bo'lsin. Shu vaqtda kondensator qoplamalari (qoplama sirti yuzasi S ga teng) dagi zaryadlar miqdorini q deb, ularning sirt zichligini esa $\sigma = \frac{q}{S}$ deb belgilaylik. U holda kondensator qoplamalari ichidagi o'tkazuvchanlik toki zichligining qiymati

$$j_{o'tk} = \frac{i}{s} = \frac{dq}{dt} \cdot \frac{i}{s} = \frac{d}{dt} \left(\frac{q}{s} \right) = \frac{d\sigma}{dt} \quad (3.237)$$

bo'ladi.

Ikkinchi tomonidan, shu vaqtda qoplamalar oralig'idagi elektr maydon kuchlanganligining qiymati

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon}$$

ga teng. Maydonning elektr induksiyasi esa

$$D = \epsilon_0 \epsilon E = \epsilon_0 \epsilon \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon} = \sigma \quad (3.238)$$

ga teng. Vaqt o'tishi bilan plastinkalardagi zaryadning sirt zichligi o'zgaradi. Bu esa (3.238) ga asosan, induksiyasi qiymatining o'zgarishiga sababchi bo'ladi, ya'ni:

$$\frac{dD}{dt} = \frac{d\sigma}{dt} \quad (3.239)$$

Kondensator zaryadlanayotgan vaqtda (147a-rasmga qarang) qoplamalar oralig'idagi elektr maydon kuchayib boradi. Bu vaqtda $\frac{d\vec{D}}{dt}$ vektor \vec{D} vektorga parallel bo'lib, uning yo'nalishi zanjirdagi o'tkazuvchanlik tokining yo'nalishi bilan bir xil boladi. Kondensator razryadlanganda (147b-rasmga qarang) elektr maydon susayib boradi. Bu paytda elektr induksiya vektorining o'zgarish tezligini ifodalovchi $\frac{d\vec{D}}{dt}$ vektor yo'nalishi \vec{D} ga antiparallel bo'lib, bu holda ham $\frac{d\vec{D}}{dt}$ vektorning yo'nalishi o'tkazuvchanlik tokining yo'nalishi bilan bir xil bo'ladi. Demak, hamma vaqt $\frac{d\vec{D}}{dt}$ ning yo'nalishi o'tkazuvchanlik tokining yo'nalishi bilan bir xil bo'ladi. (3.237) va (3.239) ifodalarini solishtirish esa $\frac{d\vec{D}}{dt}$ ning va $j_{o'tk}$ o'tkazuvchanlik toki zichligining qiymatlari o'zaro tengligini ko'rsatadi. $\frac{d\vec{D}}{dt}$ ning o'lchov birligi $\left[\frac{dD}{dt}\right] = \frac{C}{m^2} \cdot \frac{1}{s} = \frac{A}{m^2}$.

Demak, $\frac{d\vec{D}}{dt}$ ham tok zichligining o'lchov birligida o'lchanadi, degan xulosaga kelamiz. Maksvell gipotezasiga asosan $\frac{d\vec{D}}{dt}$ kattalik, siljish tokining zichligiga teng, ya'ni:

$$\vec{j}_{silj} = \frac{d\vec{D}}{dt} \quad (3.240)$$

Umuman olganda, o'zgaruvchan tok zanjirida o'tkazgichlardagi o'tkazuvchanlik tokining chiziqlari kondensator qoplamalari oralig'idagi siljish tokining chiziqlariga ulanib ketadi.

Siljish toki fazoda uyurmaviy magnit maydonni vujudga keltiradi. Shunday qilib, siljish toki tushunchasini kiritish bilan magnitoelektrik induksiya hodisasini tushuntirsa boladi.

3.5.6. Maksvell tenglamalari

Ekekr va magnit maydonlarning vujudga kelishi va maydonlarda sodir bo'ladigan hodisalar bilan tanishmiz:

1. Qo'zg'almas zaryad q o'z atrofidagi fazoda elektrostatik (elektr) maydon vujudga keltiradi. Bu maydon potensial maydonidir. Shuning uchun bu maydon kuchlanganlik vektori \vec{E}_q ning ixtiyoriy berk kontur bo'yicha sirkulyatsiyasi nolga teng:

$$\oint_l E_{ql} = 0. \quad (3.241)$$

Vaqt davomida o'zgarib turuvchi magnit maydon ($\frac{\partial B}{\partial t} \neq 0$) mavjud bo'lsa, fazoning barcha nuqtalarida elektr maydon ham vujudga keladi. Lekin bu elektr maydon qo'zalmas elektr zaryadlari atrofida vujudga keluvchi maydondan farqli ravishda potensial maydon emas, balki uyurmaviy elektr maydondir. Uyrmaviy elektr maydon kushlanganligi E_B ning chiziqlari doimo berk \vec{E}_B vektorning ixtiyoriy berk kontur boyicha sirkulyasiyasi noldan farqli:

$$\oint_l E_{Bl} dl = - \int_s \left(\frac{\partial B}{\partial t} \right)_n dS \quad (3.242)$$

Umumiy holda, uyurmaviy elektr maydon kushlanganligi E_B va chiziqlari doimo berk \vec{E}_B vektorning ixtiyoriy berk kontur boyicha sirkulyasiyasi maydonlarining yig'indisidan iborat bo'lishi mumkin. Shuning uchun natijaviy elektr maydon kuchlanganligini $E = E_q + E_B$ deb belgilab, (3.241) va (3.242) tenglamalarni qo'shsak:

$$\oint_l E_l dl = - \int_s \left(\frac{\partial B}{\partial t} \right)_n dS. \quad (3.243)$$

Bu ifodaning chap tomonidagi integral ixtiyoriy berk kontur bo'yicha, o'ng tomonidagi integral esa shu konturga tiralgan ixtiyoriy sirt bo'yicha olinadi. Bu (3.243) ifoda Maksvellning birinchi tenglamasi deb ataladi.

2. Zaryad qo'zg'aladigan bo'lsa, ya'ni zaryad harakatlanayotgan bo'lsa, uning atrofida magnit maydon vujudga keladi. Boshqacha qilib aytganda, har qanday elektr toki atrofida magnit maydon vujudga keladi. Magnit maydon kuchlanganlik vektorining ixtiyoriy berk kontur bo'yicha sirkulyatsiyasi shu kontur o'rab olgan barcha makroskopik toklarning algebraik yig'indisiga teng:

$$\oint_l H_l dl = \sum I = \int_S j_n dS. \quad (3.244)$$

Vaqt davomida o'zgarib turuvchi elektr maydon mavjud bo'lgan fazoning barcha sohalarida o'zgarib turuvchi magnit maydon ham vujudga keladi (magnitoelektrik induksiya hodisasini eslang). O'zgaruvchan elektr maydon induksiyasi vektorining o'zgarish tezligini xarakterlovchi $\frac{dD}{dt}$ kattalik siljish tokining zichligiga j_{silj} . O'zgaruvchan elektro maydon tok deb atashimizning sababi shundaki, bu maydon xuddi tok kabi o'zgaruvchan magnit maydon hosil qiladi. Umumiy holda magnit maydon o'tkazuvchanlik toki va siljish toki tufayli vujudga kelgan magnit maydonlarning yig'indisidan iborat bo'ladi. O'tkazuvchanlik toki j_{otk} , va siljish toki zichligi $j_{silj} = \frac{dD}{dt}$ larning yig'indisidan iborat bo'lgan to'liq tok zichligi j_t ni quyidagicha

$$j_t = j_{otk} + j_{silj} = j_{otk} + \frac{dD}{dt} \quad (3.245)$$

ifodalash mumkin. (3.245) dan foydalanib (3.244) ifodani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\oint_l H_l dl = - \int_S \left(j_{otk} + \frac{dD}{dt} \right)_n dS. \quad (3.246)$$

Bu ifoda Maksvellning ikkinchi tenglamasi deb ataldi. Bu tenglama magnit maydon kuchlanganlik vektori \vec{H} ning ixtiyoriy berk kontur bo'yicha sirkulyatsiyasi shu konturga tiralgan ixtiyoriy S sirtini teshib o'tuvchi makroskopik va siljish toklarining algebraik yig'indisiga tengligini ko'rsatadi.

3. Elektr induksiya vektori D ning ixtiyoriy berk sirt orqali oqimi shu sirt ichidagi barcha erkin zaryadlarining algebraik yig'indisiga teng:

$$\oint_l D_n dS = \sum q. \quad (3.247)$$

Bu ifoda Maksvellning uchinchi tenglamasi deb ataladi. Umumiy maydon induksiya vektorining oqimi faqat qo'zg'almas zaryadlar tufayli vujudga kelgan elektr maydon induksiya vektorining oqimiga teng bo'ladi, u esa berk sirt ichidagi erkin zaryadlarning algebraik yig'indisiga teng.

4. Magnit maydon qanday usul bilan vujudga keltirilganligidan qat'iy nazar magnit induksiya chiziqlari doimo berk bo'ladi. Shuning uchun umumiy holda

$$\oint_S B_n dS = 0 \quad (3.248)$$

bo'ladi. Bu ifoda B vektor uchun Gauss teoremasidir. Gauss teoremasini formulasi Maksvellning to'rtinchi tenglamasi deb ataladi.

5. Hosil bo'lgan elektr va magnit maydon xususiyatlari muhitning dielektrik singdiruvchanlik- ϵ va magnit singdiruvchanlik- μ orqali xarakterlanadi. ϵ va μ elektr va magnit maydonlarning kuchlanganlik va induksiya vektorlari bilan quyidagi munosabatlar orqali bog'langan:

$$D = \epsilon_0 \epsilon E, \quad (3.249)$$

$$B = \mu_0 \mu H. \quad (3.250)$$

6. O'tkazgichdan o'tuvchi toklarning zichligi elektr maydon kuchlanganligi bilan quyidagicha bog'langan:

$$j = \sigma E. \quad (3.251)$$

Bu ifoda Om qonunining differensial ko'rinishining ifodalovchi formuladir. Maksvell tenglamalarining to'liq tizimini Maksvellning to'rtta tenglamasi, ya'ni (3.243), (3.246), (3.247), (3.248) va (3.249), (3.250), (3.251) munosabatlar tashkil etadi.

Maksvell tenglamalari katta ahamiyatga ega bo'lgan tabiat qonunlaridandir.

3.5.7. Elektromagnit to'liqin differensial tenglamasi.

Elektromagnit to'liqinning tarqalish tezligi

Oldin ko'rib o'tganimizdek Maksvell tenglamalarining natijalaridan biri elektromagnit to'liqlarning mavjud bo'lishidir.

Ta'kitlash mumkinki, elektromagnit maydonni hosil qilayotgan tok va zaryadlardan uzoqda joylashgan bir jinsli izotrop muhit uchun Maksvell tenglamasidagi \vec{E} va \vec{H} o'zgaruvchan elektromagnit maydon kuchlanganliklari tenglamalarini qanoatlantiradi:

$$\Delta \vec{E} = \frac{1}{\vartheta^2} \frac{d^2 \vec{E}}{dt^2}, \quad (3.252)$$

$$\Delta \vec{H} = \frac{1}{\vartheta^2} \frac{d^2 \vec{H}}{dt^2}, \quad (3.253)$$

bunda ϑ -faza tezligi, $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ - Laplas operatori. (3.252)

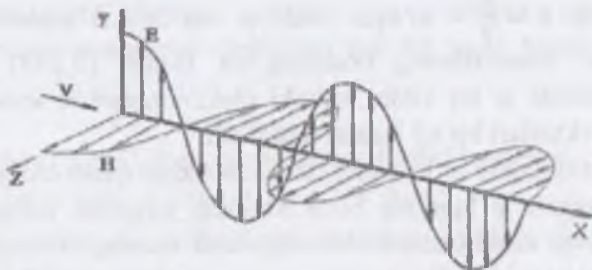
va (3.253) tenglamani qanoatlantiruvchi har qanday funksiya biror to'liqinni ifodalaydi. Demak, elektromagnit maydon haqiqatdan ham elektromagnit to'liqin ko'rinishida bo'lish mumkin ekan. Elektromagnit to'liqlarning faza tezligi quyidagi ifodadan aniqlanadi:

$$\vartheta = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \mu}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \mu}} \quad (3.254)$$

bunda $\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} = c$ -vakuumdagi elektronmagnit to'liqin tezligi, ε va μ -mos ravishda muhitning elektr va magnit kirituvchanliklari. ε_0 va μ_0 -mos ravishda elektr va magnit doimiylari. Vakuumdagi ($\varepsilon = 1$ va $\mu = 1$ bo'lganda) ϑ yorug'lik tezligi bilan mos keladi. $\varepsilon \mu > 1$ bo'lgani uchun moddada elektronmagnit to'liqlar tezligi har doim vakuumdagidan kichik bo'ladi.

(3.254) formula yordamida elektromagnit maydon tezligini hisoblash natijasi, ε va μ ning chastotaga bog'liqligini e'tiborga olsak, tajriba natijalari bilan ancha mos kelishini ko'rsatadi. (3.254) dagi koeffitsientning vakuumdagi yorug'likning tarqalish tezligini ko'rsatishi elektromagnit va optik hodisalar orasida chuqur bog'lanish mavjudligini va Maksvellga yorug'likning elektromagnit nazariyasini yaratishga imkon berdi. Bu nazariyaga asosan yorug'lik elektromagnit to'liqindan iboratdir.

Maksvell nazariyasining muhim xossalardan biri elektromagnit to'liqlarning ko'ndalang to'liqin ekanligidir. \vec{E} va \vec{H} elektr va magnit maydon kuchlanganliklari vektorlarim o'zaro perpendikulyar (148-rasmda yassi elektromagnit to'liqinning biror vaqt lahzasidagi fotosurati keltirilgan) bo'lib, tezlik



148- rasm

vektori \vec{v} ga perpendikulyar tekisliklarda yotadi. \vec{E} , \vec{H} va \vec{v} vektorlar o'zaro o'ng vintli (parnali) tizimni tashkil qiladi. Maksvell tenglamasidan yana shuni ko'rish mumkinki, elektromagnit to'liqida \vec{E} va \vec{H} vektorlar har doim bir xil fazada (148-rasm) tebranib, \vec{E} va \vec{H} larning har bir nuqtadagi oniy qiymatlari o'zaro quyidagi ifoda orqali bog'langandir:

$$\sqrt{\epsilon_0 \epsilon} E = \sqrt{\mu_0 \mu} H. \quad (3.255)$$

Demak, E va H lar bir vaqtda maksimumga erishadilar va bir vaqtda nolga teng bo'ladilar.

(3.252) va (3.253) to'liqin tenglamalaridan quyidagi differensial tenglamalarga o'tish mumkin:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}, \quad (3.256)$$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2}. \quad (3.257)$$

Bu erda y va z lar \vec{E} va \vec{H} vektorlarning o'zaro perpendikulyar y va z o'qlari bo'yicha yo'nalganini ko'rsatadi.

(3.256) va (3.257) tenglamalar, xususiy holda quyidagi tenglamalar orqali ifodalovchi yassi monoxromatik elektromagnit to'liqlar (bitta aniq chastotaga ega bo'lgan elektromagnit to'liqin) ni ham qanoatlantiradi:

$$E_y = E_0 \cos(\omega t - kx + \varphi), \quad (3.258)$$

$$H_z = H_0 \cos(\omega t - kx + \varphi). \quad (3.259)$$

Bunda E_0 va H_0 lar mos ravishda elektromagnit to'liqin elektr va magnit maydon kuchlanganlik amplitudalari, ω -to'liqinning doiraviy

chastotasi, $k = \frac{\omega}{\vartheta}$ - to'liqin soni, φ esa $x = 0$ koordinataga mos keladigan tebranishning boshlang'ich fazasi. (3.258) va (3.259) tenglamalarda φ bir xildir, chunki elektromagnit to'liqinda elektr va magnit vektorlari bir xil fazada tebranadi.

Elektromagnit to'liqinning tarqalish tezligi qarab chiqaylik.

Elektromagnit to'liqinning biror muhitda tarqalish tezligi, Maksvell nazariyasiga asosan, shu muhitning elektr va magnit singdiruvchanlik xususiyatlariga bog'liq bo'lib, uning qiymati quyidagi munosabat bilan aniqlanadi (3.254):

$$\vartheta = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \mu \epsilon}} \quad (3.260)$$

Bo'shliqda muhitning magnit singdiruvchanligi μ va dielektrik singdiruvchanligi ϵ birga teng. Shuning uchun bo'shliqda elektromagnit to'liqlarning c tarqalish tezligi:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \quad (3.261)$$

munosabat bilan ifodalanadi. Bu ifodadan foydalanib (3.260) ni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\vartheta = \frac{c}{\sqrt{\mu \epsilon}}. \quad (3.262)$$

Demek, elektromagnit to'liqinning muhitda tarqalish tezligi vakuumdagidan $\sqrt{\mu \epsilon}$ marta kichik.

3.5.8. Elektromagnit to'liqin energiyasi va energiya zichligi

Elektromagnit to'liqin bilan birgalikda energiya tarqaladi. Elektromagnit to'liqinning elektr maydon energiyasi $W_e = \frac{\epsilon_0 \epsilon}{2} E^2 V$ va magnit maydon energiyasi $W_m = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} \cdot V$ formulalarorqali ifodalanadi (3.1.6. va 3.4.9. ga qarang). Birlik hajmidagi elektromagnit maydon energiyasi, elektr maydon energiyasining zichligi va magnit maydon energiyasining zichligi skolyar yig'indisiga iborat:

$$w = w_e + w_m = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} + \frac{\mu_0 \mu H^2}{2}. \quad (3.263)$$

Elektromagnit to'liqin elektr va magnit maydonlar energiyalarining energiyasi zichliklari har bir onda birday bo'ladi, ya'ni:

$$w_e = w_m.$$

Shuning uchun (3.263) ifoda quyidagicha yozilishi mumkin:

$$w = 2w_e = 2w_m = \epsilon_0 \epsilon E^2 = \mu_0 \mu H^2, \quad (3.264)$$

bundan $\sqrt{\epsilon_0 \epsilon} E = \sqrt{\mu_0 \mu} H$, degan xulosaga kelamiz. Bu esa, o'z navbatida (3.264) formulani

$$w = \sqrt{\epsilon_0 \mu_0 \epsilon \mu} E \cdot H \quad (3.265)$$

ko'rinishda ifodalashga yordam beradi.

Agar (3.265) ifoda bilan aniqlanuvchi elektromagnit maydon energiyasining zichligini (3.260) ifoda bilan aniqlovchi elektromagnit to'liqinining tezligiga ko'paytirsak, birlik vaqtda, bir-birlik yuza orqali o'tayotgan energiyani, ya'ni energiya oqimining zichligini xarakterlaydigan kattalikni hosil qilamiz:

$$S = w \cdot \vartheta = E \cdot H. \quad (3.266)$$

Bu ifodaning vektor ko'rinishni

$$\vec{S} = [\vec{E}\vec{H}] \quad (3.267)$$

shaklida yozish mumkin. \vec{E} va \vec{H} lar o'zaro perpendikulyar bo'lganligi uchun, bu vektorlarning vektor ko'paytmasi elektromagnit to'liqinning tarqlish yo'nalishidagi \vec{S} vektordir, ya'ni $[\vec{E} \perp \vec{H} \perp \vec{S}]$. \vec{S} vektorni Umov-Poynting vektori deb ataladi, uning moduli (3.266) ifoda bilan aniqlanadi chunki $\sin(\vec{E}\vec{H})=1$.

Eenergiyaga ega bo'lgan harakatlanuvchi materiya, Nisbiylik nazariyasiga asosan, massaga ham ega bo'ladi. Massa va energiya orasidagi munosabat $W = mc^2$ orqali ifodalanadi. Shuning uchun elektromagnit maydon mavjud bo'lgan fazoning birlik hajmiga w/c^2 massa to'g'ri keladi. U holda elektromagnit maydonning tarqalishini, ya'ni elektromagnit to'liqinni massaga ega bo'lgan materiyaning harakati deb qaramoq kerak. Harakatlanuvchi materiya esa impuls ga ega. Agar elektromagnit maydon bo'shliqda tarqalayotgan bo'lsa, uning impulse $p = \frac{w}{c^2} \cdot c = \frac{w}{c}$ ga teng bo'ladi. Bu p -kattalik

elektromagnit maydon impulsining zichligi deyiladi. Massa va impulsiga ega bo'lgan materiya o'z yo'lidagi to'siqlarga bosim kuchi bilan ta'sir qilishi kerak. Haqiqatdan ham, tajribalar elektromagnit to'lqin (yorug'lik) ning bosimi borligini tasdiqlashdi, ya'ni 1900 yil Lebedov yorug'likning bosimini aniqladi.

3.5.9. Elektromagnit to'lqinlarning bosimi

Agar jismlar tomonidan elektromagnit to'lqinlar yutilsa yoki qaytarilsa Maksvell nazariyasiga asosan elektromagnit to'lqinlar jismga bosim berishi kerak. Elektromagnit to'lqinlarning bosimi quyidagicha tushintiriladi: elektr maydoni ta'sirida maddaning zaryadlangan zarrachalari tartibli harakat qila boshlaydi va magnit maydon tomonidan bu zarrachalarga Lorens kuchi ta'sir qiladi. Ammo, bu bosimning qiymati juda kichikdir. Fazoda harakatlanayotgan elektromagnit maydon o'ziga tegishli elektromagnit energiyani olib o'tadi. Elektromagnit energiya oqimining intensivligi I , ya'ni ko'chish yo'nalishiga perpendikulyar yuza birligidan baqt birligida olib o'tilayotgan energiya quyidagi munosabat bilan ifodalanadi:

$$I = w \vartheta. \quad (3.268)$$

Bu yeda w ga elektromagnit to'lqin energiya zichligi, ϑ elektromagnit to'lqinning muhurdagi tezligi. ϑ va w (3.260) va (3.263) formulalardan aniqlanadi. Elektromagnit to'lqin energiya oqimi o'z yo'lidagi to'siqqa P bosim bilan ta'sir qiladi; bu bosim oqim intensivligiga proporsional bo'ladi:

$$P = (1 + \rho)I. \quad (3.259)$$

Bu yerda ρ -qaytarish koeffisienti. Agar to'siq elektromagnit to'lqin energiyasini to'liq qaytarsa, $\rho = 1$, u holda $P = 2I$ bo'ladi. Agar to'siq elektromagnit to'lqin energiyasini to'liq yutsa, $\rho = 0$, u holda $P = I$ bo'ladi. Hisoblashlarning ko'rsatishicha, Quyoshning o'rtacha nurlanish quvvati uchun uning Yer sirtiga beradigan bosimi $5mkPa$.

Elektromagnit to'lqinlarda bosimning bo'lishi elektromagnit to'lqin maydoni uchun ma'lum impuls mavjud bo'lishiga olib keladi, elektromagnit maydon impulsi quyidagiga tengdir: $p = w/c$ bunda w -

elektromagnit maydon energiyasi. Impulsni $p = mc$ ko'rinishda yozib, quyidagini hosil qilamiz: $p = mc = w/c$ bunda $w = mc^2$ bu erkin elektromagnit maydon uchun massa va energiya orasidagi bog'lanish tabiatning universal qonunidir.

3.5.10. Elektromagnit to'liqlarni tarqatish va qabul qilish usullari. Elektromagnit to'liqlarining shkalasi

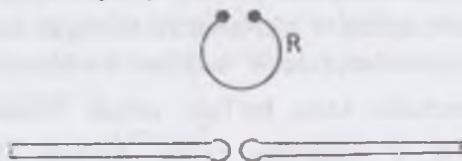
Tebranish konturidagi kondensatorni tashqi manbadan zaryadlab bo'lgach, kalit bilan g'altakka ulasak elektromagnit tebranishlar, ya'ni elektr va magnit maydon energiyalarning bir-biriga aylanishlari sodir bo'ladi. Bunday kontur, odatda berk tebranish konturi deb ataladi. Shuning uchun elektromagnit to'liqin chekli yo'nalishda, ya'ni kondensator qoplamalari bilan chegaralangan fazoda juda kam miqdordagi elektromagnit energiyani tarqata oladi.

Tebranish konturi ochiqroq qilib yasalsa, ya'ni vujudga keladigan o'zgaruvchan elektr maydon kontumi har taraflama o'rab oladigan qilib yasalsa, konturning to'liqin tarqatuvchanligini oshirish mumkin.

Ikkinchi tomondan, elektr maydon kuchlanishining o'zgarish tezligi $\frac{dE}{dt}$ qanchalik katta bo'lishi uchun tebranish konturining tebranish davri T shuncha kichik bo'lishi kerak. Bu esa magnitoelektrik induksiya hodisasi tufayli sodir bo'ladigan uyurmaviy magnit maydon intensivligining ortishiga sabab bo'ladi. Bu maydon energiyasi uyurmaviy elektr maydon energiyasiga, u esa yangi magnit maydon energiyasiga aylanadi va hokazo. Shu tariqa fazoda elektromagnit maydonni tarqalishi sodir bo'ladi. Demak, tebranish konturining davri qanchalik kichik bo'lsa, kontur energiyasining shunchalik ko'proq qismi elektromagnit to'liqin sifatida tarqaladi. Bundan, tebranish konturidagi L g'altak induktivligi va C kondensator sig'imi qiymatlarini kichraytirish kerak degan xulosaga kelamiz, chunki $T = 2\pi\sqrt{LC}$.

Tebranish chastotasini $(\nu \sim \frac{1}{T})$ yanada orttirish maqsadida konturning kondensator qoplamalarining yuzasini kichraytirish va induktivlik g'altagini yoyib to'g'ri o'tkazgichga aylantirish kerak,

ya'ni yopiq tebranish konturini ochiq tebranish konturiga almashtirish kerak. Gers tajribalarida ishlatgan ochiq tebranish konturi ham yuqorida bayon etilganga o'xshash edi. Gerts o'tkazgichlarning sig'imini bir oz orttirish uchun o'tkazgichlar ishlarini yo'g'onlashtirib, sfera shakliga keltiradi (149-rasmga qarang). Gersning bu qurulmasi Gers veberatori (vibrator tebranishlarni vujudga keltiruvchi qurulma) deb ataladi. Vibratorning ikkala qismi dastlab o'zgaruvchan tok manbaidan yetarlicha kuchlanishning tushuvi vujudga kelguncha zaryadlanadi. Kuchlanishning tushuvi yetarlicha yuqori bo'lganda vibratorning ikkala uchlarini oralig'ida uchqun yuz berib (teshilish) zanjirning ikkala qismini ulaydi. Vibratorning ikkala qismi bir necha marta qayta zaryadlangandan so'ng tebranishlar so'nib qoladi, chunki vibrator zaryadlangan vaqtda olgan energiya elektromagnit to'lqinini nurlantirishga va joul issiqligiga sarflanadi. Keyin o'zgaruvchan tok manbai vibratori yangitdan zaryadlaydi va jarayon takrorlanaberadi.



149-rasm

Elektromagnit to'lqinlarni qayd qilish uchun vibratoridan biror masofa uzoqlikda qabul qiluvchi qurilma-rezonator (R) qo'yiladi. Rezonator vibratorga o'xshash qurilma bo'lib, elektromagnit to'lqinning o'zgaruvchan maydoni ta'sirida unda induksion tok vujudga keladi. Natijada rezonatorning uchqun oralig'ida mayda uchqinlar payda bo'lib, elektromagnit to'lqinlar qayq qilinayotganligidan dalolat beradi.

Gers elektromagnit to'lqinlarni tekshirib, hamma to'lqinlarga xos bo'lgan xususiyatlarni ochdi: Elektromagnit to'lqinlarning qaytishi, sinishi, interferensiyasi, difraktsiyasi va qutblanishini kuzatdi. Optikaning barcha qonunlarini elektromagnit to'lqinlariga qo'llash mumkinligini aniqladi. Gers tajribalari asosida aniqlangan

elektromagnit to'liqlarning tarqalish tezligi $3 \cdot 10^8 m/s$ ga, yani yorug'likning vakuundagi tezligiga teng bo'lib chiqdi. Bu natija Maksvell nazariyasining to'g'riligini tasdiqladi, chunki Maksvell nazariyasiga asosan, elektromagnit to'liqlar yorug'lik tezligida tarqalishi lozim edi. Gers tajribalarida hosil qilgan elektromagnit to'liqlarning chastotalari $10^8 Hz$, ya'ni toliqin uzunliklari ($\lambda = \frac{c}{\nu}$) ~ 3 metrga teng edi. Keyinchalik yuqori chastotali elektromagnit to'liqlarni olish usulari ishlab chiqildi va takamullashtirildi. 1906 yil P.N.Lebedev chastotasi $\nu = 5 \cdot 10^{10} Hz$ (to'liqin uzunligi $6 mm$) bo'lgan elektromagnit to'liqlarni hosil qilish mumkin bo'lgan juda kichik vibrator yasadi.

3.1-jadval

Elektromagnit to'liqlarining shkalasi.

Nurlanish turi	To'liqin chastotasi, Hz	To'liqin uzunligi, m	Nurlanish manblari
Past chastotali to'liqlar	$0 \div 3 \cdot 10^3$	$0 \div 10^5$	O'zgaruvchi tok generatori, elektr mashinalari.
Radio to'liqlar	$3 \cdot 10^3 \div 3 \cdot 10^4$	$10^5 \div 10^{-3}$	Tebranish konturi, Gers vibratory, lazerlar, yarimo'tkazgichli asboblari.
Infraqizil nurlar	$3 \cdot 10^{11} \div 4 \cdot 10^{14}$	$2 \cdot 10^{-3} \div 7,6 \cdot 10^{-7}$	Quyosh, elektrolampalari, yuqori haroratli jismlar, lazerlar, kosmos, simob-kvars lampalari.
Ko'rinadigan yorug'lik nurlari	$4 \cdot 10^{14} \div 8 \cdot 10^{14}$	$7,7 \cdot 10^{-7} \div 8,8 \cdot 10^{-7}$	Quyosh, elektrolampalari, yuqori haroratli

		10^{-7}	jismlar, lazerlar, iyuminest lampalar, gaz chaqnashlari.
Ultrabinafsha nurlar	$7,3 \cdot 10^{14} \div 3 \cdot 10^{17}$	$4 \cdot 10^{-7} \div 3 \cdot 10^{-8}$	Quyosh, kosmos, lazerlar, elektr lampalar.
Rentgen nurlari	$3 \cdot 10^{16} \div 3 \cdot 10^{20}$	$10^{-8} \div 10^{-12}$	Rentgen naychasi, lazerlar, betatron, quyosh toji, samoviy jismlar.
Gamma nurlar	$3 \cdot 10^{19} \div 3 \cdot 10^{29}$	$10^{-11} \div 10^{-13}$	Kosmos, radioaktiv yemirilish, betatron.

1922 yilda A.A.Glagolyeva-Arkadyeva yuqori chastotali elektromagnit to'liqlarni vujudga keltirish usulini ishlab chiqib chastotasi $\nu = 3 \cdot 10^{12}$ Hz (to'liq uzunligi 0,1 mm) bo'lgan elektromagnit to'liqlarni hosil qilish imkoniga ega bo'ldilar.

Umuman, elektromagnit to'liqlar noldan cheksizlikgacha bo'lgan intervallardagi chastota (to'liq uzunlik) larga ega bo'lishi mumkin. Elektromagnit chastotalar yoki to'liq uzunliklar bo'yicha guruhlarga ajratish elektromagnit to'liqlarining shkalasi deb ataladi.

Elektromagnit to'liqlarining shkalasini shartli ravishda (chastitasi ortib bo'ruvchi) quyidagi sinflarga ajratish mumkin. Radio to'liqlar, infraqizil nurlar, ko'zga ko'rinadigan yorug'lik nurlari, ultrabinafsha nurlar, rentgen nurlari va gamma nurlar (3.1-jadval).

Elektromagnit to'liqlar shkalasidagi to'liqlarining chastotalari intervali, ya'ni radioto'liqlardan to gamma to'liqlarigacha mos keladigan chastotalarining intervali $\sim 10^4 - 10^{19}$ Hz ga teng.

3.5.11. Radioaloqa

XX asrning buyuk kashfiyotlaridan biri 1897 yil 5 mayda A.S.Papov tomonidan radioaloqaning kashf etilishidir. Keyinchalik radioaloqa sxemalari Popovning o'zi va boshqa bir qator olimlar tomonidan takomillashtirildi. Zamonaviy radioaloqaning sxemasi

ancha murakkab. Shuning uchun radioto'lqinlarni tarqatish va ularni qabul qilishning zamonaviy usullari ishlab chiqilmoqda.

Radioaloqada to'lqin uzunliklari bir necha metrdan bir necha kilometrgacha bo'lgan elektromagnit to'lqinlaridan foydalaniladi. Bu to'lqinlarni shartli ravishda quyidagi sinflarga ajratish mumkin:

- 1) uzun to'lqinlar ($\lambda \geq 1\text{ km}$);
- 2) o'rta to'lqinlar ($\lambda = 100\text{ m} - 1\text{ km}$);
- 3) qisqa to'lqinlar ($\lambda = 10\text{ m} - 100\text{ m}$);
- 4) ultraqisqa to'lqinlar ($\lambda < 10\text{ m}$).

Radioto'lqinlarning tarqalishi to'lqinlar uzunligiga, Yer rel'efiga, Yer sirtining fizik xususiyatlariga, yilning fasliga va kun yoki tunligiga bog'liq. Bu sabablarning ko'pchiligi Quyosh bilan bog'liq. Quyosh yorug'lik nuri bilan bir qatorda ultrabinafsha nurlar va katta energiyali zaryadlangan zarrachalar tarqatadi. Ular Yer atmosferasining yuqori qatlamlarini ionlashtiradi, ya'ni molekulalarni musbat ionlarga va manfiy elektronlarga ajratadi. Shuning uchun ham atmosferaning yuqori qatlamlarida ionosferani hosil qiladi. Ultraqisqa elektromagnit to'lqinlar ionosferadan bemalol o'tadi. To'lqin uzunliklari $10 \div 15$ metrdan katta bo'lgan to'lqinlar uchun ionosfera qaytaruvchi sirt vazifasini bajarar ekan. Shuning uchun $\lambda > 10\text{ m}$ bo'lgan radioto'lqinlar ionosferadan va Yer sirtidan bir nisha martalab qaytishi tufayli Yer sharidan egilib o'ta olar ekan. Kunduzi quyosh nurlanishi ta'siridagi ionlanish tundagiga qaranga ancha kuchliroq. Tunda, musbat ionlarni manfiy elektronlar bilan qaytadan birikishi, ya'ni rekombinatsiya tufayli ionosferaning pastki qatlamlaridagi ionizatsiya darajasi kamayib ketishi mumkin. Ionlanishning qiymati Quyoshning Yerdan uzoqligiga, ya'ni yil fasliga bog'liq bo'lishi ham tabiiydir, chunki Yerga etib kelayogan quyosh nurlarning miqori turli fasllarda turlicha bo'ladi.

Radioto'lqinlar Yer sirti bilan ta'sirlashib yuqori chastotali toklarni vujudga keltiradi. Bu esa to'lqin energiyasining bir qismi joyl issiqligiga sarflanishiga, ya'ni radioto'lqin energiyasining kamayishiga sabab bo'ladi.

Radioto'lqinlar o'z yo'lidagi to'siqdan qaytadi. Bu hodisa asosida, ya'ni radioto'lqinlar yordamida fazodagi jismlarni topish va uning turgan joyini aniqlash radiolokatsiya deb ataladi. Radiolokatsion qurilma radiolokator yoki radar deyiladi. Radiolokatsion qurilma to'lqin tarqatuvchi va qabul qiluvchi qismlardan, hamda ob'ekt tomon tarqatilgan impulsni jo'natilgan va qaytgan momentlari oralig'idagi aniq vaqtni o'lchaydigan asbobdan iborat bo'ladi. Agar bu vaqtni t deb belgilasak, ob'ektgacha bo'lgan masofa

$$R = \frac{c \cdot t}{2} \quad (3.270)$$

ifoda orqali topiladi, bunda c -to'lqinlarning bo'shliqdagi tarqalish tezligi.

Radiolokatsiya aloqada keng ko'lamda qo'llaniladi: kemalarda va samolyotlarda navigatsiya maqsadlarida, osmon jismlari joylashuvi va ulargacha bo'lgan masofalarni o'lchashda, ob-havo xizmatida va hokazo.

Mavzu yuzasidan testlar

1. Tebranish konturi $C = 2,22 \cdot 10^{-9} F$ sig'imi kondensator va $0,5 mm$ diametrli mis simdan o'ralgan g'altakdan iborat. G'altakning uzunligi $20 sm$. Tebranishning so'nish logarifmik dekrementi topilsin.

$$\begin{aligned} A) \lambda &= \frac{8\rho\sqrt{\pi/C}}{d^2\sqrt{\mu_0\mu}} = 0,018 & B) \lambda &= \frac{8\rho\sqrt{\pi/C}}{d^2\sqrt{\mu_0\mu}} = 0,058 \\ C) \lambda &= \frac{8\rho\sqrt{\pi/C}}{d^2\sqrt{\mu_0\mu}} = 0,048 & D) \lambda &= \frac{8\rho\sqrt{\pi/C}}{d^2\sqrt{\mu_0\mu}} = 0,011 \end{aligned}$$

2. Maydonning elektr induksiyasi ifodasini toping

$$A) D = \varepsilon_0 \varepsilon E \quad B) B = \varepsilon_0 \varepsilon H \quad C) D = \varepsilon_0 \varepsilon B \quad D) D = \varepsilon_0 \varepsilon J$$

3. $220 V$ kuchlanishli va $50 Hz$ chastotali o'zgaruvchan tok zanjiriga $35,4 m k F$ sig'im, 100Ω aktiv qarshilik va $0,7 G n$ induktivlik ketma-ket ulangan. Zanjirdagi tok kuchini hamda sig'im, Ω qarshilik va induktivlikdagi kuchinishning tushushini toping.

$$I = 1,34 A; U_C = 121 V; U_R = 134 V; U_L = 295 V$$

$$I = 2,34 A; U_C = 111 V; U_R = 114 V; U_L = 265 V$$

$$I = 0,34 A; U_C = 121 V; U_R = 154 V; U_L = 297 V$$

$$I = 4,34 A; U_C = 131 V; U_R = 104 V; U_L = 335 V$$

4. R aktiv qarshilik va L induktivlik $127V$ kuchlanishli va 50 Hz chastotali o'zgaruvchan tok zanjiriga parallel ulangan. Zanjir $404W$ quvvatni iste'mol qiladi hamda kuchlanish bilan tok o'rtasidagi fazalar siljishi 60° , R aktiv qarshilik bilan L induktivlikni toping.

- A) 40Ω ; $0,074Gn$ B) 60Ω ; $0,024Gn$
C) 50Ω ; $0,094Gn$ D) 30Ω ; $0,74Gn$

5. Chastotasi $4MHz$ bo'lgan elektromagnit to'lqin dielektrik singdiruvchanligi $\epsilon = 3$ bo'lgan magnitmas moddadan vakuumga o'tgandi. Uning to'lqin uzunligining o'zgarishini aniqlang.

- A) $31,7m$ B) $33,7m$ C) $30,7m$ D) $32,7m$

6. Bir uchlari izolyasiyalangan va ikkinchi uchlari elektromagnit tebranishlar generatotiga induktiv ulangan ikkita parallel o'tkazgichlar sirtiga tushirilgan. Tebranish chastotasini mos ravishda tanlab olganimizda tizimda turg'un to'lqinlar hosil bo'ladi. Turg'un to'lqinning o'tkazgichlardagi ikki qo'shni tuguni orasidagi masofa $0,5m$ ga teng. Spirt dielektrik sindiruvchanligi $\epsilon = 26$ va uning magnit singdiruvchanligi $\mu = 1$ deb olib nurlagichning tebranishlar chastotasini aniqlang.

- A) $58,8\text{ MHz}$ B) $68,8\text{ MHz}$ C) $48,8\text{ MHz}$ D)
 $78,8\text{ MHz}$

7. Vakuumda X o'qi bo'yicha yassi elektromagnit to'lqin tarqalmoqda. To'lqinning maydon kuchlanganligi amplitudasi $18,8V/m$ ga teng. To'lqinning tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan yuza orqali birlik vaqt ichida o'tuvchi to'lqinning intensivligini, ya'ni o'rtacha energiyasini aniqlang.

- A) $0,47\text{ W/m}^2$ B) $0,87\text{ W/m}^2$ C) $0,97\text{ W/m}^2$ D)
 $1,47\text{ W/m}^2$

Mavzu yuzasidan savollar

1. Uyurmali elektr maydonining hosil bo'lishiga nima sabab? U elektrostatik maydondan nimasi bilan farq qiladi?
2. Uyurmali elektr maydoni uyurmasi nimaga teng?

3. Nima uchun siljish toki tushinchasi kiritilgan? U qanday mohiyatga ega?

4. Siljish toki zichligi ifodasini keltirib chiqaring va tushintirib bering?

5. Siljish toki va o'tkazuvchanlik tokini qaysi ma'noda taqqoslash mumkin?

6. Magnit maydon kuchlanganligi vektori uyurmasi haqidagi umumlashgan teoremani yozing va fizik ma'nosini tushintiring?

7. Maksvellning to'la tenglamalar tizimining integral va differensial qo'rinishlarini yozing va ularning fizik ma'nosini tushintiring?

8. Nima uchun doimiy elektr va magnit maydonlarini bir-biridan alohida holda qarash kerak? Ular uchun Maksvell tenglamasining ikkala qo'rinishini yozing.

9. Nima uchun Maksvell tenglamasining integral ko'rinishi umumiyroq hisoblanadi?

10. Maksvell nazariyasiga asosan qanday asosiy xulosalar chiqarish mumkin?

11. Magnit kirituvchanligi nima?

12. Moddalar magnit xususiyatiga ko'ra necha xil bo'ladi?

13. Om qonunining integral va diferensial ko'rinishlari.

14. Elektromagnit induksiya hodisasi?

15. Sig'im va induktiv qarshiliklar nima?

16. Elektromagnit to'lqini nimaga aytiladi?

17. Elektromagnit to'lqinlar manbai bo'lib nima xizmat qiladi?

18. Elektromagnit to'lqinlarning mavjud bo'lishi uchun mumkin bo'lgan fizik jarayonlar nimalardan iborat?

19. Nima uchun Gers o'zining tajribalaridan ochiq tebranish konturidan foydalandi?

20. Elektromagnit tolqin deb nimaga aytiladi? Uning tarqalish tezligi nimaga teng?

22. Elektromagnit to'lqinlar manbai bo'yilib nima xizmat qiladi?

23. Elektromagnit to'lqinlarning mavjud bo'lishi uchun mumkin bo'lgan fizik jarayonlar nimadan iborat?

24. Elektromagnit to'qinlar shkalasini qanday tasovur qilish mumkin va turli to'qlinlarni nurlovchi manbalar nimalardan iborat?

25. Nima uchun $\oint \vec{H} d\vec{l} = \left(j + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) d\vec{S}$ Maksvell tenglamasidagi $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ had elektromagnit to'qlinlarining tarqalishini tushunish uchun zarur?

26. O'zgaruvchan elektromagnit maydon \vec{E} va \vec{H} vektorlar uchun to'qlin tenglamalasini yozing. Uning echimini tahlil qiling va uning fizik ma'nosini tushuntiring?

27. Elektromagnit to'qlinlarning faza tezligi qanday aniqlanadi?

28. Elektromagnit to'qlindagi energiyaning hajmiy zichligi qanday aniqlanadi?

29. Umov-Poyting vektorining fizik ma'nosi nimadan iborat? U nimaga teng?

30. Dipol nurlanishi haqidagi masala nima uchun muhim? Dipol nurlanishining yo'nalganligi haqidagi diagrammaning fizik ma'nosi nimadan iborat?

31. Quyosh doimiysi nima?

32. To'la qaytaruvchi sirtga tik tushayotganyorug'likning bosimi qanday?

4-MODUL. OPTIKA

4.1-MAVZU. GEOMETRIK OPTIKA

Reja:

- 4.1.1. Geometrik optikaning asosiy qonunlari Yorug'likning tabiati va uning tarqalish qonunlari;
- 4.1.2. Yorug'likning sferik sirtlarda sinishi. Linzalar. Linzalarda tasvir yasash. Optik asboblari;
- 4.1.3. Linzalarning nuqsonlari;
- 4.1.4. Fotometrik tushunchalar va birliklari.

4.1.1. Geometrik optikaning asosiy qonunlari. Yorug'likning tabiati va uning tarqalish qonunlari

Optika-grekcha “optikos” so‘zidan olingan bo‘lib “ko‘rish” degan ma‘noni bildiradi. Bu bo‘lim yorug‘likning tabiati, uning boshqa moddalar bilan o‘zaro ta‘sirini o‘rganadi. XVII asrda yorug‘likning to‘lqin (Gyuygens) va korpuskulyar (Nyuton) nazariyalari paydo bo‘ldi. XVIII asrda korpuskulyar nazariya tarafdorlari g‘alaba qilgan bo‘lsa, XIX asrda to‘lqin nazariyasi ham rivojlanlandi. To‘lqin “Dunyo efirida” tarqaladi degan fikr noto‘g‘ri deb tan olindi. Maksvell elektromagnit to‘lqinlar nazariyasini yaratgandan so‘ng “Dunyo efiri”ga hojat qolmadi. Maksvell nazariyasini Fizo, Fiko va Maykelson tajribalari tasdiqladi. P.N.Lebedev esa yorug‘likning bosimini o‘lchadi. Shu davrda yana fotoeffekt, Kompton effekti, atomning chiziqli chiqarish va yutilish spektrlarini va boshqa hodisalarning elektromagnit to‘lqinlar nazariyasi asosida tushuntirib bo‘lmasdan qoldi. Faqatgina, Plank kvant nazariyasini 1900 yildan yaratgandan va Eynshteynning yorug‘lik kvant nazariyasi e‘lon qilingandan keyin bu qarama-qarshilik barham topa boshladi. Eynshteyn nazariyasiga asosan yorug‘lik foton (kvant zarracha) lar oqimidan iborat deb faraz qilindi. Bu nazariyani N.Bor, Shredinger va Fok, Feynmanlar yoqlab chiqdi. Hozirgi davrda yorug‘lik to‘g‘risidagi ikkala ta‘limot ham o‘rinli ekanligi va korpuskulyar-to‘lqin dualizmi haqida gap yuritiladi.

Geometrik optikaning qonunlari:

1. Yorug'likning to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalish qonuni. Yorug'lik nuri bir jinsli optik shaffof muhitda to'g'ri chiziq bo'ylab tarqaladi.

2. Yorug'lik nurining mustaqillik qonuni. Yorug'lik to'lqinlari bir-biri bilan kesishganda ular bir-biriga halaqit bermasdan tarqaladi.

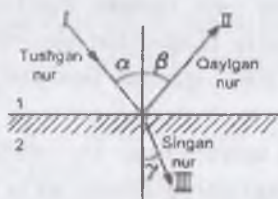
3. Yorug'likning qaytish qonuni., Tushuvchi nur, qaytgan nur va ikki muhit chegarasidagi nurning tushush nuqtasiga o'tkazilgan normal bir tekislikda yotadilar.

Yorug'lik nurining tushish burchagi qaytish burchagiga tengdir.

4. Yorug'likning sinish qonuni. Tushuvchi nur, singan nur va ikki muhit chegarasidaga, nurning tushush nuqtasiga o'tkazilgan normal bir tekislikda yotadilar (150-rasm).

Tushish burchagi sinusining sinish burchagi sinusiga nisbati berilgan moddalar uchun doimiy bo'lib, ikkinchi muhitning birinchi muhitga nisbatan sindirish ko'rsatkichlari nisbatlariga teng:

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21} \quad (4.1)$$



150-rasm

Barcha nuqtalarida yorug'likning tarqalish tezligi bir xil bo'lgan muhitga optik bir jinsli muhit deyiladi. Muhitning absolyut sindirish ko'rsatkichi deb, yorug'likning vakuumdagi c tezligining moddadagi ϑ tezligiga nisbatiga teng bo'lgan skolyar kattalikka aytiladi.

$$n = \frac{c}{\vartheta} \quad (4.2)$$

Demak, muhitning absolyut sindirish ko'rsatkichi deb, yorug'likning vakuumdagi tezligi muhiddagi tezligidan nechki marta katta ekanligiga ko'satadigan kattalikka aytiladi.

U holda (4.2) ga asosan $n_2 = \frac{c}{\vartheta_2}$ va $n_1 = \frac{c}{\vartheta_1}$ deb yozish o'rinli bo'ladi. (4.1) dan, ya'ni

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{c/\vartheta_2}{c/\vartheta_1} = \frac{\vartheta_1}{\vartheta_2}. \quad (4.3)$$

Agar $\alpha = 0$ bo'lsa, $\beta = 0$ bo'ladi, demak ikki muhitning ajralish chegarasiga normal tushuvchi nur sinmaydi. Sindirish ko'rsatkichining kattaligi optik zichlikni ko'rsatadi. Yer atmosferasi bir jinsli emas, shu sababli uning sindirish ko'rsatkichi Yer sirtidan ko'tarilgan sari kamayib boradi. Shuning uchun yorug'lik yerga kelguncha parallel qatlamlarda sinib qabariqlanadi. Bu hodisaga refraksiya deyiladi.

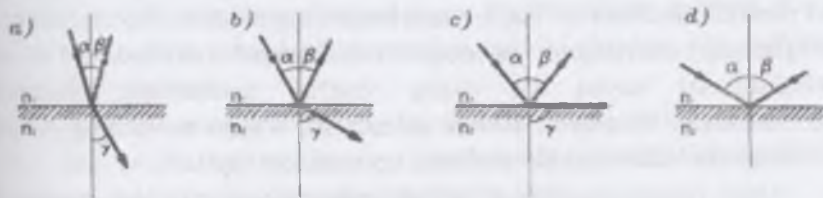
Yorug'likning sinish hodisasining xisusiy holdan biriyorug'likning to'la ichki qaytish hodisasini qaraylik.

Agar yorug'lik nuri optik zichligi katta muhitdan optik zichligi kichik muhitga tushsa, ya'ni nur sindirish ko'rsatkichi n_1 katta bo'lgan muhitdan sindirish ko'rsatkichi n_2 kichik bo'lgan muhitga tushsa, bu holda γ sinish burchagi tushish burchagi α dan katta ($\gamma > \alpha$) bo'ladi. Yorug'lin nuri tushish burchagi kattalashtirib borilgan holatlarning to'rtta oniy momentlari aks ettirilgan (151a,b,c,d-rasm). Yorug'likning to'la ichki qaytish hodisasi ro'y bergan holni, ya'ni singan nur ikki muhit cherasasi bo'ylab ketgan holni ifodalovchi chizma 151c-rasmda tasvirlangan. Bu holda sinish burchagi $\gamma = 90^\circ$ bo'lsa, tushish burchagi yorug'likning to'la ichki qaytish hodisasining α_1 -limitik burchagi deyiladi.

Agarurning tushish burchagi limitik burchagi ($\alpha > \alpha_1$) dan katta bo'lsa, nur birinchi muhitga qaytadi, ya'ni ikkinchi muhitga sinib o'tmaydi (151d-rasm).

Demak, (4.1) formulaga asosan to'la ichki qaytish hodisasi uchun

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \gamma} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}. \quad (4.4)$$



151-rasm

ifoda o'rinlidir. Bu yerda n_1 , n_2 -muhitlar sindirish ko'rsatkichlari, α -tushish burchagi, β -qaytish burchagi, γ -sinish burchagi. Lekin $\gamma = 90^\circ$ da $\sin 90^\circ = 1$ va bu holda singan nur ikki muhit chegarasi bo'ylab tarqaladi (151c-rasm), bunga tushish burchagi to'la qaytishning α_1 -limit burchagi quyidagiga teng

$$\sin \alpha_1 = \frac{n_2}{n_1}. \quad (4.5)$$

Agar ikkinchi muhit havo bo'lsa ($n_2 = 1$ va $n_1 = n$ deb olinsa),

$$\sin \alpha_1 = \frac{1}{n}. \quad (4.6)$$

Masalan, shisha va havo chegarasi uchun shisha limit burchagi 42° .

Agar tushish burchagi limit burchakdan katta bo'lsa to'la ichki qaytish hodisasi yuz beradi.

Demak, yorug'likning to'la ichki qaytish hodisasi ro'y berishi uchun ikkita shart bajarilishi kerak:

1) $n_1 > n_2$ bo'lishi, ya'ni nur sindirish ko'rsatkichi n_1 katta bo'lgan muhitdan sindirish ko'rsatkichi n_2 kichik bo'lgan muhitga tushishi;

2) γ sinish burchagi tushish burchagi α_1 -limit burchagidan katta ($\gamma > \alpha_1$) bo'lishi.

To'la ichki qaytish hodidasidan ko'plab optik asboblarda foydalaniladi. Masalan, numni 90° ga burish, tasvirni teskari burish, hozirgi vaqtda to'la ichki qaytishdan tola optikasida (svetovodlar) keng qo'llanilmoqda. Shisha tola optik zichligi kamroq modda bilan qoplanadi. Tolaning bir uchiga tushgan nur ikkinchi uchidan bema'lol chiqib ketadi.

To'la ichki qaytish yordamida bir muhitning absolyut sindirish ko'rsatkichi ma'lum bo'lsa, boshqa muhitning sindirish ko'rsatkichini aniqlashga asoslangan asbobga refraktometr deyiladi. Pulfrix refraktometri suyuq va qattiq shaffof jismlarning sindirish ko'rsatkichini aniqlaydi. Bunda prizmadan o'tgan nurlarning sinish burchagini o'lchab modda sindirish ko'rsatkichi topiladi.

Abbe refraktometrining ishlash prinsipi yorug'likning sindirish ko'rsatkichlari turlicha bo'lgan ikki muhitning ajralish chegarasidan o'tganda sodir bo'ladigan optik hodisalarga asoslangan. Refraktometrlar yordamida moddalar tarkibi, turli moddalarlar tarkibini o'rganishda, dorishunoslikda hokazilarda keng qo'llaniladi. Qattiq va suyuq moddalar gidrodinamik tadqiqotlari yordamida ularning bir jinsliigi tekshiriladi.

4.1.2. Yorug'likning sferik sirtlarda sinishi. Linzalar. Linzalarda tasvir yasash. Optik asboblari

Yorug'likning sferik sirtlarda sinish hodisasi muhim. Kundalik turmushda va texnikada qo'llanadigan optik asboblari har xil tipdagi linzalar tizimidan tarkib topgan. Optik asboblarning ishlash prinsipi bir yoki bir necha linzalar tizimii yordamida buyumlarning tasvirini hosil qilishga asoslangan. Geometrik optika bo'limlaridan birida, har xil optik tizimlar yordamida, buyumlarning tasvirini hosil qilish usullari o'rganiladi. Tasvir hosil qilish paytida quyidagi shartlar bajariladi deb faraz qilinadi:

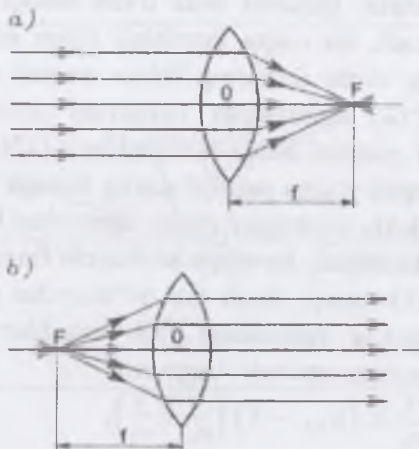
1. Yorug'lik bir jinsli muhitda to'g'ri chiziq bo'ylab tarqaladi va nurlar bir-biri bilan uchrashgan paytda interferensiya hodisasi ro'y bermaydi (demak, yorug'lik nurlari mustaqil);

2. Yorug'lik nuri sindirish ko'rsatkichi n_1 bo'lgan muhitdan sindirish ko'rsatkichi n_2 bo'lgan muhitga sinib o'tish paytida quyidagi munosabat kuchga ega: $n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \gamma$; bunda α tushish va γ sinish burchaklari.

3. Yorug'lik nurlari $\sin i = t \sin r \approx i$ shartni qanoatlantiruvchi kichik burchaklar ostida tushadi, bunday nurlarga paraksial nurlar deyiladi.

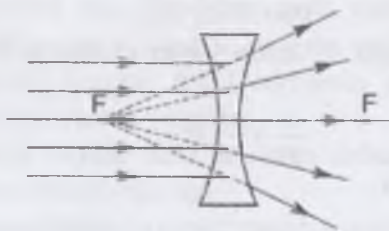
Linzalar va optik asboblardan tanishamiz. Linza deb, ikkala tomoni sferik sirt bilan chegaralangan shaffof jismga aytiladi. Ko'p hollarda, optik asboblarda tomonlari sferik shaklga ega bo'lgan linzalar ishlatiladi.

Agar linzaning qalinligi d_1 linza sferik sirtlari egrilik radiusi R_1 , R_2 dan kichik bo'lsa, bunday linzalarga yupqa linzalar deyiladi, aksincha bo'lgan linzalar qalin linzalar deyiladi.



152-rasm

Linza bosh optik o'qi deb, linza yuzlarining egrilik markazlaridan va linzaning markazidan o'tuvchi to'g'ri chiziqqa aytiladi (152 a,b-rasm va 153-rasm).



153-rasm

Linzaning o'rtasida, ikkala egrilik markazidan teng masofada joylashgan 0 nuqta linzaning optik markazi deyiladi. Yupqa linzani optik markazidan o'tib, bosh optik o'qqa tik joylashgan tekislik linzaning bosh tekisligi deyiladi. Yupqa linzaning fokus nuqtasini o'z ichiga olib, bosh optik o'qqa tik joylashgan tekislik linzaning fokal tekisligi deyiladi. Linzaning markazdan o'tuvchi har qanday to'g'ri chiziq qo'shimcha optik o'q deyiladi. Yig'uvchi linzaning bosh optik o'qiga parallel nurlar linzadan sinib o'tib bosh optik o'qning biror nuqtasida kesishadi, bu nuqta linzaning fokus nuqtasi (F) deyiladi (152a-rasm). Yig'uvchi linzaning fokus nuqtasi (F) ga joylashgan nuqtaviy yorug'lik manbasidan chiquvchi nurlar linzadan sinib o'tgandan keyin parallel holda tarqaladilar (152b-rasm). Sochuvchi linzaning bosh optik o'qiga parallel nurlar linzaga tushsa undan sinib o'tib sochiladi, lekin sochilgan nurlar davomlari bosh optik o'qning biror nuqtasida kesishadi, bu nuqta sochuvchi linzaning fokus nuqtasi (F) deyiladi (153-rasm). Bosh va qo'shimcha optik o'qlar linza markazidan o'tganda sinmasdan o'tib ketadilar. Yupqa linzaning paraksial nurlar uchun umumiy formulasi:

$$\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} = (n_{2,1} - 1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right), \quad (4.7)$$

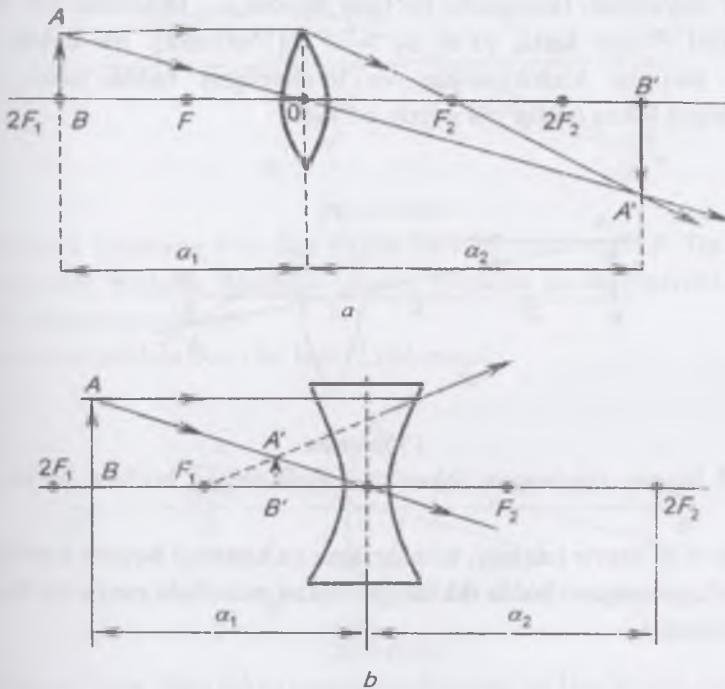
bu yerda $n_{2,1} = \frac{n_2}{n_1}$, n_2 , n_1 -mos ravishda linza va uni o'rab olgan muhitning absolyut sindirish ko'rsatkichlari, R_1 va R_2 -linza sirtlarining egrilik radiusi, a_1 va a_2 -buyumdan linza markazgacha va linza markazidan tasvirgacha bo'lgan masofa (154-rasm). Linzaning fokus masofasi

$$F = \frac{1}{(n_{2,1} - 1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)} \quad (4.8)$$

formuladan aniqlanadi. U holda yupqa linzaning formulasi, (4.7) va (4.8) asosan

$$\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} = \frac{1}{F} \quad (4.9)$$

ko'rinishida yoziladi.



154-rasm

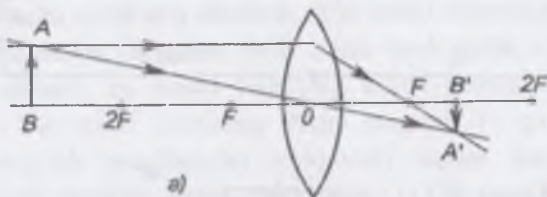
Bosh optik o'q ustida optik markazdan ikkala tomonda bir xil masofada joylashgan nuqtalar linzaning bosh fokus nuqtalari deyiladi.

Linzalarda tasvir yasash bilan tanishaylik. Linzalarda tasvir yasashni soddalashtirish uchun amalda uchta nurdan foydalaniladi: optik o'qqa parallel nur, linzaning optik markazidan o'tuvchi va linzaning fokusidan o'tuvchi nurlar. Ana shu usul bilan buyumning bir nechta nuqtasining tasvirini fokal tekislikka tushirib olib so'ngra buyumning tasvirini yasash mumkin.

Tasvir yasashda buyum linza fokusiga nisbatan qanday masofada turganligi muhim ahamiyatga ega.

Yiguvchi yupqa linzalarda tasvir yasashni qarab chiqamiz:

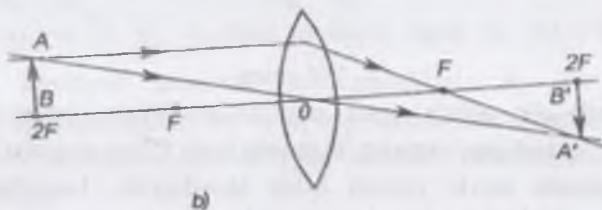
1) AB buyumdan linzagacha bo'lgan masofa a_1 , linzaning ikki fokus masofasi F dan katta, ya'ni $a_1 > 2F$ (155a-rasm). Bu holda $A'B'$ tasvir haqiqiy, kichiklashgan va to'nkarilgan holda fokus bilan ikkilangan fokus oralig'ida paydo bo'ladi



155a-rasm

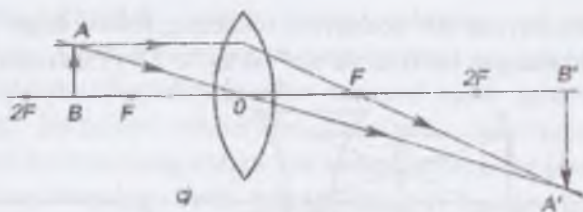
2) AB buyum ikkilangan fokus masofada turgan bo'lsin, ya'ni $a_1 = 2F$.

Bunda $A'B'$ tasvir haqiqiy, to'nkarilgan va kattaligi buyum kattaligiga teng(o'zgarmagan) holda ikkilangan fokus masofada paydo bo'ladi (155b-rasm).



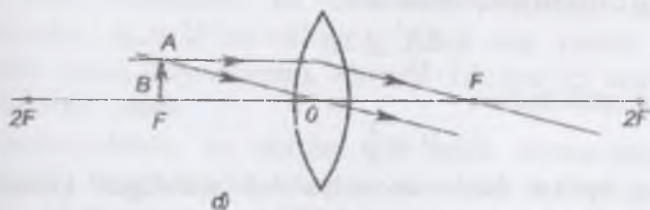
155b-rasm

3) Buyum linzaning fokusi bilan ikkilangan fokusi orasida turgan bo'lsin, ya'ni $F < a_1 < 2F$. Bunda tasvir haqiqiy, to'nkarilgan va kattalashgan holda ikki fokus oralig'ida uzoqroqda paydo bo'lgan bo'ladi (155c-rasm).



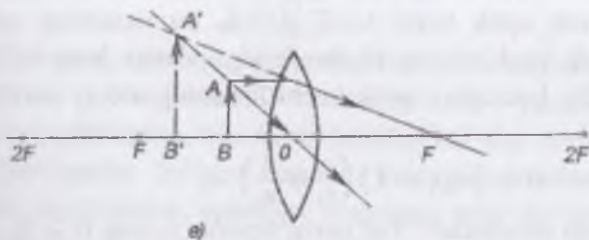
155c-rasm

4) Buyum linzaning fokusida turgan bo'lsin, ya'ni $a_1 = F$. Bu holda buyumning istalgan nuqtadan chiqib, linzadan sinub o'tuvchi qo'sh nurlar kesishmaydi va tasvir cheksizlikda hosil bo'ladi (155d-rasm).



155d-rasm

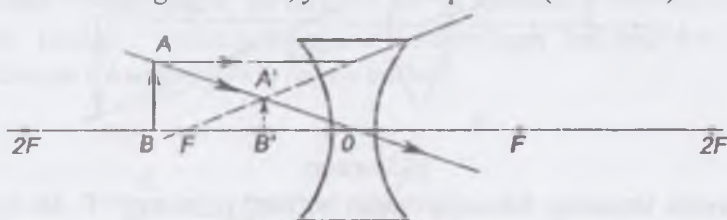
5) Buyum linza bilan fokus orasida joylashgan bo'lsin, bunda tasvir mavhum, tog'ri va kattalashgan holda hosil bo'ladi (155e-rasm).



155e-rasm

Endi sochuvchi linzaga kelsak, bunda ham linzaga nisbatan buyumning joylashishida, yiguvchi yupqa linzalardagidek turli holler bo'lishi mumkin. Biroq sochuvchi linzalarda buyim unga nisbatan qo'rda joylashsa ham, tasvir mavhum tog'ri va kichiklashgan bo'ladi.

Misol uchun, buyum AB sochuvchi linzaning fokusi bilan ikkilangan fokusi orasida turgan bo'lsin, ya'ni $F < a_1 < 2F$ (156-rasm).



(156-rasm)

Bunda tasvir mavhum to'g'ri va kichiklashgan holda fokus bilan linza orasida paydo bo'ladi.

Linzaning chiziqli kattalashtirishi:

$$\frac{A'B'}{AB} = \frac{a_2}{a_1} \quad (4.10)$$

Linzaning optik kuchi

$$D = \frac{1}{F} \quad (4.11)$$

Linzaning optik kuchi deoptriya deb ataladigan kattalik bilan aniqlanadi. Bir deoptriya (dptr) deb, fokus masofasi $F=1$ m bo'lgan linzaning optik kuchiga aytiladi:

$$D = \frac{1}{F} = \frac{1}{1} = 1 \text{ m}^{-1}. \quad (4.12)$$

Optik kuchlari D_1 va D_2 lardan iborat bo'lgan ikki linza bir-biriga yaqin qo'yilib optik tizim hosil qilinsa, bu tizimning optik kuchi linzalar optik kuchlarining algebraik yig'indisiga teng bo'ladi, ya'ni $D = D_1 + D_2$. Linzaning optik kuchi linzaning asosiy xarakteristikasi hisoblanib,

$$D = (n_{2,1} - 1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (4.13)$$

formula bilan aniqlanadi. Yig'uvchi linzalar uchun $D > 0$, sochuvchi linzalar uchun $D < 0$.

Optik asboblardan foydalanish muhim ahamiyatga ega. Agar buyum juda kichik bo'lsa yoki ko'zimizdan juda uzoqda joylashgan bo'lsa, bunday hollarda ko'rish burchagi juda kichiklashadi va biz predmetlarni aniq ko'ra olmaymiz. Normal ko'z uchun minimal ko'rish burchagi $\varphi_{\min} \approx 1' \cong 3 \cdot 10^{-4} \text{ rad}$. Bunday paytlarda

predmetlarni kuzatish uchun optik asboblari ishlatiladi. Bu asboblarning asosiy vazifasi buyumlarning ko'rish burchagini kattalashtirishdan iboratdir. Bundan tashqari optik asboblari fan va texnikaning ko'pgina sohalarida ishlatiladi. Shu sababli optik asboblardan ayrimlarining o'ziga xos xususiyatlari bilan tanishganiz.

Eng keng tarqalgan optik asboblardan biri lupadir. Lupa-mayda buyumlarni ko'rish uchun foydalaniladigan, qisqa fokusli, ikki tomoni qavariq linzadan (yoki linzalar tizimidan) iborat (155e-rasm). Ko'pincha linzaning f fokus masofasi 1 sm dan 10sm gacha bo'ladi. Lo'paning burchakli kattalashtirib ko'rsatishi

$$\gamma = \frac{a_0}{f} \quad (4.14)$$

formula bilan ifodalanadi. Bu formulada γ -lupaning burchakli kattalashtirishi; $a_0 = 25$ sm bo'lib, ko'zning eng yaxshi ko'rish masofasidir. Lupa, buyumlarning tasvirini 2,5 dan 25 martagacha kattalashtirib ko'rsatadi.

Mikroskop-obektiv va okulyar kabi optik tizimlardan iborat bo'lib, kichik buyumlarning tasvirini katta qilib ko'rsatish uchun ishlatiladi. Mikroskopning burchakli kattalashtirib ko'rsatish koeffitsiyenti $\gamma = \gamma_1 \cdot \gamma_2$, bu yerda $\gamma_1 = \frac{\Delta}{f_1}$ -obyektivning kattalashtirishi; $\gamma_2 = \frac{a_0}{f_2}$ -okulyarning kattalashtirishi yoki

$$\gamma = \frac{\gamma_1 \Delta}{f_1 f_2} \quad (4.15.)$$

bu yerda, f_1 va f_2 -mos ravishda obyektiv va okulyarning fokus masofalari; $a_0 = 25$ sm-normal ko'zning eng yaxshi ko'rish masofasi; Δ -obyektivning orqa fokal tekisligidan shu obyektiv hosil qiladigan tasvirigacha bo'lgan masofa. Taxminin hisoblaganda, Δ obyektiv va okulyarning orasidagi masofaga teng bo'ladi. Oddiy mikroskoplarning obyektivlari 6 dan 90 martagacha, okulyari esa 4 dan 20 martagacha kattalashtirib, natijaviy kattalashtirish 24 dan 1800 martagacha yetadi.

Demak, mikroskopning kattalashtirib ko'rsatishi obyektiv va okulyarning kattalashtirib ko'rsatishiga bog'liq. Lekin obyektiv va okulyarning fokus masofalarini o'zgartirib, kattalashtirishni

hoxlaganimizcha oshira olmaymiz, chunki yorug'likning to'liqin xususiyati tufayli optik tizimning kattalashtirishi qobiliyatiga chek qo'yadi. Shu sababli, mikroskop uchun kattalashtirish chegarasi degan tushuncha kiritiladi. Bu mikroskopda alohida-alohida ajratib ko'rilayotgan ikki nuqta orasidagi eng kichik masofa:

$$L \geq \frac{\lambda_0}{2n \sin i} \quad (4.16)$$

L- mikroskopning ajratib ko'rsata olish qobiliyati deb ataladi; bunda λ_0 -predmetga tushayotgan yorug'likning to'liqin uzuniigi; i -apertura burchagi obyektiv optik o'qi bilan jism chetiga tushayotgan nur orasidagi burchak); n soni-obyektivning sonli operturasi deb ataladi (taxminan birga teng). Odatdagi oq nur yordamida, oddiy mikroskopda o'lchami taxminan $2,5 \cdot 10^{-5} \text{ sm}$ bo'lgan predmetni ko'rish mumkin. Normal ko'rishga ega bo'lgan inson ko'zi 25 sm masofadan o'lchami 0,05 mm (50 mkm) bo'lgan predmetni ko'rishni mumkin.

Uzoqni ko'rish uchun mo'ljallangan trubalar (teleskoplar, uzoqlikni o'lchash trubalari va h.k) ham obyektiv va okulyardan iborat bo'lib, bu trubalarning kattalashtirib ko'rsatish koeffitsiyenti

$$\gamma = \frac{f_1}{f_2} \quad (4.17)$$

formula bo'yicha hisoblanadi. Bu formulada f_1 va f_2 obyektiv va okulyarning fokus masofalari. Teleskoplar 25-200 marta, uzoqni ko'rish trubalari esa 6-25 marta kattalashtiradi. Teleskopning obyektivi-fokusi uzun bo'lgan linzalar tizimidan iborat.

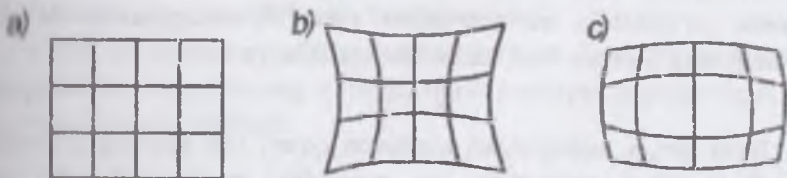
4.1.3. Linzalarning nuqsonlari

Biz linzada tasvir yasashda faqat paraksial nurlardan foydalandik. Agar katta burchak tashkil etuvchi nurlardan foydalanilsa, paraksiallikdan voz kechilsa, optik tizimlarda sferik aberratsiya hosil bo'ladi. Agar nurlar monoxromatik bo'lmasa, u holda linzaning sindirish ko'rsatkichi $n = n(\lambda)$, ya'ni λ ga bog'liq bo'lgani uchun dispersiya hodisasi ro'y beradi. Bu esa tasvirni buzishga olib keladi. Biz shu nuqsonlarning ayrimlari bilan tanishib chiqamiz.

1. Sferik aberratsiya. Linzaning chetki qismlari nurlarni o'rtaga nisbatan kuchliroq sindiradi, natijada nuqtaning tasviri ekranda yoyilgan dog' ko'rinishida hosil bo'ladi, bu esa tasvirning buzilishiga olib keladi. Sferik aberratsiya nuqsoni sindirish ko'rsatkichi har xil bo'lgan yig'uvchi va sochuvchi linzalardan kombinatsiyalar tuzish yo'li bilan, hamda paraksial nurlar ishlatilish natijasida yo'qotiladi.

2. Xromatik aberratsiya. Yorug'likning dispersiya hodisasi tufayli oq nur linzadan sinib o'tish paytida ranglarga (spektrlarga) ajraladi, masalan, binafsha rangli yorug'lik nurlari qizil rangli yorug'lik nurlariga nisbatan linzaga yaqinroq joyda kesishadi. Natijada tasvir ranglarga bo'yalib ko'rinadi. Oq nur sochuvchi linzadan sinib o'tganda esa binafsha ranglar qizil ranglarga qaraganda bosh optik o'qqa nisbatan uzoqroqqa sinib tarqaladi. Xromatik aberratsiya dispersiya kattaliklari har xil bo'lgan va botiq linzalardan iborat optik tizimlarni tanlash yo'li bilan yo'qotiladi.

3. Distorsiya. Linza chiziqli kattalashtirishining har xil qiymatga ega bo'lishi natijasida tasvir qiyyshayib ko'rinadi (157b,c-rasm). Masalan, chiziqli kattalashtirish linzaning bosh optik o'qiga yaqinlashgan sari kamayib borsa, yostiqsimon distorsiya (157b-rasm), aksincha, chiziqli kattalashtirish bosh optik o'qqa yaqinlashgan sari ortib borsa, bochkasimon distorsiya (157b-rasm) kuzatiladi. (157a-rasmda distorsiya hodisasiga uchramagan tasvir ko'rsatilgan). Geodeziya ishlarida, aerofotosiyomkalar olishda distorsiya hodisasi juda katta hatoliklarga olib kelishi mumkin. Bu nuqsonlardan qutulish uchun murakkab optik tizimlardan foydalanishga to'g'ri keladi.



157-rasm

Bundan tashqari, agar linzaga tushayotgan nur bilan bosh optik o'q orasidagi burchak katta bo'lsa, buyum o'zining tasviriga o'xshamaydi. Linzaning bu kamchiligini astigmatizm deb ataladi. Buyum tasviri ellips, aylana, kesma shaklida bo'lib qolishi mumkin. Bu nuqson fotografiyada, umuman, katta qiyinchiliklar tug'diradi. Bu nuqsonni bartaraf qilish uchun maxsus linzalar tizimi yaratilishi kerak va bu tizimga anastigmatlar deyiladi.

Shuni ta'kitlash kerakki, amalda optik asboblarning hamma nuqsonlarini bir yo'la tugatib bo'lmaydi. Shu sababli, optik asboblardan qanday maqsadlarga mo'ljallan bo'lsa, o'sha maqsadlar uchun zararli bo'lgan nuqsonlarni butunlay yo'qotish kerak bo'ladi.

4.1.4. Fotometrik tushunchalar va birliklar

Yorug'lik energiyaga ega ekanligi tufayli jismlarga ta'sir etadi. Maksvellning yorug'likning elektromagnit nazariyasiga ko'ra, yorug'lik energiyasi elektromagnit to'lqinlar energiyasidir. Yorug'lik energiyasini o'lchash usullari optikaning fotometriya deb ataladigan bo'limini tashkil etadi.

Elektromagnit to'lqinning yorug'lik sezgilarini uyg'otuvchi qismiga yorug'lik nurlanishi deb ataladi. Har qanday yorug'lik nurlanishi yorug'lik energiyasi bilan xarakterlanadi. Yorug'lik energiyasi yorug'lik oqimi, ravshanlik, yorqinlik, yorug'lik kuchi va yoritilganlik deb ataluvchi fizik kattaliklar bilan xarakterlanadi.

O'lcham tekshirilayotgan masofaga nisbatan juda kichik bo'lgan yorug'lik manbaiga nuqtaviy manba deb ataladi.

Yorug'lik manbaining nurlanish oqimi Φ deb, vaqt birligi ichida hamma yo'nalishda nurlanayotgan yorug'lik energiyasiga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi, ya'ni:

$$\Phi = \frac{W}{t} \quad (4.18)$$

Biror sirtga tushayotgan nurlanish oqimi shu sirtning S yuziga uning fazodagi vaziyatiga va nurlanish manbaigacha bo'lgan masofaga bog'liq.

Yorug'lik manбайдan har xil yo'nalishlar bo'ylab tarqaladigan yorug'lik oqimining taqsimlanishini tavsiflash uchun fazoviy burchak

degan tushunchadan foydalaniladi. Amalda fazoning chegaralangan qismida, ya'ni fazoviy burchak ostida tarqalayotgan nurlanish oqimi bilan ish ko'rishga to'g'ri keladi.

Konusning sirti bilan chegaralangan fazo sohasi fazoviy burchak deb ataladi. Fazoviy burchak Ω bilan belgilanadi. Uchi sharning markazida yotgan konusning shar sirtidagi S yozini shar radiusining kvadrati r^2 ga nisbati konus bilan chegaralangan fazoviy burchak Ω ga teng, yani:

$$\Omega = \frac{S}{r^2}. \quad (4.19)$$

Fazoviy burchakning XBT dagi o'lchov birligi $[\Omega] = \frac{[S]}{[r^2]} = \frac{1\text{m}^2}{1\text{m}^2} = 1\text{sr}$ (steradian).

Bir steradian deb, shar sirtidan radiusining kvadratiga teng yuzini chegaralovchi konusning fazoviy burchagiga aytiladi.

Butun sfera yuzi $S = 4\pi r^2$ ni qamrab olgan to'liq Ω_T fazoviy burchak quyidagiga teng bo'ladi.

$$\Omega_T = \frac{S}{r^2} = \frac{4\pi r^2}{r^2} = 4\pi.$$

Manbaning yorug'lik kuchi I deb, bir birlik fazoviy burchak ostida chiqayotgan yorug'lik oqimiga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka atiladi, ya'ni:

$$I = \frac{\Phi}{\Omega}. \quad (4.20)$$

Nuqtaviy yotug'lik manbaining yorug'lik kuchi barcha yo'nalishlarda bir xil bo'ladi.

XBT da yorug'lik kuchining birligi kandela (lotincha "kandela"-sham) bo'lib, asosiy birlik bo'lib hisoblanadi.

Yorug'lik kuchi yo'nalishga bog'liq bo'lgan yorug'lik manbalari uchun ba'zan yorug'likning o'rtacha sferik kuchidan foydalaniladi. U quyidagi ifodadan topiladi:

$$I = \frac{\Phi_T}{4\pi}. \quad (4.21)$$

bunda Φ_T lampaning to'liq yoruqlik oqimi.

Yotug'lik oqimining XBT dagi o'lchov birligini $[\Phi] = 1cd \cdot 1sr = 1lm$ (lyumen). Bir lyumen deb, yorug'lik kuchi $1cd$ ga teng bo'lgan nuqtaviy yorug'lik manbaidan $1sr$ fazoviy burchak ostida nurlanayotgan yorug'lik oqimiga atiladi.

Yorug'lik oqimi faqat nurlayotgan jismning mustaqil yorug'lik chiqarishi emas, shu bilan birga, tashqi manbaidan tushayotgan yorug'likning sochilishidan va qaytishidan ham hosil bo'ladi. Shuning uchun ham yoritilayotgan sirtga tushayotgan yorug'lik oqimini xarakterlovchi fizik kattalik yoritilganlik tushunchasi kiritiladi.

Yoritilganlik E deb, yoritilayotgan sirtning bir-birlik yuzasiga mos kelgan yorug'lik oqimiga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi, ya'ni:

$$E = \frac{\Phi}{S}. \quad (4.22)$$

Yoritilganlikning XBT dagi o'lchov birligini keltirib chiqaramiz:

$$[E] = \frac{[\Phi]}{[S]} = \frac{1lm}{1m^2} = 1lk \text{ (lyuks)}$$

Bir lyuks deb, har bir kvadrat metriga bir lyumen yorug'lik oqimi tekis tushgan sirtning yoritilganligiga aytiladi.

Yorug'lik manbalari nuqtaviy bo'lmaganda, ya'ni nurlanish sirtiga ega bo'lganda, sirt ravshanligi (yoki soddaroq aytganda ravshanlik) deb ataluvchi fizik kattalik tushunchasi kiritiladi.

Yorug'lik manbaining ravshanligi B deb, manba sirtining yuza birligiga perpendikulyar yo'nalishida chiqayotgan yorug'lik kuchiga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi, ya'ni:

$$B = \frac{I}{S}. \quad (4.23)$$

Ravshanlikning XBT dagi birligini keltirib chiqamiz:

$$[B] = \frac{[I]}{[S]} = \frac{1cd}{1m^2} = 1 \frac{cd}{m^2},$$

ya'ni ravshanlik o'lchov birligi nit (nt) dir, $1nt = \frac{1cd}{1m^2}$.

Tush vaqtida quyosh sirtining ravshanligi $10^9 nt$, cho'g'lanish elektr lampa tolasi $10^6 nt$, kerosin lampa alangasi $10^4 nt$, oydinsiz tungi osmon ravshanligi $10^{-4} nt$. Ko'zning farq qiladigan eng kichik ravshanligi $10^{-6} nt$. Geliy-Neon lazeri energetik ravshanligi $4 \cdot$

10^{15} nt , ya'ni quyosh ravshanligidan taxminan 2,5 million marta katta. Bir manba yorug'lik kuchini bilgan holda noma'lum kuchli manba yorug'lik kuchini aniqlovchi asboblarga fotometrilar deyiladi.

Nuqtaviy yorug'lik manbai hosil qilayotgan sirtining yoritilganligi E yorug'lik kuchi I ga va manbadan sirtigacha bo'lgan masofa r ga bog'liqdir. Agar nuqtaviy yorug'lik manbai sferaning markazida bo'lsa, bu sferaning $S = 4\pi r^2$ yuziga teng bo'lgan ichki sirtining yoritilganligi E quydagiga teng:

$$E = \frac{\Phi}{S} = \frac{4\pi I}{4\pi r^2} = \frac{I}{r^2} \quad (4.24)$$

Bu munosabat yoritilganlikning birinchi qonunining matematik ifodasi bo'lib, u quyidagiga ta'riflanadi: nurlar perpendikulyar tushayotgan sirtning yoritilganligi E manbaning yorug'lik kuchi I ga to'g'ri proporsional va manbadan yoritilayotgan sirtgacha bo'lgan masofaning kvadrati r^2 ga teskari proporsionaldir.

Agar sirtga parallel nurlar α burchak ostidan tushayotgan bo'lsa, sirtning yoritilganligi E_0 bilan quyidagi bog'lanishga ega

$$E = E_0 \cos \alpha \quad (4.25)$$

Bu munosabat yoritilganlik ikkinchi qonunining matematik ifodasi bo'lib, u quyidagicha ta'riflanadi: parallel nurlar bilan yoritilgan sirtning yoritilganligi shu sirtga tushayotgan nurning tushish burchagi kosinusiga proporsionaldir.

Nuqtaviy yorug'lik manbai uchun (4.25) formuladagi E_0 ni uning (4.24) dagi qiymati bilan almashtirilsa, quyidagi formula kelib chiqadi:

$$E = \frac{I}{r^2} \cos \alpha, \quad (4.26)$$

ya'ni sirtning yoritilganligi yorug'lik tushish burchagi konusiga proporsionaldir.

Mavzu yuzasidan testlar

1. Absolyut sindirish ko'rsatkichi $n = 1,6$ ga teng shishadan yasalgan, sirtning egrilik radiuslari mos ravishda $R_1 = 0,2 \text{ m}$ va $R_2 = 0,4 \text{ m}$ bo'lgan ikki yoqlama qavariq linzaning optik kuchi D topilsin.

- A) $+4,5 \text{ dptr}$ B) $+5,5 \text{ dptr}$ C) $-4,5 \text{ dptr}$ D) $-5,5 \text{ dptr}$

2. Qalinligi 6sm bo'lgan yassi parallel shisha plastinkaga ($n = 1,5$) 35° burchak ostida yorug'lik nuri tushmoqda. Bu plastinkadan o'tgan nur uchun chetga siljishlarni aniqlang.

- A) $1,41\text{sm}$ B) $2,41\text{sm}$ C) $0,41\text{sm}$ D) $3,41\text{sm}$

3. Optik kuchi 6dptr bo'lgan yassi qavariq linza tayyorlash zarur. Agar linza materialining sindirish ko'rsatkishi $1,6$ bo'lsa, linzaning qavariq sirti egrilik radiusini aniqlang.

- A) 10sm B) 13sm C) 12sm D) 14sm

4. Quvvati 300W bo'lgan lampani qanday balandlikka osilganda uyning tagida yoritilganlik 50Lk bo'ladi. Taxta qiyaligi 35° , lampaning yorug'lik berish qobiliyati 15Lm/Vt . Nuqtaviy izotrop yorug'lik manbaining to'la yorug'lik oqimi

$\Phi_0 = 4\pi$ deb olinsin.

- A) $2,42\text{m}$ B) $1,42\text{m}$ C) $4,42\text{m}$ D) $3,42\text{m}$

5. Normal tushayotgan quyosh nurlaridan Yer sirtining yoritilganligi topilsin. Quyoshning ravshanligi $1,2 \times 10^9\text{nt}$.

- A) $8 \cdot 10^4\text{Lk}$ B) $2 \cdot 10^4\text{Lk}$ C) $8 \cdot 10^3\text{Lk}$ D) $3 \cdot 10^4\text{Lk}$

6. Yorug'lik manbaining ravshanligi formulasi va XBT dagi birligi topilsin.

- A) $B = \frac{1}{5}; 1\text{nt}$ B) $B = \frac{E}{5}; 1\text{nt}$ C) $B = \frac{I}{5}; 1\text{nt Lk}$ D) $B =$

$\frac{I}{5}; 1\text{sham}$

7. Nur sochuvchi jism sifatida xizmat qiluvchi diametric 3mm cho'g'langan sharchali lampa 85sham yorug'lik kuchi beradi. Agar lampaning sferik kolbasi: 1) tiniq shishadan, 2) xira shishadan yasalgan bo'lsa, shu lampaning ravshanligi topilsin. Kolbaning diametri 6sm .

- A) 1) $1,2 \cdot 10^7\text{nt}$; 2) $3 \cdot 10^{-4}\text{nt}$ B) 1) $2,8 \cdot 10^7\text{nt}$; 2) $5 \cdot 10^{-4}\text{nt}$

- C) 1) $4,2 \cdot 10^7\text{nt}$; 2) $6 \cdot 10^{-4}\text{nt}$ D) 1) $5,2 \cdot 10^7\text{nt}$; 2) $3 \cdot 10^{-4}\text{nt}$

Mavzu yuzasidan savollar

1. Modda absolyut sindirish ko'rsatkichining fizik ma'nosi nimadan iborat?
2. Nisbiy sindirish ko'satkichining fizik ma'nosi nimadan iborat?
3. Yorug'likning tarqalish tezligi muhitga bog'liqmi?
4. Qanday shart bajarilganda to'la ichki qaytish hodisasi kuzatiladi?
5. Qachon tushish burchagi sinish burchagidan katta bo'ldi?
6. Svetovodlarning ishi qanday prinsipga asoslangan?
7. Fermi shartining mohiyati nimadan iborat?
8. Botiq sferik ko'zguda tasvir yasang.
9. Qavariq sferik ko'zguda tasvir yasang.
10. Linzalarda buyumlar tasviri qanday hosil qilinadi?
11. Yig'uvchi linzada mavhum tasvir hosil qilish mumkinmi?
12. Lupa va fotoapparat nima?
13. Tasvir yasashda buyum linza fokusiga nisbatan qanday masofada turganligi muhim ro'l o'ynaydi?
14. Sochuvchi linzaning kattalashtirishi qanday topiladi?
15. Sindirish ko'rsatkichi orqali linzaning optik kuchi va focus masofasni topish formulalari.
16. Nima uchun elektron mikroskoplarning ajrata olish qobiliyati oddiy mikroskopnikidan yuqori bo'ladi?
17. Elektron-optik aylantirgichlarda buyumga nisbatan yoritilganligi katta bo'lgan kattalashgan tasvirlarni hosil qilish mumkinmi? Nima uchun?
18. Fotometriya nima?
19. Yorug'likning oqimi, kuchi va ravshanligining fizik ma'nosi qanday?
20. Fotometriyada energetik va yorug'lik kattaliklari nima bilan farq qiladi?
21. Yoritilganlikning birinchi qonunini tafsiflang.
22. Yoritilganlikning ikkinchi qonunini izohlang.

4.2-MAVZU. YORUG'LIK INTERFERENSIYASI

Reja:

4.2.1. Kogerent manbalar. Yorug'lik to'lqinlarining interferensiyasi. Yorug'lik interferensiyasining maksimum va minimum intensivligini kuzatish shartlari;

4.2.2. Optik yo'lining uzunligi;

4.2.3. Qalinligi o'zgarmas va o'garuvchan pardalarda kuzatiladigan interferensiya;

4.2.4. Interferensiya hodisalarining qo'llanilishi. Interferometrlar.

4.2.1. Kogerent manbalar. Yorug'lik to'lqinlarining interferensiyasi. Yorug'lik interferensiyasining maksimum va minimum intensivligini kuzatish shartlari

Yorug'lik interferensiyasi, difraksiyasi, dispersiyasi, qutblanishi kabi optik hodisalarni yorug'lik-elektromagnit to'lqin deb tasavvur qilish asosida, issiqlik nurlanish, fotoeffekt, Kompton effekti kabi hodisalarni esa yorug'lik-fotonlar oqimi deb tasavvur qilish asosida tushuntirish mumkin.

Kogerent yorug'lik to'lqinlarining bir-biri bilan qo'shilib, fazoning ayrim nuqtalarida bir-birini kuchaytirishi va boshqa nuqtalarida esa susaytirish hodisasiga yorug'lik interferensiyasi deyiladi. Boshqacha aytganda, yorug'lik to'lqinlarining interferensiyasi deb, yorug'lik nurlar dastalarining bir-birlariga halaqit bermasdan tarqalish qonunidan chetga chiqish hodisasiga aytiladi. Yorug'lik to'lqinlari bir-birlarini kuchaytirishi yoki susaytirishi uchun ular kogerent bo'lishi kerak. Agar ikkala yorug'lik to'lqinining chastotalari, to'lqin uzunliklari, elektr maydon kuchlanganliklari amplituda qiymatlari o'zaro teng bo'lsa va bu to'lqinlarning fazalar farqi no'lga teng yoki o'zgarmas bo'lsa, bunday to'lqinlar kogerent to'lqinlar deyiladi.

Faraz qilaylik, ikki yorug'lik to'lqinlari

$$E_1 = E_{01} \sin \omega_1(t - \tau_1) = E_{01} \sin \left(\omega_1 t - 2\pi \frac{y_1}{\lambda_1} \right) \text{ va } E_2 = E_{02} \sin \omega_2(t - \tau_2) = E_{02} \sin \left(\omega_2 t - 2\pi \frac{y_2}{\lambda_2} \right) \quad (4.27)$$

bir tomonga yo'nalgan bo'lib, ular qo'shilsin. Bu yerda E_{01} va E_{02} - yorug'lik to'lqinlar elektr maydon kuchlanganligining amplitudalari, $\varphi_1 = 2\pi \frac{y_1}{\lambda_1}$ va $\varphi_2 = 2\pi \frac{y_2}{\lambda_2}$ to'lqinlar boshlang'ich fazalari, y_1 va y_2 - to'lqinlar o'tgan yo'llar, λ_1 va λ_2 - to'lqin uzunliklari (1.5.5. Mexanik to'lqinlarning interferensiyasiga qarang):

$$E^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos(\varphi_2 - \varphi_1), \quad (4.28)$$

$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ - fazalar farqi bo'lib, biz kuzatayotgan vaqt davomida o'zgarmaydi. Yorug'lik I intensivligi E^2 ga proporsional ekanliging inobotga olib, (4.28) formulani o'zgartirib yozaylik:

$$I = I_{01} + I_{02} + 2I_{01}I_{02} \cos(\varphi_2 - \varphi_1). \quad (4.29)$$

(4.29) tenglamaning xususiy hollarini analiz qilib quyidagi xulosalarga kelamiz:

1) agar boshlang'ich fazalar farqi $\varphi_2 - \varphi_1 = 0; 2\pi; 4\pi, \dots, 2k\pi$. (bunda $k = 0, 1, 2, 3, \dots$) bo'lsa, $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) = 1$;

$$I = I_{01} + I_{02} = 2I_{01} = 2I_{02}, \quad (4.30)$$

bu holda, hosil bo'lgan natijaviy yorug'lik to'lqin amplitudasi kuchaygan bo'ladi;

2) agar $\varphi_2 - \varphi_1 = \pi; 3\pi; 5\pi; \dots, (2k + 1)\pi$ bo'lsa, $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) = -1$;

$$I = I_{01} - I_{02} = 0 \quad (4.31)$$

bo'ladi va hosil bo'lgan natijaviy yorug'lik to'lqin amplitudasi susaygan bo'ladi. Agar to'lqin amplitudalari $I_{01} = I_{02}$ bo'lsa, (4.31) holda yorug'lik to'lqinlari qo'shilib to'la so'nishi kuzatiladi. Odatda, yorug'lik to'lqinlari qo'shilib, bir-birlarini kuchaytirishi yoki susaytirishi fazalar farqi bilan emas, balki to'lqinlar yo'llarining farqi $\Delta = y_2 - y_1$ bilan ifodalanadi. Faza $\varphi = \pi$ ga teng bo'lsa, to'lqin $\lambda/2$ ga teng yo'lni bosib o'tadi. Demak, ikkita to'lqin qo'shilib, bir-birini maksimal kuchaytirish uchun bu to'lqinlar yo'li juft sonli $\lambda/2$ ga teng bo'lishi kerak, ya'ni:

$$\Delta = 2k \frac{\lambda}{2} = k\lambda. \quad (4.32)$$

Xuddi shunga o'xshash to'liqlar bir-birlarini susaytirish sharti toq sonli $\frac{\lambda}{2}$ ga teng bo'lishi kerak, ya'ni;

$$\Delta = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}. \quad (4.33)$$

Eunda $k = 0, 1, 2, 3, \dots$, bo'lib, u interferensiyaning maksimumlar va minimumlar tartibi deyiladi.

Agar to'liqlar yo'llari farqi toq soni $\frac{\lambda}{2}$ ga teng bo'lsa, to'liq susayadi (agar $y_1 = y_2$ bo'lsa, $y = 0$).

Agar to'liqlar yo'llari farqi juft sonli $\frac{\lambda}{2}$ ga to'g'ri kelsa, to'liqlar bir-birini kuchaytiradi (agar $y_1 = y_2$ bo'lsa, $y_{max} = 2y_1 = 2y_2$).

Kogerent to'liqlar olish uchun ikkita bir xil chastotali va doimiy fazalar farqi bilan tebranuvchi manbalar kerak. Lekin ikkita mustaqil manbadan chiqayotgan to'liqlarning fazalar farqi doimiy bo'lmaydi, chunki ikki manbada ikki xil atom nurlanishi mavjud (bularning tebranish fazalar farqi doimiy bo'lmaydi). Shuning uchun amalda kogerent to'liqlar (nurlarni) olish uchun bir manbadan chiqayotgan yorug'lik dastasini ikkiga ajratib olish kerak. Agar shu ajratilgan ikkala numi maxsus optik tizimlar yordamida qo'shsak, ekranda interferensiya manzarasini kuzatamiz.

Kogerent nurlarni olish usullari. Mustaqil yorug'lik manbaidan masalan, ikki sham yoki ikki elektr lampochkadan chiqayotgan yorug'lik nurlari bir-biri bilan uchrashib, interferensiya bermaydi, chunki ular kogerent emas. Turli xil mustaqil atomlar nurlanishi yaramaydi kogerent to'liqlarni hosil qilish mumkin emas.

Shu sababli, kogerent to'liqlarni olishning sun'iy usullari: Yung (tajribasi-ikki tor tirqishlar) usuli, Frenel biko'zgusi, Biye bilinzasi, Frenel biprizmasi, Lloyd ko'zgusi va h. k. qurilmalar faqatgina birgina atomning (yoki jips joylashgan atomlar guruhining) nurlanish to'liqlarini (nurlarini) ikkiga ajratitib, keyin esa yana qo'shish usuliga asoslangan.

4.2.2. Optik yoʻlining uzunligi

Agar yorugʻlik absolyut sindirish koʻrsatkichi n boʻlgan muhitda l masofani oʻtsa, shu l masofani n ga koʻpaytmasiga yoʻlining optik uzunligi S deyiladi, yaʼni:

$$S = n l \quad (4.34)$$

Faraz qilaylik, bitta manbadan ikki kogerent nur chiqib absolyut sindirish koʻrsatkichlari n_1 va n_2 boʻlgan ikki xil muhitda tarqalib, l_1 va l_2 masofalarni bosib oʻtsin. U holda ikki kogerent toʻlqinning fazalar farqi $\Delta\varphi$:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (S_2 - S_1). \quad (4.35)$$

Bu formulada $S_2 = n_2 l_2$ va $S_1 = n_1 l_1$, λ -vakuumdagi yorugʻlikning toʻlqin uzunligi. Agar ikki nurning optik yoʻllari bir-biriga teng boʻlsa, yaʼni $S_1 = S_2$ boʻlsa, bu yoʻllar tautoxron yoʻllar deyiladi. Stigmatik tasvirlar beradigan optik tizimlarda linzadan oʻtib, bosh optik oʻqning biror nuqtasidan tugallangan nurlarning optik yoʻli uzunligi tautoxronidir, yaʼni fazalar farqini hosil qilmaydi. Yorugʻlik nurlari yoʻllarining farqi

$$\Delta l = l_1 - l_2 \quad (4.36)$$

boʻlganda, $\Delta s = \frac{\lambda}{2}$ ga teng boʻlsa, fazalar farqi $\Delta\varphi = \pi$; bir optik uzunlikning ikkinchi bir optik uzunlikka nisbatan $\frac{\lambda}{2}$ ga uzayishiga (yoki qisqarishiga), birinchi toʻlqinning π marta kechikishi (yoki ilgari ketishi) ga toʻgʻri keladi. Bu ikkala toʻlqin qoʻshilganda amplitudalari bir-biridan ajratiladi, agar amplitudalar teng boʻlsa, qoʻshilgan (superpoizitsiya qilingan) toʻlqin amplitudasi nolga teng boʻladi.

Ikkala kogerent toʻlqinning interferensiyasi Δs juda katta boʻlmaganda kuzatiladi. Agar $\Delta s \geq \tau c$ boʻlsa (τ -atomning nur chiqarish vaqti ($\sim 10^{-8}s$), c -yorugʻlikning vakuumdagi tezligi), toʻlqinlar kogerent boʻlmashliklari va interferensiya bermasliklari mumkin. Chunki $\tau \sim 10^{-8}s$ va $c = 3 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$ boʻlsa $\Delta s \approx 3 m$ ga toʻgʻri keladi. Bu esa juda katta makroskopik masofadir.

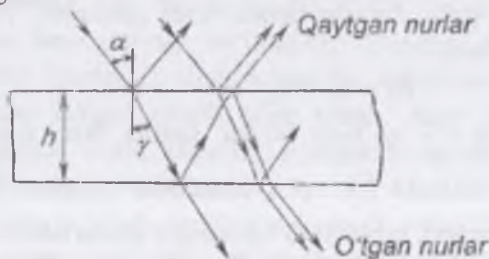
Agar optik yollar uzunliklar farqi

$$\Delta s \ll \tau c \quad \text{yoki} \quad \Delta l < \frac{\lambda^2}{\Delta s}, \quad (4.37)$$

shartni bajarsagina, yorug'lik nurlari turg'un interferensiyani berishlari mumkin.

4.2.3. Qalinligi o'zgarmas va o'garuvchan pardalarda kuzatiladigan interferensiya

Suv sirtida yoyilgan neft yupqa pardasining yoki sovun pufagining yorug'lik nurida har xil rangda bo'yali bo'rinishi, yupqa plastinkalarda yorug'lik interferensiyasi natijasida hosil bo'ladi. Qalinligi h bo'lgan yupqa plastinka (158-rasm) berilgan bo'lib, bu plastinkaga yorug'lik nuri α burchak bilan tushib, γ burchakka singan bo'lsin. Tushayotgan nurning bir qismi plastinka sirtidan qaytadi, singan nurning bir qismi (plastinka shaffof bo'lganligi uchun) plastinkaning ikkinchi (quyi) chegarasidan, ya'ni plastinka va suyuqlik chegarasidan qaytib, bir qismi plyonkadan tashqariga sinib chiqib ketadi. Tushayotgan, singan, qaytgan va o'tgan nurlar 158-rasmda ko'rsatilgan.



158-rasm

Plastinka sirtidan plastinkaga sinib o'tib, uning quyi chegarasida qisman qaytgan nur, plastinka sirtidan qaytgan nur bilan uchrashguncha, ular (qaytgan nurlar) ning bosib o'tgan yo'llarida quyidagicha optik yo'llar farqi hosil bo'ladi:

$$\Delta = 2hncos\gamma + \frac{\lambda}{2} \quad (4.38)$$

Bu formulada $\frac{\lambda}{2}$ -plastinkaning sirtidan qaytganda nur yarim to'lqin uzunligi yo'qotilishini ko'rsatadi, n -plastinkaning sindirish ko'rsatkichi bo'lib plastinkani o'rab olgan havoning sindirish ko'rsatkichidan katta. Aksincha, plastinkani o'rab turgan muhitning

sindirish ko'rsatkichi plastinkaning sindirish ko'rsatkichidan katta bo'lganda ham yorug'lik nuri plastinkaning quyi chegarasidan qaytganda $\frac{\lambda}{2}$ yo'l yo'qotilib, yo'llar farqi xuddi (4.38) ko'rinishida bo'ladi. Demak, sirtga qaytgan va sirtan plastinkaga sinib o'tib, plastinkaning ikkinchi chegarasidan qaytib, yana yuzaga chiqqan yo'llar farqi Δ , muhit va plastinkaning sindirish ko'rsatkichlari munosabatlariga bog'liq emas ekan. Faraz qilaylik, plastinka ustki tomonidagi muhitning sindirish ko'rsatkichi n_{ust} va plastinka ostidagi muhitning sindirish ko'rsatkichi n_{ost} bo'lsin. Agar $n_{ust} < n < n_{ost}$ bo'lsa, qaytgan nurlar, (158-rasm) yo'llar farqi

$$\Delta = 2hncos\gamma \quad (4.39)$$

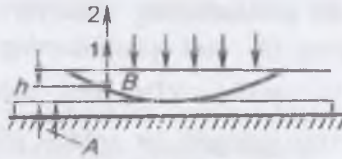
bo'lib, bu formula $cos\gamma$ ni, $cos\beta = \sqrt{1 - \frac{sin^2\alpha}{n^2}}$ ga almashtirib

$$\Delta = 2hn\sqrt{h^2 - sin^2\alpha} \quad (4.40)$$

ifodani olamiz. (4.32) va (4.33) shartlarga asosan: $\Delta = k\lambda$ shart bajarilsa-interferensiya maksimumi, $\Delta = (2k + 1)\frac{\lambda}{2}$ sharti bajarilsa-interferensiya minimumi kuzatiladi. Hosil bo'lgan interferensiya polosalar teng og'mali polosalar deyiladi, chunki yassi parallel plastinkaga bir xil burchak ostida tushuvchi nurlar plastinkadan qaytuvchi nurlarning burchaklari bir xildir.

Yupqa plastinkalar pona shaklida ham bo'lishlari mumkin. Bu plastinkalarda har qaysi qalinlikda alohida interferensiya polosalar kuzatiladi, shu sababli, bu interferensiya polosalar teng qalinlikli interferensiya polosalari deyiladi.

Xususiy hollarda, egrilik radiusi katta ($R \sim 10-100sm$) bo'lgan yassi-qabariq linza yassi plastinkaning ustiga o'rnatilib yoritilganda (159-rasm) teng qalinlikka ega bo'lgan interferensiya manzaralarni kuzish mumkin. Hosil



159-rasm

bo'lgan havo ponasining qalinligi h bo'lsin. Yorug'lik nurining A va B nuqtalardan qaytishiga e'tibor bersak, B nuqtadan, ya'ni linza-havo chegarasidan yorug'likning bir qismi (2) qaytib ketadi, ikkinchi qismi (1) esa A nuqtadan, havo-plastinka chegarsidan qaytadi. Natijada nurlarning (4.32) va (4.33) formulalarda izohlanganidek, optik yo'llar farqi hosil bo'ladiki, bu shartlar bajarilganda interferensiya polosalarni kuzatamiz. Bu polosalar teng qalinlikka ega bo'lgan polosalar bo'lib, butun havo ponasi bo'ylab kuzatilsa (linza perimetri bo'ylab), interferensiya manzara halqa shaklida kuzatiladi va bunga Nyuton halqalari deyiladi (160-rasm). k -tartibli qaytgan nurlarda kuzatilayotgan halqa radiusi

$$r_k = \sqrt{\left(k - \frac{1}{2}\right)\lambda R} \quad (4.41)$$

va qorong'i halqalari radiuslari

$$r_k = \sqrt{kR\lambda} \quad (4.42)$$

formula bilab aniqlanadi. Bu yerda λ - tushuvchi nur to'liqin uzunligi, R -linzaning egrilik radiusi.



160-rasm

Qaytgan yorug'likda yorug' va qorong'i halqalarning joylashuvi ularning o'tuvchi yorug'likdakisiga qaraganda teskari bo'ladi.

Teng og'malikka va teng qalinlikka tegishli interferensiya polosalarini kuzatish texnikada shaffof detallar sirtlarini ishlash sifatini tekshirishda, yoki ularning qirralarini parallel, yoki parallel emasligini tekshirishda keng foydalaniladi. Masalan, teng og'malik interferensiya polosalar metodi bilan shaffof plastinkalar qirralarining parallelligi 0,01 mkm gacha aniqlikda o'lchanadi.

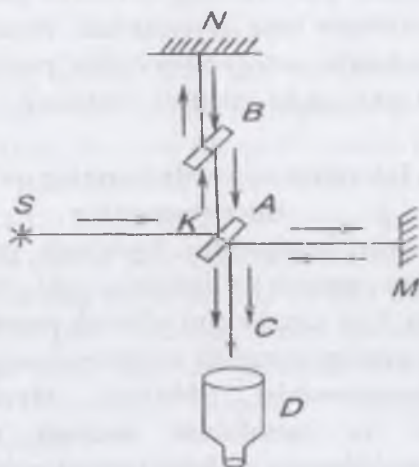
4.2.4. Interferensiya hodisalarining qo'llanilishi.

Interferometrlar

Yorug'lik interferensiyasidan foydalanib yorug'lik to'liqihining uzunligini, jismlar sindirish ko'rsatkichini yoki o'lchamlarini aniqlash va boshqa qator fizik kattaliklarni o'lchash mumkin. Shu maqsadlar asosida ishlash prinsipi yorug'lik interferensiyasiga asoslangan optik asboblari-interferensiometrlar ishlatiladi. Masdan, jismlarning defomatsiyasini va masofalarni aniqlash uchun Maykelson interferometri, muhitlarning sindirish ko'rsatkichlarini o'lchash uchun Jamen interferensiometri, detallarning sirtlariga ishlov berish sifatini tekshirish uchun A.A.Lebedevning polarizatsion interferensiometri va h. k., ya'ni har xil texnik maqsadlar uchun ishlatiladi. Biz shularning ayrimlari haqida to'xtalib o'tamiz.

Maykelson interferometri. Bu Maykelson interferometri (161-rasm) masofalarni yuqori aniqlik bilan o'lchashga yordam beradi. S-yorug'lik manбайдan chiqayotgan nur yarim shaffof A plastinkaga tushib, bir qismi plastinka sirtidan qaytib N ko'zguga, bir qismi esa plastinkadan o'tib M ko'zguga tushadi. Shunday qilib, o'zaro perpendikulyar yo'nalishlarda l_1 va l_2 masofalarni o'tadi. Nurlar M va N ko'zgulardan qaytgandan so'ng yana yarim shaffof A plastinkaga qaytib, $\Delta = 2(l_1 - l_2)$ yo'llar farqi hisobiga interferensiyalanadi va KC chiziq bo'yicha tarqaladi hamda D ko'rish trubasiga tomon yo'naladi. B plastinka kompensator rolini bajaradi, chunki agar B plastinka bo'lmasa (B plastina qalinligi, shaffofligi bo'yicha A bilan bir xil, lekin kumush plyonka bilan qoplanmagan shu sababli yarim

shaffof emas) N ko'zguga boruvchi nur A plastinkadan bir marta o'tgan bo'lar edi. B plastinka qo'yilgandan so'ng M ko'zguga boruvchi nur kabi N ko'zguga boruvchi nur ham plastikadan uch marta o'tadi. Ko'rish trubasi orqali teng og'malik interferensiya polosalari kuzatiladi.



161-rasm

Agar mikrometrik vint bilan N ko'zguni ma'lum (masalan, $\frac{\lambda}{2}$ masofaga sursak) interferensiya polosalarni bir polosaga suradi (siljitadi). Agar ko'zgulardan birining o'rniga, sirti defektli detal o'rnatsak, kuzatiladigan interferensiya halqa, yoki polosa yordamida detall sirtining nuqsonlari aniqlanadi.

Mavzu yuzasidan testlar

1. Yorug'lik interferensiyasi deb nimaga aytiladi.

A) Kogerent yorug'lik to'lqinlarining bir-biri bilan qo'shilib, fazoning ayrim nuqtalarida bir-birini kuchaytirishi va boshqa nuqtalarida esa susaytirish hodisasiga yorug'lik interferensiyasi deyiladi.

B) Yorug'lik interferensiyasi deb, to'lqinning o'z yo'lida uchragan to'siqlarni aylanib o'tish hodisasiga aytiladi

C) Yorug'lik interferensiyasi deb, to'lqinlarning tarqalishida geometrik optika qonunlaridan har qanday chetlashishiga aytiladi.

D) Muhitning absolut sindirish ko'rsatkichining yorug'lik chastotasiga (yoki $\lambda = \frac{c}{\nu}$ to'lqin uzunligiga) bog'liq bo'lishi yorug'likning shu muhitdagi interferensiyasi deyiladi

2. Yorug'lik to'lqinlari qo'shib bir-birlarini kuchaytirish shartini toping.

A) $\Delta = 2k \frac{\lambda}{2} = k\lambda$ B) $\Delta = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$

C) $\Delta = 2k\lambda$ D) $\Delta = 2hn\sqrt{h^2 - \sin^2\alpha}$

3. Sovun pufagiga ($n = 1,33$) 45° burchak bilan oq yorug'lik tushmoqda. Pufak pardasi qanchalik yupqa bo'lganida qaytgan nurlar sariq rangda ($\lambda = 6 \cdot 10^{-5} \text{ sm}$) bo'ladi.

A) 0,13 mkm B) 0,58 mkm C) 0,25 mkm D) 0,03 mkm

4. Agar yashil yorug'lik filtrini $\lambda = 5 \cdot 10^{-5} \text{ sm}$ qizil yorug'lik filtriga $\lambda = 6,5 \cdot 10^{-5} \text{ sm}$ almashtirilsa, Yung tajribasida ekrandagi qo'shni interferensiya yo'llari o'rtasidagi masofa necha marta oshadi?

A) 1,3 marta B) 0,5 marta C) 0,7 marta D) 5,3 marta

5. Maykelson interferometri bilan qilingan tajribada interferensiya manzarasini 500 yo'lga siljitish uchun ko'zguni 0,161mm masofaga siljitish kerak bo'ldi. Tushayotgan yorug'likning to'lqin uzunligini toping?

A) $\lambda = \frac{2L}{k} = 6,44 \cdot 10^{-7} \text{ m}$ B) $\lambda = \frac{2L}{k} = 3,22 \cdot 10^{-7} \text{ m}$

C) $\lambda = \frac{2L}{k} = 8,44 \cdot 10^{-7} \text{ m}$ D) $\lambda = \frac{2L}{k} = 12,4 \cdot 10^{-8} \text{ m}$

Mavzu yuzasidan savollar

1. Kogerent to'lqinlar nima?
2. Kogerent manbalar qanday usulda hosil qilinadi?
3. Yorug'lik interferensiyasining asosiy shartlari?
4. Yorug'lik interferensiyasi nima?
5. Yorug'lik yo'llarining farqi nima?
6. Nima uchun bir-biriga bog'liq bo'lmagan ikki yorug'lik manbaidan tarqalayotgan yorug'liklar qo'shilganlarida interferensiya kuzatilmaydi?

7. Ikkita elektr lampochkasi bilan yoritilgan stolning ustida interferensiya manzara hosil bo'lmaydi?

8. Mikrointerferometr nima?

9. Interferensiya refraktrometr nima?

10. Yorug'lik interferensiyasining maksimumlik sharti?

11. Yorug'lik interferensiyasining minimumlik sharti?

12. Suv sirtida yoyilgan neft yupqa pardasining yoki sovun pufagining yorug'lik nurida har xil rangga bo'yalib klo'rinishini izohlang.

13. Yupqa plastinkalar tomonlaridan sinib-qaytib o'tgan yoki qaytgan yorug'lik nurlar interferensiyasini izohlang.

14. Interferensiya hodisalarining qo'llanilishiga misollar keltiring.

15. Yorug'lik interferensiyasidan foydalanib yorug'lik to'lqinining uzunligini, jismlar sindirish ko'rsatkichini yoki o'lchamlarini aniqlash va boshqa qator fizik kattaliklarni o'lchash mumkinligini izohlang.

4.3-MAVZU. YORUG'LIK DIFRAKSIYASI

Reja:

4.3.1. Gyuygens-Frenel prinsipi. Frenel difraksiyasi haqida ma'lumot. Frenel zonalar metodi;

4.3.2. Fraunhofer difraksiyalari bir tirqishdan va difraksion panjaradan kuzatiladigan difraksiya;

4.3.3. Difraksion panjara va uning qo'llanilishi;

4.3.4. Optik asboblarning ajrata olish qobiliyati. Difraksion panjaraning ajratish qobiliyati;

4.3.5. Ko'p o'lchamli panjaralarda difraksiya;

4.3.6. Golografiya haqida tushincha.

4.3.1. Gyuygens-Frenel prinsipi. Frenel difraksiyasi haqida ma'lumot.

Frenel zonalar usuli

Difraksiya deb, to'lqinning o'z yo'lida uchragan to'siqlarni aylanib o'tish hodisasiga aytiladi, yoki keng ma'noda aytganda

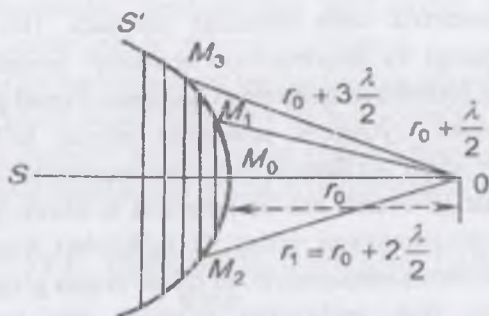
to'liqlarning tarqalishida geometrik optika qonunlaridan har qanday chetlashishiga aytiladi.

Yorug'lik difraksiya deb, yorug'lik nutining bir jinsli muhitda to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalish qonunidan chetga chiqish hodisasiga aytiladi.

Yorug'lik difraksiyasini yorug'lik to'liqlarining kichik to'siq yoki tirqishga tushganda ularning geometrik soya tomoniga tarqalishi kuzatish mumkin. Agar to'siq (tirqish) ning o'lchami d , yorug' to'liqining to'liq yzunligi λ ga yaqim, ya'ni $d \approx \lambda$ bo'lsa, to'liq to'siqning geometrik soya tomoniga tarqaladi. Difraksiya hodisasi Gyuygens prinsipi va interferensiya qonunlari asosida tushuntiriladi. Bu optikaning birlashgan qonuniga Gyuygens-Frenel prinsipi deyiladi. Bizga ma'lumki, Gyuygens prinsipiga asosan to'liq fronti etib borgan har bir nuqta ikkilamchi to'liqlar manbai bo'lib xizmat qiladi (1.5.5. ga qarang). Frenel esa bu prinsipni to'ldirdi, ya'ni ikkilamchi manbalardan tarqalayotgan yorug'lik to'liqlari kogerent to'liqlar bo'lib, turg'un interferensiyani hosil qiladi degan g'oyani ilgari surib, bu prinsipning fizik mohiyatini to'ldirdi. Shu tufayli elementar to'liqlarning Gyuygens tomonidan sof formal ravishda kiritilgan to'liq o'ramasi (sirti) aniq fizik mazmunga ega bo'lib, bu sirtida elementar to'liqlarning o'zaro interferensiyalanishi tufayli natijalovchi to'liq intensivligi ancha sezilarli bo'ladi. Shunday qilib, Gyuygens-Frenel prinsipi yorug'lik to'liq difraksiyasi hodisasini tushuntirishda eng zarur, kerakli nazariya bo'lib qoldi. To'liq fronti qisman to'sib qo'yilsa, yorug'lik tog'ri chiziq bo'ylab tarqalishdan og'adi. Bu hodisaga yorug'lik difraksiyasi deyiladi. Difraksiya faqat yorug'lik to'liqlarigagina emas, umuman, har qanday to'liqlarga ham xosdir.

Frenel zonalar usulini qarab chiqaylik. Difraksion manzaralarda yorug'lik intensivligi taqsimoti Gyuygens-Frenel prinsipiga asosan, Frenelning zonalar usuli yordamida o'rganiladi. Ikkilamchi yorug'lik to'liqlar amplituda va fazalarini e'tiborga olib har bir aniq hol uchun fazoning ixtiyoriy nuqtasida natijalovchi to'liqlar amplitudasini topishga imkon beradi, ya'ni yorug'lik tarqalish qonuniyatlarini

aniqlash minkin. Umumiy holda ikkilamchi to‘lqinlar interferensiyasini hisoblash ancha murakkab va juda qiyindir, ammo keyinchalik ko‘rsatiladiki, ko‘pchilik hollarda natijalovchi tebranish amplitudasini topish uchun algebraik va geometrik yig‘indi usulidan foydalaniladi. Frenel bu masalani ikkilamchi to‘lqinlarning o‘zaro interferensiyasini qo‘shish usulini qo‘llab yechdi. Faraz qilaylik, S -yorug‘lik manbai berilgan bo‘lsin. Bu manbaning O nuqtada hosil qilgan yorug‘ligining amplitudasini hisoblaymiz (162-rasm). S manba S' sirt ustida joylashgan elementar manbalar



162-rasm

bilan almashtiriladi. Bu almashtirishni amalga oshirish uchun Frenel S' sirtini halqali zonalariga bo‘lib chiqdi. Bu halqalar shunday bo‘linganki, zonalar chegarasida O nuqtagacha bo‘lgan masofalar bir-biridan $\lambda/2$ ga farq qiladi, ya‘ni:

$$M_1O - M_0O = M_2O - M_1O = M_3O - M_2O = \dots = \lambda/2. \quad (4.43)$$

Agar to‘lqin sirti S' dan O nuqtagacha bo‘lgan masofa r_0 bo‘lsa, zonalarini yasash uchun radiusi:

$$r_k = r_0 + k \frac{\lambda}{2}. \quad (4.44)$$

bo‘lgan sferalar chiziladi. Bu yerda $k = 0, 1, 2, 3, \dots$, zonoilar soni. Bu sferaning markazi O nuqtada bo‘lib, sferalarning S' sirt bilan kesishgan joylari Frenel zonalarini chegaralarini aniqlaydi. k -inchi Frenel zonasining radiusi (ρ_k):

$$\rho_k^2 = \frac{r_0 R}{r_0 + R} k \lambda \quad (4.45)$$

shartidan topiladi. k -inchi zona sirtining yuzi esa

$$S_k = \frac{\pi r_0 R}{r_0 + R} \lambda, \quad (4.46)$$

formula yordamida hisoblanadi. Bu yerda R -to'liqin sirtining radiusi.

Shunday qilib, front sirti teng kattaliklarga ega bo'lgan Frenel zonalariga bo'linadi. O nuqtada hosil bo'lgan yorug'lik intensivligi masalasi har qaysi zonani shu nuqtaga ta'sirini hisobga olish bilan hal etadi. Albatta O nuqtada zonalar ulushini hisobga olishda quyidagi shartlarga amal qilinadi:

Qo'shni zonalardan chiqayotgan to'liqinlar qarama-qarshi fazalarda uchrashganlari uchun bir-birlariniy sysaytiradi;

SO_i va OM_i lar orasidagi burchak kattalashgan sari zonaning ta'siri kamayib boradi; shu sababli zonalardan chiqayotgan yorug'lik to'liqinlari amplitudalari (Yorug'lik to'liqinining elektr maydon kuchlanganligining amplitudalari.4.2.1.ga qarabg) $E_{01} > E_{02} > E_{03} \dots$, tengsizliklarni qanoatlantiradi.

Yorug'likning to'g'ri chiziq bo'yicha tarqalishi yuqorida keltirilgan mulohazalarning xususiy holdir Yorug'lik tebranishining O nuqtaga yetib keladigan amplitudalari yig'indisi:

$$E_0 = E_{01} - E_{02} + E_{03} - E_{04} + E_{05} - \dots$$

yoki

$$E_0 = \frac{E_{01}}{2} + \left(\frac{E_{01}}{2} - E_{02} + \frac{E_{03}}{2} \right) + \left(\frac{E_{03}}{2} - E_{04} + \frac{E_{05}}{2} \right) + \dots \quad (4.47)$$

Qo'shni zonalardan kelayotgan amplitudalar yaqin bo'lganligi uchun:

$$E_{0k} = \frac{E_{0(k-1)} + E_{0(k+1)}}{2} \quad (4.48)$$

To'liqin to'la sirti tomonidan O nuqtada hosil qilinayotgan yorug'lik nurini tutashtirishdan qat'iy nazar, O nuqtada hosil bo'layotgan interferensiya hisobiga yorug'lik markaziy zonadan O nuqtaga tor kanal orqali tarqalgandek yetib keladi.

Bu mulohazalardan ko'rinib turibdiki, Gyuygens-Frenel prinsipiga asosan yorug'likning to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalishini ham tushuntirish mumkin. Parallel nurlar bergan difraksiyani ham,

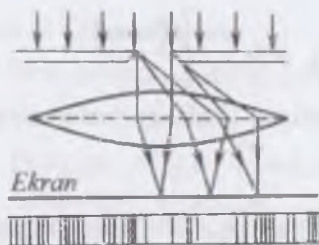
Fraugofer difraksiyasini ham Gyuygens-Frenel prinsipiga asosan tushuntirish mumkin.

To'liq frontini Frenel zonalariga bo'lish mumkinligi tajribalarda tasdiqlangan. Buning ushun zonalar plastinkasidan foydalaniladi. Bu plastimkalar eng oddiy holda ketma-ket keluvchi shaffof bo'lmagan konsentrik aylana shaklidagi shisha plastinkalardan tuzilgan tizimdan iborat bo'lib, ular Frenel zonolari joylashishi sharti bo'yisha joylashgandir. Frenel zonolari mavjudligini tajribada zonal plastinka yordamida kuzatish mumkin. Bu halqachalar radiuslari Frenel zonolari radiuslariga mos kelib, plastinka juft Frenel zonalarini berkitadi, toqlarini o'tkazadi va yo'rug'lik intensivligini bir necha bor oshiradi.

4.3.2. Fraugofer difraksiyalari. Bir tirqishdan kuzatiladigan difraksiya

Nemis fizigi I.Fraugofer yassi yorug'lik to'liqlarining difraksiyasini, ya'ni parallel nurlar difraksiya hodisasini qarab chiqdi. Fraugofer difraksiyasi nuqtaviy yorug'lik manbai va natijaviy interferensiyani kuzatish ekrani difraksiyani vijudga keltiruvchi to'siq (tirqish) dan juda uzoq masofada joylashgan hollarda kuzatiladi. Bunday turdagi difraksiyani amalga oshirish uchun manbani yig'uvchi linza fokusida joylashtirish yetarli bo'lib, difraksion manzarani to'siq (tirqish) ning orqasida joylashtirilgan ikkinchi yig'uvchi linza fokal tekisligida joylashgan ekranda ko'rish kerak.

Fraugofer difraksiyasini cheksiz uzum tirqishda hosil bo'lishini qaraymiz (buning uchun tirqish uzunligi uning kengligidan ancha kata bo'lishi yetarlidir). Agar eni b bo'lgan tor tirqishga parallel nurlar tushsa, bu tirqishdan o'tgan nurlarni linza yordamida fokuslasak, ekranda yorug'lik interferensiyasining maksimum va minimumlarini kuzatamiz (163-rasm). Bu maksimum va minimumlar tirqishdan difraksiyalanib o'tgan nurlar interferensiyasi bilan tushuntiriladi.



163-rasm

Eni b bo'lgan tirqishga parallel nurlar tushib, difraksiyalanishi φ burchak ostida bo'lsin, u holda tirqishdan chiqqan nurlarning optik yo'llar farqi $\Delta = b \sin \varphi$ bo'ladi.

Agar nurlarning optik yo'llar farqi $\Delta = b \sin \varphi = k\lambda$ butun to'liqin uzunliklariga teng bo'lsa minimum va $\Delta = b \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$ yarim to'liqin uzunliklariga teng bo'lsa, maksimum shartlari bajariladi. Demak, difraksiyalangan nurlarning interferensiyalarida minimumlar sharti:

$$b \sin \varphi = k\lambda. \quad (4.49)$$

Maksimumlar sharti esa:

$$b \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (4.50)$$

formular bilan ifodalanadi. Bu yerda $k = 1, 2, 3, \dots$. Agar tirqish o'lchami o'zgarmasa; monoxromatik yorug'lik nurlarining difraksion og'ishi har xil burchak ostida bo'ladi. Agar tirqishga murakkab oq yorug'lik tushsa, ekrandagi markaziy maksimum oq bo'lib, atrofdagi maksimumlar esa simmetrik ravishdagi spektrlardan iborat bo'ladi. Haqiqatdan (4.50) formulaga asosan qizil nur ($\lambda = 0,76 \text{ mkm}$) kattaroq burchakka og'gan bo'ladi, binafsha nur ($\lambda = 0,40 \text{ mkm}$) esa juda kichik burchakka og'gan bo'ladi, shu ikkala nur orasida qolgan rangdagi nurlar joylashgan bo'ladi. Agar tushayotgan parallel nurlar monoxromatik nurlar bo'lsa, biz ekranda qora, monoxromatik rang polosalarning navbatma-navbat joyloylashganligini ko'zatatimiz.

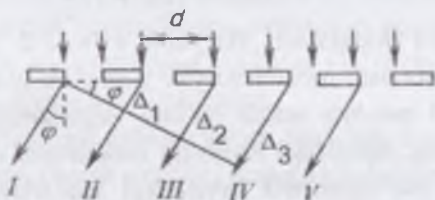
Difraksiyalangan nurlarning ixtiyoriy φ burchak yo'nalishidagi intensivligi I_φ analitik hisoblangan va quyidagi formula bilan ifodalanadi:

$$I_{\varphi} = I_0 \frac{\sin^2 \left[b \frac{\pi}{\lambda} \sin \varphi \right]}{\left[b \frac{\pi}{\lambda} \sin \varphi \right]^2}. \quad (4.51)$$

Bu yerda I_0 -eni b bo'lgan tirqishga tushayotgan birlamchi to'liqning intensivligi.

4.3.3. Difraksion panjara, difraksion panjaradan kuzatiladigan difraksiya va uning qo'llanilishi

Difraksion panjara deb. bir-biriga yaqin joylashgan ko'p sonli parallel tor tirqishlar to'plamiga aytiladi. Boshqacha aytganda, shaffof bo'lmagan oraliqlar bilan ajratilgan tirqishlar to'plamiga difraksion panjara deyiladi. Tirqish va shaffof bo'lmagan oraliqni o'z ichiga oluvchi d -masofa difraksion panjaraning doimiysi yoki davri bo'lib hisoblanadi (164-rasm), ya'ni $d = a + b$ bo'lib, a -to'siq o'lchami va b -tirqish o'lchami. Rasmdan ko'rinib turibdiki, panjaraga tushayotgan parallel nurlar ma'lum φ burchakka buruladi va ma'lum yo'llar farqiga ega bo'ladi. Masalan, I va II nurlar orasidagi yo'llar farqi: $\Delta_1 = d \sin \varphi$, I va III nurlar orasidagi yo'llar farqi esa $\Delta_2 = 2d \sin \varphi$ ga teng va hokazo.



164-rasm

Agar

$$\Delta = d \sin \varphi = k \lambda, \quad (4.52)$$

shart bajarilsa u holda bu nurlarning fazalari $2k\pi$ ga farq qilib bir-birini interferensiya natijasida kuchaytiradi. Shuning uchun bu shart difraksion panjaraning interferensiya maksimumlik sharti deyiladi, $k = 0, 1, 2, 3, \dots$, esa maksimumlar tartibidir.

Aksincha, difraksiyalangan nurlar uchun minimumlik sharti:

$$\Delta = d \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}. \quad (4.53)$$

(4.52) va (4.53) formulalarda d -difraksiyon panjara doimiysi. Odatda difraksiyon panjara doimiysi $d = \frac{1}{N}$ ga teng, N esa difraksiyon panjaraning uzumlik birligiga to'g'ri keladigan tirqishlar soni. Panjarada bo'ladigan difraksiyon manzarani hamma tirqishlardan o'tuvchi yorug'lik to'lqinlarining o'zari interferensiyasi natijasi sifatiga ko'ri, ya'ni difraksiyon panjarada hamma tirqishlardan o'tuvchi (difraksiyalanuvchi) kogerent yorug'lik dastalarining ko'p nurlu imterferensiyasi amalga oshadi.

Hozirgi paytda, difraksiyon panjaralar alyuminiy ko'zguga olmos bilan tilim yo'li bilan hosil qilib yasaladi. Maxsus qurilmalar (mashinalar) yordamida difraksiyon panjaralar yasaladi. *Imm* masofaga 2000 gacha tirqish joylashtirishi mumkin. Bunday difraksiyon panjaralar yorug'likni qaytarish, yoki o'tkazish hisobiga ishlovchi panjaralar deyiladi. Difraksiyon panjaralar spektral analiz asboblari (spektrograflarda va spektrometrlarda) murakkab spektral nurlarni dispersiyalab beruvchi prizma o'rtaida ham ishlatiladi.

4.3.4. Optik asboblarning ajrata olish qobiliyati. Difraksiyon panjaraning ajratish qobiliyati

Ideal optik tizimdan (defekt va aberrasiya bo'lmagan) foydalanib ham nuqtaning stigmatik tasvirini hosil qilish mumkin emas. Bu esa yorug'likining to'lqin tabiati bilan tushintiriladi. Har qanday yorug'lik chiqarayotgan nuqtaning monoxromatik yorug'likdagi tasviri difraksiyon manzaradan iboratdir, ya'ni nuqtaviy manba ketma-ket keluvchi qorong'i va yorug' halqalar bilan o'ralgan markaziy yorug' dog'ning tasviri kabi bo'ladi.

Reley shartiga ko'ra agar bitta manbadan (spektral chiziqdan) hosil bo'ladigan difraksiyon manzaraning markaziy maksimumi ikkinchi manbadan (spektral chiziqdan) hosil bo'ladigan difraksiyon manzaraning birinchi minimumi bilan mos tushsa, u holda teng intensivlikka ega bo'lgan va bir xil simmetrik konturni ikkita yaqin

joylashgan spektral chiziqlarni yoki nuqtaviy manbalarni bir-biridan ajrata olish mumkin.

Reley shartiga amal qilgan holda maksimumlar orasidagi "chuqurlik" intensivligi maksimal intensivligining 85 % dan iborat bo'ladi. Bu esa λ_1 va λ_2 chiziqlarni ajrata olish uchun etarlidir. Agar Reley sharti bajarilmasa, u holda bitta chiziq kuzatiladi.

Optik asboblarning ikkita bir-biriga juda yaqin bo'lgan interferensiya polosalarni bir-biridan ajratib yaqqol ko'rsata olish xususiyati shu asboblarning ajrata olish qobiliyati deyiladi. Umuman, optik asbob ajrata oladigan ikki spektral chiziq to'liq uzunliklarimimg farqi $\Delta\lambda$ ni ajratish mumkin bo'lgan spektral masofa deb, $\frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ esa asbobning ajrata olish qobiliyati deb ataladi. Difraksion panjaralarda ham xuddi shunday: ikkita yonma-yon joylashgan spektral chiziqlarni ajratib ko'rsata olish qobiliyati mavjud. Optik asboblarning ajrata olish qobiliyatini aniqlash formulasi Reley tomonidan taklif qilingan. Reley optik asboblarning ajrata olish qobiliyati topish formulasi:

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (4.54)$$

sharti bilan ifodalanadi. Bu formulada $\Delta\lambda$ -ikkita spektral chiziq (interferensiya polosa) to'liq uzunliklari orasidagi eng kichik farq, $\lambda_1 = \lambda$ va $\lambda_2 = \lambda + \Delta\lambda$ spektral chiziqlarning to'liq uzunliklari orasidagi farq. Interferensiya (defraksion) spektrometrlar ajrata olish qobiliyati uchun Reley sharti:

$$R = \frac{\lambda}{d\lambda} = kN \quad (4.55)$$

ko'rinishda yoziladi; k -spektrlarning maksimumlar tartibi, N -yorug'likning interferensiya beruvchi dastalari soni yoki difraksion panjara tirqishlari soni. Hozirgi zamon optika sanoati ishlab chiqarayotgan panjaralar doimiysi $d \leq 10^{-5} \text{ sm}$ bo'lgan difraksion panjaralar bilan ish ko'radi. Bu imkoniyatlar ajratish qobiliyati prizmalı spektrograflarnikidan yuqori bo'lgan, difraksion panjarali spektrograflarni ishlab chiqarishga va fan-texnikaga keng qo'llashga imkoniyat beradi.

Prizmalı spektroskop prizmasining ajratish qobiliyati

$$R = l_0 \frac{d\varphi}{d\lambda} \quad (4.56)$$

formula bilan ifodalanadi. Bu formulada φ -to'liqin uzunligi λ ga teng bo'lgan yorug'likning prizma tomonidan og'dirish burchagi, l_0 -prizmadan sinib chiqayotgan nur dastasining kengligi.

Agar prizma eng kam og'ish burchagi ostida joylashtirilgan bo'lsa prizmasining ajratish qobiliyati:

$$R = a \frac{dn}{d\lambda} \quad (4.57)$$

bu yerda a -prizma asosining uzunligi, n -prizmaning absolyut sindirish ko'rsatkichi.

Umuman olganda, optik asboblarning ajrata olish qobiliyati chegarasidan chetlashib ham foydalanish mumkin, biroq bunday chetlashgan holda buyumlarning o'lchamlarini aniq ko'rib o'lchab bo'lmaydi, lekin buyumlarning joyini topish, ularning harakatini kuzatish uchun ishlatiladi.

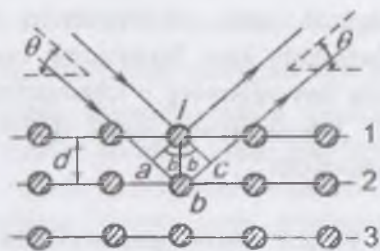
4.3.5. Ko'p o'lchamli panjaralarda difraksiya

Kristall panjara tugunlarida bir-biridan biror $d \sim 10^{-10}m$ masofa uzoqlikda atomlar (yoki ionlar) joylashgan. Bu masofa panjara doimiysi yoki davri deb ataladi. Kristall orqali elektromagnit to'liqin o'tganda panjaraning tugunlaridagi atomlar (yoki ionlar) ikkilamchi to'liqinlar manbaiga aylanadi. Bu ikkilamchi to'liqinlar ustma-ust tushish natijasida difraksion maksimumlar vujudga keladi. Difraksiya hodisasi kuzatilishi uchun esa panjaraga tushayotgan nurlanishning to'liqin uzunligi panjara doimiysidan kichik bo'lishi kerak. Demak, kristall panjarada vujudga keladigan difraksion manzarani oq yorug'likdan foydalanib amalga oshirish mumkin emas (chunki $d < \lambda$). Shuning uchun to'liqin uzunliklari ($\lambda_r = 10^{-11} \div 10^{-10}m < d \sim 10^{-10}m$) bo'lgan rentgen nurlaridan foydalanish maqsadga muvofiqdir. Bu tajribani 1913 yil Laue amalga oshirdi.

Tabiatda optik shaffof, lekin zichliklari bir jinsli bo'lmagan jismlar uchraydi. Masalan, fazoviy atmosfera anizotropiyasi, juda qiziq difraksion manzaralarni beradi. Yomg'ir tomchilaridan hosil bo'lgan difraksiya kamalakni beradi. Mayda muz parchalaridagi

difraksiya quyosh va oy atrofida aylanalari hosil qiladi. Tuman tomchilaridagi difraksiya Quyosh va Yer atrofida chambaraklar hosil qiladi va shunga o'xshash hodisalar kuzatiladi. Faqat bunda: difraksiyalar hosil bo'lishi uchun, lokal anizotropik muhitlarning geometrik o'lchamlari difraksiyalanuvchi nurning to'liq uzunligiga yaqin bo'lishi kerak.

Uch o'lchovli kristall panjarada bo'ladigan difraksiya hodisasi katta ahamiyatga egadir. Qisqa to'liqidagi, ya'ni rentgen nurlarining metallarning kristall panjarasidan qaytgandagi difraksiyasi Laue tomonidan kashf qilindi (165-rasm).



165-rasm

Agar monoxromatik rentgen nurlari kristall yuzaga θ burchak ostida tushsa, u holda kristallning atomlari difraksiyanib qaytargan nurlarning interferensiyasining maksimumlik sharti Vulf-Bregglar formulasi bilan aniqlanadi:

$$2d \sin \theta = k \lambda \quad (4.58)$$

bu yerda d -ikkita kristall panjara qatlami orasidagi masofa. Bu (4.58) formula 1913 yilda rus olimi G.V.Vulf va ingliz fiziklari [otasi (1862-1942), bolasi (1890-1971)] G. va L Bregglar tomonidan keltirib chiqarilgan.

Agar kristall panjara doimiysi ma'lum bo'lsa, u holda rentgen nurlarining to'liq uzunligini difraksiyon manzara-lauegrammadan foydalanib topiladi va aksincha.

4.3.6. Golografiya haqida tushincha.

Golografiya (grekcha "to'la yozish" ma'nosini anglatadi) bu maxsus yozish usuli va keyinchalik to'liq maydonini qayta tiklash

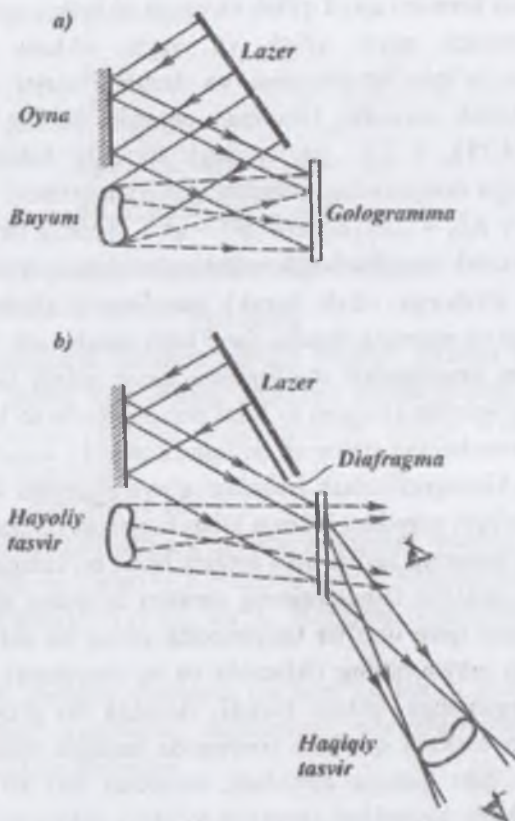
usuli bo'lib, u interferensiya manzarani qayd qilishga asoslangandir. Uning hosil bo'lishi uchun to'liq optikasining interferensiya va difraksiya qonunlari sababchidir. Bu jismlarning fazoviy tasvirini qayd qiluvchi va keyinchalik uni qayta tiklashning maxsus yangi usuli bo'lib, uni 1947 yil ingliz olimi D.Gabor kashf qilgan. Bu usulni tajribada amalga oshirish va keyingi rivojini ta'minlash faqatgina 1960 yilda yuqori darajadagi kogerent yorug'lik manbasi - lazerlarning (5.3.7. ga qarang) paydo bo'lishidan keyingina mumkin bo'ldi. Endi golografiyaning elementar asoslarini, ya'ni buyum haqidagi ma'lumotni qayd qilish va qayta tiklashni qarab chiqamiz.

Ma'lumotni qayd qilish va qayta tiklash uchun jismdan kelayotgan to'liq amplitudasi va fazasini qayd qilish va qayta tiklashni bilish zarurdir. Umuman olganda buning imkoniyati bor, chunki ((4.28), 4.2.1. ga qarang) formula bilan ta'fsiflanuvchi interferensiya manzaradagi intensivligining taqsimoti

$$E^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02}\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$$

(yorug'lik I intensivligi to'liq tebranish amplitudasi kvadratiga to'ri proporsionalligimi, ya'ni $I \sim A^2$ ni e'tiborga olish kerak) interferensiyalashuvchi to'liqlar amplitudasi va ularning fazalar farqi kabi aniqlanadi. Shu sababli ham fazali, ham amplitudali ma'lumotni qayd qilish uchun buyumdan keluvchi to'liqindan (buyum to'liqini deb ataluvchi to'liqindan) tashqari, yorug'lik manбайдan (tayanch to'liqin) keluvchi kogerent to'liqin ham ishlatiladi. Golografiyalash haqidagi g'oya shundan iboratki, jismdan keluvchi to'liqin maydoni bilan u bilan kogerent bo'lgan ma'lum fazali tayanch to'liqinning qo'shilishi tufayli hosil bo'ladigan interferensiya manzarada jadallik taqsimotining suratini olishdan iboratdir. Suratda qayd qilingan qora dog'lar taqsimotida yorug'lik difraksiyasi tufayli jism to'liqin maydonining tiklanishi va bu maydonni tekshirilayotgan jismsiz o'rganishga imkon beradi. Amalda bu g'oya 166a-rasmda ko'rsatilgan maxsus qurilma yordamida amalga oshirilishi mumkin. Lazer nuri ikki qismga ajratiladi, bulardan biri ko'zgu yordamida fotoplastinkaga qaytariladi (tayanch to'liqin), ikkinchisi esa buyumdan qaytib fotoplastinkaga tushadi (buyum to'liqin), va buyum to'liqlari kogerent bo'lganligi uchun va bir-biri bilan qo'shib fotoplastinkada

difrakson manzara hosil qiladi. Fotoplastinka qayta ishlanganda golografiya manzarani hosil qilamiz, ya'ni tayanch va buyum to'liqlarining qo'shilishi natijasida hosil bo'lgan va fotoplastinkada qayd qilingan interferensiya manzarani hosil qilamiz. Tasvirni qayta tiklash uchun (166b-rasm) gologramma uni qayd qilishdan oldin qayerda joylashgan bo'lsa o'sha joyga joylashtiramiz. Uni o'sha lazerdan keluvchi tayanch nur bilan yoritadilar (Lazer nurining ikkinchi qismi diafragma yordamida to'siladi).



166a,b-rasm

Yorug'lik difraksiyasi tufayli gologrammaning interferensiyasi tufayli gologrammaning interferensiyalashuvchi strukturasi buyumni golografiyaga olish vaqtida turgan joyda mavhum hajmiy tasvirining (buyumga xos hamma xossalari bilan birga) nusxasi hosil bo'ladi. U shunchalik haqiqiydek ko'rinadiki, uni ushlab ko'ringiz keladi. Bundan tashqari buyum tuzilishiga teskari bo'lgan haqiqiy tasvir ham qayta tiklanadi, ya'ni botiq joylari qabariq joylari bilan va aksincha qabariq joylari botiq joylari bilan almashgan bo'ladi (Agar kuzatish golografiyadan o'ngda kuzatilayotgan bo'lsa).

Odatda haqiqiy buyumning mavjudligini to'la hayolan eslatadigan mavhum golografik tasvirdan foydalaniladi. Buyumning hajmiy tasvirini turli holatlardan kuzatib, ularning eng yaqinlari bilan to'sib qo'yilgan (yaqin buyumlarga qarang) ancha uzoqlashgan buyumlarni ham kuzatish mumkin. Bu esa boshni chetga siljitganda uni qayd qilishda yashiringan buyumlardan tushgan nurlardan hosil bo'lgan golografiyaning chetki qismlarining tiklangan tasvirini ko'rish bilan tushuntiriladi. Golografiyani bir qancha bo'laklarga bo'lish mumkin. Ammo gologrammaning kichik qismi ham to'la tasvirni qayta tiklaydi. Gologrammaning o'lchamlarini qisqartirish uning tasvirini aniqligini kamaytiradi. Bu esa tayanch nur uchun gologramma difraksion panjaradan iboratligi bilan tushuntiriladi. Difraksion panjarada shtrixlar sonining kamayishi esa (gologramma o'lchami kamayganda) uning ajrata olish qobiliyatini kamaytiradi.

Golografiya usullari (uch o'lchamli muhitda gologrammani yozish, rangli va hajmiy gologrammalar va hokozolar). Keyingi vaqtlarda ancha rivojlanmoqda. Golografiyani qo'llash turlichadir, ammo eng muhimi ma'lumotlarni qayd qilish va saqlashdir. Golografiya usullari odatdagi mikrofotoografiyaga qaraganda yuzlab bet ma'lumotni yozishga imkon beradi. Hisoblashlarga qaraganda 32x32 mm o'lchamdagi fotoplastinkaga 1024 gologramma (har birining yuzi 1mm^2 li) yozish mumkin ekan, ya'ni bitta fotoplastinkaga hajmi ming betdan ortiq bo'lgan kitobni "joylashtirish" mumkin ekan. Keyingi davr ixtirolariga golografik aslash qobiliyatiga ega bo'lgan hisoblash mashinalar, golografik

elektronmikroskop, golografik televideniya, golografik interferometrlar va hokazolar kiradi.

Mavzu yuzasidan testlar

1. Panjaraga tushayotgan parallel nurlar panjaradan otganda bir-birini kuchaytirish shartini ko'rsating.

A) $\Delta = d \sin \varphi = k \lambda$, B) $\Delta_2 = 2d \sin \varphi = k \lambda$,

C) $\Delta = d \sin \varphi = 3k \lambda$, D) $\Delta = \sin \varphi = k \lambda$.

2. Eni 2 mkm tirqishdan to'liqin uzunligi $\lambda = 5890 \text{ \AA}$ monoxromatik yorug'lik normal tushadi. Yo'nalishlari bo'yicha yorug'lik minimumlari kuzatiladigan burchaklar topilsin.

A) $\varphi_1 = 17^{\circ}8'$; $\varphi_2 = 36^{\circ}5'$; $\varphi_3 = 62^{\circ}$

B) $\varphi_1 = 47^{\circ}8'$; $\varphi_2 = 45^{\circ}5'$; $\varphi_3 = 62^{\circ}$

C) $\varphi_1 = 17^{\circ}8'$; $\varphi_2 = 30^{\circ}5'$; $\varphi_3 = 42^{\circ}$

D) $\varphi_1 = 47^{\circ}8'$; $\varphi_2 = 60^{\circ}5'$; $\varphi_3 = 30^{\circ}$

3. Tolqin uzunligi $0,6 \text{ mkm}$ bo'lga yassi yorug'lik to'liqinni 1 sm bo'lgan aylana shaklidagi diafragma normal holda tushmoqda. Agar tirqish 1) Frenelning ikkita zonasini, 2) Frenelning uchta zinasini ochsa, kuzatish nuqtasidan tirqishgacha bo'lgan masifani aniqlang.

A) 1) $20,8 \text{ m}$, 2) $13,9 \text{ m}$ B) 1) $20,8 \text{ m}$, 2) $13,9 \text{ m}$

C) 1) $20,8 \text{ m}$, 2) $13,9 \text{ m}$ D) 1) $20,8 \text{ m}$, 2) $13,9 \text{ m}$

4. Difraksion manzara nuqtaviy monoxromatik yorug'lik ($\lambda = 0,5 \text{ mkm}$) manбайдan 1 m masofada kuzatiladi. Yorug'lik manbai va ekran orasidagi masofaning o'rtasiga aylana shaklidagi tirqishli diafragma joylashtirgan. Tirqish radiusi qanday bo'lganda ekrandagi difraksion manzara markazi eng qorong'i holatda bo'lishini aniqlang.

A) $0,55 \text{ mm}$ B) $0,45 \text{ mm}$ C) $0,65 \text{ mm}$ D) $0,75 \text{ mm}$

5. Kengligi $0,2 \text{ mm}$ bo'lgan tirqishga to'liqin uzunligi $0,5 \text{ mkm}$ bo'lgan monoxromatik yorug'lik normal holda tushmoqda. Difraksion manzara kuzatilayotgan ekran tirqishga parallel holda 1 m masofada joylashgan markazi Fraunhofer maksimumidan ikkala tomonda joylashgan birinchi tartibli difraksion minimumlar orasidagi masofani aniqlang.

A) 5 sm B) 15 sm C) 12 sm D) 14 sm

6. Agar $\pi/2$ butchak to'liqin uzunligi $0,5 \text{ mkm}$ bo'lgan momoxromatik yorig'lik uchun beshinchi tartibli maksimumga mos kelsa, difraksion panjaraning 1 mm ga mos keluvchi tirqishlar sonini aniqlang.

- A) 400 mm^{-1} B) 300 mm^{-1} C) 500 mm^{-1} D) 200 mm^{-1}

7. Momoxromatik nurlarning ingichga parallel dastasi atom tekisliklari orasidagi masofa $0,28 \text{ mm}$ bo'lgan kristall qirrasiga tushmoqda. Agar qirra tekisligi 30° burchak ostida ikkinchi tartibli difraksion maksimum kuzatilayotgan bo'lsa, rentgen nurlari to'liqin uzunligini aniqlang.

- A) 140 pm B) 120 pm C) 150 pm D) 160 pm

8. Agar difraksion panjara birinchi tartibli kaliyning ikkita chizig'ini ($\lambda_1 = 578 \text{ nm}$ va $\lambda_2 = 580 \text{ nm}$) ajrata olsa, difraksion panjara doimiysini aniqlang. Panjara uzunligi 1 sm .

- A) $34,6 \text{ mkm}$ B) $37,6 \text{ mkm}$ C) $32,6 \text{ mkm}$ D) $74,6 \text{ mkm}$

Mavzu yuzasidan savollar

1. Gyuygens shartiga Frenel nimani qo'shimcha qildi?
2. Frenel zonalarini tuzish qanday shartga asoslangan?
3. Zonalar plastinkasining ta'sir sharti nimaga asoslangan?
4. Frenel difraksiyasi qachon kuzatiladi? Fraungofer difraksiyasi - chi ?
5. Nima uchun difraksiya tirqish va disklarda kuzatilmaydi?
6. Ekranni tirqishdan uzoqlashtirganda difraksion manzara qanday o'zgaradi?
7. Nima uchun oq yorug'lik qo'llanilganda faqat markaziy maksimum oq bo'lib, chetki maksimumlar kamalak kabi bo'yalgan bo'ladi?
8. Bitta tirqish uchun difraksion minimumlar va panjara uchun asosiy maksimumlar shartini yozing. Bu difraksion manzaralarning xarakteri qanday?
9. Optik asboblarning ajrata olish qobiliyati.

10. Difraksion panjaraning ajratish qobiliyati

11. Osmonning ko'k rangda bo'lishini qanday tushintirish mumkin? Nima uchun quyosh chiqish va botish paytida havo qizg'ish bo'lib ko'rinadi?

12. Vulf-Bregglar formulasi amalda qanday qo'llaniladi?

13. Qachon ikkita bir xil nuqtaviy manbani Reley nazariyasi bo'yicha ajrata olish mumkin?

14. Difraksion panjaraning ajrata olish qobiliyati nimaga bog'liq va uni aniqlovchi formulani qanday keltirib chiqarish mumkin?

15. Golografiyalash g'oyasining mohiyati nimadan iborat?

16. Difraksiya qachon kuzatiladi?

4.4-MAVZU. YORUG'LIKNING MUHIT BILAN O'ZARO TA'SIRLASHISHI

Reja:

4.4.1. Yorug'lik dispersiyasi. Yorug'likning normal va anomal dispersiyasi. Spektral analiz haqida tushuncha;

4.4.2. Yorug'likning yutilishi. Yorug'likning sochilishi. Cherenkov-Vavilov effekti;

4.4.3. Yorug'likning qutblanishi. Tabiiy va qutblangan yorug'lik;

4.4.4. Ikki dielektrik chegarasidan yorug'likning qaytishi va sinishida qutblanish hodisasi;

4.4.5. Yorug'likning ikkiga ajralib sinishida qutblanishi;

4.4.6. Malyus qonuni;

4.4.7. Sun'iy anizotropik muhitda yorug'likning qutblanishi;

4.4.8. Qutblanish tekisligini aylanishi.

4.4.1. Yorug'lik dispersiyasi. Yorug'likning normal va anomal dispersiyasi

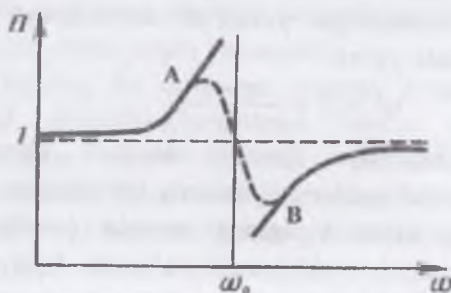
Nyuton tajribalar asosida yorug'lik dispersiyasini kashf etdi. Dispersiya lotincha "dispergere"- "sochmoq" so'zidan olingan. Umuman, yorug'lik dispersiyasi deganda moddaning sindirish ko'rsatkichi n ning yorug'lik to'lqinining siklik chastotasi ω ga yoki vakuumdagi to'lqin uzunligi λ_0 ($\lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega}$) ga bog'likligi tufayli

sodir bo'luvchi hodisalar tushuniladi. Muhit absolut sindirish ko'rsatkichining yorug'lik chastotasiga (yoki $\lambda = \frac{c}{\nu}$ to'lqin uzunligiga) bog'liq bo'lishi yorug'likning shu muhitdagi dispersiyasi deyiladi va matematik funksiya

$$n = f(\lambda) = f(\omega), \quad (4.59)$$

ko'rinisgda ifodalanadi. Bu formuladagi $\omega = 2\pi\nu$ yorug'lik to'lqinining s'klik chastotasi.

Chastota ortishi bilan absolut sindirish ko'rsatkichi ortib borsa, bunday dispersiya normal dispersiya deyiladi, aksincha chastota ortib borishi bilan sindirish ko'rsatkichi kamaysa, bunday dispersiya anomal dispersiya deyiladi. Normal va anomal dispersiya grafiklari 167-rasmda keltirilgan: a) uzluksiz chiziq-normal, b) AB egri uzlikli chiziq-amamal dispersiya.



167-rasm

Umuman, sindirish ko'rsatkichining chastotaga (to'lqin uzunligiga) bog'liq bo'lgan barcha fizik jarayonlar dispersiya deb ataladi.

Oq yorug'lik (tabiiy yorug'lik-Quyosh yorug'ligi) prizmadan sinib o'tganda har xil ranglarga ajralishi spektr deyiladi. Oq yorug'likning spektrni berishi yorug'lik dispersiyasining natijasidir.

Yorug'lik dispersiyasi hodisasini o'z atomlari bilan elastik bog'langan elektronlar-optik elektronlar asosida tushuntiriladi. Yorug'lik shaffof muhitda tarqalganda yorug'lik to'lqinidagi elektr maydon kuchlanganlik vektorlar ta'sirida muhitning elektronlari, o'sha kuchlanganlik vektorlar chastotasiga mos ravishda tebranadi.

Natijada majburiy tebranayotgan elektronlar ikkilamchi to'liqlar tarqatadi. Bu to'liqlarning chastotalari tushayotgan nur to'liqlari chastotasiga teng bo'ladi. Birlamchi va ikkilamchi to'liqlar orasida fazalar farqi vujudga keladi. Hosil bo'lgan natijalovchi to'liq ham birlamchi va ikkilamchi to'liqning nisbatan fazalar farqiga ega bo'ladi va tarqalish tezligi ham u to'liqlarnikidan farq qiladi.

Har xil to'liq uzunligiga ega bo'lgan yorug'lik muhitda har xil tarqalish tezligiga ega bo'ladi, chunki $n = \frac{c}{v}$.

Dispersiyaning elektron nazariyasini Zelmeyer yaratgan, Lorens-Lorens uni rivojlantirgan va Rojdestvinskiy tajribalarda batafsil tekshirgan. Bu nazariyaga asosan, muhit atomlarini xususiy chastota ω_0 ga ega ostsilyatorlar deb faraz qilinib, shu atom tomonidan ta'sir qiluvchi kuchlarni hisobga olgan holda muhitning sindirish ko'rsatkichini tushayotgan yorug'lik chastotasiga bog'liq formulasi keltirib chiqariladi, ya'ni:

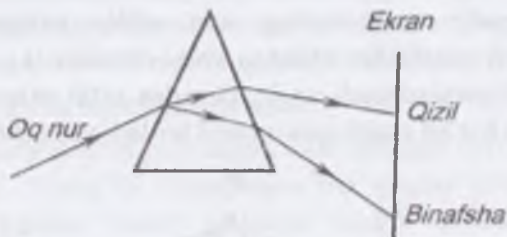
$$n^2 = 1 + \frac{4\pi N e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (4.60)$$

Bu formula dispersiya formula deyiladi. Bunda: ω -birlamchi to'liqning, ω_0 -elektronlarning xususiy tebranishlari chastotasidir. N -shu moddaning hajmi birligidagi atomlar (molikulalar) soni, m -elektronning massasi, e -elektronning zaryadi. Agar muhit (dispersiya beruvchi muhit) da har xil xususiy chastotalarga ega bo'lgan N_1, N_2, N_3, \dots , har xil atomlar mavjud bo'lsa, (4.60) formulani:

$$n^2 = 1 + \frac{4\pi N_1 e^2}{m(\omega_1^2 - \omega^2)} + \frac{4\pi N_2 e^2}{m(\omega_2^2 - \omega^2)} + \dots \quad (4.61)$$

ko'rinishda yozish mumkin. Bu formuladan ko'rinib turibdiki, agar $\omega < \omega_1, \omega < \omega_2$ ya'ni $\lambda > \lambda_1, \lambda > \lambda_2$ bo'lsa, to'liq uzunligi katta bo'lgan nurlar uchun to'liq uzunligi kichik bo'lgan nurlarga nisbatan sindirish ko'rsatkichi kichikdir. Demak, $\frac{dn}{d\lambda} < 0$ tengsizlik kuchga ega. Bunday dispersiyani biz normal dispersiya deb atadik. Shunga o'xshash $\frac{dn}{d\lambda} > 0$ bo'lsa, bunday dispersiya anomal dispersiya deb ataladi. Xulosa qilib aytganda, shisha prizmagacha oq nur tushirilib dispersiyasi kuzatilganda qizil nur binafsha nurga nisbatan kichikroq

burchak bilan og'ishi kerak (168-rasm). Normal dispersiyani o'rganish bilan I.Nyuton shug'ullangan.



168-rasm

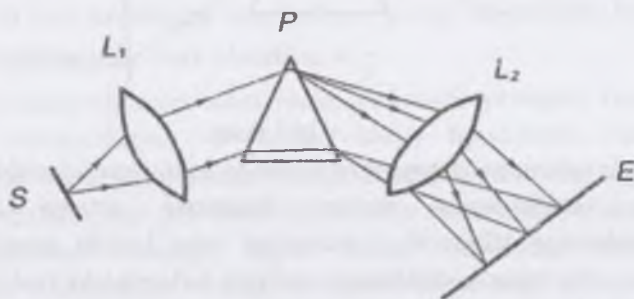
Agar prizmagacha tushayotgan nurlar to'liq uzunliklarini kamaytirib borsak, tushayotgan nurlar chastotasi prizma atomlarida elektronlarning tebranish chastotasiga mos kelishi mumkin, ya'ni $\omega = \omega_0$. Bu sohada muhitning sindirish ko'rsatkichi keskin o'zgarib ketadi, boshida keskin ortadi, keyin kamayadi.

To'liq uzunligining bu sohasiga anomal dispersiya sohasi deyiladi. Anomal dispersiya hodisasi tashqi elektromagnit maydonning chastotasi muhit atomidagi elektronlar tebranish chastotasiga mos kelganda, ya'ni nurning rezonans yutilishida yuzaga keladi. Anomal dispersiya hodisasini tadbiq qilish moddalar atom va molikulalarning xususiy tebranish chastotalarini o'rganishda yordam beradi.

Yorug'likning dispersiya hodisasi har xil optik tizimlarda ishlatiladi. Bu effektning ham foydali, ham zararli tomonlari bor. Masalan, fotoapparat, mikroskop, teleskop linzalarida dispersiya xromatik oberratsiya hodisasiga sababchi bo'lib, bu hodisa tasvirlarni buzib ko'rsatadi. Lekin spektral analizni dispersiyasiz ko'z oldimizga keltira olmaymiz.

Spektral analiz haqida tushunchalar bilan tanishamiz. Yuqorida qayd qilganimizdek, oq yorug'lik prizmadan o'tganda ma'lum to'liq uzunliklariga ega bo'lgan nurlarga ajraladi. Ana shu yorug'likning aniq to'liq uzunligiga ega bo'lgan qismiga spektr deyiladi. Har bir moddaning chiqargan (nurlagan) yorug'lik oqimini prizma orqali spektrlarga ajratsak, ularning spektrlari turlicha bo'lishini ko'ramiz.

Olingan spektrlarga asosanib moddaning tarkibini sifatii tomondan o'rganadigan fizik metodga spektral analiz deyiladi. Spektral analiz qurilmasining eng oddiy sxemasi 169-rasmda keltirilgan. S mabdan chiqqan nur, obyektiv L_1 orqali o'tib, P prizmagaga dispersiyalanadi va L_2 linzadan o'tib ekranda fokuslanadi. Ekranda esa har xil rangli spektr hosil bo'ladi va spektrni ko'ramiz.



169-rasm

Spektral apparatlar hosil qilinayotgan spektrlarni kuzatish usullariga qarab bir necha guruhga bo'linadi

Spektrlar rasmga oliunadi. Bunday spektral apparatlar spektrograflar deyiladi;

Spektrlar oddiy ko'z bilan kuzatiladi. Bunday spektral apparatlar spektroskoplar deyiladi;

Spektrlarni kuzatib, ularni to'liq uzunliklari va intensivliklari o'lchanadi. Bunday asboblarspektrometrlar deyiladi.

Spektral fotoelement yoki boshqa fotoelektrik asboblars yordamida ham o'lchanishi mumkin. Spektral asbobning asosiy elementi dispersiya beruvchi tizim bo'lib, bu tizim - prizmadan yoki difraksion panjaralardan iborat bo'lishi mumkin. Biz ko'rayotgan spektral tizim-prizmadir. Normal dispersiya sohasida n bilan λ orasidagi bog'lanish $n = f(\lambda)$ funksiyasining λ bo'yicha yoyilmasi Koshi formulasi orqali quyudagicha yoziladi:

$$n = a + \frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4} + \dots \quad (4.62)$$

Bu formulada a , b , c -prizmaning matrealini xarakterlovchi
liklar. Odatda prizmaning materiali yengil va og'ir frint, baritli
kvars kristali, flyoritlardan iborat bo'lishi mumkin.

Prizmaning ajratib ko'rsatish qobiliyati difraksion panjaranikiga

qash $\frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ kattalik bilan xarakterlanadi.

Yorug'likning dispersiyasi tufayli hosil qilingan spektr dispersion
deyiladi. Yorug'lik chiqayotgan har qanday jism dispersiya

qiladi, bunday spektr nurlanish spektri deyiladi. Har xil
hosilalardan chiqadigan yorug'likning spektral tarkibi xilma-xil
moddi, lekin shunga qaramay, barcha spektrlarni uchta asosiy
bo'lga bo'lish mumkin: chiziqli spektrlar, polosali (yo'l-yo'l)
guruhlari va tutash spektrlar.

Chiziqli spektrlar keng qora oraliq bilan ajralgan ko'p sonli rangli
lardan iborat bo'lib, bu spektrlarni bir-biri bilan o'zaro
chilashmaydigan uyg'ongan atomlarda elektronlar bir energetik
ta'sirdan ikkinchi orbitaga (odatda, yuqori orbitadan pastki orbitaga)
orbitalarida chiqaradi. Chiziqli spektrlarni Bor atomi tipidagi atom
o'tishlari ham deyiladi.

Polosali (yo'l-yo'l) spektrlar alohida bir guruh bo'lib joylashgan
sonli rangli yo'llardan iborat. Bu spektrlar tarkibida atomlarga
ko'pchilik parchalanmagan atomlarga parchalanmagan molikulari bo'lgan
paralar hosil qilib, bu spektrlarni molikulyar spektrlar deb ham
moddi.

Tutash spektrlarni asosan cho'g'langan moddalar choqarib, bu
lar moddalarning kimyoviy tarkibiga bog'liq bo'lmasdan,
spektr moddalarning atomlarining o'zaro ta'siriga ko'proq
ko'liqdir.

Bog'lar qanday kimyoviy element atomlari to'lqin uzunligi nuqtai
idan barcha boshqa atomlarning spektriga o'xshamagan spektr
nurlanish qiladi: ular ma'lum to'lqin uzunligidagi nurlar to'plamini
hosil qiladi. Bunday moddalarning kimyoviy tarkibini aniqlashning
chiziqli analizi -spektral analizda foydalaniladi. Spektral analiz
spektrida murakkab modda tarkibidagi elementning massasi 10^{-10} g
yoki undan kam bo'lmagan taqdirda ham aniqlash mumkin.

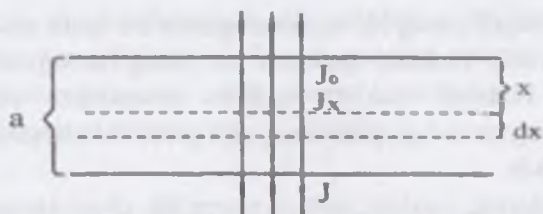
Gazlar (moddalar) qanday spektral chiziqlarni chiqarsa, shunday spektral chiziqlarni yutadi. Agar tutash spektr beruvchi manbadan chiqqan yorug'lik siyraklashgan bug' yoki gaz orqali o'tkazilib, so'ngra spektroskop tirqishiga tushurilsa, hosil bo'lgan spektrda shu gazning nurlanish spektr chiziqlariga mos keluvchi qora chiziqlar paydo bo'ladi. Bunday spektrlar yutilish spektrlar deyiladi. Quyosh atmosferasi orasidagi gazlar atomlari o'zi chiqarishi mumkin bo'lgan spektrlarni yutib qoladi. Har qanday jism tegishli nurlarni yutish qobiliyati tanlab yutish deb ataladi.

Spektral analizning fan va texnikada ahamiyati katta. Bu metod yordamida Quyosh, yuiduz va tumanliklarning tarkibi o'rganilgan, Mendeleyev davriy sistemaning 25 dan ko'proq elementlari topilgan. Bu metod hozirgi kunda geologiya, metallurgiya, kimiyo fan va texnikaning boshqa sohalarida keng qo'llanilmoqda.

4.4.2. Yorug'likning yutilishi. Yorug'likning sochilishi.

Vavilov-Cherenkov effekti

Yorug'likning yutilishi (absorbsiyasi) deb yorug'lik to'lqinining modda orqali o'tishida bu to'lqin energiyasining ichki energiyaning turli shakllariga aylanishi yoki boshqa yo'nalishlarda sochilishi va spektral tarkiblarining ikkilamchi nurlanish energiyasiga aylanish hodisasiga aytiladi. Yorug'lik to'lqinining elertr maydoni ta'sirida muhit atomlarining elektronlari tebranma harakatga kelib, ikkilamchi to'lqinlar manbaiga aylanib qoladi. Ikkilamchi to'lqinlar birlamchi to'lqinlar bilan kogerent bo'ladi. Bu tolqinlarning o'zaro interferensiyalanishi natijasida vijudga kelgan to'lqin amplitudasi tushayotgan (ya'ni elektronlarni tebranishga majbur qilayotgan) to'lqin amplitudasidan farq qiladi, chunki energiyaning bir qismi atomlarning xaotik harakat energiyasiga aylanadi. Yutilish natijasida intensivlik kamayadi. Yorug'lik intensivligi deb, nurga perpendikulyar $1m^2$ yuzadan, 1s vaqt davomida olib o'tilgan energiya miqdoriga aytiladi. Biror shaffof modda qalinligidan dx -qatlam ajratamiz (170-rasm). Yorug'likning bu qatlamdan o'tishi tufayli intensivligining o'zgarishi Buger qonuni bilan ifodalanadi



170-rasm

$$I = I_0 e^{-\alpha x}. \quad (4.63)$$

(4.63)-formula Buger qonunining ifodasidir. Bunda I_0 va I -tushayotgan va qalinligi x bo'lgan moddadan chiqayotgan yorug'lik intensivligi α -yutilish koeffitsienti bo'lib, yorug'lik to'liq uzunligi modda kimyoviy tarkibiga va modda holatiga bog'liq bo'lib, jadallikka bog'liq bo'lmaydi. $x = \frac{1}{\alpha}$ qatlamda intensivlik e marta kamayadi, normal sharoitda havo uchun $10^{-3}m^{-1}$, shisha uchun $1m^{-1}$, metallar uchun 10^6m^{-1} .

Har qanday modda yorug'likni tanlab yutish xususiyatiga ega. Masalan, suv va suv bug'i infraqizil nurlarni kuchli yutadi. Kvars shisha ko'rinadigan nurlarni yaxshi o'tkazadi, infraqizil nurlarni ancha zaiflashtiradi, ultrabinafsha nurlarni deyarli butunlay yutadi. Yorug'likning yutilishi, uning molekular bilan o'zaro ta'siri tufayli sodir bo'lgani uchun yorug'likning yutilish qonunini molekulaning ba'zi bir xarakteristikalariga bilan bog'lash mumkin. Agar yorug'likni yutuvchi muhit eritma bo'ls, bu eritma uchun Ber qonuni, ya'ni

$$\alpha = n\sigma \quad (4.64)$$

n -erigan modda konsentratsiyasi, σ molekula yutilishining effektiv kesimi, yoki erigan moddaning xossalarga va yorug'lik chastotasiga bog'liq bo'lgan doimiy.

U holda, (4.63) va (4.64) formulalardan quyidagini olamiz

$$I = I_0 e^{-n\sigma x} \quad (4.65)$$

(4.65) formula Buger-Lambert-Ber qonunini ifodalaydi.

Buger-Lambert-Ber qonuniga asoslanib bo'yalgan eritmalarda modda konsentratsiyasini aniqlashning bir qator fotometrik usullari mavjud.

Modda orqali yorug'lik oqimi o'tganda bir qism modda atomlari tomonidan yutib (ushlab) qolinadi va yorug'lik oqimi intensivligi kamayadi. Fotolni ushlab qolish fotoeffekt vaqtida yoki elektronlarning atomdagi yuqoriroq energetik holatlarga o'tishida yuz berishi mumkin.

Yorug'likning yutilish spektri yorug'lik chastotasiga bog'liqligi bilan aniqlanadi. Masalan, agar muhit atomlari siyrak joylashgan gaz bo'lsa, yutilish spektri - chiziqli spektr ko'rinishiga ega, agar muhit siyrak molekullardan iborat bo'lsa, spektr polosali (yo'l-yo'l) ko'rinishga ega bo'ladi.

Metallarda erkin elektronlar mavjudligi sababli metallarning yutish koeffitsienti juda katta, yupqa qatlami ham yorug'likni deyarli yutadi. Yorug'lik ta'sirida erkin elektronlarning harakatchanligi kuchayadi, katta chastotali tok hosil bo'ladi. Natijada yorug'lik energiyasi metallning ichki energiyasiga aylanish tufayli, intensivligi tez kamayadi. Yarimo'tkazgichlar yorug'likni metallardan kamroq yutadi. Dielektrlarda esa yorug'lik yarim o'tkazgichlarga nisbatan kamroq yutiladi. Chunki dielektrlarda erkin elektronlar yo'q, barcha elektronlar atomlari bilan mustahkam bog'langan. Bog'langan elektronlarning majburiy tebranish chastotasi katta, amplitudasi kichik bo'ladi, demak yutish koeffitsienti ham kichik. Dielektrikning yutishi selektrli (ma'lum to'lqin uzunliklari uchun yorug'likning tanlab yutilishi kuzatiladi) xarakterga ega, ya'ni yutilgan yorug'likning chastotasi elektronning majburiy tebranish chastotasiga mos kelgandagina yutilish koeffitsienti ortadi. Yorug'likning yutilish hodisasidan moddalar tuzilishini o'rganishda geliotexnikada va kimiyo sanoatida, fototexnikada, optoelektronikada keng foydalaniladi. Moddalarni sifat va miqdor jihatdan o'rganishning asosiy usullaridan biri ularning yutilish spektrlarini o'rganishga asoslangan.

Yorug'likning sochilish hodisasini qaraylik. Yorug'likning sochilishi ham ko'rsatkichii qonunga bo'ysunadi:

$$I = I_0 e^{-mx} \quad (4.66)$$

Bunda I_0 va l -tushayotgan va qalinligi x bo'lgan moddadan sochilayotgan yorug'lik intensivligi, m -sochilish ko'rsatkichi.

Reley qonuniga asosan sochilgan nur intensivligi to'liqin uzunligi to'rtinchi darajasiga teskari proporsionaldir:

$$I \sim \frac{1}{\lambda^4} \quad (4.67)$$

λ yorug'lik to'liqin uzunligi modda kimyoviy tarkibiga va modda holatiga bog'liq. Osmonning ko'k rangi ham yorug'likning atmosfera zarrachalaridan sochilishi sabab bo'ladi. Quyoshning botishidagi qizil rangi, ko'k va binafsha nurlarning qiya tushganda biosfera qatlamlari ichida ancha chuqurroq masofaga sochilishi natijasida oq yorug'lik spektrining o'zgarishidir. Infraqizil nurlar yanada kamroq sochiladi.

P.A.Cherenkov va S.I.Vavilov rahbarligida 1934 yilda radiyning γ nurlari ta'sirda suyuqliklarning alohida tur nurlanishda ega bo'linishi topdi. Vavilov bu tur nurlanishning manbai-nurlarni vujudga keltirayotgan katta tezlikdagi elektronlar deb to'g'ri faraz qildi.

Elektromagnit to'liqin nazariyaga asosan tezlanishsiz harakat qilayotgan zaryad elektromagnit to'liqinlar chiqarmaydi. Lekin Tamam va Franklarning ko'rsatishicha, zaryadlangan zarraning ϑ tezligi, zarra harakatlanayotgan muhitdagi elektromagnit to'liqinlarning fazaviy tezligidan c/n katta bo'lmasa, bu hodisa o'rinli bo'ladi. Zaryadlangan zarraning tezligi $\vartheta = c/n$ bo'lgan holda, zarra hatto tekis harakat qilganda ham, o'zidan elektromagnit to'liqin chiqaradi. Aslida nurlanayotgan zarra o'z energiyasini yuqota borib, shuning natijasida manfiy tezlanish bilan harakat qila boshlaydi. Lekin bu tezlanish nurlanishga sabab bo'lmasdan, balki u nurlanish natijasi bo'lib qoladi. Vavilov-Cherenkov nurlanishida qisqa to'liqinlar ko'p bo'ladi, nurlanish havo rang bo'lib ko'rinadi. Bu nurlanishning eng xarakterli xususiyati shundan iboratki, u faqat o'qi zarraning harakat yo'nalishi bilan mos tushgan konus yasovchilari bo'ylab yorug'lik chiqaradi.

Nurlanishning tarqalish yo'nalishi bilan zarra tezlik vektori orasidagi φ burchak quyidagi munosabatdan aniqlanadi

$$\cos\varphi = \frac{c/n}{\vartheta} = \frac{c}{n\vartheta} \quad (4.68)$$

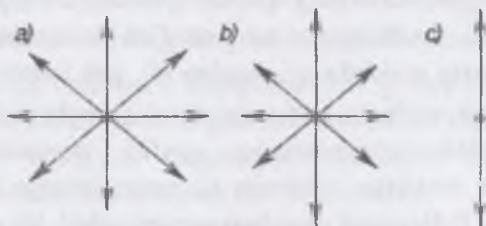
Vavilov-Cherenkov effekti eksperimental texnikada borgan sari keng qo'llanilmoqda. Cherenkov schyotchigi deb ataluvchi asboblarda katta tezlik bilan harakatlanayotgan zarralar yuzaga keltirgan, yorug'lik chaqnashi fotoko'paytirgich yordamida tok impulsiga aylantiriladi. Bunday schyotchikning ishlab ketishi uchun zarraning energiyasi $v = c/n$ shartdan aniqlanadigan chegaraviy qiymatdan ortiq bo'lishi kerak. Shuning uchun Cherenkov schyotchiklari zarralarni faqat qayd qilibgina qolmay, balki ularning energiyalari haqida ham ma'lumot berishlari mumkin. Hatto zarraning tezligi bilan chaqnash yonalishi orasidagi φ burchakni aniqlash imkoni bo'ladi.

4.4.3. Yorug'likning qutblanishi. Tabiiy va qutblangan yorug'lik

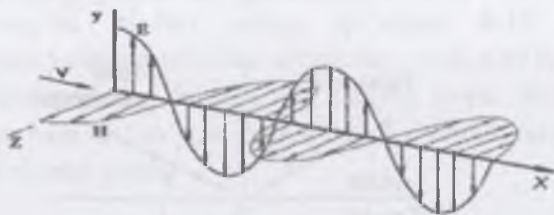
Elektr va magnit vektorlari har xil yo'nalishlar bo'yicha yo'nalgan yorug'liklar tabiiy yoki qutblanmagan yorug'lik deyiladi (odatda, elektr maydon kuchlanganlik vektori, magnit maydon kuchlanganlik vektorlari va ularning tarqalish yo'nalishi o'zaro perpendikular bo'ladi). Kunduzgi yorug'likni qutblanmagan, tabiiy yorug'lik desa bo'ladi. Quyosh yoki shamdan tarqalayotgan yorug'lik nurlari deganda shu manbaning atomlari (elementar "nurlangich" lar) dan chiqayotgan yorug'lik to'lqinlarning aralashmasi tushumiladi. Yorug'lik manbasining o'lchami qanchalik kichik bo'lmasin, baribir undagi "nurlangichlar" soni nihoyatda ko'p bo'ladi. Boshqacha aytganda, har onda manbadan milliardlab atomlar to'lqin nurlantirishni tugallasa, milliardlab atomlar to'lqin chiqarishni boshlaydi. Agar bu elementar elektromagnit to'lqinlar ichidan ixtiyoriy bittasini ajratsak, uni nur yo'nalishiga perpendikulyar hamda o'zaro perpendikulyar bo'lgan \vec{E} va \vec{H} vektorlarning tebranishlari kabi tasavvur qilishimiz kerak va bu elektromagnit to'lqin to'la qutblangan to'lqindir. Bunda \vec{E} vektor tebranadigan tekislikni tebranish tekisligi va \vec{H} vektor tebranadigan tekislikni qutblanish tekisligi deb ataydilar. Elektromagnit to'lqinlar ko'ndalang to'lqinlar bo'lib, \vec{E} va \vec{H} vektorlar to'lqinning yo'nalish tekisligiga tik tekisliklarda tebranadi. Odatda, yorug'lik manbaida atomlarni makroskopik nur tarqatuvchilar

(vibratorlar) deb qaraladi. Bu mikro vibratorlarning elektromagnit to'liqin \vec{E} o'qlari bir-biriga nisbatan tartibsiz joylashgan, shu sababli manbadan chiqadigan yorug'lik qutblanmagan yorug'likdir (171a-rasm). Hamma yo'nalish bo'yicha \vec{E} elektr va \vec{H} magnit maydon kuchlanganlik tebranish vektorlariga ega bo'lgan yorulikka tabiiy yorug'lik deyiladi.

Bitta atomdan nurlanayotgan (agar atom nurlanish qobiliyatiga ega bo'lsa) yorug'lik qutblangan bo'ladi (171c-rasm). Qutblanish turli xil bo'ladi, masalan, 171b-rasmda ellips shakildagi qutblanish ko'rsatilgan. Qutblangan yorug'lik to'liqinning tarqalishi 172-rasmda ko'rsatilgan.



171-rasm. Tabiiy qutblanmagan (a), qisman qutblangan (b) va to'la qutblangan (c) nurlar.



172-rasm

Demak, qutblanmagan nurda \vec{E} vektorlar bir tekislikda har xil yo'nalishda joylashgan bo'ladi (171c-rasm). 172-rasmda qutblangan yorug'lik \vec{E} va \vec{H} vektorlarining tebralanish tekisliklari va yorug'lik to'liqin tarqalish yo'nalishi ko'rsatilgan (\vec{v} -elektromagnit to'liqinning tezligi koordinata Ox o'qi bo'ylab yo'nalgan).

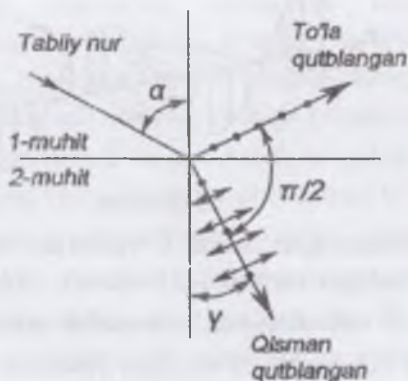
Suniy yorug'lik manbalari chiqarayotgan nurlar qisman yoki to'la qutblangan bo'ladi. Elektr lampochkasi 15-20% gacha, simob lampochkasi 5-8% gacha qutblangan nur bo'ladi. Lyuminestsent lampasida deyarli qutblangan nur bo'ladi.

4.4.4. Ikki dielektrik chegarasidan yorug'likning qaytishi va sinashida qutblanish hodisasi

Agar tabiiy yorug'lik ikki dielektrik chegarasiga tushayotgan bo'lsa (masalan havo va shisha chegarasiga). U holda uning bir qismi qaytadi, bir qismi sinadi va ikkinchi moddada tarqaladi. Qaytgan va singan nurlar yo'liga analizatorlarni (masalan, turmalin) qo'yib qaytgan va singan nurlarning qisman qutblanganligiga ishonch hosil qilish mumkin: analizatorni nur atrofida burganimizda yorug'lik intensivligi davriy ravishda goh kuchayadi, goh kamayadi. Qutblanish darajasi (\vec{E} elektr va \vec{H} magnit vektorlarning joylashishi bilan bog'liq bo'lgan yorug'lik to'lqinlarining ajralish darajasi) nur tushish burchagiga va muhitlar sindirish ko'rsatkichlariga bog'liq bo'ladi. Shotland fizigi D. Bryuster quyidagi qonuni ochdi. Bu qonunga asosan

$$\operatorname{tg} \alpha_B = n_{21} \quad (4.69)$$

shart bilan aniqlanuvchi, tushish burchagi $\alpha = \alpha_B$ (α_B -Bryuster burchagi) ga



173-rasm

teng bo'lganda (n_{21} -ikkinchi muhitning birinchi muhitga nisbatan sindirish ko'rsatkichi), qaytgan nur yassi qutblangan bo'ladi (faqat tushish tekisligiga perpendikulyar tebranishlar bo'ladi, u nuqtalar bilan ko'rsatilgan) (173-rasmi). Tushish burchagi α_B ga teng bo'lganda singan nur maksimal holda qutblangan bo'ladi, ammo to'la qutblanmagan bo'ladi.

Agar yorug'lik bo'linish chegarasiga Byuster burchagi ostida tushayotgan bo'lsa, u holda qaytgan va singan nur o'zaro perpendukulyar bo'ladi ($\text{tg}\alpha_B = \frac{\sin \alpha_B}{\cos \alpha_B}$, $n_{21} = \frac{\sin \beta}{\sin \gamma}$, γ -sinash burchagi, bundan esa $\cos \alpha_B = \sin \gamma$ kelib chiqadi).

Demak, $\beta + \gamma = \frac{\pi}{2}$, ammo $\alpha_B = \beta$ (qaytish qonuni), shu sababli $\beta + \gamma = \frac{\pi}{2}$. Tushish burchagining turli qiymatlari uchun qaytgan va singan nurlarning qutblanish darajasini ikki izotrop dielektriklarning bo'linish chegarasida elektromagnit maydon uchun chegara shartlarini e'tiborga olib Maksvell tenglamasi yordamida hisoblab chiqishi mumkin (Frenel formulasi deb ataluvchi formula).

Singan yorug'likning qutblanish darajasini yorug'likning bo'linish chegarasiga har safar Bryuster burchagi ostida tushirib ko'p marta sindirish bilan anchaga oshirish mumkin. Agar, masalan, shisha uchun ($n = 1,53$) singan nur qutblanish darajasi $\approx 15\%$ ga teng bo'lsa, yorug'lik bir-biri ustiga qo'yilgan 8-10 ta shisha plastinkalardan yasalgan tizimdan o'tgandan so'ng u to'la qutblangan bo'ladi. Plastinkalarning bunday yig'indisiga stopa deyiladi. Stopa ham qaytgan, ham singan yorug'liklarning qutblanish darajasini tahlil qilish uchun xizmat qiladi.

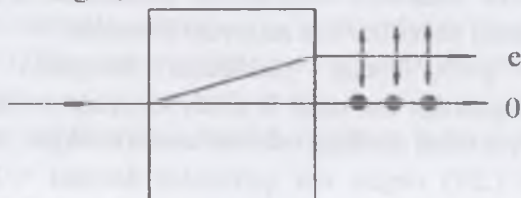
4.4.5. Yorug'likning ikkiga ajralib sinishida qutblanishi

Hamma shaffof kristallar (optik izotrop tizimga kiruvchi kubik kristallardan tashqari) ikkilanib sinash xususiyatiga efadir, ya'ni unga tushuvchi yorug'lik dastasining ikkiga bo'linib chiqishi yuz beradi. Bu hodisani 1669 yil birinchi marta daniyalik olim E.Bertolni island shpatida (CaCO_3) kalsidning bir turi) kuzatdi. Bu hodisa

yorug'likning anizotrop moddada tarqalishi bilan tushintiriladi va Maksvell tenglamasidan kelib chiqadi.

Tabiiy nur anizotropik muhitga, masalan $CaCO_3$, kvars, turmalin, va island shpati kristalli va boshqalarga tushsa, nur ikkiga ajralib sinadi (174-rasm), demak, nur ikkiga bo'linadi. Bu nurlarni birini oddiy nur deyilsa, ikkinchisi oddiy bo'lmagan nur deyiladi. Oddiy nurda kristallga kirishda va undan chiqib ketishda yorug'likning sinish qonunlari bajariladi. Island shpatining bu nur uchun sindirish ko'rsatkichi $n_o = 1,658$. Lekin oddiy bo'lmagan nur uchun island shpatining n_e sindirish koeffitsiyenti doimiy bo'lmay, tushayotgan nurning kristall yo'nalishiga, ya'ni tushish burchagiga bog'liq. Oddiy bo'lmagan nur uchun island shpatining sindirish koeffitsiyeni $n_e = 1,4864$ -krisrall optik o'qiga perpendikulyar yo'nalishda, krisrall optik o'qi bo'yicha esa $n_e = 1,658$.

Ba'zi kristalllarda ikkilanib sinish xususiyati namoyon bo'lishi 174-rasmda ko'rsatilgan, bunda



174-rasm.

e -odatdagimas nur, o -odatdagi nur. o -uchun yorug'lik sinish qonuni o'rinli, e -uchun sinish qonuni bajarilmaydi.

Bunda o va e nurlarning tarqalishi bir xil bo'lgan o'qlarga kristallning optik o'qi deyiladi. Bunday o'q bitta bo'lsa, bir o'qli kristall deyiladi. Ularga $CaCO_3$, kvars, turmalin va boshqalar kiradi. Optik o'q va tushuvchi nur orqali o'tuvchi tekislikka asosiy tekislik deyiladi. o nurning tebranishi asosiy o'qqa perpendikulyar bo'lsa, e nurning tebranishi shu tekislikda yotadi. Oddiy va odatdagimas nurlar tezliklari

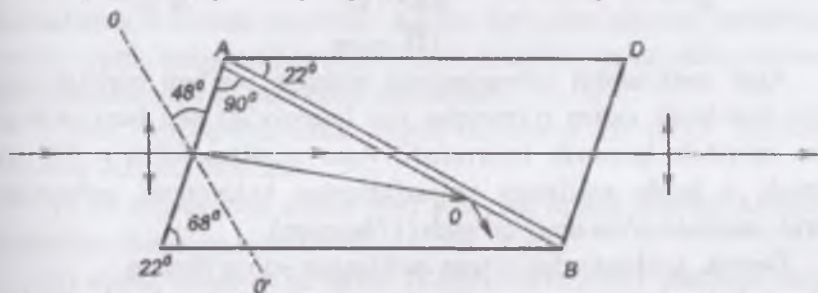
$$v_o = \frac{c}{n_o} \quad (4.70)$$

kristall optik o'qi bo'ylab yo'nalgan bo'lsa bir xil bo'ladi.

Tabiiy yorug'likdan qutblangan yorug'likni olish uchun shunday sharoitlar yaratish kerakki, bu sharoitlarda yoruglik to'liqining \vec{E} bektori muayyan aniq bir yo'nalish bo'ylab tebranadigan bo'lsin. Bunday sharoitlarni o'zida mujassamlashtirgan qurilmalar polarizatorlar deyiladi.

Oddiy va oddiy bo'lmagan nurlarni bir-biridan ajratish uchun Nikol prizmasidan foydalaniladi. Nikol prizmasi "Kanada balzami" (kanada qarag'ayidan chiqadigan yelim) yoki gletsiren bilan birlashtirilgan (AB chiziq bo'yicha) island shpatining ikki bo'lagidan iborat (175-rasm). Tabiiy nur Nikol prizmasiga kirib oddiy va oddiy bo'lmagan nurlarga ajralib ketadi. Oddiy nur Kanada balzami bilan chegaraga borganda, to'la ichki qaytish shartlari amalga oshadigan hollarda, to'la qaytadi (to'la ichki hodisasi tufayli), oddiy bo'lmagan nur esa o'tib ketadi.

Eng ko'p tarqalgani Nikol prizmasini qarab chiqamiz. Ikkita island shpatini kesib Kanada balzami bilan yelimlanadi. Unda o nur yutiladi, e nur esa pastki qirrarga parallel holda chiqadi.



175-rasm.

Nicol prizmasi qutblangan nur olishga yordam berganligi uchun polarizator deb ataladi. Shu prizmadan o'tgan nurning qutblanish tekisligiga mos kelgan (polarizatorning) tekisligi qutblantirish tekisligi deyiladi. Agar ikkita Nicol prizmasi bir optik o'q o'rtasida bir-biriga tik joylashgan bo'lsa, ya'ni ularning qutblanish tekisliklari tik bo'lsa, ular yorug'lik nurini deyarli o'tkazmaydi.

Demak, Nicol prizmasidan polarizator va analizator sifatida foydalanish mumkin. Qutblangan yorug'lik nurlarini olish uchun

polyalizatsion yorug'lik filtirlari ham ishlatiladi. Bunday filtirlarga polyaroidlar deyiladi.

4.4.6. Malyus qonuni

Polyarizator (qutblagich) lardan faqat qutblangan yorug'lik olish maqsadidagina emas, balki numi qutblangan yoki qutblanmagan ekamligini va qutblangan nurning tebranish tekisligina aniqlash (analiz qilish) uchun ham foydalaniladi. Polyarizatoridan tabiiy nur o'tsa qutblangan nur o'tadi (176a-rasm)

Agar polyarizator va analizatorlarning optik o'qlari bir-biriga parallel bo'lsa (ya'ni, burchak $\varphi = 0^0$ bo'lsa), nurlarning yutilishi bo'lmagan taqdirda, qutblangan nur analizator orqali o'tadi (176b-rasm).



176-rasm

Agar analizatorni polyarizatorga nisbatan ma'lum burchaklarga bura boshlasak undan o'tayotgan nur intensivligi shu burchaklarga mos ravishda kamayib boraveradi. Agar analizatorni $\alpha = 90^0$ ga bursak, u holda analizator polyarizatoridan kelayotgan qutblangan numi, umuman o'tkazmay qo'yadi (176c-rasm).

Demak, analizatoridan o'tgan qutblangan yorug'likning intensivligi polyarizator va analizator optik o'qlari orasidagi burchak kosinusining kvadratiga bog'liq. Bu qonunni Malyus topgan:

$$I = I_0 \cos^2 \varphi \quad (4.71)$$

bu formulada I -analizatoridan o'tgan yorug'likning intensivligi, I_0 -polyarizatoridan o'tgan, ya'ni analizatorga tushgan yorug'likning intensivligi. Bu qonunga asosan hamma polyarizatsion asboblarda yorug'lik nuri intensivligini hisoblash mumkin.

Odatda, yorug'lik polarizator va analizatoridan o'tganda qaytish, yutulish hisobiga ma'lum miqdorda isrof bo'ladi. Shu analizatoridagi isrofn hisobga olgan holda Malyus qonunini:

$$I = \sigma I_0 \cos^2 \varphi \quad (4.72)$$

ko'rinishida yozamiz. Bu formulada $\sigma = 1 - k$ analizator polarizatorlarni tiniqlik koeffitsiyentio va k-yutulish koeffitsiyenti.

Ma'lum bir yo'nalish bo'yicha \vec{E} va \vec{H} vektori tebranishi ajratilgan yorug'likka qutblangan yorug'lik deyilishini bilamiz, ammo qutublanish darajasini aniqlash muhimdir. Qutblanish darajasi quyidagi kattalik bilan aniqlanadi:

$$P = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (4.73)$$

Bu yerda I_{max} va I_{min} lar \vec{E} elektr maydon kuchlanganlik vektorining o'zaro perpendikulyar tekisliklardagi intensivligi.

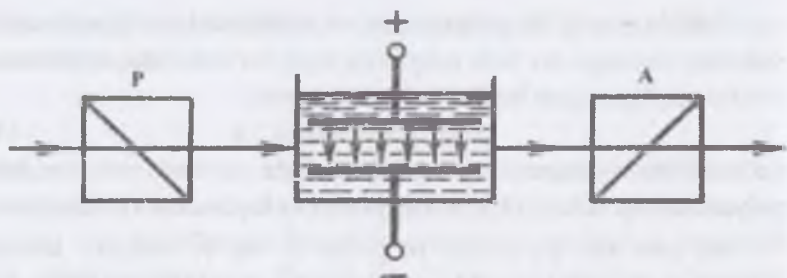
4.4.7. Sun'iy anizotropik muhitda yorug'likning qutblanishi

Yorug'likning ikkilanib sinash hodisasini tabiiy anizotrop kristallarda kuzatish mumkin. Ammo ko'pgina usullar yordamida sun'iy optik anizotropiya hosil qilish mumkin, ya'ni tabiiy izotrop moddalarda optik anizotropiya uyg'otiladi.

Optik izotrop moddalar optik anizotrop moddaga quyidagi ta'sirlar yordamida o'tadi:

- 1) bir tomonlama siqish yoki cho'zish (qubik tizimga kiruvchi kristallar, shisha va hokazolar),
- 2) elektr maydoni ta'sirida (Kerr (1824–1904) shotland fizigi effekti, suyuqliklar, amorf jismlar, gazlar),
- 3) magnit maydoni ta'sirida (siyuqliklar, shisha kolloidlar).

1875 yilda Kerr o'zgarmas elektr maydon ta'siri ostida suyuq dielektriklarda suniy anizotropik hosil bo'lishini va bu mihitdan yorug'lik o'tganda nurning ikkilanib sinishi hodisasini kuzatdi. Bu effekt Kerrning elektrooptik effekti deyiladi. Kerr tajribasining mohiyati quyidagicha: Yassi plastinkali kondensator suyuq dielektrik ichiga solingan bo'lib (177-rasm)-bu kondensator qoplamalari elektr toki ta'sirida bo'ladi. Elektr maydoni bo'lgan holini qaraylik:



177-rasm

Agar polyarizator va analizatorlarning qutblantiruvchi tekisliklari o'zaro tik bo'lsa, ya'ni P perpendikulyar A , elektr maydon bo'lmasa, muhit izotrop bo'ladi va ikkiga ajralib sinish hodisasi kuzatilmaydi. 177-rasmda, suyuqliklarda Kerr effektini kuzatish uchun ishlatiladigan qurilma ko'rsatilgan. Kondensator plastinkalari joylashtirilgan, suyuqlik solingan (masalan, nitrobenzol) kyuveta, ya'ni Kerr yacheykasi. Kerr yacheykasi o'zaro perpendikulyar polyarizator P va analizator A orasiga joylashtirilgan.

Elektr maydoni bo'lmaganda yorug'lik tizimdan o'tmaydi.

Agar kondensator ichida o'zgaras, bir jinsli elektr maydon hosil qilinsa, suyuq izotropik dielektrik suniy anizotropik dielektrikka aylanadi va shu muhitda yorug'likning ikkiga ajralib sinish hodisasi kuzatiladi. Natijada, P perpendikulyar A bo'lganda ham qutblangan yorug'lik A analizatoridan o'tadi va ekranda qutblangan oddiy va oddiy bo'lmagan nurlar interferensiyasini kuzatamiz. Demak, Kerring elektrooptik effekti natijasida hosil qilingan qutblangan oddiy va oddiy bo'lmagan nurlar turgin interferensiyasining beshta (4.2.1. ga qarang) shartini bajarar ekan.

Oddiy va oddiy bo'lmagan nurlarning optik yo'llari orasidagi farq:

$$\Delta = l(n_e - n_o) = klE^2 \quad (4.74)$$

bu formulada: k -Kerr doimiysi, l -nurning muhitdagi geometrik yo'l uzunligi, E -elektr maydon kuchlanganligi. Kerr efektining fizik mohiyatini P.Lanjeven va M.Bornlar tashqi elektr maydon ta'sirda muhit molikulalarining qutblanish jarayoniga asoslanib tushuntirib

berdilar. Kerr kondensatori joylashtirilgan dielektrik muhit temperaturasi ko'tarilishi bilan qutblanish jarayoni buziladi va yuqorida qayd qilingan effekt susayadi.

Kerr effektidan fan va texnikada yuqori chastotali yorug'lik impulslarini olishda, qisqa vaqtli ekspozitsiya fotografiya olish ishlari va boshqa maqsadlarda foydalaniladi.

Dielektrik muhit magnit maydonga joylashtirilsa, suniy anizotropiya hosil bo'ladi. Bu effect Kerr effektiga o'xshash Kotton-Muton effekti deyiladi. Bu holda oddiy va oddiy bo'lmagan nurlarning optik yo'llari farqi magnit maydonning kuchlanganligi kvadratiga proporsional bo'lib, quyidagi formula bilan ifodalanadi:

$$\Delta = l(n_e - n_o) = ClH^2 \quad (4.75)$$

bu yerda C -muhitning xossalari bog'liq bo'lgan doimiy miqdor. Bu hodisaning fizik mohiyati Kerr hodisasining nazariyasiga o'xshaydi.

Mexanik ta'sirlar natijasida sun'iy anizotropiya shaffof jismlarda yuzaga keladigan kuchlanishlar (mexanik zo'riqishlar) ni o'rganishda ham ishlatiladi. Berilgan holda buyumning turli qismlaridagi deformatsiya (masalan, chiniqtirish paytida shishadagi qoldiq deformatsiya) darajasini undagi bo'yalishlarning taqsimotiga qarab aytish mumkin. Texnikada qo'llaniladigan materiallar (metallar) shaffof bo'lmagani uchun, kuchlanishni tekshirish odatda shaffof modellarda o'tkaziladi, so'ng esa y berilgan konstruksiya uchun qayta hisoblanadi.

4.4.8. Qutblanish tekisligining aylanishi

Ba'zi moddalar (masalan, qattiq jismlardan-kvars, shaker, kinovar), suyuqliklardan- shakarning suvdagi eritmasi, vino kislitasi, skipidar) qutblanish tekisligini burish xususiyatiga ega bo'lgani uchun optik aktiv moddalar deyiladi. Qutblanish tekisligining buralish hodisasi quyidagi tajribada kuzatilishi mumkin. O'zaro perpendikulyar bo'lgan qutblantirgich P va analizator A orasiga optik aktiv modda (masalan, shaker eritmasi solingan kyuveta) joylashtirilsa, u holda analizatorning ko'rish maydoni yorqinlashadi. Analizatori qandaydir burchakka burib, yana qorong'ilik hosil qilish

mumkin. Ana shu φ burchak optik aktiv moddaning qutbanish tekisligini burish burchagiga tengdir. Analizatorni burib qorong'ilik hosil qilish mumkin bo'lganligi uchun optik aktiv moddadan o'tgan yorug'lik yassi qutblangan bo'ladi. Bunday moddalarning molikulalari simmetrik bo'lmaydi va qarama-qarshi joylashgan antisimmetrik molekular (antipodlar) hosil qiladi. Bu ikki xil antipodlarning fizik xossalari bir-biriga o'xshaydi, lekin ular yorug'lik nurining qutblanish tekisligini chapga yoki o'ngga aylantirish qobiliyati bilangina farq qiladi. Agar bu ikkala antipod modda bir-biri bilan teng miqdorda bo'lsa, bunga *ratsematlar* deyiladi. Ratsematlar qutblanish tekisligini aylantirmaydi, ya'ni optik aktiv emas. Ko'p tabiiy moddalar: qand eritmasi, uglevodlar, oqsillar, garmonlar qutblanish tekisligini aylantiradi. Qutblanish tekisligi qattiq jimlarda, kristallarda ham aylanishi mumkin. Masalan: kvarsda aylantirish yo'nalishi bo'yicha 2 xil: o'ngga aylantiruvchi musbat va chapga aylantiruvchi manfiy kvarslar deb ataluvchi holler mavjud ekan.

Qutblanish tekisligining aylanish burchagi polyarimetrlar bilan o'lchanadi.

Agar eritma l uzunlikdagi polyarimetr trubkasiga solingan bo'lsa, optik aktiv modda konsentratsiyasi c bo'lsa, qutblanish tekisliginin aylangaish burchagini

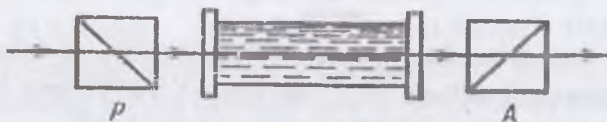
$$\varphi = [\varphi]lc \quad (4.76)$$

formula yordamida hisoblash mumkin. Bu formulada $[\varphi]$ -eritmaning aylantirish doimiysi, bu doimiylik to'liq uzunligiga va temperaturaga bog'liq bo'lib, to'liq uzunligining kvadratiga teskari proporsionalligini, ya'ni

$$[\varphi] \sim \frac{1}{\lambda^2} \quad (4.77)$$

ekanligini Bio topgan. $[\varphi]$ ning ma'lum bir erituvchi, to'liq uzunligi va temperaturaga oid qiymatini topib, eritilgan aktiv moddaning konsentratsiyasini aniqlashda (4.76), (4.77) formulalarda foydalanish mumkin. Agar $[\varphi]$ gradus hisobida, l dm va c g/sm^3 hisobida ifodalansa, u holda $[\varphi]$ doimiy solishtirma aylantirish deyiladi. Masalan, qamishdan olingan shakarning suvdagi eritmalaridan $t = 20^\circ C$ da sariq nur ($\lambda = 589nm$) o'tkazilganda $[\varphi] = 66^\circ 46'$ bo'lgan.

Aktiv moddalarning konsentratsiyasini o'lchashning bu usuli saxarimetriya usuli deb atalib, u ishonchli va tezkor usuldir. Shu sababli bu usul kamfora, kakoin, niktin va ayniqsa shakarli moddalar ishlab chiqarishda eritmadagi modda miqdorini aniqlashda qo'llanadigan asosiy usul bo'lib qoldi. Kristallarda qutblanish tekisligining aylanishini kuzatish sxemasi 178-rasmda keltirilgan. Agar polarizator P ning qutblantirish tekisligi analizator A ning qutblantirish



178-rasm

tekisligiga tik bo'lsa, muhitdan nur o'tganda qutblanish tekisligi aylanmasa, u holda analizatoridan yorug'lik nuri o'tmaydi. Agar N optik aktiv kristall modda bo'lsa, unga S yorug'lik manbadan kelayotgan niri tushib o'tayotgan bo'lsa va yorug'lik nuri uning qutblanish tekisligini aylantirishi hisobiga analizatoridan nur o'tishi kuzatiladi.

Qutblanish tekisligini aylanishini sun'iy yo'l bilan ham hosil qilish mumkin. Masalan, optik aktivlikka ega bo'lmagan izotrop moddalar tashqi magnit maydon ta'sirida anizotropik (optik aktiv) bo'lib qolishi mumkin. Bu hodisani E.Kotton va X.Mutonlar tekshirgani uchun ularning nomi bilan Kotton-Muton effekti deb yuritiladi. Bu effektga qutblangan nur benzol, shisha, spirt, benzin kabi moddalardan o'tganda aniq kuzatiladi. Qutblanish tekisligining magnit maydonida aylanish burchagini aniqlash formulasi quyidagicha:

$$\varphi = BlH. \quad (4.78)$$

Bu formulada B -Vedri doimiyligi bo'lib, bu koeffitsiyent moddaning fizik xossalariga, temperaturasiga va moddaga tushayotgan yorug'likning to'lqin uzunligiga bog'liq; l -moddadan o'tayotgan

yorug'likning yo'l uzunligi, H -tashqi magnit maydon kuchlanganligi. Bu effekt Kerr effektiga o'xshash bo'lib, yorug'lik nurini yuqori chastotalarda modulyatsiya qilishda ishlatiladi.

Mavzu yuzasidan testlar

1. Ikkita asosiy tekisliklari bir-biriga nisbatan 45° burchak ostida joylashagan qutblantitgich orqali tabiiy yorug'lik o'tganda uning intensivligi necha marta kamayishini aniqlang. Har bir Nikolga tushayotgan yorug'lik intensivligi 5 % kamayadi?

- A) 4,43 marta B) 3,43 marta C) 5,43 marta D) 6,43 marta

2. Osh tuzi bilan havo chegarasida yorug'lik nurining to'la qaytish chegaraviy burchagi $40,5^{\circ}$ ga teng. Yorug'likning havodan shu kristallga tushgandagi Bryuster burchagini aniqlang?

- A) 57° B) 47° C) 37° D) 67°

3. Vakuumda to'lqin uzunligi $\lambda = 600$ nm bo'lgan yassi qutblangan yorug'lik nuri island shpatidan yasalgan plastinka optik o'qiga perpendikulyar holda tushmoqda. Island shpati uchun odatdagi va odatdagi emas nurlar sindirish ko'rsatkichlarini mos ravishda $n_o = 1,66$ va $n_e = 1,49$ deb olib, bu nurlarning to'lqin uzunliklarini aniqlang?

- A) $\lambda_o = 361$ nm, $\lambda_e = 403$ nm B) $\lambda_o = 381$ nm, $\lambda_e = 413$ nm
C) $\lambda_o = 361$ nm, $\lambda_e = 400$ nm D) $\lambda_o = 371$ nm, $\lambda_e = 400$ nm

4. Agar $\lambda = 589$ nm to'lqin uchun odatdagi va odatdagi emas nurlar sindirish ko'rsatkichlari farqi $n_o - n_e = 0,17$ ga teng bo'lsa, yarim to'lqin uzunlik uchun kristall plastinkaning eng kichik qalinligini aniqlang?

- A) 1,73mkm B) 2,75mkm C) 2,76mkm
D) 2,79mkm

5. Tabiiy monoxromatik yorug'lik o'zaro perpendikulyar bo'lgan ikkita Nikoldan tuzilgan tizimga tushmoqda. Ular orasiga optik oqiga perpendikulyar kesilgan 4mm qalinlikka ega bo'lgan kvarts plastinka

joylashtirilgan. Agar kvars uchun solishtirma burish $15\text{grad}/\text{mm}$ bo'lsa, bu tizimdan o'tgan yorug'lik intensivligi necha marta kamayadi?

- A) 2,67 marta B) 3,46 marta C) 4,43 marta D) 5,43 marta

6. Frenel ko'zgulari bilan o'tkazilgan tajribada yorug'lik manbaining mavhum tasvirlari orasidagi masofa $= 0,5\text{mm}$, ekrangacha bo'lgan masofa $L = 5\text{m}$ ga teng. Yashil yorug'likda ekranda interferensiya yo'llari bir-biridan $\Delta x = 5\text{mm}$ masofada hosil bo'ladi. Yashil yorug'likning to'lqin uzunligi λ ni toping?

- A) $0,5\text{mkm}$ B) $0,7\text{mkm}$ C) $0,3\text{mkm}$ D) $0,9\text{mkm}$

7. Difraksion panjarasiga yorug'lik nurlari normal tushmoqda. Goniometrning ko'rish trubasini biror $\varphi = 0,44\text{mkm}$ chiziq ko'rindi. Xuddi shu burchak ostida ko'rinuvchi spektr chegarasida ($0,4\text{mkm}$ dan $0,7\text{mkm}$ gacha) yotuvchi λ_q to'lqin uzunliklarga mos keluvchi biror boshqa spektral chiziqlarni ko'rish mumkinmi?

- A) $\lambda_q = 0,66\text{mkm}$; $\lambda_k = 0,44\text{mkm}$ B) $\lambda_q = 0,66\text{mkm}$; $\lambda_k = 0,44\text{mkm}$

- C) $\lambda_q = 0,66\text{mkm}$; $\lambda_k = 0,44\text{mkm}$ D) $\lambda_q = 0,66\text{mkm}$; $\lambda_k = 0,44\text{mkm}$

8. Alyuminiy plastinkaga tushayotgan elektronlar dastasi qaytib difraksiya manzarasini hosil qiladi, bunda ikkinchi tartibli difraksiya maksimumining og'ish burchagi (bu manzaraning markazidan) $\alpha = 1^\circ$. Alyuminiyning kristall panjarasining davri (atom tekisliklari orasidagi masofa) $d = 4,05\text{\AA}$. Dastadagi elektronlarning tezligi qanday?

- A) $1,8 \cdot 10^6\text{m/s}$ B) $1,8 \cdot 10^5\text{m/s}$ C) $6,8 \cdot 10^6\text{m/s}$ D) $9,8 \cdot 10^6\text{m/s}$

9. Agar qutblagich (polarizator) va analizator orqali o'tgan tabiiy yorug'likning intensivligi 4 marta kamaygan bo'lsa, qutblagich bilan analizator asosiy tekisliklari orasidagi α burchak nimaga teng? Yorug'likning yutilishini hisobga olmang..

- A) $\alpha = 45^\circ$ B) $\alpha = 35^\circ$ C) $\alpha = 90^\circ$ D) $\alpha = 60^\circ$

Mavzu yuzasidan savollar

1. Yorug'lik dispersiyasi nima?
2. Yorug'likning normal va anomal dispersiyasi izohlang.
3. Spektral analiz haqida tushuncha bering.
4. Yorug'likning yutilishi nima?
5. Yorug'likning sochilishini tushintiring.
6. Vavilov-Cherenkov effekti.
7. Tabiiy yorug'lik, yassi qutblangan, qisman qutblangan va elliptik qutblangan yorug'lik deb nimaga aytiladi?
8. Amalda yassi qutblangan yorug'likni tabiiy yorug'likdan qanday farq qilish mumkin?
9. Ikkita qutblantirgich orqali o'tgan tabiiy yorug'lik intensivligi ikki martaga kamaygan. Qutblantirgichlar qanday joylashgan?
10. Bryuster burchagining qanday ahamiyati bor?
11. Byurster qonuni bajarilganda qaytgan singan nurlar o'zaro perpendikulyar bo'lishini ko'rsating.
12. Kristallning optik o'qi deb nimaga aytiladi? Ikki o'qli kristallar bir o'qli kristallardan nimasi bilan farq qiladi?
13. Bir o'qli optik aktiv moddalarda ikkilanib sinash hodisasi nimaga asoslangan?
14. Manfiy kristallar, musbat kristallardan nimasi bilan farq qiladi?
15. Odatdagi va g'ayri oddiy nurlar uchun to'lqin sirtlarini chizing.
16. Qanday qutblantiruvchi asoslarni bilasiz? Ularning ishlash prinsiplari nimadan iborat?
17. To'rtidan bir to'lqinli plastinka deb nimaga aytiladi? Yarim to'lqinli plastinka deb nimaga aytiladi?
18. Faqat qutblantirgich yordamida elliptik qutblangan yorug'likni qisman qutblangan yorug'likdan ajrata olish mumkinmi? Nima uchun?
19. Qutblantirgichga intensivligi I_0 bo'lgan qisman qutblangan yorug'lik tushmoqda. Qutblantirgichdan so'ng yorug'lik intensivligi nimaga teng bo'ladi?

20. Yarim to'liqin uzunlikli plastinka tabiiy yorug'likka qanday ta'sir ko'rsatadi?

21. Plastinkaning optik o'qi bilan qutblanish tekisligi 45° burchak hosil qilgan yassi qutblangan yorug'likka qanday ta'sir ko'rsatadi?

22. Kerr effekti nima? Uning hosil bo'lishi fizik tabiati nimadan iborat?

23. Qanday moddalarga optik aktiv moddalar deyiladi?

24. Optik aktivlik xususiyati ikkilanib sindirish xususiyatidan nima bilan farq qiladi?

5-MODUL. KVANT FIZIKASI

5.1-MAVZU. ISSIQLIK NURLANISH

Reja:

5.1.1. Issiqlikdan nurlanish hodisasi. Absolyut qora jism. Kirxgof qonuni;

5.1.2. Stefan-Bolsman qonuni. Vinning siljish qonuni. Reley va Jins qonuni;

5.1.3. Yorug'likning kvant nazariyasi. Plank formulasi. Pirometriya. Quyosh energiyasi va undan qurilishning turli sohalarida foydalanish muommalari.

5.1.1. Issiqlikdan nurlanish hodisasi. Absolyut qora jism. Kirxgof qonuni

Elektromagnit nurlanish elektr zaryadlarining xususan, moddaning atomlari va molekulari tarkibiga kiruvchi zaryadlarning tebranishi sababli paydo bo'ladi. Masalan, molekular va atomlarning tebranma va aylanma harakati-infracizil nurlanishni, atomda elektronlarning muayan ko'chishlari ko'zga ko'rinadigan, ultrabinafsha va rentgen nurlanishni vujudga keltiradi.

Ancha yuqori haroratlargacha isitilgan jismlar yorug'lik chiqaradi. Isitish natijasida jismlarning yorug'lik chiqarishiga issiqlik (haroratli) nurlanish deyiladi. Issiqlik nurlanishi tabiatda eng ko'p tarqalgan bo'lib, modda atom va molekularining issiqlik harakati energiyasi hisobiga (ya'ni uning ichki energiyasi hisobiga) yuz beradi va hamma jismlar uchun $0^{\circ}K$ haroratdan yuqori bo'lgan haroratlarda kuzatiladi. Issiqlik nurlanishi tutash spektr bilan xarakterlanib, uning maksimumi haroratga bog'liq bo'ladi. Yuqori haroratlarda qisqa (ko'rinadigan va ultrabinafsha) elektromagnit to'lqinlar nurlanadi.

Issiqlik nurlanishi amalda muvozonatli bo'lgan birdan-bir nurlanish turidir. Faraz qilaylik, isigan (nur chiqaruvchi) jism ideal qaytara olish xususiyatiga ega bo'lgan idish ishidagi joylashtirilgan bo'lsin. Vaqt o'tishi bilan jism va nurlagich orasidagi uzluksiz energiya almashinishi natijasida muvozanat yuzaga keladi, ya'ni jism

vaqt birligi ichida qancha energiya chiqargan bo'lsa, shuncha energiya yutadi. Faraz qilaylik, biror sababga ko'ra jism va nurlagish o'rtasidagi muvozanat buzilgan bo'lsin va jism yutgan energiyaga qaraganda ko'proq energiya chiqarayotgan bo'lsin. Agar biror vaqt ichida yutgan energiyaga qaraganda ko'proq energiya chiqarilsa (yoki aksincha), u holda jism harorati pasayib (yoki oshib) boradi. Natijada muvozanat holati bo'lguncha jism nurlayotgan energiya kamayib (yoki oshib) boradi. Qolgan hamma tur nurlanishlar muvozanatsizdir. Jismlar ma'lum nur chiqara olish qobiliyatiga ega bo'ladi. Jismlarning nur chiqara olish qobiliyati, ya'ni nurlanish qobiliyati haroratga bo'liqdir.

Issiqlik nurlanishining miqdoriy xarakteristikasi bo'lib jismning energetik yorqinlik (nur chiqarish qobiliyati) spektral zichligi deb ataluvchi kattalik xizmat qilib, u jismning birlik chastota intervalida birlik nurlayotgan quvvatni ko'rsatadi

$$R_{\nu,T} = \frac{dW_{\nu,\nu+d\nu}^{nur}}{d\nu}, \quad (5.1)$$

bunda $dW_{\nu,\nu+d\nu}^{nur}$ jismning birlik yuzasidan vaqt birligi ichida ν va $\nu + d\nu$ gacha bo'lgan chastota oralig'idagi nurlanayotgan elektromagnit to'lqin energiyasidir.

Energetik nurlanish (nur chiqarish qobiliyati) spektral zichligi ($R_{\nu,T}$) ning o'lchov birligi-Joul bo'lingan metr kvadrat ko'paytirilgan sekund ($J/m^2 \cdot s$).

Yozilgan formulani to'lqin uzunlik funksiyasi sifatida ham ifodalaniish mumkin

$$dW_{\nu,\nu+d\nu}^{nur} = R_{\nu,T} d\nu = R_{\lambda,T} d\lambda. \quad (5.2)$$

Elektromagnit to'lqinning bo'shliqdagi tarqalish teziigi $c = \nu \cdot \lambda$ bo'lgani uchun

$$\frac{d\lambda}{d\nu} = -\frac{c}{\nu^2} = -\frac{\lambda^2}{c} \quad (5.3)$$

bunda minus ishora biror kattalikning (ν yoki λ) oshishi bilan ikkinchisining kamayib borishini ko'rsatadi. Shu sababli, bundan so'ng minus ishora tushirib qoldiriladi. Shunday qilib,

$$R_{\nu,T} = R_{\lambda,T} \frac{\lambda^2}{c}. \quad (5.4)$$

(5.4) formula yordamida $R_{\nu,T}$ dan $R_{\lambda,T}$ ga yoki teskarisiga o'tish mumkin.

Energetik yorqinlik (nur chiqarish) spektral zichligini bilgan holda hamma chastotalar bo'yicha yig'indi olib integral energetik yorqinlikni-integral nur chiqarish qobiliyatini (uni odatda jismning energetik yorqinligi yoki jismning nur chiqarish qobiliyati deyiladi) hisoblash mumkin

$$R_T = \int_0^{\infty} R_{\nu,T} d\nu. \quad (5.5)$$

Jismlarning o'ziga tushayotgan nurlarni yutish qobiliyatini xarakterlaydigan kattalik spektral yuta olish qobiliyati deyiladi va u jismning birlik yuziga birlik vaqt ichida chastotasi ν dan $\nu + d\nu$ gacha bo'lgan oraliqqa mos keluvchi elektromagnit to'lqinlarning qanday qismi yutilishini ko'rsatadi:

$$A_{\nu,T} = \frac{dW_{\nu,\nu+d\nu}^{nur}}{dW_{\nu,\nu+d\nu}} \quad (5.6)$$

jismning spektral (nur) yutish qobiliyati $A_{\nu,T}$ uzluksiz kattalikdir. $R_{\nu,T}$ va $A_{\nu,T}$ lar jism tabiatiga hamda uning termodinamik haroratiga bog'liq bo'ladi va turli chastotali nurlanishlar uchun farqlanadi. Shu sababli, bu kattaliklar T va ν ning aniq qiymatlariga (aniqrig'i, chastotaning ν dan $\nu + d\nu$ gacha bo'lgan juda kichik intervaliga) mos keladi.

Oziga tushayotgan turli chastotali hamma nurlarni har qanday haroratda yuta olish qobiliyatiga ega bo'lgan jismlarga absolyut qora jismlar deyiladi. Demak, absolyut qora jismning spektral yuta olish qobiliyati hamma chastota va haroratlar uchun bir xil bo'lib, birga tengdir ($A_{\nu,T}^q=1$). Absolyut qora jism tabiatda yo'q, ammo qoraquya, platinali chern, qora baxmal va bir qancha boshqa materiallar, ma'lum chastota intervalida o'zining xususiyatiga ko'ra absolyut qora jismga yaqindir.

Qora jism uchun ideal model sifatida ichki sirti qoraga bo'yalgan kichik 0 tirqishga ega bo'lgan ichi bo'sh idishni olish mumkin (179-rasm). Bunday idish



179-rasm

ichiga kirgan yorug'lik nuri idishning ichki sirtidan ko'plab marta qaytadi va natijada tirqishdan chiqadigan nurlanish intensivligi amalda nolga teng bo'ladi. Tajribalar ko'rsatishicha, tirqish o'lchami idish diametrining 0,1 qismidan kichik bo'lganda tushayotgan nurning hamma chastotasi "to'la yutiladi". Shu sababli xonalar ichi yorug'likning devorlardan qaytishi natijasida yorug' bo'lsada, uylarning ochiq derazalari ko'cha tomondan qorong'idek ko'rinadi.

Qora jism bilan birga kulrang jism degan tushuncha ham ishlatiladi. Kulrang jism deb, yutish qobiliyati birdan kichik bo'lgan va hamma chastotalar uchun bir xil bo'lib, faqat material haroratiga va jism sirti holatiga bog'liq bo'lgan jismga aytiladi. Shunday qilib, kulrang jism uchun $A_{\nu,T}^k = A_T = const < 1$ bo'ladi.

Issiqlik nurlanishini tekshirish yorug'likning kvant nazariyasini yaratishda muhim rol o'ynadi, shu sababli, u bo'ysunadigan qonunlarni ko'rib chiqish zarur.

Kirxgof termodinamikaning ikkinchi qonuniga asoslangan holda va izolyatsiyalangan tizimlardagi jismlar nurlanishning muvozinat shartlarini tahlil qilib, jismlarning spektral nur chiqarish qobiliyati va spektral nur yutish qobiliyati orasidagi miqdoriy bog'lanishni aniqladi. Jismlar spektral nur chiqarish qobiliyatining energetik yorug'lik spektral nur yutish qobiliyatiga nisbati absolyut qora jism uchun spektral nur chiqarish qobiliyati $r_{\nu,T}$ ga teng. $r_{\nu,T}$ jism tabiatiga bog'liq emas, u hamma jismlar uchun universal bo'lib, chastota (to'lqin uzunlik) va haroratning funksiyasidir (Kirxgof qonuni)

$$\frac{R_{\nu,T}}{A_{\nu,T}} = r_{\nu,T}. \quad (5.7)$$

Qora jism uchun $A_{\nu,T}^q = 1$, shu sababli Kirxgof qonunidan (5.7) $R_{\nu,T}$ ning qora jism uchun $r_{\nu,T}$ ga teng ekanligi kelib chiqadi. Shunday qilib, Kirxgofning $r_{\nu,T}$ universal funksiyasi absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyati spektral zichligidan iboratdir.

Demak, Kirxgof qonuniga asosan, hamma jismlar uchun nur chiqarish qobiliyati spektral zichligining spektral yuta olish qobiliyatiga nisbati o'sha harorat va chastotada absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyati spektral zichligiga teng bo'lar ekan.

Kirxgof qonunidan ko'rinadiki, har qanday jismning nur chiqarish qobiliyati spektral zichligi spektrning istalgan qismida absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyati spektral zichligidan kichik bo'ladi (T va ν ning o'sha qiymatlarida), chunki $A_{\nu,T} < 1$ va shu sababli $R_{\nu,T} < r_{\nu,T}$.

Bundan tashqari (5.7) dan ko'rinadiki, agar jismlar biror bir chastotali elektromagnit to'lqinlarni yutmasa, u holda bu ularni chiqarmaydi ham, chunki $A_{\nu,T} = 0$, $R_{\nu,T} = 0$.

Kirxgof qonunidan foydalanib, jismlarning nur chiqarish qobiliyati ifodasi (5.5) ni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin

$$R_T = \int_0^{\infty} A_{\nu,T} r_{\nu,T} d\nu. \quad (5.8)$$

Kulrang jism uchun

$$R_T^k = A_T \int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu = A_T R_e, \quad (5.9)$$

bu yerda

$$R_e = \int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu. \quad (5.10)$$

R_e -absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyati (energetik yorqinligi) dir (faqat haroratdan bog'liq).

Kirxgof qonunini faqat issiqlik nurlanishlarinigina ifodalaydi. U issiqlik nurlanishini xarakterlab, nurlanish tabiatini aniqlash uchun mezon bo'lib xizmat ham qiladi. Kirxgof qonuniga bo'ysunmaydigan nurlanishlar issiqlik nurlanishlari bo'la olmaydi. Bu sohada olib boringan izlanishlar tufayli aniqlangan qonunlar bilan tanishaylik.

5.1.2. Stefan-Bolsman qonuni. Vinning siljish qonuni.

Reley va Jins qonuni

Stefan-Bolsman qonuni. Stefan-Bolsman qonuni absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyati R_e absolyut qora jism haroratiga bog'liqligini tafsiflaydi. Absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyati uning absolyut haroratining to'rtinchi darajasiga proporsional

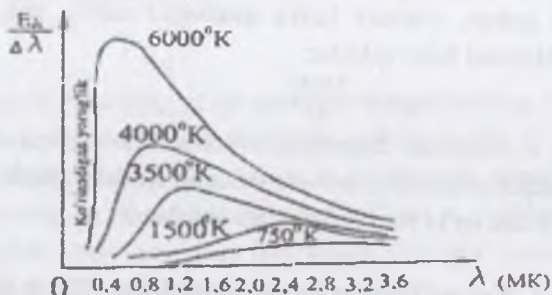
$$R_e = \sigma T^4, \quad (5.11)$$

bunda $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{W}{m^2 K^{-4}}$ - Stefan-Bolsman doimiysi.

Vinning siljish qonuni. Absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyatining to'liq uzunlikka bog'liqligi tajribalarda aniqlangan va quyidagi xulosalarga kelingan: a) absolyut qora jismning nurlanish spektri uzluksizdir, b) har bir haroratga mos keladigan enetik taqsimotini egri chiziqda aniq maksimum mavjud bo'lib, u harorat oshgan sari qisqa to'liq uzunliklar sohasiga siljiydi. Absolyut qora jismning maksimum nurlanishiga to'g'ri keladigan to'liq uzunlik uning absolyut haroratiga teskari proporsionoldir (180-rasm).

Vinning siljish qonuniga asosan issiqlik nurlanish to'liq uzunligining haroratga bog'liqligi quyidagi formuladan aniqlanadi.

$$\lambda_m = \frac{b}{T} \quad (5.12)$$



180-rasm Issiqlik nurlanishining to'liq uzunligiga bog'lanish grafigi.

bu yerda λ -to'liq uzunligi $\frac{E_\lambda}{\Delta \lambda}$ - yorituvchanlikning spektral zichligi

ya'ni harorat oshsa, to'liq uzunlik λ_m kamayadi. Bu yerda b -Vin doimiysi. $b = 0,2897910^{-3} m \cdot K$.

Demak, harorat oshgan sari absolyut qora jismnur chiqarish qobiliyatining maksimumi qisqa to'liq uzunliklar sohasiga siljiydi. Absolyut haroratining Vin qonuniga asosan birinchi marta Quyosh harorati aniqlangan. Quyosh nurlanishi maksimum energiyasi $\lambda = 0,47 \mu m$ to'liq uzunligi mos keladi, u holda quyosh harorati $T = \frac{0,2897}{0,47 \cdot 10^{-4}} = 6160 K$.

Yer yuzasida asosiy issiqlik nurlanishi va ko'rinadigan nurlar manbai Quyosh hisoblanadi. Yer sirtida quyosh nurlanishi intensivligi $1382 \frac{W}{m^2}$, bunga Quyosh doimiysi deyiladi. Yer shari quyoshdan bir yilda $3,84 \cdot 10^{24} J$ energiya oladi. Bu esa insoniyatning boshqa manbalaridan oladigan energiyasidan ancha ko'pdir. Quyosh nurlanishi to'liq uzunligi maksimumi $470 nm$ ga to'g'ri keladi, ammo Yerda quyosh nurini tanlab yutilishi, bu maksimumni $555 nm$ ga siljitadi. Ko'z ham shu to'liq uzunlikni yaxshi sezadi. Yer atmosferasi yuqori chegarasida Quyosh nurlanishining intensivligi $8,4 \cdot 10^4 \frac{J}{m^2 \cdot min}$ ga yaqin, yer sirtiga 25% yetib keladi.

Reley va Jins qonuni. Absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyati uchun, statistik fizika usullarini tadbiiq etib, Reley va Jins quyidagi ifodani hosil qildilar:

$$r_{v,T} = \frac{2\pi c k T}{\lambda^4}, \quad (5.13)$$

bu yerda k -Bolsman doimiysi, c -yorug'likning vakuumdagi tezligi. Klassik elektrodinamika asosida olingan ifodalar nurlanishning tajriba natijalari bilan to'la mos kelmasligi aniqlandi.

5.1.3. Yorug'likning kvant nazariyasi. Plank formulasi.

Pirometriya. Quyosh energiyasi va undan qurilishning turli sohalarida foydalanish

1900 yili nemis olimi Plank tajriba natijalarini to'la tushuntiruvchi nazariyani yaratdi. Plank gipotezasi mohiyati quyidagidan iborat: jismlarning nurlanishi uzliksiz emas, balki alohida

ulushlar (kvantlar) sifatida chiqariladi. Plank gipotezasiga asosan atom ossilyatorlari uzluksiz emas, balki porsiya-kvant zarracha shaklida nur chiqaradi va yutadi. Kvant zarracha-foton energiyasi

$$E = h\nu. \quad (5.14)$$

Bunda, $h = 6,62 \cdot 10^{-31}$ J-s-Plank doimiysi, ν -hurlanish chastota.

Demak, nur energiyasi diskret qiymatlarni qabul qiladi,

$$E = nh\nu \quad (5.15)$$

$$(n = 1, 2, 3, \dots)$$

Plank o'zining gipotezasiga asoslanib va statistik fizika qonunlaridan foydalanib

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi hc^2}{15} \frac{1}{e^{\lambda kT} - 1} \quad (5.16)$$

ifodani hosil qildi va bu ifoda Plank formulasi deb ataladi.

Optik pirometrlar. Issiqlik nurlanish qonunlariga asoslanib yuqori haroratlarni o'lchash usullari optik pirometriya deb ataladi. Shu maqsadda qo'llaniladigan qurilmalarni esa optik pirometrlar deb ataladi. Shu pirometrlardan ba'zilarining ishlash prinsipi bilan tanishaylik.

1. Radiatsion piometr. Stefan-Bol'sman qonuniga asoslanib

$$R_e = \sigma T^4, \quad (5.17)$$

absolyut qora jismning haroratini

$$T = \sqrt[4]{\frac{R_e}{\sigma}} \quad (5.18)$$

ifoda orqali topish mumkin, ya'ni absolyut qora jismning haroratini aniqlash uchun uning to'la nur chiqarish qobiliyati R_e ni o'lchash yetarli ekan. Odatda, jismlar absolyut qora bo'lmaydi. Absolyut qora bo'lmagan jismning to'la nur chiqarish qobiliyati $r_{\nu,T}$ absolyut qora jismnikidan kichik, ular orasidagi bog'lanish Kirxgof qonuni ((5.7) formulaga qarang) bilan aniqlanadi:

$$r_{\nu,T} = A_{\nu,T} R_{\nu,T} \quad (5.19)$$

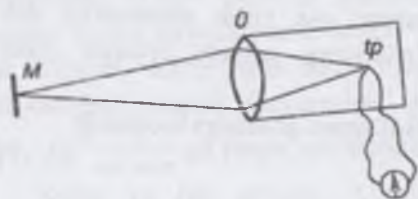
bunda $r_{\nu,T}$ -absolyut qora bo'lmagan jismning to'la nur yutish qobiliyati, ba'zan uni jismning qoralik darajasi deb ham ataladi. Agar (5.19) ifodadagi R_e o'miga absolyut qora bo'lmagan ixtiyoriy jismning to'la nur chiqarish qobiliyati $r_{\nu,T}$ qo'yilsa jismning haqiqiy

harorati emas, balki radiatsion harorati aniqlangan bo'ldi. Demak, radiatsion harorat deganda to'la nur chiqarish qobiliyati absolyut qora bo'lmagan jismning to'la nur chiqarish qobiliyatiga miqdoran teng bo'lgan taqdirda absolyut qora jism erishishi lozim bo'lgan harorat tushuniladi. (5.18) va (5.19) lardan foydalanib ixtiyoriy jismning haqiqiy harorati T va radiatsion haroratsi T_{rad} orasidagi bog'lanish

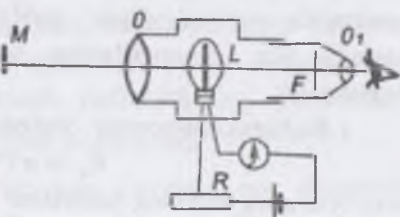
$$T_{rad} = T^4 \sqrt{A_{v,T}} \quad (5.20)$$

munosabat bilan aniqlanishini topamiz.

181-rasmda radiatsion pirometrning tuzilish sxemasi tasvirlangan. Jism (M) ning nurlanishi termopara (tp) ga tushiriladi. Termopara zanjiriga ulangan galvanometr shkalasi absolyut qora jismning kelvinlarda ifodalangan haroratiga moslab darajalanadi. Shuning uchun bu pirometr ixtiyoriy jismning radiatsion haroratini aniqlashga imkon beradi.



181-rasm



182-rasm

2. Ravshanlik pirometri. Bu pirometrning tuzilishi 182-rasmda tasvirlangan. Harorati aniqlanishi lozim bo'lgan jismdan kelayotgan nurlanish cho'g'lanuvchi lampa (L) tolasining tekisligiga ob'ektiv (O) yordamida moslanadi. Okulyar (O_1) yordamida lampa tolasini va nurlangich jism sirtining tasviri kuzatiladi. Okulyar oldida joylashtirilgan filtr (F) spektrning bir qismini o'tkazadi. Odatda, spektrning $\lambda = 0,66 \text{ mkm}$ ga yaqin bo'lgan qismidagi sohachani ajratadigan filtdan foydalaniladi. Lampa tolasining ravshanligi R -reostat yordamida o'zgartirilishi mumkin. Agar lampa tolasining ravshanligi jism sirti tasvirining ravshanligidan ortiq bo'lsa, tola tasvir fonida ajralib turadi. Aksincha, tolaning ravshanligi kam bo'lsa,

lampaning tolasi qorong'iroq bo'lib ko'rinadi. Agar tola ravshanligi tasvir ravshanligiga tenglashib qolsa, nurlangich jism sirti tasvirining fonida tola ko'rinmay qoladi. Sxemadagi milliampermetrni absolyut qora jismning haroratiga moslab darajalab olingan bo'lsa, ixtiyoriy nurlangich jism bilan o'tkazilayotgan tajribada lampa tolasi yo'qolib ketgan paytdagi milliampermetrning ko'rsatishiga qarab nurlangich jism haroratini aniqlash mumkin. Agar nurlangich jism absolyut qora jism bo'lsa, aniqlangan harorat jismning haqiqiy harorati T ni ifodalaydi. Absolyut qora bo'lmagan jismlar uchun bu usulda aniqlangan haroratni ravshanlik harorati T_{rav} deyiladi. Haqiqiy harorat va ravshanlik harorati o'zaro quyidagi munosabat bilan bog'langan:

$$T = \frac{T_{rav}}{1 + \frac{k\lambda}{hc} T_{rav} \ln A_{v,T}}. \quad (5.21)$$

Yuqorida bayon etilgan ikki usuldan tashqari Vinning siljish qonunidan foydalanib nurlangich jismning haroratini aniqlash ham mumkin. Buning uchun jism nur chiqarish qobiliyatining spektral xarakteristikasini o'lchash va muayyan spektr uchun λ_m ni aniqlash kerak. λ_m esa jism harorati bilan $T = b/\lambda_m$ munosabat orqali bog'langan. Bu usul bilan aniqlangan quyosh harorati taxminan 6000 K ga teng. Shuni ham ta'kitlash kerakki, pirometrlarning haroratni o'lchashda qo'llaniladigan boshqa qurilma (termometr, termopara) lardan afzalligi bor: pirometrlar yordamida nihoyat yuqori haroratlar ham, kuzatuvchidan juda olisda joylashgan jism (masalan, astronomik ob'ekt) larning haroratlari ham o'lchanishi mumkin.

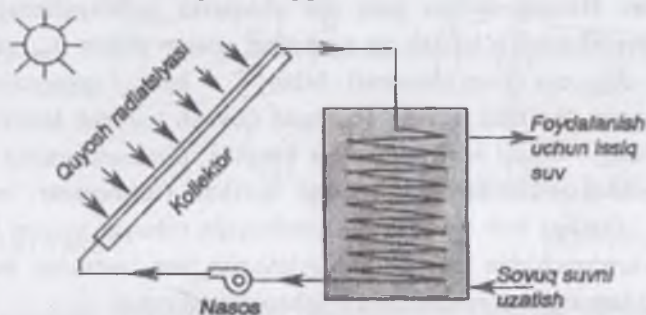
Quyosh energiyasi va undan qurilishning turli sohalarida foydalanish muhim ahamiyatga ega. Jumladan, qurilishni elektr energiyasi, issiqlik energiyasi bilan ta'minlashda quyosh energiyasi katta rol o'ynamoqda. Masalan, quyosh energetikasidan O'zbekiston sharoitida foydalanishning istiqbollari haqida mulohaza qilaylik.

Otgan asrning oxirgi yillarida yarimo'tkazgichli asboblardan va o'xborot texnologiyalari butun jahonda sarmoya kiritish uchun eng istiqbolli sohalar hisoblanardi. Hozirgi paytda esa quyosh energiyasidan elektr energiyasi olish qurilmalari ishlab chiqarish va foydalanish bu borada birinchi bo'lib turibdi.

O'zbekiston sharoitida quyosh, shamol va biomassa energiyasidan foydalanadigan qayta tiklanadigan energetika texnologiyalari. shuningdek, kichik gidroelektrostansiyalalar va geotermal qurilmalar dolzarb hisoblanadi.

Quyosh energiyasidan issiqlik va elektr energiya ishlab chiqarishda foydalanish mumkin. Birinchi holatda yassi konsentratsiyalashmagan quyosh kollektorlari qo'llaniladi. Ularda issiqlik tashuvchi sifatida suv, havo yoki antifrizlar ishlatilish mumkin. Ikkinchi holatda esa, yorug'lik oqimi energiyasi fotoelektr o'zgartirgichlarda bevosita elektr energiyasiga aylanadi yoki issiqlik elektr stansiyalarning an'anaviy sxemalari ishlatiladi.

Quyoshdan quvvat oladigan suv isitgich moslamalar quyosh kollektorlari orqali suv haroratini oshirish uchun quyosh nurlari energiyasidan foydalanadi (183-rasm). Shaffof qoplamali havo o'tkazmaydigan korpusli, qora rangga



183-rasm.

bo'yalgan, suv o'tkazgich naychalarga ega singdiruvchan metall plastina va korpusining orqa hamda yonbosh devorlarida issiqlikni yo'qotmaslik uchun izolyasiyalangan yassi quyosh kollektorlari keng tarqalgan.

Quyosh kollektorlari orqali suv haroratini oshirish uchun unga konsentratolar ham qo'yilsa, suvning harorati ancha yuqoro bo'lishini olingan tajriba natijalar ko'rsatmoqda. Bundan tashqari quyosh nuridan quvvat oladigan suv isitgichlar quyosh radiatsiyasi etarli bo'lmaganida suvni isitish uchun etarli darajadagi issiqlik bilan ta'minlash maqsadida konsentratolar bilan ham jihozlash mumkin.

Quyosh niridan quvvat oladigan suv isitgich kollektori va konsentratorlarni quyosh energiyasidan to'liq foydalanishni ta'minlash uchun quyosh harakati traektoriyasiga muvofiq joylashtirilishi lozim. Odatda kollektorlar ufq burchagiga qarab joylashtirilganda ish samaradorligi yuqori bo'ladi, chunki bunday holatda, quyosh nurlari quyosh kollektorlari ustiga ko'proq tushadi. Quyosh kollektorlarining yo'nalishi o'rnatiladigan joyga qarab, oldindan hisob-kitob qilingan holda alohida aniqlanadi. Odatda quyosh kollektori qurilma joylashtirilgan joy kengligiga muvofiq ufq burchagi ostida o'rnatilganda maksimal unumdorlikka erishiladi.

Mavzu yuzasidan testlar

1. Qora jism $T_1 = 500 K$ dan $T_2 = 2000 K$ gacha isitilgan. Aniqlash kerak: 1) uning energetik yoqinligi necha marta oshishini, 2) energetik yorqinlik spektral zichligining maksimumiga mos keluvchi to'liq uzunligi qanday o'zgaradi.

A) 1) 256 marta, 2) $4,35 \text{ mkm}$ ga kamayadi.

B) 1) 236 marta, 2) $5,35 \text{ mkm}$ ga kamayadi.

C) 1) 266 marta, 2) $2,35 \text{ mkm}$ ga kamayadi.

D) 1) 226 marta, 2) $4,35 \text{ mkm}$ ga kamayadi.

2. Stefan-Bol'sman qonunini aniqlang.

A) $R_e = \sigma T^4$ B) $\frac{R_{v,T}}{A_{v,T}} = r_{v,T}$ C) $\lambda_m = \frac{b}{T}$ D) $r_{v,T} =$

$$\frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\lambda k T} - 1}$$

3. Agar volfram uchun fotoeffektning qizil chegarasi $\lambda_0 = 275 \text{ nm}$ bo'lsa, undan elektronning A chiqish ishini aniqlang.

A) $4,52 \text{ eV}$ B) $2,52 \text{ eV}$ C) $5,52 \text{ eV}$ D) $6,52 \text{ eV}$

4. Biror bir metallni $\nu_1 = 2,2 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ yorug'lik bilan yoritganda yuz berayotgan fotoeffektni to'xtatish uchun $U_{01} = 6,6 V$ bo'lgan ushlab turuvchi kuchlanish, chastotasi $\nu_2 = 4,6 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ bo'lganda $U_{02} = 16,5 V$ kuchlanish kerak bo'ladigan bo'lsa, Plank doimiysini aniqlang.

- A) $6,6 \cdot 10^{-34}$ J·s B) $6,2 \cdot 10^{-34}$ J·s C) $6,7 \cdot 10^{-34}$ J·s D) $6,3 \cdot 10^{-34}$ J·s

5. Fotonning massasi elektronning tinch holdagi massasiga teng bo'lgan holdagi fotonning energiyasini elektron-voltlarda aniqlang.

- A) 0,51 MeV B) 0,21 MeV C) 0,71 MeV D) 0,91 MeV

6. To'liq uzunligi 600nm bo'lgan momoxromatik nurning unga perpendikulyar joylashgan qoraytirilgan sirtiga bosimi 0,1mkPa. 10 sm^2 sirtga 1 s da tushayotgan fotonlar sonini aniqlang.

- A) $9 \cdot 10^{16}$ B) $9 \cdot 10^{14}$ C) $6 \cdot 10^{16}$ D) $9 \cdot 10^{31}$

7. To'liq uzunligi 100pm bo'lgan foton erkin elektronda 180° burchak ostida sochilmoqda. Elektron ta'sirining kinetik-energiyasini electron-voltlarda aniqlang.

- A) 580 eV B) 580 eV C) 580 eV D) 580 eV

8. Pechdagi 6.1 sm o'lchamli tashikdan 1s da 8,28kal issiqlik nurlanadigan bo'lsa, pechning harorati qancha? Nurlanish absolyut qora jism nurlanishiga yaqin deb hisoblansin.

- A) $T = 1000^0$ K B) $T = 2500^0$ K C) $T = 3000^0$ K D) $T = 1400^0$ K

9. Absolyut qora jisimning nurlanish quvvati 34kW. Jism sirti $0,6 \text{ m}^2$ bo'lsa, uning haroratini aniqlang.

- A) $T = 1000^0$ K B) $T = 4500^0$ K C) $T = 2900^0$ K D) $T = 1700^0$ K

10. Qoraygan shar 27°C haroratidan 20°C haroratga qadar soviydi. Uning energetik yorug'inligining spektral zichligi maksimumiga tegishli to'liq uzunligi qanqa o'zgargan?

- A) 0,84mkm B) 0,28mkm C) 0,48mkm D) 0,64mkm

Mavzu yuzasidan savollar

1. Issiqlik nurlanish nima?
2. Nurlanish qobiliyati nima?
3. Yutish qobiliyati nima?
4. Qanday jism uchun yutish qobiliyati birga teng?
5. Chinnidan yasalgan tarelka yorug' fonda qora rasm chizilgan. Nima sababdan yuqori haroratgacha isitilgan tarelka pechdan tezda

olinganda va unga qorong'ilikda qaralsa qora fonda yorug' rasm ko'rinadi?

6. Kulrang jism qora jismdan nima bilan farq qiladi?

7. Kirxogfning universal funksiyasining fizik ma'nosi nimadan iborat?

8. Qora jismning termodinamik harorati ikki marta kamaysa, uning energetik yorug'ligi qanchaga va qanday o'zgaradi?

9. Qora jismning energetik yorqinlik spektrori zichligi $\tau_{\nu,t}$ ning maksimumini harorat oshishi bilan qanday siljishish mumkin?

10 Plank formulasidan foydalanib, Stefan–Bolsman doimiysini aniqlang.

11. Qanday shartlar bo'lganda Plank formulasidan Vin va Reley–Jins qonunlarini hosil qilish mumkin?

12. Oltin plastinka fotoqarshilik bo'la oladimi?

13. Yorug'lik chastotasi o'zgarmagan holda katodning yoritilganligi kamayishi bilan to'yinish fototoki qanday o'zgaradi?

14. Qanday qilib Eynshteyn tanglamasi yordamida fotoeffektning 1 va 2 qonunlarini tushuntirish mumkin?

15. Yorug'likning ko'zgu va qoralangan sirtga bo'lgan bosimlari nimaga teng?

16. Fotoeffekt va Kompton effektidan foton va elektronlarning o'zaro ta'sirida qanday farq bor?

17. Elektromagnit nurlanish to'lqin va korpuskulyar xususiyatlarining dialektik birligi nimadan iborat?

5.2-MAB3Y. FOTONLAR

Reja:

5.2.1. Yorug'lik kvantining energiyasi, impulsi va massasi. Yorug'likning bosimi. Kompton effekti;

5.2.2. Fotoeffekt. Fotoeffekt qonunlari. Eynshteyn nazariyasi. Fotoeffektning qizil chegarasi. Fotoelementlar.

5.2.1. Yorug'lik kvantining energiyasi, impulsi va massasi.

Yorug'likning bosimi. Kompton effekti

1900 yil 14 dekabr kvant mexanikasining tug'ilish kuni hisoblanadi. Plank nazariyasiga asoslangan holda 1905 yilda Eynshteyn yorug'likning kvant nazariyasini, Bor esa 1913 yilda atom tuzilishining kvant nazariyasini ishlab chiqdi. Eynshteyn nazariyasiga asosan yorug'lik kvant shaklida chiqariladi va yutiladi. Ularni fotonlar deb atadi va uning massaga bog'liq energiyasi mavjud

$$E = mc^2. \quad (5.22)$$

(5.14) va (5.22) formulalardan foydalanib, foton harakatdagi massasi topaylik:

$$m = \frac{h\nu}{c^2}, \quad (5.23)$$

impulsi P esa:

$$P = \frac{h\nu}{c}. \quad (5.24)$$

Foton kvazizarracha tezligi c , uning tinchlikda massasi yo'q.

Maksvell nazariyasiga asosan, jism sirtiga tushayotgan har qanday elektromagnit to'lqin shu jismga bosim beradi (3.5.9. ga qarang) yoki agar foton impulsiga ega bo'lsa, yorug'lik sirt yuzaga bosim berishi kerak. Bu bosim

$$p = \frac{h\nu}{c} N(1 + \rho) \quad (5.25)$$

formula orqali aniqlanishi kerak. Bunda ρ -yuzaning qaytarish ko'effitsiyenti, $W = Nh\nu$ fotonlar (elektromagnit nurlanish) energiyasi, N -bir sekundda birlik yuzaga tushuvchi fotonlar soni.

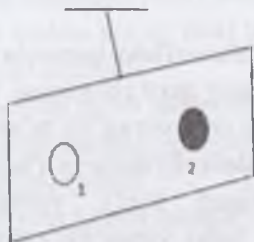
Yuzaga berilgan yorug'lik fotonining bosimi p :

$$p = \frac{W}{c}(1 + \rho) = \omega(1 + \rho) \quad (5.26)$$

bu erda: c -yorug'lik vakuumdagi tezliki, $\omega = \frac{W}{v}$ -elektromagnit nurlanishning hajmiy zichligi.

$p = \frac{W}{c}$ -absolyut qora jism uchun yorug'lik bosimi, agar $\rho = 0$ bo'lsa

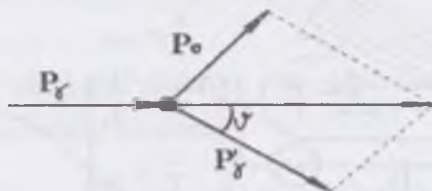
$p = \frac{2W}{c}$ -absolyut qaytaruvchi jism uchun yorug'lik bosimi, agar $\rho = 1$.



184-rasm. Yorug'lik bosimini o'lchashdagi Lebedev tajribasi qurilmasi asosiy qismi. 1-ko'zgusimon sirt, 2-qoraytirilgan sirt

Bu bosimni tajribada 1899 yilda rus olimi Lebedov aniqladi. Ko'zgusimon sirtga bosim, qoraytirilgan sirtga qaraganda ikki marta katta bo'ladi (184-rasm).

Yorug'lik kvant xossalari A.Kompton effekti yaqqol ko'rsatadi. Amerika fizigi A.Kompton monoxromatik rentgen nurlarning yengil atomlardan sochilishini kuzatib, sochilgan nur tarkibida boshlang'ich to'lqin uzunlik bilan bir qatorda kattaroq to'lqin uzunlik borligini payqadi.



185-rasm

185-rasmda Kompton effektini ifodalovchi chizma tasvirlangan. P_γ -rentgen nuri fotonining impulsi. Tajribalarning ko'rsatishicha $\Delta\lambda =$

$\lambda' - \lambda$ ayirma tushuvchi foton λ to'liqin uzunlikka va λ' sochilgan foton to'liqin uzunligi moddaga bog'liq bo'lmagan faqat θ sochilish burchagiga bog'liq ekan.

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2\lambda_c \cdot \sin^2 \frac{2\theta}{2} \quad (5.27)$$

$\lambda_k = \frac{h}{m_0c}$ -Kompton to'liqin uzunligi. m_0 -elektronning tinchlikdagi massasi.

5.2.2. Fotoeffekt. Fotoeffekt qonunlari. Eynshteyn nazariyasi.

Fotoeffektning qizil chegarasi. Fotoelementlar

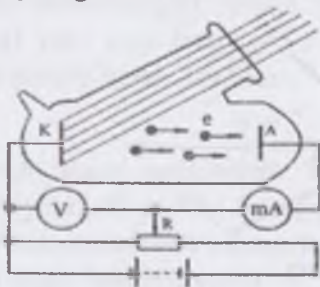
Fotoelektrik effekt deb, yorug'lik ta'sirida modadan elektronning chiqish hodisasiga aytiladi. Eynshteyn Plank gipotezasini rivojlantirib quyidagi g'oyani ilgari surdi: yorug'lik kvantlar tariqasida nurlanibgina qolmay, balki yorug'lik energiyasining tarqalishi ham, yutilishi ham kvantlangan bo'ladi.

1. Agar nur ta'sirida elektronlar metall sirtidan tashqariga chiqsa, tashqi fotoeffekt deyiladi.

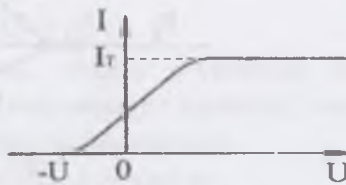
2. Agar nur ta'sirida atom elektronlari erkin holatiga o'tsa va metalldan chiqmasa ichki fotoeffekt deyiladi.

Fotoeffekt hodisasini Gers ochgan, bu hodisa qonuniyatlarini esa Stoletov o'rgangan. Katodni turli xil to'liqin uzunlikii nurlar bilan yoritib, Stoletov quyidagi xulosaga keldi:

- 1) eng effektiv fotoeffekt ul'trabinafsha nurlarda bo'ladi,
- 2) yorug'lik ta'sirida modda faqat elektronlarni yo'qotadi.



186-rasm.



187-rasm

186-rasm fotoeffektini kuzatuvchi qurilma chizmasi va 187-rasmda uning volt-amper xarakteristikasi ko'rsatilgan, bunda K -katod, A -anod, e -elektron, U -kuchlanish, I -tok kuchi.

Yorug'lik ta'sirida hosil bo'ladigan tok kuchi yorug'lik intensivligiga proporsionaldir. J. Tomson chiqayotgan zarrachalar solishtirma zaryadini o'lchab, bu zarrachalar elektron ekanini aniqladi. Ichki fotoeffektga o'xshash yana ventil fotoeffekt ham mavjud. Bu holda ikki yarimo'tkazgich tutashgan joyni yorug'lik bilan yoritganda E. Yu. K. hosil bo'ladi. Bu hodisa yorug'likni to'g'ridan-to'g'ri elektr energiyasiga aylantirishda qo'llaniladi.

Metallarda tashqi fotoeffekt uchta jarayondan iborat.

1. O'tkazuvchan elektronning fotonni yutishi natijasida elektronning kinetik energiyasi oshadi.

2. Elektronning metall yuzi tomon harakati yuzaga keladi.

3. Elektronning metalldan chiqishi yuz beradi.

Bu jarayonlarni Eynshteyn o'rgangan va quyidagi tenglamani taklif qilgan.

$$h\nu = A + \frac{m\theta^2}{2}. \quad (5.28)$$

Bu formula Eynshteyn tenglamasi deb yuritiladi. Bunda $h\nu$ -foton energiyasi, A -elektronning moddadan chiqish ishi, $\frac{m\theta^2}{2}$ -metalldan chiqqan elektronning kinetik energiyasi.

Fotoeffektning qizil chegarasini qaraylik. Bu holda $E_k = \frac{m\theta^2}{2} = 0$ bo'lib, ya'ni $A = h\nu_{ch}$ bo'ladi. Fotoeffekt qizil chegrasi to'lqin chastotasi ν_{ch} uchun quyidagini yozamiz:

$$\nu_{ch} = \frac{A}{h}. \quad (5.29)$$

(5.29) va $\nu = \frac{c}{\lambda}$ ekanligini inobatga olib, qizil chegara λ_{ch} to'lqin uzunligi uchun quyidagini yozamiz:

$$\lambda_{ch} = \frac{hc}{A}. \quad (5.29')$$

Ichki fotoeffekt moddalar (metal, yarimo'tkazgich va dielektriklar) ni yoritishda kuzatiladi. Foton elektronni valent zonadan

o'tkazuvchanlik zonasiga o'tkazadi, lekin elektron moddaning ichida "erkin" holatda bo'ladi va fotoo'tkazuvchanlik yuzaga keltiradi.

Fotoeffektning quyidagi qonunlari mavjud:

1. to'yinish fototoki kuchi yorug'lik oqimiga to'g'ri proporsional,
$$I = k\Phi \quad (5.30)$$

k-yoritiladigan sirt fotosezgirliigi.

2. tushayotgan yorug'lik chastotasi ortishi bilan fotoelektronlarning tezligi orta boradi va u yorug'likning intensivligiga bog'liq emas,

3. har bir modda uchun «fotoeffektning qizil» chegarasi mavjuddir, ya'ni eng kichik qizil chegara chastota, undan past chastotalarda fotoeffekt kuzatilmaydi.

Fotoqarshiliklar (fotorezistorlar) juda yuqori integral sezgirlikka ega asboblardir va ularni yasash uchun *PbS*, *CdS*, *PbSe* va boshqa elementlardan foydalaniladi.

Fotoeffekt hodisasi asosida ishlaydigan asboblarda fotoelementlar deb ataladi. Fotoelementlar anod va katoddan iborat bo'lib asosiy xarakteristikasi sezgirliigi, ya'ni tushgan yorug'lik oqimi ta'sirida paydo bo'ladigan fototok kuchining (*I*) oqim (Φ) ga nisbatidir: $\frac{I}{\Phi}$.

Uning birligi esa $\frac{mA}{Lm}$ da o'lchanadi. Vakuum fotoelement sezgirliigi $\sim 100 \text{ mA/Lm}$ atrofida bo'ladi.

Fototok kuchini oshirish uchun gaz bilan to'ldirilgan fotoelementlar qo'llaniladi. Ularda mustaqil bo'lmagan razryad mavjud bo'lib, ya'ni metall yuzi birlamchi elektronlar bilan bombardimon qilinadi va bunda ikkilamchi elektronlar chiqadi. Fototok miqdorini oshirish uchun fotoelektron kuchaytirgichlardan (FEK) foydalaniladi. Ularda ikkilamchi elektronlar emissiyasidan foydalaniladi. Kuchaytirish koeffitsiyenti $\sim 10^7$, kuchlanish 1-1,5 kV, sezgirliigi $\sim 10 \text{ A/Lm}$.

Ushbu asboblarda kichik nurlanishlarni o'lchash uchun ishlatiladi. Masalan; juda kichik biolyuminessensiyalarni qayd qilishda ishlatiladi. Tibbiyotda rentgen nurlarining yoritilganligini oshirish uchun qo'llaniladi. Bu esa nurlanish dozasini kamaytiradi.

Mavzu yuzasidan testlar

1. Fotoeffekt uchun Eynshteyn formulasi qaysi?

A) $h\nu = A - \frac{m\theta^2}{2}$; B) $h\nu = A + \frac{m\theta^2}{2}$; C) $h = A + \frac{m\theta^2}{2}$; D) $\frac{h\nu}{2} = A + \frac{m\theta^2}{2}$;

2. 50 kV kuchlanishda ishlayotgan rentgen trubkasining anodiga elektronlar qanday tezlik bilan yetib boradi?

A) $5 \cdot 10^7 m/s$; B) $15 \cdot 10^7 m/s$; C) $20 \cdot 10^7 m/s$; D) $13 \cdot 10^7 m/s$

271. Energiyasi $6 \cdot 10^{-19}$ J ga teng bo'lgan fotonning impulsi qanchaga teng (kg·m/s)?

A) $3 \cdot 10^{-27}$; B) $2,5 \cdot 10^{-27}$; C) $2 \cdot 10^{-27}$; D) $3,5 \cdot 10^{-27}$;

3. Yorug'lik fotonining impulsi formulasi qaysi?

A) $p = \frac{h\nu}{c}$; B) $p = \frac{h}{c\nu}$; C) $p = \frac{\nu}{c}$; D) $p = \frac{c}{h\nu}$;

4. Litiy, natriy, kaliy va sezii uchun fotoeffektning qizil chegarasini toping.

A) $5,17 \cdot 10^{-7} m$; $5,4 \cdot 10^{-7} m$; $6,2 \cdot 10^{-7} m$; $6,6 \cdot 10^{-7} m$;
B) $9,15 \cdot 10^{-7} m$; $7,4 \cdot 10^{-7} m$; $6,0 \cdot 10^{-7} m$; $8,8 \cdot 10^{-7} m$;
C) $7,13 \cdot 10^{-6} m$; $5,4 \cdot 10^{-7} m$; $2,6 \cdot 10^{-6} m$; $6,2 \cdot 10^{-6} m$;
D) $1,17 \cdot 10^{-7} m$; $5,4 \cdot 10^{-7} m$; $6,2 \cdot 10^{-7} m$; $9,6 \cdot 10^{-7} m$;

5. Yorug'lik bosimining formulasi qaysi?

A) $p = a(1-\rho)$; B) $p = (1+\rho)$; C) $p = (1+2\rho)$; D) $p = a(1+\rho)$

6. Rentgen nurlari energiyasi $0,6 MeV$. Kompton sochilishdan keyin rentgen nurlarining to'liq uzunligi 20 % ga o'zgargan bo'lsa, tepkili elektron energiyasini toping.

A) $0,10 MeV$ B) $0,19 MeV$ C) $0,16 MeV$ D) $0,18 MeV$

Mavzu yuzasidan savollar

1. Foton nima?
2. Foton energiyasi qanday topiladi?
3. Foton massasi.

4. Foton impulsi.
5. Fotoelektr effekt (fotoeffekt) nima?
6. Tashqi fotoeffekt nima?
7. Ichki fotoeffekt nima?
8. Yorug'likning bosimi.
9. Kompton effekti
10. Fotobiologik jarayonlarni tushuntiring.
11. Fotoeffektning qonunlari.
12. Fotoeffektning volt-amper xarakteristikasi.
13. Fotoeffektning qonunlarini kvant nazariyasi asosida izohlang.
14. Eynshteyn nazariyasi va formulasi.
15. Fotoelementlar, fotoqarshiliklar va fotokuchaytirgichlar nima.
16. Fotoelementning volt-amper xarakteristikasini tushuntiring.
17. Fotoeffektning qizil chegarasi.

5.3-MAB3V. KVANT NAZARIYASINING EKSPERIMENTAL ASOSLANISHI

Reja:

5.3.1. Atom fizikasi. Vodorod atomining nurlanish spektridagi qonuniyatlar. Balmer formulasi. Bor postulatlar. Frank-Gers tajribasi. Elementar Bor nazariyasi. Kvant mexanikasining elementlari;

5.3.2. Zarrachalarning to'liq nazariyasi. Lui de Broyl gipotezasi. Kristallarda elektronlar difraksiyasi;

5.3.3. Kvant mexanikasi elementlari. Shredinger tenglamasi. Geyzenberg noaniqlik munosabati. Elektron spini;

5.3.4. Enegetik satxlar. Kvant sonlari. Pauli prinsiri;

5.3.5. Rentgen nurlari, xossalari va qo'llanilish sohalari;

5.3.6. Lyuminessensiya turlari, xarakteristikalari va qo'llanilishi;

5.3.7. Lazerlar.

5.3.1. Atom fizikasi. Vodorod atomining nurlanish spektridagi qonuniyatlari. Balmer formulasi. Bor postulatlarini. Frank-Gers tajribasi. Elementar Bor nazariyasi. Kvant mexanikasining elementlari

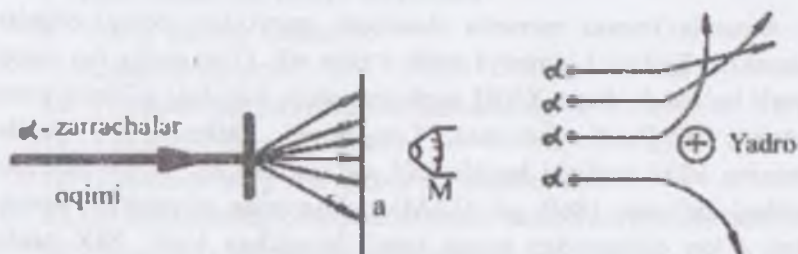
Atom bo'linmas zarracha ekanligini eramizdan oldingi olimlar (Demokrit, Epikur, Lukresiy) aytib o'tgan edi. O'rta asrda fan rivoji deyarli bo'lmadi, faqat XVIII asrdagina atom haqidagi ta'limot yana qaytadan rivojlandi (Lavuaze, Lomonosov, Dalton). Bu vaqtda atomning ichki tuzilishi haqida hali gap bormas edi. Atom tuzilishi haqidagi ta'limot 1869 yil D.I.Mendeleyevning elementlar davriy tizimi e'lon qilingandan so'ng yangi bosqichga kirdi. XIX asrda elektron atom tarkibidagi zarrachalardan biri ekanligi tajribada tasdiqlandi, faqatgina XX asr boshida atomning ichki tuzilishini o'rganish haqidagi masala o'rta qo'yildi.

Atomning Tomson modeli. Birinchi atom modulini nazariy ravishda 1903 yilda J.Tomson taklif qildi. Uning modeli bo'yicha, atom uzluksiz musbat zaryadlangan shardan iborat bo'lib, uning ichida o'zining muvozanati atrofida tebranib turuvchi elektronlar joylashgan, musbat va manfiy zaryadlar yig'indilari nolga teng, shu sababli atom normal holda neytraldir. Atom radiusi $\sim 10^{-10}m$ bo'lgan shar shaklidagi zarrachadir. Tomson modeliga asosan atom massasi uning butun hajmi bo'ylab joylashgan. Atomning atrofida va ichida kuchli elektr maydon hosil bo'lmaydi

XIX asr oxirlariga kelib katod nurlarining kashf etilishi, birinchi elementar zarracha-elektronning kashf etilishi, radioaktivlik hodisasining kashf etilishi va boshqa hodisalar atom murakkab tuzilishga ega ekanligi haqida dalolat berdi. Bu hodisalar atom tuzilishi haqida yangi tasavvur, yangi model lozimligini ko'rsatdi, chunki Tomson modeli bu hodisalarni tushuntira olmadi.

Rezerford planetar modeli. Atom tuzilishi haqidagi ta'limotda Rezerford α -zarrachalarning moddada sochilish bo'yicha olib borgan tajribasi muhim rol o'ynaydi. α -zarrachalar radioaktiv yemirilish paytida hosil bo'ladi. U musbat zaryadlangan bo'lib zaryadi $+2e$ va massasi $7350m_e$ ga teng, tezligi $10^7 m/s$.

188-rasmda Rezerford tajribalari sxemasi berilgan, bunda F-oltin folga, a - lyuminessentsiyalanadigan ekran, M-mikroskop. 189-rasmda α -zarrachalarining yodrodan sochilishi tasvirlangan.



188-rasm

189-rasm

Rezerfordning tajribasida qalinligi 1mm bo'lgan oltin folgadan α -zarrachalarning o'tishi kuzatildi. Natijada, α -zarrachalarning ko'pchiligi bo'shlang'ich yo'nalishini sezilarli darajada o'zgartirmaydi, ba'zi zarralar uncha kata bo'lmagan burchakka va faqat kamdan-kam zarrachalargina kata burchakka (hattoki, 180° ga) ogdi.

Mana shu sochilishni tadqiqot qilgan E. Rezerford quyidagi xulosaga keldi:

1. α -zarrachalarni bunday burchaklarga sochilishi uchun atom ichida kuchli elektr maydon bo'lishi kerak,
2. α -zarrachalarni bunday burchaklarga sochilishi uchun atomning massasi uning butun hajmi bo'ylab tarqalgan emas, balki uning massasi asosan biror bir kichik hajmda to'plangan bo'lishi kerak va bu hajm musbat zaryadga ega bo'lishi kerak.

Elektronlar massasi juda kichik bo'lgani uchun bunday og'dirishga qodir emas va demak, qandaydir og'ir musbat zaryad ta'sirida shunday hol bo'lishi kerak. Ana shu tajriba natijalariga asoslangan holda 1911 yilda Rezerford atomning planetar modelini taklif qildi. Bu modelga asosan zaryadi Ze bo'lgan musbat yadro (o'lchami 10^{-14} - 10^{-15}m) atrofida yopiq orbita bo'ylab elektronlar

aylanadi. Atom neytral zarracha bo'lgani uchun yadro zaryadi, elektronlar zaryadlari yig'indisiga tengdir. Atomning butun massasining 99,94% yadroda mujassamlangandir. Bu yerda Z -kimyoviy element tartib nomeri. Bu ta'limot klassik fizika qonunlariga mos kelmaydi. Klassik elektrodinamikaga asosan elektron yadro atrofida $10^6 m/s$ tezlik bilan aylanib (tezlanishi $10^{22} m/s^2$) aylanish chastotasiga mos elektromagnit to'liqlar chiqarishi kerak. Bu esa energiyaning kamayishiga olib keladi va elektron yadroga qulab tushishi kerak. Elektron yadroga yaqinlashgan sari uning aylanish chastotasi oshib boradi. Bu esa atom tutash spektrli nurlanish chiqarishi kerakligini ko'rsatadi. Demak, klassik fizika atomning planetar modelini tushuntirib bera olmaydi, chunki atom turg'un tizim bo'lganligi uchun atom tutash emas, chiziqli spektr nurlaydi.

Бальмер формуласи. Turli xil gazlarning spektrini o'rganish shuni ko'rsatdiki, har qanday gaz ma'lum chiziqli spektrni berar ekan. Spektral chiziqlarni guruh (seriya) larga taqsimlash mumkin. Biroq seriyaga tegishli spektr o'zaro ma'lum qonuniyatlar bilan joylashadi. Shveysariyalik matematik-fizik Balmer vodorod atomini o'rgandi va ularning nurlanish chastotasi quyidagi empirik formula bilan aniqlanishini ko'rsatdi:

$$\nu = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (5.31)$$

Bunda R Ridberg doimiysi bo'lib, qiymati $R = 3,29 \cdot 10^{15} s^{-1}$, $n = 3, 4, 5, \dots$,

Bu nurlanish chastotalariga Balmer seriyalari deyiladi. Bundan tushqari ul'trabinafsha sohada Layman, infraqizil sohada Pashen, Brekett, Pfund, Xemfri seriyalari ham mavjud. (190-rasm) Balmerning umumlashgan formulasini yozib hamma seriyalarga tadbiiq qilish mumkin

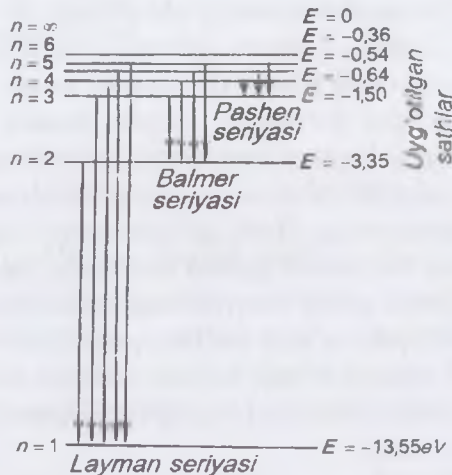
$$\nu = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (5.32)$$

Bunda $n = m - 1$ va $m = 1, 2, 3, \dots$

Demak, atomlarning chiziqli spektaridan ko'rinadiki atomlar nurlanishi va yutish jarayonlarida istalgan miqdorda emas, balki aniq parsial kvantlarni chiqarar va yutar ekan.

Bor postulatları:

1. Elektronlar yadro atrofida ma'lum stasionar orbitalarda aylanib, bu orbitalarga $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n$ uzlukli, diskret qiymatli energiyalar tog'ri keladi. Elektron stanstionar orbitlarda harakatlenganda, atom energiya chiqarmaydi ham, yutmaydi ham.



190-rasm. Vodород atomining nurlanish seriyalari.

2. Elektronlar stasionar orbitalarda uzlukli (kvantlangan) impuls momentiga ega bo'ladi.

$$m_0 \vartheta r = n \frac{h}{2\pi}, \quad (5.33)$$

bu formulada m_0 -elektronning tinchlikdagi massasi, ϑ -uning tezligi, r -orbita radiusi, h -Plank doimiysi, $n = 1, 2, 3, \dots$ -natural sonlar qatori bo'lib, orbitalar tartibini xarakterlaydi.

3. Elektron bir stasionar orbitidan ikkinchi stasionar orbitaga o'tganda atomda yoki energiya nurlantirib (elektron yuqori orbitadan quyi orbitadan o'tganda nur chiqadi), yoki energiya yutiladi (elektron quyi orbitadan yuqori orbitaga o'tganda). Ajralgan yoki yutilgan energiya porsiyasi kvant-foton ko'rinishida bo'lib, uning energiyasi:

$$h\nu = E_m - E_n \quad (5.34)$$

bo'lad i, bunda ν -yorug'lik chastotasi, E_m va E_n -elektronlarning m va n orbitalardagi energiyalari.

Bor gipotezalari klassik fizika qonuniyatlariga ziddir, chunki uning qonunlariga asosan jismlar bir holatdan ikkinchi holatga o'tganda chiqarilgan va yutilgan energiya uzlukli bo'lmay, uzluksiz bo'lad i.

Stantsionar orbitalardagi elektronlar energiyasi va bu energiya kvant soni n ga, orbita radiusiga bog'liqligini vodorod atomi misolida ko'rish mumkin.

Vodorod atomi. Vodorod atomiga o'xshash atomlar yadrosida zaryad miqdori Ze (Z -protonlar soni yoki atomlarning Mendelleyev davriy tizimadagi tartib nomeri), yadro atrofida orbita bo'ylab elektron harakat qiladi.

Elektronning atomdagi to'la energiyasi quyidagilardan tashkil topgan:

elektronning orbita bo'ylab harakat energiyasi, ya'ni kinetik energiyasi: $E_k = \frac{m_0 v^2}{2}$; elektronning yadro bilan ta'sir energiyasi, ya'ni potentsial energiyasi: $E_n = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}$; bu formulalarda ϵ_0 -elektr doimiysi, r -orbita radiusi, v -elektron orbitasidagi tezligi. Demak, elektronning atomdagi to'la energiyasining matematik ifodasi:

$$E = E_k + E_n = \frac{m_0 v^2}{2} - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (5.35)$$

Elektron yadro atrofida aylanganda markazga intilma kuch $\frac{mv^2}{r}$,

zaryadlarga ta'sir etuvchi kulon kuchi $\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$ bir-biriga tenglashadi, ya'ni

$$\frac{m_0 v^2}{r} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}. \quad (5.36)$$

Shu sababli,

$$\frac{m_0 v^2}{2} = \frac{1}{2} \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (5.37)$$

tenglikni yoza olamiz. Bu formuladan ko'rinadiki, elektronning kinetik energiyasi orbita radiusiga teskari proportsional ekan. (5.35) va (5.37) lardan elektronning to'la energiyasi:

$$E = \frac{1}{2} \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} = -\frac{1}{2} \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (5.38)$$

Bu formuladan orbita radiusi qancha katta bo'lsa, atomning to'la energiyasi ham shuncha katta bo'lishi ko'rinadi. Shu sababli, uyg'ongan atomning energiyasi uyg'onmagan atomnikiga qaraganda kattaroq bo'ladi.

(5.33) va (5.37) formuladan elektron orbiasini radiusini topamiz:

$$r = h^2 n^2 \frac{\epsilon_0}{\pi m_0 Z e^2}. \quad (5.39)$$

Bu formulaga kirgan ifodalar (h , ϵ_0 , π , m_0 , Z , e) ning qiymatlarni qo'yib chiqib, $n = 1, 2, 3, \dots$ qiymatlar uchun, elektron statsionar orbitalarining radiuslari topamiz: $r_1 = a_0 = \frac{h^2 \epsilon_0}{2\pi m_0 e^2} = 0,528 \cdot 10^{-10} m$, bu birinchi Bor orbittasining radiusi deyiladi. Qolgan orbitalarining radiuslar $r_n = n^2 r_1$ ifodadan topiladi.

(5.37) va (5.39) dan radius qiymatini qo'yib oritalarga to'g'ri keluvchi (ya'ni $n = 1, 2, 3, \dots$ ga to'g'ri keluvchi) energiya uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$E = -\frac{m_0 Z^2 e^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \cdot \frac{1}{n^2} \quad (5.40)$$

m va n orbitalar uchun Borning 3- postulatini hisobga olib, (5.34) ni

$$\nu = \frac{m_0 Z^2 e^4}{8\epsilon_0^2 h^3} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad (5.41)$$

ko'inishda yoza olamiz.

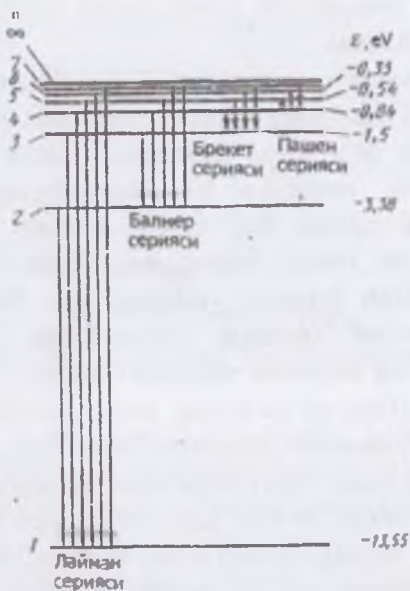
$$R = \frac{m_0 e^4}{8\epsilon_0^2 h^3} \quad (5.42)$$

belgilash kiritib, vodorod atomi ($Z = 1$) uchun (5.41) ni quyidagi ko'inishda yozamiz:

$$\nu = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (5.43)$$

bunda R -o'zgarmas kattalik bo'lib, Ridberg doimiysi deyiladi. Bu formula vodorod atomi spektrining qonuniyatlarini kuzatishga va vodorod atomining energetik sathlari sxemasini tuzishga imkon beradi

(191-rasm). Gorizontall chiziqlarda energetik sathlar keltirilgan, n shu sathlar nomeri. Energiya hisoblashning boshlang'ich nuqtasi deb $n = 1$ olinib, bu energiya eng minimal energiyaga to'g'ri keladi. $n = \infty$ sathga, $E = 0$ energiya to'g'ri keladi, bu energiya erkin elektron energiyasi bo'lib, elektronning atomdagi maksimal energiyasidir. Vertikal chiziqlar elektronlarning yuqori energetik sathlaridan quyi energetik sathga energiya nurlantirib o'tishini ko'rsatadi. Bu nurlanish spektrida quyidagi seriyalar kuzatiladi:



191-rasm

$n > 1$ sathdan $n = 1$ sathga o'tsa Lyman seriyasi; $n > 2$ sathdan $n = 2$ sathga o'tsa Balmer seriyasi; $n > 3$ sathdan $n = 3$ sathga o'tsa Pashen seriyasi va hokazo.

Elektronlari $n > 1$ sathda bo'lgan atomning holati turg'un emas, qandaydir $\tau \sim 10^{-8}$ s vaqtdan so'ng elektron albatta $n = 1$ sathga $h\nu$

energiyali foton nurlantirib o'tadi. Lekin quyi energetik sathdan (masalan, $n = 1$ dan) yuqori $n > 1$ sathlarga elektron o'z-o'zidan o'tmaydi. Bu o'tish amalga oshishi uchun albatta energiya yutilishi kerak.

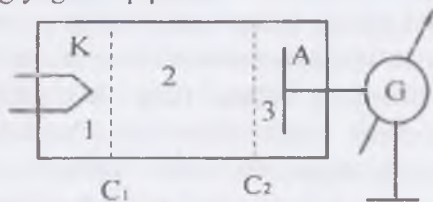
Demak, quyi energetik sathlar turg'un energetik sathlarda bo'ladi. Ma'lum energiya beribgina atomni uyg'otish mumkin, ya'ni elektronni quyi energetik sathdan yuqori energetik sathga o'tkazish mumkin. Masalan, vodorod atomidagi elektronni $n = 1$ sathdan $n = 2$ sathga chiqarish uchun $10,17eV = 16,27 \cdot 10^{-19}J$ energiya sarflash kerak. Elektronni $n = 1$ sathdan $n \approx \infty$ sathga (vakuumga) chiqarish uchun atomni ionlashtirish kerak, ya'ni $13,6eV = 2,18 \cdot 10^{-19} J$ energiya sarflash kerak.

Bor nazariyasining o'ziga xos kamchiliklari ham mavjud. Bor nazariyasi izchil xarakterga ega emas. Masalan, bor gipotezalari kvant xarakteriga ega bo'lishiga qaramasdan, lekin statsionar elektron orbitalar klassik mexanika va elektrodinamika usullari bilan aniqlangan. Shu sababli, Bor nazariyasi faqat bir valentli atomlar uchun qo'llaniladi, chunki klassik mexanikada faqat ikkita jismning o'zaro ta'sir qilish masalasi yechimga ega. Bundan tashqari, Bor nazariyasi spektral chiziqlar intensivligini hisoblashga imkon bermaydi. Borning statsionar orbitalari mantiqiy asoslanmagan bo'lib, faqat eng muvaffaqiyatli farazgina, xolos. Bor nazariyasi nenis olimi A.Zommerfeld tomonidan mukammillashtirilgan. Bu nazariyada Bor orbitalari aylana emas, balki ellips shakliga ega ekanligi ko'rsatiladi. Lekin zarrachalarning to'lqin xususiyatiga ega ekanliklari va kvant mexanikasining vujudga kelishi atom, elektron, orbita tushunchalarini ancha mukammallashtiradi va printsiptial yangi nuqtai nazariarning kelib chiqishiga sabab bo'ladi.

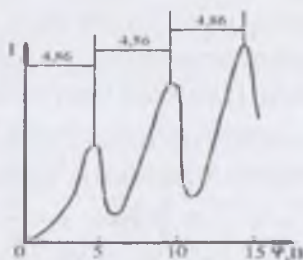
Nemis fiziklari Frank va Gerslar elektronning atom bilan to'qnashuvini tekshirayotib, atom energiyasining diskretligini tajribada isbot qildilar. Havosi so'rib olingan idish ichiga simobning bug'lari to'ldirilgan (192-rasm).

Tajribaning ko'rsatishicha, tezlatuvchi porenial farqini 4,86V gacha ko'paytirilgandi, anod toki bir xil oshib boradi va uning qiymati

4,86V da maksimumga erishadi va birdan pasayib ketadi. Keyingi maksimumlar ham $2 \cdot 4,86 V$ va $3 \cdot 4,86V$ larda kuzatiladi (193-rasm). Ma'lumki simob atomida asosiy holatdan eng yaqin uyg'angan holat 4,86 eV energiyaga farq qiladi.



192-rasm. Frank-Gers tajribalari. Bunda K-katod, A-anod, C_1 va C_2 -to'rlar, G-galvanometr.



193-rasm. I-tok kuchi, ϕ -potensial (kuchlanishning tushuvi)

Demak, katod va to'r orasidagi potensial 4,86 V dan kichik bo'lganda elektron bilan simob atomlari orasida to'qnashuv elastik bo'ldi, xolos. Energiya 4,86 eV ga tenglashganda to'qnashuv elastik bo'lmaydi va elektron o'zining barcha energiyasini simob atomiga beradi va uni uyg'ongan holatga o'tkazadi. Energiyasini yuqotgan elektron anodgacha yetib borolmaydi natijada anod toki tushib ketadi. Shunday qilib, Frank va Gers o'z tajribalarida Borning birinchi va ikkinchi postulatasini to'la tasdiqladi. Bu tajriba atom fizikasining rivojlanishida katta ahamiyatga ega bo'ldi.

5.1.2. Zarrachalarning to'liqin nazariyasi. Lui de Broyl gipotezasi. Kristallarda elektronlar difraktsiyasi

Optika bo'limida ko'rdikki, yorug'lik ham to'lqin, ham korpuskulyar zarracha xususiyatiga ega. Yorug'lik interferentsiya, difraktsiya, qutblanishi va boshqa hodisalarida yorug'likning ko'proq to'lqin xususiyati namoyon bo'ladi. Lekin yorug'lik to'lqin uzunligi kamayishi bilan ko'proq uning korpuskulyar xususiyati kuchayadi. Frantsuz fizigi Lui de Broyl zarrachalar oqimi to'lqin xossasiga ega degan gipotezasini o'rtaga tashladi. Fanga de Briol to'lqini va de Broil to'lqin tushunchalarini kiritdi. Zarrachalar ham korpuskulyar, ham to'lqin xususiyatiga egaligini aytib, yorug'likning korpuskulyar tasavvurini mikrozzarrachalarga tatbiq qildi va mikrozzarrachalar to'lqin uzunligi:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{m_0 v} \quad (5.44)$$

formula bilan ifodalanishini 1927 yilda taklif qiladi. Bu formulada h -Plank doimiysi, m_0 -mikrozzarrachaning tinchlikdagi massasi, v -tezligi, p -impulsi. Korpuskulyar (zarracha) tasavvuriga asosan yorug'likning energiyasi $E = mc^2$, impulsi $p = mc$, yorug'lik fotoni energiyasi esa $E = h\nu$ (to'lqin nazariyasiga asosan $\lambda = c/\nu$) bu ifodalardan:

$$p = mc = \frac{mc^2}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} \text{ yoki } \lambda = \frac{h}{p} \quad (5.45)$$

Borning 2-postulatiga asosan elektronning impuls momenti $m_0 v r = \frac{nh}{2\pi}$ (5.33) va (5.44) formulalarga asosan, $n\lambda = 2\pi r$ ekanligini yozish mumkin.

Demak, Bor stasionar orbitasi uzunligiga butun songa ega bo'lgan to'lqin uzunligi joylashishi kerak. Bu degan so'z, Bor stantsionar orbitasi fizik mohiyatga ega bo'lgan kattalik ekanligini ko'rsatadi: Bor orbitasi - bu elektron turg'un to'lqin hosil qiladigan orbitadir.

Zarrachalarning to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalishi uchun de Broyl

$$\psi = \psi_0 e^{i(\omega t - \frac{x}{\lambda})}, \quad (5.46)$$

funktsiyani kiritdi va bu funktsiya yorug'lik to'lqin tarqalishining tenglamasiga o'xshash ravishda yozilgan. Bu formulada $\lambda = \frac{h}{p}$ -de Briol to'lqin uzunligi, x -koordinata, ψ_0 -to'lqin funktsiyanisining amplitudasi. (5.44) va (5.46) tenglamalar bilan ifodalangan

to'liqlarga de Broyl to'liqlari deyiladi. Shunday qilib, de Broyl to'liqlari erkin elektronlar uchun yuguruvchi to'liqlar, atomlardaga bog'langan elektronlar uchun esa turg'un to'liqlardir.

Lui de Broylning gipotezasiga asosan barcha mikrozzarrachalar: elektronlar, protonlar, neytronlar, atomlar, molekular va hokozalar to'liqin uzunligiga ega. Lekin katta massali ob'ektlarda to'liqin uzunligi juda kichik bo'ladi. Umuman olganda, makrozarrachalar to'liqin uzunligi taxminan atom o'lchamiga teng. Shu sababli, mikrozzarrachalar, asosan kristallardan o'tganda yoki qaytganda difraktsiya hodisasini beradi.

Elektronlarning to'liqin xususiyatiga ega ekanligi, 1911 yilda Laue tomonidan tajribada, kristallarda elektronlar difraktsiyasi hodisasini kuzatishda kashf etildi. Hozirgi paytda elektronlarning to'liqin xususiyatiga egaligi elektron mikroskoplari yasashda va kristall jismlar strukturasi o'rganishda keng qo'llanilmoqda.

5.3.3. Kvant mexanikasi elementlari. Shredinger tenglamasi. Geizenberg aniqmasligi munosabati. Kvant sonlari. Elektron spini

XIX asming boshlarida fizika fanining ko'p sohalarida to'plangan eksperimental faktlarni, ayniqsa elektronlarning to'liqin xususiyatlariga, atom spektrlariga bog'liq bo'lgan natijalarning to'planib qolishi klassik mexanikaning elektronlar xossalari tushuntirib bera olmasligini ko'rsatdi. Shu sababli, mikrozzarrachalarni o'rganishga butunlay boshqacha yondoshish lozim bo'lib qoldi, bu zaruriyat kvant mexanikasining paydo bo'lishiga olib keldi.

Shredinger tenglamasi. Kvant mexanikasida klassik mexanikaga qarshi o'laroq, zarrachalarning to'liqin xususiyatlari hisobga olinadi. Klassik mexanikada jismlarning koordinatalari va ularning tezligini ma'lum vaqt ichida o'zgarishi aniq hisoblay oladi. Kvant mexanikasida esa zarrachalar to'liqin xususiyatiga ega bo'lganliklari uchun, zarrachalar fazoning ma'lum nuqtasida bo'lishining aniq koordinatalari emas, balki shu nuqta atrofidagi sohada ma'lum vaqt ichida topilish ehtimoli beriladi, xolos. Kvant mexanikasida

harakatlanuvchi ob'ektning holati to'liq funksiyasi (yoki psi-funktsiya) bilan xarakterlanadi. Bu funktsiya koordinata va vaqtga bog'liq bo'lib, $\psi(x, y, z, t)$ simvoli yordamida yoziladi. Bu funktsiya kvant mexanikasini yaratgan avstriya fizigi E. Shredinger nomi bilan yuritiladi. Shredinger ψ -funktsiyani aniqlashning umumiy usulini yaratdi va potentsial maydonda harakatlanuvchi mikrozarrahalar uchun tuzilgan masalalarni yechish yo'llarini ko'rsatdi. Kvant mexanikasi qonunlari murakkab matematik formulalar orqali ifodalanadi. Shredinger tenglamasi

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + U\psi = i \hbar \frac{d\psi}{dt} \quad (5.47)$$

ko'rinishga ega. Bu formulada i -mavhum birlik son, ($i = \sqrt{-1}$), \hbar -Plank doimiysi bo'lib $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ ga teng, ∇^2 -Laplas operatori, U -zarrachalarning potentsial maydondagi potentsial energiyasi, m -zarrachaning massasi. Bu tenglamaning yechilishi ψ funktsiyani, ya'ni zarrachalarning potentsial maydondagi holatini aniqlaydi.

Geyzenberg noaniqlik munosabati haqida, avvalo, shuni ta'kitlash kerakki, ψ funktsiya kompleks xarakterga ega bo'lganligi sababli uni ob'ektiv fizik reallik deb hisoblab bo'lmaydi. Klassik mexanikada esa to'liq tarqalishini ob'ektiv fizik reallik, ya'ni real muhitning harakati deb qaraladi. Shu sababli, kvant mexanikasida ψ -funktsiya modulining kvadrati $|\psi|^2$ haqiqiy son bo'lib, fizik mohiyatiga ega deb qaraladi. Shu mulohazalarga asosan ψ -funktsiya bilan xarakterlanuvchi zarrachaning ΔV hajmda bo'lish ehtimoli

$$\Delta W = |\psi|^2 \Delta V \quad (5.48)$$

ko'rinishda ifodalanadi. Shuni qayd qilish kerakki, agar elektronlar va boshqa mikrozarrahalar atom, molekula va qattiq jismlarda qaralsa, ularning energiyasi diskret (uzlukli) qiymatga ega bo'ladi. Bu xulosa kvant mexanikasi kursida Shredinger tenglamasini yechish yordamida isbot qilinadi.

Elementar zarracha (masalan, elektron) to'liq xususiyatiga ega bo'lganligi uchun uning ma'lum vaqtda, fazodagi holatini (koordinatini) aniq topib bo'lmaydi. Agar qandaydir g'ayritabiiy usul bilan zarrachaning biror momentidagi fazodagi joyi aniq topilsa, u

holda shu zarrachalarning shu momentdagi impulsini aniq qiymatini topib bo'lmaydi. Demak, qandaydir aniqmaslik yuziga kelib, bu aniqmaslik birinchi marta nemis olimi Geyzenberg topgan bo'lib, u

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq h \quad (5.49)$$

ko'rinishda yoziladi. Bu formulada h -Plank doimiysi, Δx , Δp koordinata va impulsni topishdagi aniqmaslik. Bu aniqsizlik har qanday elementar zarrachalar harakati uchun qo'llaniladi. Geyzenberg aniqmasligi (5.49) formulada impuls va koordinata tasavvurida yozilgan. Kvant mexanikasida esa bu aniqmaslikni vaqt va energiya tasavvurida quyidagicha yoziladi:

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq h, \quad (5.50)$$

bu formulada ΔE va Δt energiya va vaqt qiymatlarini topishdagi aniqmaslik. (5.49) va (5.50) formulalardan ko'rinib turibdiki, mikrojismlar mexanikasida ular to'liqin xususiyatiga ega bo'lganliklari uchun, agar bir kattalik aniq topilsa, ikkinchisi noaniq topiladi va aksincha.

Buni quyidagi misolda ynada yaqqolroq ko'rishimiz mumkin. Kvant mexanikasiga asosan elektron traektoriyaga ega emas. Uni $\Delta x = 10^{-8}$ sm, ya'ni atom o'lchamidagi fazoda bo'lish ehtimoli birga teng desak, u holda

$\Delta p = \frac{h}{\Delta x} = m \cdot \Delta v$ bo'ladi. Tezlikni hisoblash aniqligi $\Delta v = 0,75 \cdot 10^7$ m/s bo'ladi. Energiyani hisoblash aniqligi $\Delta E = \frac{m \cdot \Delta v^2}{2} \approx 2,2 \cdot 10^{-17}$ J.

Vodorod atomi. Vodorod atomidagi elektronning energiyasi kvant mexanikasida Bor tasavuridagi kabi ma'noga ega va asosan spektral seriyalar ma'nosini tushunishga yordam beradi. Lekin kvant mexanikasi spektral chiziqlar o'zgarishining sabablarini tushuntirib bera olmaydi. Kvant mexanikasida vodorod atomidagi elektron masalasi uch bosqichda hal qilinadi:

- 1) elektron energiyasining qiymatini aniqlash,
- 2) Shredinger tenglamasini yechib, ψ -funksiyani aniqlash,
- 3) fuzoning har xil sohasida ψ -funksiya modelining kvadratiga asosan elektronning joylashish ehtimolini topish.

Bor nazariyasiga asosan vodorod atomidagi elektron energiyasi bosh kvant soni n ga bog'liq holda quyidagi formula bilan aniqlanadi (5.3.1. (5.40) ga qarang):

$$E = -\frac{m_0 Z^2 e^4}{8 \epsilon_0^2 h^2} \cdot \frac{1}{n^2}. \quad (5.51)$$

Lekin to'liq funktsiyaning qiymati faqat bosh kvant soni n bilan belgilanmasdan, azimutal kvant soni l , magnit kvant soni m va spini s bilan belgilanadi va simbolik ravishda $\psi_{n,l,m,s}$ ko'rinishda yoziladi. n , l , m , s kvant sonlari ψ funktsiya ko'rinishini, ya'ni elektronning atomdagi (holati) konfiguratsiyasini aniqlaydi.

Azimutal kvant soni elektron harakatining orbital harakat miqdori momenti diskret qiymati L ni aniqlaydi

$$L = |\bar{L}| = \sqrt{l(l+1)} \hbar. \quad (5.52)$$

Bu formulada:

$$l = 0, 1, 2, \dots, n-1. \quad (5.53)$$

Orbital harakat miqdori momentining koordinata o'qlari bo'yicha proektsiyalari, masalan, OZ o'qi bo'yicha proyeksiyasi:

$$L_z = \pm m \hbar, \quad (5.54)$$

bu yerda: m - magnit kvant soni bo'lib,

$$m = 0; \pm 1; \pm 2; \dots; \pm l \quad (5.55)$$

quymatlarni qabul qiladi va orbital harakat miqdorining biror o'qqa bo'lgan proektsiyasi miqdorini ko'rsatadi.

Spin kvant soni s haqida keynroq to'xtab o'tamiz.

Odatda elektron yadro atrofida aylanib aylanma tok hosil qiladi deb faraz qilinadi. Bu tok magnit maydon hosil qilib, uni elektron hosil qilgan magnit momentining absolyut qiymati

$$M_l = \frac{e \hbar}{2m_0 c} \sqrt{l(l+1)} \quad (5.56)$$

ga teng bo'lar ekan. Bu formulada \hbar -Plank doimiysi e elektronning zaryadi va m_0 elektronning tinchlikdagi massasi, l -azimutal kvant soni, $\frac{e \hbar}{2m_0 c}$ -Bor magnetoni geyilib, elektronning magnit momentini xarakterlaydi.

Elektron M_l magnet momentining va L harakat miqdori momentiga nisbati:

$$\frac{M_l}{L} = \frac{e}{2m_0c} \quad (5.57)$$

giromagnet nisbat deyiladi va elektronning atomdagi har qanday holati uchun o'zgaras miqdordir.

Demak, atomdagi elektronning energiyasi asosan bosh kvant soni n bilan aniqlanib, ψ -funktsiyaning konfiguratsiyasi n, l, m, s -kvant sonlar bilan xarakterlanadi. Har qaysi ma'lum n kvant soni uchun (5.51) va (5.55) larga asosan ma'lum l , va m kvant sonlarining qiymatlari to'g'ri keladi.

Masalan: $n = 1$ bo'lsa, $l = 0$. Bu holatga "aniq" so'zi o'rniga "s" simvoli qabul qilingan: $n = 2$ bo'lsa, $l = 0, 1$; $l = 0$, "s" holatga, $l = 1$ esa "bosh" spektr, yoki inglizcha "principal" so'zini o'rniga "p" simvoli qabul qilingan: yoki $n = 3$ bo'lsa, $l = 0, 1, 2$ va $l = 0, 1$ qiymatlarga "s" va "p" simvollar to'g'ri kelsa, $l = 2$ "tarqoq" spektr yoki inglizcha "diffusions" so'zi o'rniga "d"- simvoli yoziladi va hokazo

Elektron spini. 1925 yilda Gaudsmit va Ulenbexlar elektronlarning xususiy magnet va mexanik momentlari mavjudligini ko'rsatdilar. Elektron yadro atrofida aylanishdan tashqari, yana o'z o'qi atrofida ham aylanar ekan. Demak, elektron "spin" ga ega bo'lib, o'z magnet va mexanik momentiga ega bo'ladi. "spin" inglizcha so'z bo'lib, "urchuq" degan ma'noni anglatadi va elektronning xususiy harakat miqdori momentini xarakterlaydi.

Shtern va Gerlax tajribada elektron spinga ega ekanligini tasdiqladilar. Har bir valent elektron ikki xil orientatsiyalangan xususiy harakat miqdori yoki impuls momenti - spinga ega bo'lishi mumkin:

$$M_s = \pm \frac{1}{2} \hbar = s\hbar \quad (5.58)$$

Demak, biz yuqorida aytib o'tganimizdek atondagi elektronholari to'rtta kvant sonlari n, l, m, s bilan belgilanadi va elektronning holati $\psi_{n,l,m,s}$ funktsiya bilan tavsiflanadi. n, l, m -kvant sonlari, asosan, elektronning atomdagi orbitasi "shakli"ni ifodalaydi, s kvant soni esa

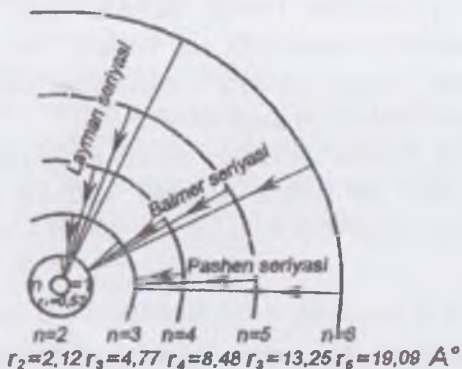
elektronning xususiy harakat miqdor momentini ifodalaydi va $s = \pm \frac{1}{2}$ ga teng.

Pauli prinsipiga asosan, atomda to'rttala (n, l, m, s) kvant sonlari aynan bir xil bo'lgan ikkita va undan ortiq elektronlar bitta energetik satxda bo'lishi mumkin emas. Agar n, l, m kvant sonlari bir xil bo'lganda ham, $s = \pm \frac{1}{2}$ bilan bir biridan farq qiladi. Pauli prinsipi atomlarning ichki spektrlarini o'rganishda va Mendeleyev elementlar tizimini nazariy asoslashda katta ahamiyatga ega.

5.3.4. Enegetik sathlar. Pauli prinsiri

Tajribalarning ko'rsatishicha, ko'p elektronli atomlarda ham diskret energetik sathlar mavjud. Sathlarning diskretligi atomda aniq radiusli elektron qatlamlar borligi bilan bog'liq. Har bir qatlam stasionar elliptik orbitalar to'plamidan iboratdir. Bu orbitalar fazoda oriyehtasiyasi bilan farq qiladi. Shuning uchun bitta elektron qatlamdagi elektronlar ham turli turg'un orbitalarda harakat qiladi.

Pauli prinsipiga asosan bir atomda harakat holati bir-biriga o'xshash ikkita yoki bir nechta elektronlarning bo'lishi mumkin emas (5.3.3.qarang). Elektron qatlamlar K, L, M, N, O, harflar bilan belgilash qabul qilingan (194-rasm). Bir



194-rasm. Atomda elektron qatlamlarning joylashuvi.

qatlarda bo'la olishi mumkin bo'lgan elektronlarning eng ko'p miqdori $N = 2n^2$ bilan aniqlanadi.

Demak, K qatlamda $n = 1$ da $N = 2$ ta elektron bo'lishi mumkin. L da $n = 2$ da $N = 8$ ta, M da $n = 3$, $N = 18$ ta va hokazo. Kimyoviy element atomidagi elektronlarning umumiy soni elementning Mendeleyev davriy tizimidagi tartib (atom) nomeriga teng. Elektron qatlamlar soni element tegishli bo'lgan davr nomeriga teng, tashqi qatlamdagi elektronlar soni esa guruh nomeriga teng bo'ladi. Hozirgi zamon kvant mexanikasida atomda elektronlarning harakati holatini 4 ta kvant soni xarakterlaydi.

1. Bosh kvant soni $n = 1, 2, 3, \dots, \infty$.
2. Orbital kvant soni $l = 0, 1, 2, 3, \dots, n - 1$.
3. Magnit kvant soni $m_l = -l, \dots, 0, \dots, +l = 2l + 1$.
4. Spin kvant soni $s = \pm \frac{1}{2}$.

Pauli prinsipi asosan bir xil n, l, m, s bilan aniqlanadigan holatda faqat bitta elektron bo'lishi kerak. Agar ularning s spinlari, ya'ni xususiy harakat miqdorlari momentini ikki xil bo'lishini hisobga olsak, u holda atomning n -orbitasidagi elektronlar soni Pauli prinsipi asosan

$$N = 2n^2 \quad (5.59)$$

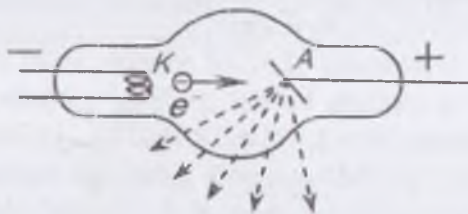
formula bilan hisoblanadi. Birinchi orbitada, ya'ni $n = 1$ bo'lganida, orbita $N = 2$ ta elektron bo'ladi. Ikkinchi orbitada $n = 2$ da $N = 8$ ta, uchinchi orbitada $n = 3$, $N = 18$ -elektron joylashgan. Ana shu elektronlar " s ", " p ", " d "-energetik holatlarga taqsimlanadi. Birinchi orbitada $n = 1$, $l = 0$, " s " holat, $N = 2$ ta; $1s^2$, demak, elektronlar konfiguratsiyasini tuzish bilan belgilanadi. Ikkinchi orbitada $n = 2$; $l = 0, 1$ " s " va " p " holatlar; $N = 8$ ta, elektron bo'lib, bu elektronlarning ikkinchi orbitadagi konfiguratsiyasi: $2s^2 2p^6$. Shunday qilib, atomlardagi elektronlar konfiguratsiyasini tuzish mumkin. Eng oddiy element natriyni (Na) olsak, bu element Mendeleyev davriy tizimidagi 11-elementdir. Bu elektronlar orbitalar va s, p, d -holatlarda quyidagisha taqsimlangan: $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$. Agar 19 element kaliyni olsak bunda: $1s^2 2s^2 2p^6 4s^2 4p^6 5s^1$ va hokazo.

Ishqoriy metallarning chiqarish spektrlari ham, vodorod spektri kabi bir necha seriyaga qarashli spektral chiziqlardan tashkil topadi. Ulardan intensivligi yuqorilari, biz yuqorida ko'rsatganimizdek, aniq seriya, bosh seriya, diffuz seriya va hokazo spektral seriyalardan ibotat. Kvant mexanikasida "s" holatga eielectron "buluti" yadro atrofida simmetrik joylashgan deb faraz qilinadi. Bu "bulutning" maksimal zichligi Borning birinchi orbitasiga to'g'ri keladi.

Haqiqatdan ham energetik holatlar diskretligini tajribada 1913 yilda nemis fiziklari Frank-Gers aniqladi (5.3.1. ga qarang).

5.3.5. Rentgen nurlari, xossalari va qo'llanilish sohalari

Rentgen nurlari deb, to'liq uzunligi 80 nm dan 10^{-6} nm gacha bo'lgan elektromagnit to'liqlariga aytiladi. Rentgen nurlar 2 xil bo'ladi: yalpi rentgen nurlari va xarakteristik rentgen nurlari. Rentgen nurlari rentgen trubkalarida hosil qilinadi (195-rasm). Havosi surilgan (10^{-7} mm sm ust.gacha) idishdagi anod va katod orasiga $\sim 10^5 \text{ V}$ kuchlanish beriladi. Bunda katoddan chiqayotgan elektronlar 10^5 km/s ga yaqin tezlikka erishadi va bu elektronlar anodda tormozlanganda undan qisqa to'liqli elektromagnit to'liqlar (rentgen nurlar) chiqadi.



195-rasm

Bunda turli elektronlar turlicha tezlikka ega bo'lgani uchun hosil bo'layotgan rentgen nurlarning to'liq uzunligi ham turlicha bo'ladi va u tutash spektrga egadir.

Shu sababli, ularga oq rentgen nurlari deyiladi. Kuchlanish katta bo'lganda esa xarakteristik rentgen nurlari chiqa boshlaydi va u chiziqli spektrni beradi. Xarakteristik rentgen nurlarini olish uchun atomning ichki K, L, M va N qatlamlaridan, chiqarilgan yuqori

chastotali nurlanishlarni hosil qilish kerak. Bu xarakteristik rentgen nurlariga qarab, nurlanayotgan atom xarakteristikasini olish mumkin. Bu nurlanishni tezlashtirilgan elektronlar tomonidan uyg'otilgan anodning atomlari chiqaradi. Shu sababli, bu nurlanishning spektri anod materialining kimyoviy tarkibiga bog'liq.

Elektronlar anodda tormozlanganda energiyaning faqat bir qismi rentgen nurini hosil qiladi. Qolgan qismi esa anodni qizdirishga sarf bo'ladi. Agar bitta elektronning energiyasi to'laligicha bitta foton hosil qilishiga sarf bo'lsa, u holda fotonlarning maksimal chastotasi yoki rentgen nurining minimal to'liqin uzunligi λ_{min} ni hisoblash mumkin. Demak,

$$eU = hv_{max}. \quad (5.60)$$

Bundan

$$v_{max.} = \frac{eU}{h} \text{ va } \lambda_{min} = \frac{hc}{eU}. \quad (5.61)$$

Nemis fizigi M.Laue 1912 yilda rentgen nurlari difraksiyasini olish uchun tabiiy krstall panjaralaridan foydalanishni taklif qildi. Laue tadqiqotlari Rentgen nurlari elektromagnit to'liqin xususiyatga ega ekanini ko'rsatdi. Kristall panjara (monokristall atomlari) rentgen nurlari uchun fazoviy diffraksion panjara rolini bajaradi (4.3.5 ga qarang).

Rentgen nurlari difraksiyasidan qattiq jismlar, suyuqliklar va gazlar strukturasi o'rganishda, ya'ni rentgen struktura analizida keng foydalaniladi.

Qisqa to'liqin uzunlikka ega rentgen nurlari uzun to'liqin uzunlikli rentgen nurlariga qaraganda modda ichiga kuchli kirish xususiyatiga ega bo'lgani uchun, ularga qattiq rentgen nurlar, uzun to'liqin uzunlikli rentgen nurlarga esa yumshoq rentgen nuri deyiladi. Rentgen nurlar oqimi

$$\Phi = kIU^2Z \quad (5.62)$$

formuladan aniqlanadi. Bu yerda U va I lar rentgen trubkasidagi kuchlanish va tok kuchi, $k = 10^{-9} V^{-1}$ proporsionallik koeffitsiyenti, Z anod moddasi atomining tartib nomeri. Katta tezlikka ega elektronlar atomning ichki elektron qobiqlariga kiradi va undan

elektronni urib chiqaradi. Bo'sh o'rinlarga yuqori energetik holatlardan elektron o'tadi va rentgen fotoni chiqadi.

Optik spektrlardan farqli holda rentgen spektrlari turli atomlarda o'xshash bo'ladi. Buning sababi turli atomlarning ichki qatlamlari o'xshash bo'lib, faqat energetik jihatdan farq qiladi, ya'ni yadroning ta'siri tartib nomeri ortishi bilan ortib boradi. Bu esa xarakteristik rentgen nurlar spektrining yadro zaryadi ortishi bilan katta chastota tomonga siljishiga olib keladi. Buni Mozli qonuni bilan ifodalash mumkin,

$$\sqrt{\nu} = A(Z - B) \quad (5.63)$$

bu erda ν -spektral chiziq chastotasi, Z -nur chiqarayotgan elementning atom nomeri, A va B lar doimiylar.

Xarakteristik rentgen nurlarining optik nurlardan yana bir farqi shundaki, u atomning qanaqa kimyoviy bog'lanishda bo'lishiga bog'liq emas. Masalan: kislorod atomining xarakteristik rentgen nuri O_1 , O_2 , NO_2 larda bir xildir, Bularning optik spektrlari farq qiladi, shuning uchun ham xarakteristik rentgen nuri deyiladi. Xarakteristik rentgen nurlanish ichki qatlamlarda bo'sh joy bo'lganda (u qanday hosil bo'lishidan qat'iy nazar) paydo bo'ladi. Rentgen nurlari atomda yutilganda undan elektron chiqishi mumkin va atom ionlashadi. Agar rentgen fotoni energiyasi unchalik katta bo'lmasa, atomning uyg'onishi elektron chiqmasdan ham bo'lishi mumkin. Bu birlamchi effektlar. Bundan tashqari, ikkilamchi, uchlamchi va hokazo hodisalar bo'lishi mumkin. Masalan: ionlashgan atom xarakteristik rentgen nuri chiqarishi mumkin va uyg'ongan atomlar ko'rinadigan nur chiqaradi. Bunga rentgenolyuminessensiya deyiladi. Bundan maxsus yorug'lik ekranlar qurishda va unda rentgen nurlanishni vizual ko'rishda qo'llaniladi. Rentgen nurlarining kimyoviy ta'siri ham mavjud. Masalan: vodorod peroksid hosil bo'lishi, ionizasion ta'siri, rentgen nurlari ta'sirida o'tkazuvchanlikning oshishi.

Birlamchi rentgen nurlari moddadan o'tganda oqimi quyidagi qonun bo'yicha kamayadi,

$$\Phi = \Phi_0 e^{-mx} \quad (5.64)$$

m -soʻnishning chiziqli koeffitsiyenti, koʻpchilik hollarda m -ning oʻrniga soʻnishning massa koeffitsiyenti μ_m ishlatiladi,

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho}. \quad (5.65)$$

Bunda ρ – zichlik. Tibbiyotda rentgen nurlari asosan tashxis qoʻyish maqsadlarida ishlatiladi. Buning uchun energiya 60-120 keV boʻlgan fotonlar toʻplamidan foydalaniladi. Bu holda

$$\mu_m = k\lambda^3 Z^3. \quad (5.66)$$

Bunda k -proporsionallik koeffitsiyenti, Z -atom nomeri, λ -toʻlqin uzunligi

Rentgen nurlarining yutilishi modda atomining qaysi birikmada boʻlishiga bogʻliq emas. Shuning uchun soʻnishning massa koeffitsiyentini taqqoslash mumkin. Masalan, suyak uchun $Ca(PO_4)_2$ - μ_0 va H_2O suv uchun μ_{suv} va ular nisbati $\frac{\mu_0}{\mu_{suv}} = 68$ ga teng boʻladi. Demak, organizm turli qismlarida yutilishi turlicha boʻlgani uchun ichki organlarning ham soyasini suratda koʻrishimiz mumkin. Bu rentgenotashxis boʻlib yoki suratini olish mumkin, yoki lyuminissent ekranda tasvirini koʻrish mumkin. Agar tekshiriluvchi organ va atrofdagi toʻqimalar bir xil yutish qobiliyatiga ega boʻlsa, maxsus kontrast modda yutilib suratga olinadi. Flyurografiya ham rentgen nurlar yordamida suratga olishdir. Davolash maqsadida rentgen nurlaridan oʻsimtalarni kuydirishda ishlatiladi.

Rentgenli tomografiya va uning mashina varianti-kompyuterli tomografiya metodlari rentgenografiyaning qiziqarli va istiqbolli variantlari hisoblanadi. Oddiy rentgenogramma tananing katta qismini egallaydi va har xil organ va toʻqimalar bir-biriga soya tushiradi, tomografiyada esa qatlamma-qatlam rentgen tasvirini olish mumkin. Mana shundan tomografiya nomi kelib chiqqan. Bundan foydalanib hattoki miyaning kulrang va oq moddalarini farqlay olish, hamda kichik oʻsimtalarni koʻrish mumkin. Birinchi Nobel mukofoti 1901 yilda Rentgenga berilgan boʻlsa, kompyuterli rentgen tomografiyasi ishlab chiqqanlari uchun 1979 yilda Xaunsfild va Mak Kormak Nobel mukofotiga sazovor boʻldilar.

5.3.6. Lyuminessensiya turlari, xarakteristikalari va qo'llanilishi

Lyuminessensiya deb, modda atom va molekularning yuqori energetik sathdan quyi sathga o'tishida moddaning shu'lananishiga, ya'ni ko'rinadigan yorug'lik chiqarishiga aytiladi. Modda atom va molekulari avvaldan uyg'otiladi. Ana shu uyg'otuvchi ta'siri olingandan so'ng lyuminessensiya modda tabiatiga qarab bir necha sekunddan bir necha kungacha davom etishi mumkin. Lyuminessensiyaning davomi etish muddatiga qarab 2 turga bo'linadi.

1. Fluoressensiya-shu'lananish vaqti kichik.

2. Fosforessensiya shu'lananish vaqti katta.

Lyuminissensiyaning issiqlik nurlanishi va boshqa tur nurlanishlardan farqlash uchun unga yana quyidagi ta'rifni berish murakin.

Lyuminessensiya deb, moddaning berilgan haroratda issiqlik nurlanishidan ortiqcha bo'lgan va chekli davom etadigan shu'lananishiga aytiladi.

Lyuminessensiyalanish qobiliyatiga ega bo'lgan moddalar lyuminoforlar deyiladi. Lyuminessensiyaning uyg'otish usullariga qarab bir necha turlarga bo'linadi:

1. fotolyuminessensiya-ko'rinadigan va ul'trabinafsha nurlar bilan uyg'otiladi. Masalan, soat raqamlari yozuvi va strelkalari,

2. rentgenolyuminessensiya-rentgen nurlari bilan uyg'otiladi. Masalan, rentgen apparati ekranidagi tasvir,

3. radiolyuminessensiya-radioaktiv nurlanish uyg'otadi. Masalan: ssintillyasion schyotchik ekranida kuzatish mumkin,

4. katodolyuminessensiya-elektron oqimi uyg'otadi. Masalan: ossilograflar, televizor, radiolakator ekranlarida kuzatiladi,

5. elektroyuminessensiya-elektr maydon uyg'otadi. Masalan, gaz razryadi quvurlarida kuzatiladi va

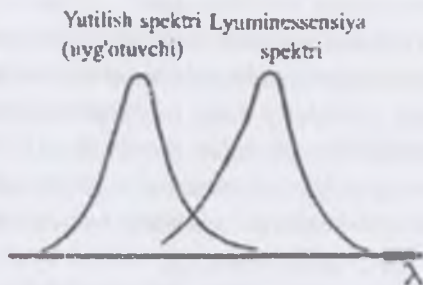
6. kimyoviy lyuminessensiya-kimyoviy jarayonlar uyg'otadi, Masalan, oq fosforning, chiriyotgan yog'ochning, hashoratlar, dengiz hayvonlari va bakteriyalarining shu'lananishi.

Demak, lyuminessensiya turli uzunlikdagi elektromagnit to'lqinlar energiyasini ko'rinadigan yorug'lik energiyasiga

aylantiradigan kvant generatori ekan. Yutilayotgan (E_0) energiyaning lyuminessensiya energiyasi (E) ga aylantirish darajasi η ga lyuminessensiyaning energetik chiqishi deyiladi,

$$\eta = \frac{E}{E_0}. \quad (5.67)$$

Lyuminessensiya spektri lyuminessensiyalanuvchi moddaning tabiatiga va lyuminessensiya turiga bog'liq. Yuqorida ko'rib o'tilgan lyuminessensiyalardan fotolyuminessensiya amalda ko'proq ahamiyatga ega, shu sababli uni mufassalroq qarab chiqamiz. Lyuminessensiya spektri va uning maksimumi uyg'otishda foydalanilgan spektrga nisbatan uzunroq to'lqinlar tomonga birmuncha siljigar



196-rasm.

Buni kvant nazariyasiga asosan tushuntirish mumkin. Yutilayotgan $h\nu_0$ kvant energiyasining bir qismi boshqa energiyaga aylanadi.

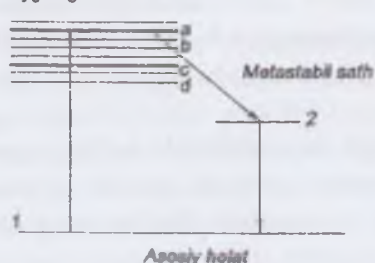
Masalan, issiqlik energiyasiga. Shuning uchun lyuminessensiya energiyasi $h\nu < h\nu_0$ bo'ladi. Bunda $\nu_0 > \nu$ yoki $\lambda_0 < \lambda$.

Ba'zida antistoks lyuminessensiya ham bo'ladi, $\lambda_0 > \lambda$. Avval uyg'ongan molekula yo'rug'lik kvantini yutgan holda ro'y beradi. Bu holda lyuminessensiya kvantiga yutilgan foton energiyasining bir qismidan tashqari yana molekulaning uyg'onish energiyasi kiradi. Demak, $h\nu > h\nu_0$ va $\lambda_0 > \lambda$. Suyuq va qattiq lyuminoforlarning muhim xususiyati, ularning lyuminessensiya spektrining yorug'lik to'lqinlarining uzunligiga bog'liq bo'lmasligidan iborat. Shu tufayli

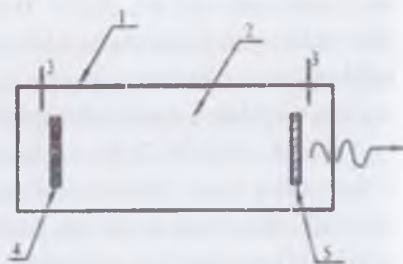
O'z-o'zidan manfiy haroratli holat ko'p vaqt tura olmaydi, bu OKG lar ishlash prinsipi.

Birinchi o'ta yuqori chastotali radioto'lqinlar diapazonda lazer 1955 yilda yaratilgan. 1960 yilda rubin kristalida lazer yaratildi. Shu yili geliy-neon lazeri yaratildi, unda nurlovchi bo'lib neon atomi xizmat qiladi. Geliy atomi esa yordamchi vazifasini bajaradi. Elektr razryadi vaqtida neon atomlarining bir qismi asosiy 1 holatdan 3 holatga o'tadi, neon uchun 3 holatda yashash davri kam va tezda u 1 yoki 2 holatga o'tadi (197a-rasm). Inversiya to'ldirilganlik hosil qilish uchun 3 holatda yashash davrini oshirish zarur.

Uyg'ongan holat



a)



b)

197-rasm. Geliy-neon gaz lazeri. a-elektron satxlar, b - lazer tuzilishi:

1-kvars trubkasi. 2-He-He gaz aralashmasi 1GPa bosimda joylashtiriladi. 3-gaz razryadini amalga oshiruvchi elektrodlar, 4, 5-ko'zgular (197b-rasm).

Geliy atomi esa xuddi shu vazifani bajaradi. Geliyning birinchi uyg'ongan holati neonning 3 holatiga to'g'ri keladi. Agar uyg'ongan geliy uyg'onmagan neon bilan to'qnashsa, energiya berish jarayoni yuz beradi. Geliy-neon lazerining asosiy qismi 1-gazorazryad nayi (odatda qo'shimcha kvarsli nay) dan iborat. 2-nayda 1GPa bosimda geliy va neon aralashmasi solinadi (geliy 90%, neon 10% atrofida). Nayda gaz razryadini hosil qilish uchun 3 elektrodlar kavsharlangan. Nay uchlarida 4 va 5 ko'zgular joylashgan bo'lib, ulardan biri (5) yarim shaffofdir. Majburiy nurlanishda chiqadigan fotonlar

ko'zgulardan ko'p marotaba qaytib, o'zlari majburiy o'tishlarni yuzaga chiqaradi va natijada 5 ko'zgu orqali chiqib ketadi.

Lazer nurlanishi quyidagi xossalarga ega bo'ladi: 1) fazoviy va vaqtli kogerentlikka. Kogerentlik vaqti $10^{-3}s$ teng bolib, bu kogerentlik uzunligining 10^5 m ga ($l_{kor} = c\tau_{kor}$) mos keladi, ya'ni odatdagi yorug'lik manbalarinikidan 10^7 marta kattadir, 2) kuchli monoxromatiklik ($\Delta\lambda < 10^{-11}m$), 3) energiya oqim zichligi juda katta. Agar, masalan, rubin mag'izi (sterjeni) nakachka vaqtida $W = 20$ J energiya olsa va $10^{-3}s$ nur chiqarsa, u holda nurlanish oqimi $\Phi_e = \frac{20}{10^{-3}} J/s = 2 \cdot 10^4 W$ bo'ladi. Bu nurlanishni $1m^2$ yuzaga

fokuslab energiya oqimi zichligi uchun $\frac{\Phi_e}{s} = 2 \cdot \frac{10^4}{10^{-6}} \cdot \frac{W}{m^2} = 2 \cdot 10^{10} \frac{W}{m^2}$ qiymatni hosil qilamiz va 4) dastaning juda kichik sochilish burchagiga ega bolishi. Masalan, Yerdan yuborilgan lazer maxsus fokusirovka qilinsa Oy sirtida diametri 3 km li dog' hosil qiladi (projektor nuri 40000 km li dog' hosil qilgan bo'lar edi). Lazerlar F.I.K. juda katta chegarada tebranib turadi 0.01 % dan (geliy-neon lazerlar uchun) to 75% gacha (neonli shishali lazerlarda), lekin ko'pchilik lazerlar uchun F.I.K. taxminan 0,1-1% atrofida bo'ladi. Infreqzil nurlar chiqaruvchi ($\lambda = 10,6$ mkm) katta quvvatli uzluksiz ishlovchi CO_2 -lazer yaratilgan bo'lib, uning F.I.K. (30%) uy haroratida ishlovchi boshqa lazerlarning F.I.K. dan kattadir.

Lazer nurlanishining o'ziga xos xususiyatlari hozirgi paytda keng jabhalarda qo'llanilishidir. Lazerlar ishlov berishda, kesishda va qattiq materiallarni mikropayvantlashda iqtisodiy jihatdan ancha qulaydir (masalan, lazer nurlari bilan olmosda kalibrlangan teshiklar teshish vaqtini 24 soatdan 6-8 minutgacha qisqartiradi). Lazerga ishlab chiqarilgan mahsulotlardagi kamchiliklarnitez va aniq topishda, juda nozik operatsiyalarda (masalan, CO_2 -lazer nuri qonsiz xirurgik pichoq sifatida), kimyoviy reaksiyalar mexanizmini va ularning borish tartibiga ta'sirini o'rganishda, o'ta toza moddalar olishda ishlatiladi. Lazerlar izotoplarni ajratishda ham keng qo'llaniladi, masalan, energetik nuqtai nazardan muhim bo'lgan uranni parchalashda.

Lazerlar yuqori haroratli plazmalarni hosil qilish va tekshirishda ham qo'llaniladi. Lazerlarni qo'llashning bu sohasi yangi yo'nalishning, ya'ni boshqariluvchi termoyadro sintezining rivojlanish bilan bog'liqdir.

Lazerlar o'lchov texnikasida ham keng qo'llaniladi. Lazer interferometrlari (ular da yorug'lik manbai sifatida lazerlar qo'llaniladi) chiziqli ko'chishlarni, moddani ng sindirish koeffitsentini, bosimini, haroratini ng kichik o'zgarishlarini uzoqdan turib o'lchashda qo'llaniladi. Masalan, yuqorida qarab chiqilgan geliy-neon lazeri o'zining yuqori darajadagi yo'naluvchanligi va monoxromatikligi (10^4 Hz chastotada kengligi 1 Hz) bilan yustirovka va nivelir ishlarida almashtirib bo'lmaydigan quroldir. Lazer Oy sirtini ng xaritasini tuzishda yordam berdi. Lazerlar golografiyada keng qo'llaniladi (4.3.6. ga qarang). Yuqori darajada hisoblay oladigan va katta hajmli golografik eslab qoluvchi tizim yaratishda yuqori darajada monoxromatik va yo'nalivchanlikka ega bo'lgan lazerlar kerak. Yarimo'tkazgichli lazerlar ancha qiziqarli va kelajagi porloq, chunki ular keng ishchi sohaga ($0,7\text{-}30 \text{ mkm}$) va ularni ng nurlanish chastotasini tekis o'zgartirish imkoniyatlari mavjuddir. Hozirgi zamonda lazerlarni qo'llash cohalari shunchalik kengki, ularni ng hammasini bu kurs hajmida sinab chiqishni ng iloji yo'q.

Mavzu yuzasidan testlar

1. Vodород atomi ultrabinafsha spektral seriyasidagi (Layman seriyasi) foton energiyasini ng maksimal va minimal qiymatlarini aniqlang.

A) $E_{max} = 13,2 \text{ eV}$, $E_{min} = 11,2 \text{ eV}$ B) $E_{max} = 13,2 \text{ eV}$,
 $E_{min} = 0,2 \text{ eV}$

C) $E_{max} = 14,2 \text{ eV}$, $E_{min} = 10,2 \text{ eV}$ D) $E_{max} = 15,2 \text{ eV}$,
 $E_{min} = 9,2 \text{ eV}$

2. Balmer seriyasi chegarasiga mos keluvchi to'lqin uzunligini aniqlang

A) 364 nm B) 394 nm C) 334 nm D) 314 nm

3. Bor nazariyasini qo'llab, vodorod atomi ikkinchi orbitasi bo'ylab harakat qilayotgan elektronning orbital magnit momentini aniqlang.

$$A) P_m = \frac{e \cdot n \cdot h}{2m} = 1,8 \cdot 10^{-23} A \cdot m^2 \quad B) P_m = \frac{e \cdot n \cdot h}{2m} = 0,8 \cdot 10^{-23} A \cdot m^2$$

$$C) P_m = \frac{e \cdot n \cdot h}{2m} = 3,8 \cdot 10^{-23} A \cdot m^2 \quad D) P_m = \frac{e \cdot n \cdot h}{2m} = 5,8 \cdot 10^{-23} A \cdot m^2$$

4. Bor nazariyasini qo'llab, elektronning uyg'ongan holatidan ($n = 2$) asosiy holatga to'lqin uzunligi $\lambda = 1,212 \cdot 10^{-7} m$ bo'lgan foton chiqarib o'tganda elektronning orbital mexanik momentining o'zgarishini aniqlang.

$$A) \Delta L = \hbar = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s} \quad B) \Delta L = \hbar = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$$

$$C) \Delta L = \hbar = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s} \quad D) \Delta L = \hbar = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$$

5. Vodorod atomi ionizasiya energiyasi $E_i = 13,6 V$ ekanidan foydalanib, bu atomning ikkinchi uyg'ongan potensialini aniqlang

$$A) 12,1 V \quad B) 22,1 V \quad C) 02,1 V \quad D) 24,1 V$$

6. Vodorod atomi ionizasiya energiyasi $E_i = 13,6 eV$ ekanidan foydalanib, Layman seriyasining eng uzun to'lqiniga mos keluvchi fotonning energiyasini elektron-voltlarda hisoblang.

$$A) 10,2 V \quad B) 24,1 V \quad C) 12,1 V \quad D) 8,2 V$$

7. $n = 5$ bosh kvant soniga nechta turlicha to'lqin funksiyalari mos kelishini aniqlang?

$$A) 25; \quad B) 23; \quad C) 26; \quad D) 24;$$

8. Nayda hosil qilinayotgan rentgen nurining minimal to'lqin uzunligi, kuchlanish 50kV bo'lganda 24,8 pm ga teng. Shu qiymatlarga qarab plank doimiysini aniqlang?

$$A) 6,61 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}; \quad B) 6,61 \cdot 10^{-35} \text{ J} \cdot \text{s};$$

$$C) 6,61 \cdot 10^{-32} \text{ J} \cdot \text{s}; \quad D) 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s};$$

9. Agar rentgen nayining anodi platinadan yasalgan bo'lsa, xarakteristik rentgen spektrining K seruyasiga mos keluvchi eng katta to'lqin uzunlikka ega chizig'ini aniqlang?. Ekranlash doimiysi birga teng.

$$A) 20pm; \quad B) 30pm; \quad C) 26pm; \quad D) 40pm;$$

10. $l = 2$ va $l = 1$ holatlar o'rasida o'tishlar bo'lganda energetik sathlar va spektral chiziqlarning (tanlash qoidasini e'tiborga olgan holda) ajralishini ko'rsatuvchi diagrammani yasang va tushuntirib bering.

- A) $d \rightarrow p$ - o'tish B) $c \rightarrow p$ - o'tish
 C) $d \rightarrow k$ - o'tish D) $d \rightarrow f$ - o'tish

11. Vodorod atomdagi 1s-hoiatdagi elektron uchun Shredinger tenglamasini $\psi = c e^{-\frac{r}{a}}$ (c -doimiy son) funksiya qanoatlantirishini e'tiborga olib, $a = \hbar^2 4\pi\epsilon_0 / (me)^2$ birinchi Bor radiusiga teng ekanini ko'rsatish mumkinmi? 1s- holat sferik-simmetrik ekanini e'tiborga oling.

- A) ha B) yo'q C) mumkin emas D) javoblar noto'g'ri

12. Nayda hosil qilinayotgan rentgen nurining minimal to'lqin uzunligi, kuchlanish $50kV$ bo'lganda $24,8pm$ ga teng. Shu qiymatlarga qarab Plank doimiysini aniqlang.

- A) $6,61 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ B) $6,61 \cdot 10^{-31} \text{ J} \cdot \text{s}$
 C) $8,31 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ D) $6,61 \cdot 10^{-33} \text{ J} \cdot \text{s}$

13. Agar rentgen nayining anodi pllatinadan yasalgan bo'lsa, xarakteristik rentgen spektrining K seriyasiga mos keluvchi eng katta to'lqin uzunlikka ega chizig'ini aniqlang. Ekranlash doimiysi birga teng.

- A) $20pm$ B) $20nm$ C) $20mkm$ D) $12pm$

14. Elektron vodorod atomida birinchi Bor orbitasi bo'yicha harakatlanmoqda. Tezlikning mumkin bo'lgan noaniqligi uning son qiymatining 1% ni tashkil qiladi deb elektron koordinatasining noaniqligini aniqlang. Bu holda elektron uchun traektoriya tushunchasini qo'llash mumkinmi?

- A) $\Delta x = 33 \text{ nm}$, yo'q B) $\Delta x = 33 \text{ nm}$, ha
 C) $\Delta x = 330 \text{ nm}$, ha D) $\Delta x = 3,3nm$, yo'q

15. Tog'ri burchakli potensial to'siq $0,1nm$ kenglikka ega. Elektronning to'siq orqali o'tish ehtimoliyati $0,99$ bo'lganda $U - E$ energiyalar farqini elektron-voltlarda aniqlang.

A) 0,1 MeV B) 1 MeV C) 0,5 MeV D) 0,01 MeV

16. Massasi $m = 9$ g bo'lgan, 400m/s tezlik bilan uchayotgan multiq o'qi uchun de Broyl to'liq uzunligini aniqlang.

A) $2 \cdot 10^{-34}$ m B) $1 \cdot 10^{-33}$ m C) $5 \cdot 10^{-31}$ m D) $7,5 \cdot 10^{-32}$ m

Mavzu yuzasidan savollar

1. Frans–Gers tajribasining mohiyati nimadan iborat
2. Nima sababdan atomning Tomson yadro modeli yaroqsiz bo'lib qoladi?
3. Nima uchun vodorod atomning turli spektral chiziqlari seriyalaridan birinchi bo'lib Balmer seriyasi o'rganilgan?
4. Balmerning umumlashgan formulasidagi m va n sonlar qanday ma'noga ega?
5. Breket seriyasining qisqa to'liqlar chegarishiga mos keluvchi vodorod atomi nurlanish chastotasi nimaga teng?
6. Bor postulatlari ma'nosini tushintiring. Ular yordamida atomning chizikli spektrini tushintiring?
7. Frank-Gers tajribalariga asosan qanday asosiy xulosalar chiqarish mumkin?
8. Bor modeliga asoslanib vodorod atomining $n = 3$ va $m = 4$ holatlarga o'tishda yuzaga keladigan spektral chiziqlarni ko'rsating?
9. To'liq uzunliklar shkalasiga vodorod atomi spektral seriyasining ikkita birinchisiga mos keluvchi uchta chiziqni chizing?
10. Nima sababdan vodorod atomining yutilish spektrida faqat Layman seriyasi mavjud bo'ladi?
11. Fotonning guruh va faza tezliklari nimaga teng?
12. Qanday holda va nima uchun $\frac{\Delta\delta_x}{\delta_x} \ll 1$ va $\frac{\Delta\delta_x}{\delta_x} \approx 1$ shartlar bajarilganda zarrachaning ma'lum traektoriya bo'yiab harakati haqida gapirish mumkin?
13. Noaniqlik munosabatiga asoslangan holda qanday qilib spektral chiziqlarini tabiiy kengligi borligini tushuntirish mumkin?
14. To'liq funksiyasi modulining kvadrati nimani anglatadi?

15. Nima sababdan kvant mexanikasi statistik nazariya hisoblanadi?
16. Klassik va kvant mexanikasida sababiylik prinsipi tushunchasining farqi nimadan iborat?
17. Potensial to'siqning shaffoflik koeffisienti uning kengligi ikki marta o'zgarganda qanday o'zgaradi?
18. Zarracha "potensial chuqurlik" tubida bo'la olishi mumkinmi? u "chuqurlik shakli" bilan aniqlanadimi?
19. Garmonik osstilyatorni kvanto-mexanik va klassik ta'riflashda qanday farq bor? Ularning xossalarida - chi?
20. Vodород atomidagi elektronning stasionar holatlari uchun Shredinger tenglamasini yozing?
21. Asosiy, orbital va magnit kvant sonlari nimani xarakterlaydi? Ular qanday qiymatlarni qabul qilishi mumkin?
22. $n = 5$ bo'lganda l va m_l qanday qiymatlarni qabul qilishi mumkin?
23. $n = 4$ ga qancha turli holatlar mos keladi?
24. Bor nazariyasi va kvant mexanikasi bo'yicha vodород atomining asosiy holatida elektronni topish ehtimoliyati zichliklarini taqqoslangan.
25. Nima sababdan vodород atomi turli holatlarda bo'la turib bir xil energiyaga ega bo'ladi?
26. Elektronning orbital, mexanik va impuls momentining kvantlanish uchun qanday qonun o'rinli?
27. Asosiy holatda K -va L -qobiqlari, $3s$ -qobiqchasi to'lgan va $3p$ -qobiqchada 2 ta elektroni bo'lgan atomda nechta elektron bo'lishi mumkin? Bu qanaqa atom?
28. Natriy atomining asosiy holatida tashqi (valent) elektron qanday kvant sonlarga ega bo'ladi?
29. Quyidagi atomlar uchun elektron konfigurasiyani yozing: 1) neon; 2) germaniy.
30. Tormozlangan rentgen spektrining qisqa to'lqinli chegarasining mavjud bo'lishini qanday tushuntirish mumkin?

31. Nima uchun tormozlovchi rentgen nurlari tutash spektrga, xarakteristik rentgen nurlari esa chiziqli spektrga ega bo'radi?

32. Atomning optik va xarakteristik rentgen spektrlari orasida katta farq bo'lishiga nima sabab?

33. Xarakteristik rentgen spektrining K_{β} , L_{α} , L_{β} - uchta chizig'idan qaysi biri eng kichik to'liq uzunlikka ega?

34. Moddada majburiy nurlanish bo'lish uchun qanday zaruriy shart bajarilishi kerak?

35. Nima uchun optik rezanator lazerning muhim qismlaridan biri hisoblanadi?

6-MODUL. QATTIQ JISMLAR FIZIKASI

Reja:

- 6.1. Kristallar tuzilishi haqida ma'lumot. Elektr o'tkazuvchanlikning zonalar nazariyasi;
- 6.2. Energetik zonalarini elektronlar bilan to'ldirilishi;
- 6.3. Yarimo'tkazgichlarning xususiy va aralashmali o'tkazuvchanligi. Elektron-teshikli o'tish. Diod. Tranzistorlar;
- 6.4. Suyuq kristallar va ularning turlari. Suyuq kristallarning xossalari, xususiyatlari va qollanilishi.

6.1. Kristallar tuzilishi haqida ma'lumot. Elektr o'tkazuvchanlikning zonalar nazariyasi

Qattiq jismlar (kristallar) molekulari orasida juda katta o'zaro ta'sir kuchining mavjudligi, o'zining hajmi va shaklining o'zgarish bo'lishi bilan xarakterlanuvchi moddalardir. Kristallarning to'g'ri geometrik shaklga ega bo'ladi. Zarrachalarning uch o'lcham bo'ylab takrorlanuvchi qonuniyat bo'yicha joylashishiga kristallik panjara deyiladi. Kristall jismlarni ikki guruhga bo'lish mumkin: mono va polikristallar. Monokristallar deb, zarrachalari yaxlit kristallik panjara tashkil qiluvchi qattiq jismlarga aytiladi. Monokristall bir nuqta (markaz) dan o'suvchi anizotropik kristallardir. Unda fizik hodisalar turli yo'nalishlarda turlicha sodir bo'ladi. Polikristall deb, bir nechta markazlar (nuqtalar) dan o'suvchi anizotrop bo'lmagan kristallga aytiladi. Bu polikristallarda turli yo'nalishlar bo'yicha fizik hodisalar bir xilda ro'y beradigan kristallarga aytiladi.

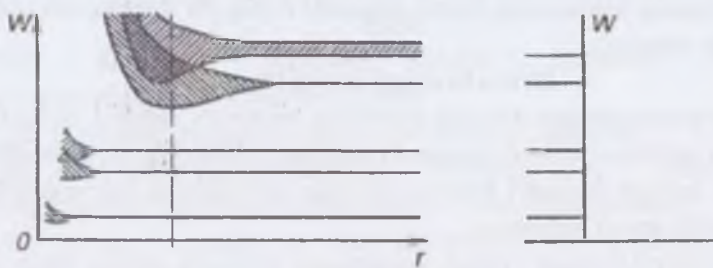
Monokristallarning asosiy xususiyatlaridan biri ularning anizotropigidadir, ya'ni fizik xususiyatlarining yo'nalishiga bog'liqligidadir. Kristallarning anizotropiysi kristallik panjarada turli yo'nalishlarda birlik uzunlikka to'g'ri keluvchi zarrachalar sonining turlicha bo'lishidir, ya'ni turli yo'nalishdagi zarrachalar zichligi turlicha bo'lishi ularning turli yo'nalishlar bo'yicha turli xususiyatga ega bo'lishiga olib keladi. Polikristallarda esa anizotropiya faqat alohida kristall bo'laklari uchun namoyon bo'lib, ularning turlicha yo'nalishda joylashuvi polikristallarning turli yo'nalishlar bo'yicha

xossalarning bir xil bo'lishiga olib keladi (Kristallarning tuzilishi va kristall qattiq jismlarning turlari haqidagi to'liq ma'lumot olish uchun 2.4.3. ga qarang)

Kristallardagi energetik zonalar

Izolyatsiyalangan alohida atomning energetik sathlari diskretidir. N dona atomdan tashkil topgan kristalldagi elektronlarning energetik sathlari qanday bo'ladi? Mazkur savolga quyidagicha ketma-ketlikda fikr yuritib javob qidiramiz.

Tekshirillayotgan kristall panjarasiga o'xshash tarzda, lekin bir-birining o'zaro ta'siri sezilmaydigan darajadagi uzoqlikda joylashgan N dona atomni tasavvur etaylik. Bu atomlarning har birini izolyatsiyalangan atom deb hisoblash mumkin. Izolyatsiyalangan atomdagi elektron energiyasi asosiy kvant soni (n) va orbital kvant son (l) bilan aniqlanadi, magnit kvant son (m) va spin kvant son (s) ga esa bog'liq emas. Lekin, har bir energetik sathga m va s lari bilan farqlanuvchi $2(2l + 1)$ dona elektron holat mos keladi. Boshqacha aytganda, izolyatsiyalangan atom sathlarining aynish karraligi $2(2l + 1)$ ga teng. Tashqi maydon ta'sirida har bir energetik sath $2l + 1$ sathga ajraladi. Atomning turli sathlariga tashqi maydon ta'siri ham turlicha: yadro bilan mustahkam bog'langan ichki elektronlar sathlarining ajralishi e'tiborga olmasa ham bo'ladigan darajada kichik, yadro bilan kuchsizgina bog'langan tashqi elektronlar, ayniqsa valent elektronlar sathlari keskin ajraladi. Har bir energetik sathni $2(2l + 1)$ ga emas, balki $2l + 1$ ga ajralishining sababi-spin kvant sonning elektron energiyasiga juda kam ta'sir etishidir (faqat spinlarining yo'nalishi bilan farqlanadigan holatlar, amalda birday energiyaga ega bo'ladi). Bunday sathlarda, Pauli prinsipiga asosan, bir vaqtda ikkita spinlari qarama-qarshi bo'lgan elektron joylashishi mumkin. Endi N dona izolyatsiyalangan atomni o'zaro joylashish simmetriyasini buzmaganda holda asta-sekin bir-biriga yaqinlashtiraylik. Atomlar yaqinlashgan sari ularning o'zaro ta'sirlashuvi kuchayib boradi. Atomlar orasidagi masofa kristall panjara parametriga teng ($r = d$) bo'lganda atomlarning o'zaro ta'sirlashuvi normal (xuddi kristalldagidek) qiymatga erishadi. 198-rasmga e'tibor bering. O'ngda



198-rasm

izolyatsiyalangan alohida atomning energetik sathlari tasvirlangan. $r \gg d$ masofada joylashgan (ya'ni atomlar o'zaro ta'sirlashuvi e'tiborga olinmaydigan holda) barcha N dona atomning sathlari ana shunday bo'ladi. Atomlar bir-biriga yaqinlashgan sari (ya'ni $r \sim d$ masofalarda) energetik sathlarning bir-biriga nisbatan siljishi va natijada ularning ajralishi sodir bo'ladi. Natijada kristalldagi N dona atomning birday energetik sathlarini bir-biriga nisbatan siljigan sathlar guruhiga-energetik zonaga aylanishi sodir bo'ladiki, u elektronlar to'liq xususiyatlari bilan bog'liqdir.

Atomlar birikib kristall holati vujudga kelganda (ya'ni $r = d$) atomlar valent elektronlarining to'liq funksiyalari ustma-ust tushadi. Bu esa valent elektronlarni kristall panjaraning ixtiyoriy sohasida qayd qilish ehtimolligi $|\psi|^2$ birday ekanligini bildiradi. Kristalldagi valent elektronlar "umumlashgan" ekan. Bu xulosani quyidagi mulohazalar ham tasdiqlaydi. Kristalldagi barcha elektronlarni bir atomdan ikkinchi atomga o'tish ehtimolligi (atomlarni ajratib turuvchi potensial to'siqdan tunnel effekti tufayli elektronning o'tish ehtimolligi) noldan farqli. Miqdoriy hisoblarni ko'rsatishicha, valent elektron atom tarkibida $\tau \approx 10^{-15}$ s vaqt davomida bo'la oladi, xolos. Boshqacha aytganda, valent elektron 1 sekund davomida kristalldagi 10^{15} atom tarkibida qatnashib chiqadi. Bunday sharoitlarda valent elektronni u yoki bu atomga taalluqli ekanligi haqida fikrlash ma'noga ega emas, albatta. Biroq, kristalldagi valent elektronlar

“umumlashadi” va ular “elektron gaz” ni tashkil etadi. Geizenbergning noaniqlik munosabatiga asosan bunday elektronlar energiyasidagi noaniqlik

$$\Delta W \approx \frac{h}{\tau} \approx 1 \text{ eV},$$

bo‘ladi.

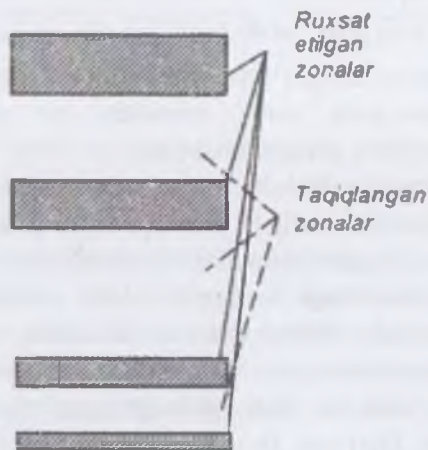
Izolyatsiyalangan atomdagi elektronning uyg‘ongan holatda yashash o‘rtacha muddati $\tau \sim 10^{-8} \text{ s}$ bo‘lgani uchun mazkur holatiga mos keluvchi energetik sath kengligi $\Delta W \approx \frac{h}{\tau} \approx 10^{-7} \text{ eV}$ bo‘ladi. Demak, izolyatsiyalangan atomdagi valent elektronning $\sim 10 \text{ eV}$ kenglikdagi energetik sathi kristallda bir necha elektronvolt kenglikdagi energetik zonaga aylanadi.

Ichki elektronlar uchun manzara o‘zgacha. Xususan, natriy kristalldagi biror atomning $1s$ sathdagi elektron tunnel effekt tufayli qo‘shni atomga 20 yilda bir marta o‘ta oladi, xalos. Tabiiyki, bunday elektronning kristalldagi energetik sathi xuddi izolyatsiyalangan atomnikidek bo‘ladi. 198-rasmdan ko‘rinishicha, $r = d$ da (d -natriy kristalidagi atomlararo masofa) $1s$ va $2s$ sathlarning ajralishi sezilmaydi, $3s$ sath esa anchagina ajralgan, yanada yuqororodagi uyg‘ongan sath, ($3p$) esa $3s$ sathdan ham ko‘proq ajralgan. Demak, $3p$ sathlar ajralishi tufayli vujudga kelgan energetik zona kengligi $3s$ sathlar ajralishi tufayli vujudga kelgan zona kengligida kattaroq bo‘ladi.

Zonadagi energetik sathlar zichligi qanday? Avval shuni qayd qilaylikki, izolyatsiyalangan atomdagi energetik sathning aynish karraligi $2l + 1$ bo‘lsa, bu sathga mos keluvchi kristalldagi energetik zona $(2l + 1)N$ sathdan iborat bo‘ladi. Masalan, izolyatsiyalangan atomdagi p sathning (p sath uchun $l = 1$) aynish karraligi $2l + 1 = 2 \cdot 1 + 1 = 3$ bo‘lgani uchun mazkur sathga mos keluvchi energetik zona $3N$ sathdan iborat. Demak, 1 cm^3 hajmli kristallda $\sim 10^{22}$ atom mavjud ekanligi va energetik zona kengligi 1 eV ekanligini e‘tiborga olsak, zonadagi qo‘shni energetik sathlar orasidagi masofa $\sim 10^{22} \text{ eV}$ bo‘ladi. Bu masofa shunchalik kichikki, zonadagi sathlar uzluksiz

energetik qiymatlarga egadek tuyuladi. Lekin zonadagi energetik sathlar soni chekli ekanligini unutmaylik.

Shunday qilib, izolyatsiyalangan atomdagi ruxsat etilgan energetik sath o'rniga kristallda ruxsat etilgan energetik zona vujudga keladi. Ruxsat etilgan zonalar energiyaning taqiqlangan qiymatlari bilan ajratilgan bo'ladi (199-rasm).



199-rasm

6.2. Energetik zonalarni elektronlar bilan to'ldirilishi

Izolyatsiyalangan atomlardagi energetik sathlarni elektronlar to'la ishg'ol etgan, qisman ishg'ol etgan, yoki ishg'ol etmagan bo'lishi mumkin. Izolyatsiyalangan atomdagi energetik sathga mos ravishda kristallda energetik zona hosil keladi. Lekin ayrim hollarda zonalarining energetik shkala bo'yicha joylashish tartibi izolyatsiyalangan atomdagi energetik sathlarning joylashish tartibiga mos kelmasligi ham mumkin. Xususan, izolyatsiyalangan atomdagi quyiyoq energetik sathni ajralishi tufayli kristallda vujudga kelgan energetik zona yuqoriyoq energetik sathni ajralishi tufayli kristallda vujudga kelgan energetik zonadan teparoqda joylashishi mumkin.

Bunday hollarda zonalarni elektronlar bilan to'ldirilishi izolyatsiyalangan atomdagi sathlarni elektronlar tomonidan ishg'ol etilishiga mos kelmasligi mumkin. Buning sababi, elektronlar energiyaning kichikroq qiymatlariga mos keladigan zonalarni to'ldirishga intilishidadir. Kristalldagi zonalarning energetik sathlarida Pauli prinsipiga asosan, ikkitadan ortiq elektron joylashishi mumkin emas. Bu elektronlarning spinlari qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladi. Zonalardagi energetik sathlar elektronlar tomonidan to'la yoki qisman ishg'ol etilgan hollarda bu zonalarni mos ravishda to'ldirilgan yoxud qisman to'ldirilgan zonalar deb, energetik sathlarini elektronlar ishg'ol etmagan zonalarni esa bo'sh zonalar deb ataladi.

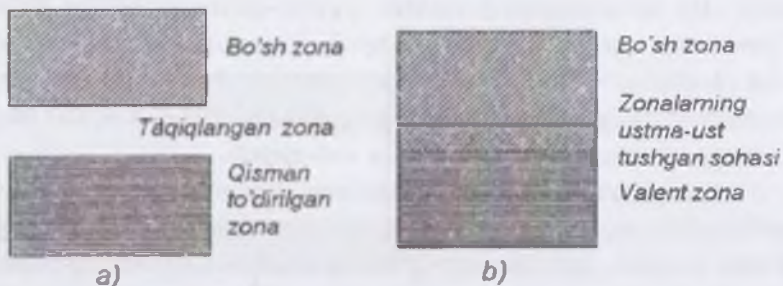
Izolyatsiyalangan atomning quyiroq energetik sathidagi elektron qo'shimcha energiya olgan hollarda yuqoriroq bo'sh energetik sathga o'tishi mumkin edi. Bunday o'tishlar kristalda qisman to'ldirilgan zonaning quyiroq sathidan yuqoriroq sathi tomon amalga oshishi mumkin. Bu o'tishlarda elektron sathlar oralig'iga mos keluvchi qo'shimcha energiyani kristall panjaraning issiqlik tebranishlaridan yoki kristalda vujudga keltirilgan tashqi elektr maydon ta'siridan olishi mumkin. Shuningdek, kristalda elektron quyiroq ruxsat etilgan zonadan yuqoriroq ruxsat etilgan zonaga ham o'tishi mumkin. Bu holda yuqori ruxsat etilgan zonaning bo'sh energetik sath bo'lishi va elektron taqiqlangan zonaning energetik kengligiga teng bo'lgan qo'shimcha energiya olishi kerak.

Qattiq jismdagi ko'pchilik jarayonlar valent elektronlarning holatiga bog'liq bo'lganligi uchun, odatda kristalldagi energetik zonalarni ifodalashda soddalashtirilgan energetik sxemadan foydalaniladi.

Soddalashtirilgan energetik sxemada valent elektronlar tomonidan ishg'ol etilgan zona (valent zona) va bu zonaga eng yaqin bo'lgan ruxsat etilgan zona (bo'sh zona) ifodalanadi, xolos.

Valent zonadagi energetik sathlar elektronlar tomonidan qanchalik ishg'ol etilganligi va taqiqlangan zonaning energetik kengligi ΔW ga bog'liq ravishda quyidagi to'rt hol amalga oshadi.

Valent zonadagi energetik sathlarning bir qismimi elektronlar ishg'ol etgan bo'lsa (200a-rasmdagi qisman to'ldirilgan zona), elektronlarning shu zonadagi quyiyoq sathdan yuqoriroq sathga ko'tarilishiga imkoniyat mavjud. Bu o'tish uchun kerak bo'ladigan qoshimcha energiya elektronlarga kuchsizgina elektr maydon tomonidan berilishi mumkin.



200a,b-rasm

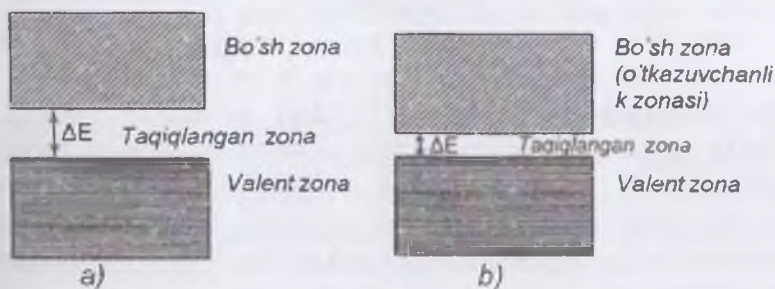
Demak, qisman to'ldirilgan zonadagi elektronlar elektr o'tkazuvchanlikda qatnashadi. Shuning uchun bunday zonani o'tkazuvchanlik zonasi deb ham ataladi. Mazkur xususiyatga ega bo'lgan qattiq jismlar - metallardir. Ba'zi qattiq jismlarda, masalan, Mg, Ca kabi ishqoriy yer elementlarining kristallarida valent zona va bo'sh zona ustma-ust tushadi (200b-rasm). Masalan, berilliy kristallida $2s$ valent zona (ya'ni asosiy kvant soni $n = 2$ va orbital kvant soni $l = 0$ bo'lgan energetik sathlardan tashkil topgan zona) $2p$ bo'sh zona (yani $n = 2$ va $l = 1$ bo'lgan sathlardan iborat zona) bilan ustma-ust tushadi. Natijada, birlashgan $2s-2p$ zona vujudga keladi. $2s$ valent zonadagi $(2l + 1)N = (2 \cdot 0 + 1)N = N$ energetik sathda $2N$ dona elektron joylashishi mumkin. $2p$ bo'sh zonadagi $(2l + 1)N = (2 \cdot 1 + 1)N = 3N$ energetik sathda $2 \cdot 3N = 6N$ elektron joylashishi uchun imkoniyat bor. Shunday qilib, birlashgan $2s-2p$ zonada $2N + 6N = 8N$ elektron joylashish imkoniyatiga ega. Vaholanki, bu birlashgan zonada faqat $2N$ elektron mavjud va ular quyiyoq sathlarni (bu sathlar qaysi zonalarga taalluqli bo'lishidan qat'i nazar) egallaydi. Shuning uchun birlashgan zona qisman to'ldirilgan zonaga o'xshaydi va tashqi elektr maydon ta'sirida birlashgan

zonadagi elektronlar quyiyoq sathdan yuqoriyoq sathga elektr o'tkazuvchanlikda qatnashadi. Yuqorida bayon etilgan ikki holni umumlashtirib quyidagi xulosaga kelamiz:

Valent zonasidagi sathlari elektronlar bilan qisman to'ldirilgan yoki valent va bosh zonalar ustma-ust tushgan qattiq jismlar metallar deb ataladi.

Metall bo'lmagan aksariyat qattiq jismlarda valent zonadagi barcha energetik sathlarni elektronlar band etgan bo'ladi. Shuning uchun elektron yuqoriyoq energetik sathga ko'tarilishi lozim bo'lsa, faqat bo'sh zonadagi energetik sathga ko'tarilishi kerak. Buning uchun elektr maydon ta'sirida elektron erishayotgan qo'shimcha energiya taqiqlangan zonaning energetik kengligi ΔW dan katta bo'lishi kerak. Demak, bu holda qattiq jismning xossalari taqiqlangan zonaning energetik kengligi bilan aniqlanadi.

Agar ΔW yetarlicha katta bo'lsa, elektr maydon ta'sirida yoki issiqlik harakat energiyasi tufayli elektronlar valent zonadan bo'sh zonaga o'ta olmaydi, ya'ni elektronlar valent zonadagi "o'z o'rinlaridan" qo'zg'almaydi. Bunday jismlarni izolyatorlar yoki dielektriklar deb ataydilar (201a-rasm)



201a,b-rasm

Agar ΔW unchalik katta bo'lmasa, qattiq jismning harorati yetarlicha yuqori bo'lganda (0K dan ancha yuqori haroratlar, masalan xona harorati nazarda tutilyapti) issiqlik harakat energiyasi tufayli valent zonadagi elektronlarning bir qismi bo'sh zonadagi energetik

sathlarga ko'tarilishga qodir bo'ladi. Bu elektronlar elektr maydon ta'sirida ham bo'sh zonaning yuqoriroq energetik sathlariga ko'tarilishi mumkin. Shuning uchun bu holda bo'sh zonani o'tkazuvchanlik zonasi deb atash maqsadga muvofiqdir. Bunday jismlar yarimo'tkazgichlar deb ataladi (201b-rasm).

Shartli ravishda, valent zonasi elektronlar bilan butunlay to'lgan jismlar taqiqlangan zonasining energetik kengligi $\Delta W < 3 \text{ eV}$ bo'lganlarini yarimo'tkazgichlar deb, aksincha $\Delta W > 3 \text{ eV}$ bo'lganlarini dielektriklar deb atash mumkin.

6.3. Yarimo'tkazgichlarning xususiy va aralashmali o'tkazuvchanligi. Elektron-teshikli o'tish. Diod. Tranzistorlar

O'tkazgichning solishtirma qarshiligi $10^{-7} \text{ Om} \cdot \text{m}$ ga, dielektriklarning solishtirma qarshiligi $10^8 \text{ Om} \cdot \text{m}$ ga teng va undan katta bo'ladi. Tabiatda mavjud bo'lgan ko'pgina moddalarning solishtirma qarshiligi $10^{-7} \text{ Om} \cdot \text{m} - 10^8 \text{ Om} \cdot \text{m}$ oralig'ida joylashgan bo'ladi. Ular yarimo'tkazgichlar deb yuritiladi va elektrik xossalari bilan metallardan farq qiladi. Masalan, harorat ortishi bilan yarimo'tkazgichning olishirma qarshiligi eksponensial qonun ya'ni

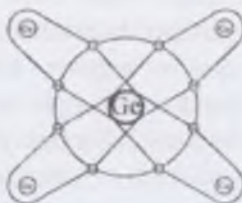
$$\rho = \rho_0 e^{\frac{\Delta E}{2kT}}$$

bilan kamayadi, ΔE -taqiqlangan zona energiyasi va har xil yarimo'tkazgichlar uchun har xild bo'ladi, k-Bolsman doimiysi, T-absolyut temperatura, ρ_0 esa $T = 273 \text{ T}$ dagi. solishtirma qarshilik. Metallarda esa temperatura ortishi bilan solishtirma qarshilik hiziqli ravishda ortar edi. Metallardan farqli ravishda yarimo'tkazgichlarda elektr toki faqat erkin elektronlarga emas, balki atom bilan bog'lanishda bo'lgan elektronlarning harakati bilan ham yuzaga keladi va uning o'tkazuvchanligida asosiy rolni o'ynaydi.

Yarimo'tkazgichlarning xususiy elektr o'tkazuvchanligini qaraylik. Tarkibi faqat bir xil atomlardan tuzilgan sof yarim o'tkazgichlarga misol qilib, *B, C, Si, Ge, Sn, P, As, S, Se, In, Tl* va shu kabilarni olish mumkin. Sof yarim o'tkazgichlardan misol tariqasida germaniy (*Ge*) kristallni qarab chiqamiz. Germaniy-to'rt valentli element bo'lganligi uchun, atomining tashqi qobig'ida

yadroga zaifroq bog‘langan to‘rtta elektron bo‘ladi. Har bir germaniy atomining eng yaqin qo‘shni atomlari ham to‘rtta bo‘ladi. Har bir juft qo‘shni atom bir-biriga kovalent bog‘lanish deb ataluvchi juft elektronli bog‘tufayli o‘zaro ta‘sir ko‘rsatadi. Shu bilan birga bog‘lanishda qatnashayotgan elektronlar o‘zaro bog‘langan ikkala atomga ham taalluqlidir.

202-rasmda germaniy atom panjarasi yassi to‘r ko‘rinishda tasvirlangan, ya‘ni har bir atom o‘ziga eng yaqin turgan to‘rtta atom bilan juft elektron bog‘lanishida birikadi.



202-sasm

Absolyut nol temperatura (-273°C) da yarimo‘tkazgichlardagi barcha valent elektronlar bog‘langan bo‘ladi. Yarimo‘tkazgichlar bunday sharoitda erkin elektronga ega bo‘lmaganligi uchun ideal izolyator xossasiga ega bo‘ladi.

Absolyut noldan farqli bo‘lgan haroratdan yarim o‘tkazgichgacha elektronlarning issiqlik harakat energiyasi kovalent bog‘lanishni buzishga yetarli bo‘lib qolganda sof yarim o‘tgazgichda erkin elektronlar hosil bo‘ladi. Bu elektron o‘z o‘rnini tashlab kristall bo‘ylab harakat qila boshlaydi. Elektrondan bo‘shagan vakant joylarga teshiklar deyiladi.

Shunday qilib, sof yarim o‘tkazgichning biror joyida kovalent bog‘lanishning buzilishi natijasida erkin eelektron va teshik vujudga keladi. Buni odatda, elektron-teshik vujudga keldi deyiladi.

Agar yarimo‘tkazgichda elektr maydon bo‘lmaganda musbat zaryadli teshiklar ham erkin eelektronlarga o‘xshab xaotik harakatlanadi.

Elektr maydon ta'sirida butun kristall bo'ylab ekelektronlar maydon kuchlanganligiga teskari, teshiklar esa maydon kuchlanganligi yo'nalishida harakatga keladi. Shunday qilib, maydon ta'sirida elektronlar va teshiklarning harakati qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladi. Demak, yarimo'tkazkichdan umumiy tokning kuchi I elektron va teshik toki kuchlari I_n va I_p ning yig'indisiga teng,

$$I = I_n + I_p. \quad (6.1)$$

Sof yarim o'tkazgichlarning bunday elektron-teshikli o'tkazuvchanligiga xususiy elektron o'tkazuvchanligi deyiladi.

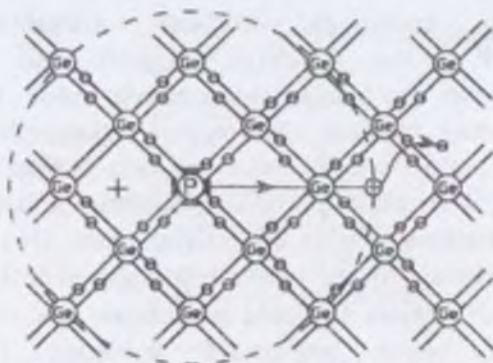
Yarimo'tkazgichlarning aralashmali o'tkazuvchanligi.

Elektron-teshikli o'tish. Diod. Tranzistorlar

Odatda sof yarimo'tkazgichlarning xususiy elektr o'tkazuvchanligi uncha katta bo'lmaydi. Lekin sof yarimo'tkazgichlarga maxsus tanlangan aralashmalar qo'shish bilan sun'iy ravishda elektr o'tkazuvchanligi yuqori bo'lgan aralashmali yarimo'tkazgichlar tayyorlash mumkin. Bunday aralashmali yarimo'tkazgichlar ko'proq elektronli yoki teshikli elektr o'tkazuvchanlikka ega bo'ladi.

To'rt valentli sof yarimo'tkazgichlardan germaniy (Ge) yoki kremniy (Si) atomlaridan tuzilgan kristall panjarning ba'zi tugunlariga besh yoki uch valentli atomlarni joylashtirib elektronli yoki teshikli o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan yarimo'tkazgichlarni hosil qilish mumkin.

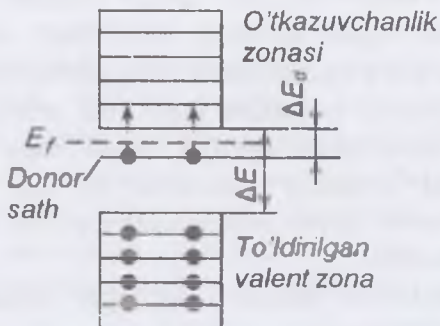
Germaniy (Ge) kristallidagi atomlardan biri besh valentli fosfor (P) atomi bilan almashtirilgan bo'lsin (203-rasm). Bu holda fosforning to'rtta valent elektroni qo'shni germaniy atomlari bilan kovalent bog'lanishda bo'ladi. Beshinchi elektron atom bilan juda zaif bog'langanligi uchun erkin elektronga aylanib, aralashma musbat zaryadlanib qoladi. Shunday qilib, to'rt valentli sof yarimo'tkazgich kristalliga besh valentli element atomlari aralashgan bo'lsa, elektronli o'tkazuvchanlikka ega bo'ladi. Ko'pincha bunday o'tkazuvchanlikka elektronli n -tip o'tkazuvchanlik deyiladi (lotincha negativ-manfiy degan so'zning bosh harfi olingan).



203-rasm

Bunday yarimoʻtkazkichlarga esa n -tipdagi yarim oʻtkazgichlar deb ataladi. Aralashma atomi yarimoʻtkazgichga elektron berayotganligi uchun, odatda uni donor “beruvchi” degan maʼnoni anglatadi yoki n -tip aralashma deyiladi. n -tipdagi yarimoʻtkazgichda elektronlar asosiy zaryad tashuvchilar boʻlib, teshiklar asosiy hisoblanmaydi.

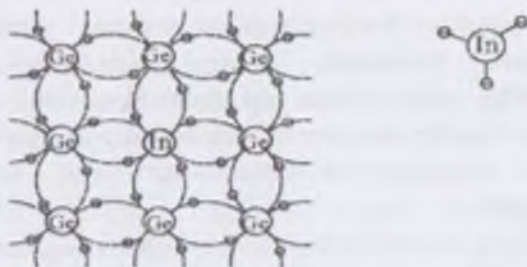
Aralashma atomlari tufayli kristall panjaraning maydoni ideal sof yarimoʻtkazgich panjaraning maydonidan farqliriq boʻladi. Bu esa taqiqlangan zonada donor sarhlarning vujudga kelishiga sabab boʻladi. Donor sathlar odatda, oʻtkazuvchanlik zonasining tubiga yaqin joylashgan boʻladi (204-rasm).



204-rasm

Masalan, kremniyga mishyak aralashtirilgan bo'lsa, $\Delta W_d \sim 0,05 \text{ eV}$ bo'ladi. W_F -Fermi energetik sathi. Shuning uchun unchalik yuqori bo'lmagan haroratlarda ham issiqlik harakat energiyasi donor sathdagi elektronlarni o'tkazuvchanlik zonasiga ko'chirishga etarli bo'ladi. Elektr maydon ta'sirida bu elektronlar o'tkazuvchanlik zonasining yuqoriroq sathlariga ko'tariladi.

Agar aralashma sifatida uch valentli indiy (In) olinsa, u holda qo'shni atomlarning uchta valent bog'lanishini to'ldira oladi (205-rasm). Kristall panjara tugunida joylashgan uch valentli atomning yetishmovchi valent bog'lanishi teshikdan iborat. Bunday yarimo'tkazgichda elektr maydon hosil qilinsa,

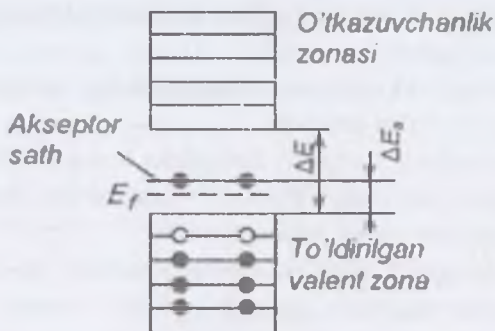


205-rasm

teshik elektr maydon kuchlanganlik vektori yo'nalishida teshikli elektr o'tkazuvchanlik mavjud bo'ladi.

Bunday o'tkazuvchanlikka p -tip o'tkazuvchanlik (lotincha positive-musbat degan so'zning bosh harfi olingan) deyiladi, o'tkazgichlarga esa p -tipdagi yarim o'tkazgichlar deyiladi. p -tipdagi yarim o'tkazgichdagi aralashma indiy (In) atomi asosiy atomning elektronning qabul qilib olganligi uchun unga akseptor ("qabul qiluvchi") yoki p -tipdagi aralashma deyiladi. p -tipdagi yarim o'tkazgichda asosiy zaryad tashuvchilar teshiklar bo'lib, elektronlar asosiy hisoblanmaydi.

p -tip aralashmalar tufayli taqiqlangan zonada akseptor sath vujudga keladi (206-rasm).



206-rasm

To'ldirilgan valent zonaning yuqori energetik sathidan akseptor sathga elektronning o'tishi uchun lozim bo'lgan energiya ΔW_a taqiqlangan zonaning energetik kengligidan ancha kichik (odatda $\Delta W_a \sim 0,1 eV$ lar chamasida) bo'ladi. Bu o'tish natijasida to'ldirilgan valent zonada "bo'sh" energetik sathlar vujudga keladi.

Elektr maydon ta'sirida quyiyoq sathlardagi elektronlar yuqoriroq sathlarga ko'tariladi. Natijada teshiklar elektronlarning ko'chishiga teskari yo'nalishda ko'chadi.

Demak, yarimo'tkazgich aralashmali o'tkazuvchanligining mexanizmi aralashma va asosiy atomlarning valentligiga bog'liq. Umuman, — past haroratlarda yarimo'tkazgichning elektr o'tkazuvchanligi asosan aralashmali o'tkazuvchanlikdan iborat bo'ladi. Yuqoriroq haroratlarda issiqlik harakat energiyasi valent zonadagi elektronlarning o'tkazuvchanlik zonasiga ko'chirishga yetarli bo'lib qoladi. Natijada xususiy o'tkazuvchanlikka sabab bo'luvchi electron - teshik juftlar vujudga keladi. Shuning uchun bunday haroratlarda aralashmali va xususiy o'tkazuvchanliklarni hisobga olish kerak. Juda yuqori haroratlarda esa xususiy o'tkazuvchanlik aralashmali o'tkazuvchanlikdan ancha katta bo'lganligi uchun aralashmali o'tkazuvchanlikni hisobga olmasa ham bo'ladi.

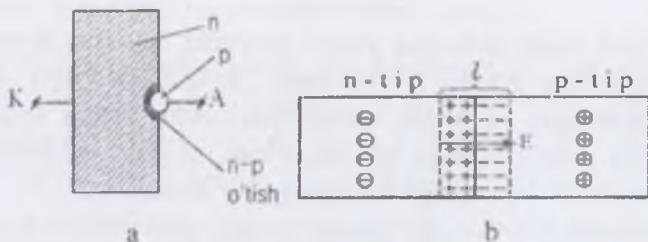
Juda yoqori temperaturalarda yarim o'tkazgichlarning xususiy o'tkazuvchanligi aralashmali o'tkazuvchanligidan juda katta

bo'lganligi uchun aralashmali o'tkazuvchanlikni hisobga olmasa ham bo'ladi.

Turli tipdagi ikkita yarimo'tkazgichning bir-biriga tegish joyi (kontakti) ga $n-p$ o'tish deyiladi.

Elektron-teshikli o'tish (qisqacha $n-p$ o'tish) ko'pgina yarimo'tkazgich asboblari (diodlar, tranzistorlar, termistorlar, foto o'zgartkichlar) ning asosiy elementlaridir.

Yarimo'tkazgichli diod-bu elektron-teshikli ($n-p$) o'tishga ega bo'lgan yarimo'tkazgich kristall bo'lib, uning qarama-qarshi sohalariga zanjirga ulash uchun kontaktlar ulangan.



207a,b-rasm

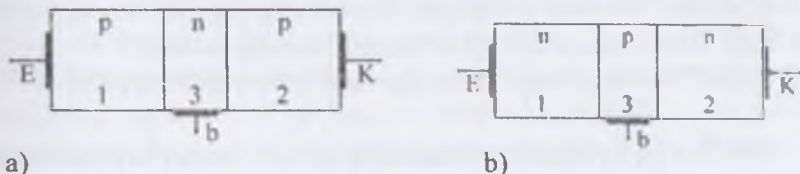
Kristallni mexanik shikastlanishdan saqlash uchun uni g'ilofga joylanadi.

Diodning $p-n$ o'tish joyining qalinligi atomlar orasidagi masofadan ortiq bo'lmasligi kerak. Shuning uchun germaniy (Ge) sirtiga yopishtirilgan indiy (In) atom germaniy monokristaliga diffuziyalanib germaniy sirti yaqinida p -tipidagi o'tkazuvchanlik sohasi xosil bo'ladi (207a,b-rasm). Bunday yarimo'tkazgichli diodda germaniy (Ge) katod (K) indiy (In) esa anod (A) bo'ladi.

Yarimo'tkazgichli diodlar $-70^{\circ}C$ dan $+125^{\circ}C$ haroratlar oralig'ida to'g'rilagich sifatida juda ishonchli va uzoq muddat davomida ishlay oladi.

Hozirgi vaqtda yarimo'tkazgichli triodlar yoki tranzistorlar (ingilizcha transfer-ko'chirish va rezistr-qarshilik so'zlaridan kelib chiqqan deb atalovchi qurilmalar qo'llaniladi.

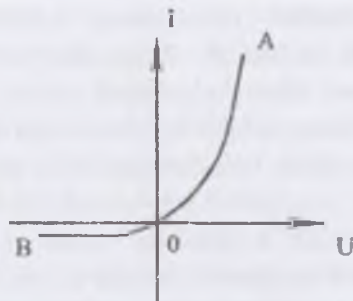
Tranzistor kristalldan iborat bo'lgan yarim o'tkazgichli asbob bo'lib, u ikkita elektron teshikli o'tishga ega (208a,b-rasm). Ular zanjirga ulanganda biri ikkinchisiga ta'sir etadi.



208a,b-rasm

Tranzistorning o'rta sohasi (3) ni baza (*b*), bazani xarakatlanuvchi zaryad tashuvchilar bilan ta'minlovchi chap qismi (1) ni esa emitter (*E*), zaryadlar yig'uvchi o'ng qismi (2) ni esa kollektor (*K*) deb ataladi (208a,b-rasm). To'g'ri yo'nalishda ulangan o'tishga emitter o'tish, teskari yo'nalishda ulangan kollektor o'tish deyiladi.

Bazaning o'tkazuvchanligi elektron va teshik o'tkazuvchanlik bo'lishi mumkin. Bazaning o'tkazuvchanligiga qarab tranzistorlar ikki tipda, yani *p-n-p* (208a-rasm) va *n-p-n* tip (208b-rasm) bo'ladi. Tranzistorlarning ishlash prinsipi bir xil. Tranzistorlarning ishlash muddati juda katta, tejamli va juda ixchamligi bilan ajralib turadi. Ular radioelektronikadagi kuchaytirgichlar, radiopriyomniklar va televizorlar, elektron hisoblash mashinalari (*EHM*) va boshqalarda keng qo'llaniladi



209-rasm

Tranzistorlar samolyot va raketalarning bort apparaturlari uchun ayniqsa juda muhim ahamiyatga ega.

Yarimo'tkazgichli diod orqali o'tgan tokning kuchlanishga bog'lanishi 209-rasmda berilgan. Egri chiziqning OA -tarmog'i o'tish tokiga, OB -tarmoq esa yarimo'tkazgichlarning xususiy o'tgazuvchanligiga bog'liq bo'lgan zaif teskari tokka tegishli.

6.4. Suyuq kristallar va ularning turlari. Suyuq kristallarning xossalari, xususiyatlari va qollanilishi

Avstriyalik botanik olim Reynitser birinchilardan bo'lib suyuq kristallni tajribada aniqlagan va bu moddaning mustaqil agregat holati ekanligini tushungan. U yangi sintez qilgan modda xolesterilbenzoatni kuzata turib, uni 145°C gacha qizdirganda u moddaning kristalli xira suyuqlik hosil qilgan va suyuqlikda suzib yurganini payqagan. Suyuqlik harorati 179°C gacha ko'tarilganda esa suyuqlik shaffof bo'lib optik jihatdan xuddi oddiy suyuqlikdek bo'lgan, masalan suvga o'xshash bo'lib qolgan. Xolesteribenzoatning tasodifiy xossasi xira fazada kuzatilgan, ya'ni Reynitser xira suyuqlikni qutblantiruvchi mikroskop ostida kuzatganda, u bu fazada yorug'lik ikkilantirib sindirgan. Bu shuni ko'rsatadiki, bu fazada uning sindirish ko'rsatgichi yorug'likning qutblanganligiga bog'lik.

Yorug'likning qo'sholoq sinishi faqat kristallargagina xos xususiyat-effekt hisoblanadi va u kristalda yorug'lik tezligi yorug'likning qutlanish tekisligining yonalishiga bog'liq. O'z navbatida yorug'lik qutblanish tekisligining yo'nalishi esa kristallning anizotropiya xossasi bilan belgilanadi chunki kristallik o'qlarining yo'nalishi yorug'likning tarqalish yo'nalishiga nisbatan olinadi.

Optik aktiv moddada tarqalayotgan tekis qutblangan yorug'lik o'z qutblanish tekisligi yonalishini o'zgartiradi. Qutblanish tekisligining φ burilish burchagi hosib o'tilgan yo'l uzunligi L ga proporsional va $\varphi = \varphi_a L$ formulada aniqlanadi, bunda φ_a -yo'lning birlik kesmasiga to'g'ri keladigan burchak bo'lib, solishtirma aylantirish burchagi deyiladi. Suyuqlikning solishtirma aylantirish burchagi φ_a optik aktiv

kristallarnikidan yuzlab xatto minglab marta katta va yorug'lik to'liqin uzunligiga bog'liq.

Qattiq jismlarda va oddiy suyuqliklarda solishtirma aylantirish burchagi φ_a aniq ishoraga ega bo'lib, yorug'lik to'liqin uzunligiga bog'liq bo'lmaydi. Bu shuni ko'rsatadiki ularda qutblanish tekisligining aylanishi aniq bir yo'nalishda bo'ladi; ya'ni qutblanish tekisligining aylanishini yorug'lik tarqalish yo'nalishi bo'ylab ko'rsatganimizda φ_a musbat bo'iganda aylanish soat strelkasi yo'nalishiga teskari, manfiy bo'lganda esa soat strelkasi yonalishiga mos yo'nalishda aylanadi.

Suyuq kristallarda esa kichik to'liqin uzunligi uchun manfiy, uzun to'liqin uzunlikli yorug'lik uchun musbat yoki aksincha bo'lishi mumkin.

Suyuqlik kristallar xilma-xil bo'ladi.

1.Nemetik suyuqlik kristall (yunoncha "nema"-tola). Bunday kristallarda molekular o'qlari bir-biriga parallal yo'nalgan, ammo molekularning o'zi bir-biriga nisbatan ixtiyoriy siljigan (210-rasm)

Natijada bunday moddada molekularning chiziqiy yonalganligi vujudga keladi. Nematik kristallar optik jihatdan bir o'qli va musbat bo'ladi. Molekular o'qlari yo'nalishi bilan birday bo'lgan optik o'qqa parallel ravishda yorug'lik tarqalishi tezligi mazkur o'qqa tik yonalishdagi yorug'lik tezligidan katta ($V_{II} > V_I$). Binibarin, oddiy nur va nooddiy nur sindirash ko'rsatkichlari ham teng emas, ya'ni $n_{II} < n_I$. Bu esa musbat kristallar elektr va magnit maydonlar bilan o'zaro ta'sirlashadi demakdir.



210-rsm

Nematik kristall bo'lgan paraazoksianizolning (u bu holatda 116°C-136 °C oraliqda bo'ladi) qovishqoqligi oqim yonalishiga tik bo'lgan kuchsiz magnit maydonida kuchli darajada o'zgaradi.

2. Smektik suyuq kristall (yunoncha “smegma-sovun”). Bunday kristallarda molekulalar bir-biriga parallel yo‘nalgan bir molekula qalinligidagi yassi qatlamlarda tizilgan bo‘ladi (211-rasm).



212-rasm

Smektik suyuq kristall misoli sovun pufagi pardasidir (chizma), uning tashqi va ichki sirtlari smektik qatlamlardir. Sirtqi qatlamlardagi sovun molekulalarining o‘zaro tortilishi pufagining barqaror bo‘lishi uchun zarur bo‘lgan sirtqi taranglikni vujudga keltiradi. Sovun pufagini shishirganda va uning o‘lchami kattalashganda sovun eritmasi erkin molekulalar pardaning qatlamlaridan joy egallab pufakning diametrini orttiradi. Pufak qisilganda undagi sovun molekulalarining bir qismi qisib chiqaradi va ular eritmaga o‘tadi.

3. Xolestrik suyuq kristallar. Tarkibida xolestirin bo‘lgan ko‘p birikmalar suyuq kristall fazani hosil qilganidan bu nom kelib chiqqan (xolestirinining o‘zi bunday faza hosil qilmaydi). Xolestirik suyuq kristallar smektik-nematik turdagi aralash tuzilishga ega bo‘ladi (212-rasm).



212-rasm

Ularda molekulalar, smektiklardagi o‘xshash, parallel qatlamlarda joylashadi (chizma), lekin har bir qatlamda molekulalar o‘qlari nematik turdagi qatlamlarga parallel bo‘ladi. Har bir qatlam qo‘shni qatlamga nisbatan muayyon burchakka buriladi. Xolestirin molekulasini metall CH_3 guruhlar bilan yassi tuzilishga ega, metall guruhlar esa molekula tekisligi ustida va ostida joylashgan. Hosil bo‘ladigan uchlik

joylar har bir qatlamda molekular o'qlarining oldingi qatlam o'qlariga nisbatan o'rtacha $15'$ ga burilishiga sabab bo'ladi. Natijaviy burilish burchagi qatlamlar soni ortgan sayin oshib, ~ 300 qatlamga teng qadamli spiralsimon tuzilish hosil qiladi.

Xolesterinlar optik jihatdan bir o'qli va manfiy $n_{||} < n_{\perp}$, molekulari o'qlari yonalishlari (nematik va smektik kristallardan farqli ravishda) optik o'qqa tik bo'ladi. Xolestirinning spiralsimon tuzilishi optik aktivlikning, ya'ni yorug'lik qutblanish tezligining burilishiga sabab bo'ladi. Molekulyar qatlamlarga tik bo'lgan optik o'q bo'ylab o'tayotgan chiziqli qutblangan yorug'lik o'z elektr vektorining yonalishini izchil ravishda spiral bo'yicha muayyan burchakka ozgartirib boradi, bu burchak kristall qalinligiga proporsional bo'ladi. Masalan, α -kvarsdan qutblangan yorug'lik o'tganda u 1 mm yo'lda qutblanish tekisligini 20° ga buradi. Xolesteristiklarning optik aktivligi ancha katta, u 13000° ga etadi, bu esa qalinlikni 1 mm ga 50 marta to'la aylanishni tashkil qiladi.

Suyuq kristallarning xossalari, xususiyatlari va qollanilishlarini qaraylik.

Suyuq kristallari ma'lum bo'lgan kimyoviy birikmalar soni bir necha ming chamasida. Ular ba'zi qattiq (mezogen) kristallarni qizdirganda hosil bo'ladi: dastavval suyuq kristall holatga fazaviy o'tish yuz beradi, keyin qizdirish davom ettirilsa suyuq kristall oddiy izotrop suyuqlikka aylanadi. Har bir suyuq kristall muayyan haroratlar oralig'ida mavjud bo'ladi (termometrik suyuq kristallar) o'tish issiqligi juda kichik. Paraazoksianizolning nematik sifatida mavjudlik sohasini yuqorida aytdik. Ba'zi birikmalar va ular aralashmalari $40\text{--}80^\circ\text{C}$ gacha oraliqda smektik suyuq kristall bo'lishi aniqlangan. Xolesterik suyuq kristallar misollari-xolestirik efiridir. Ba'zi organik moddalar smektik fazalar hosil qiladi, keyingilari nematik suyuq kristallarga o'tishi mumkin. Bir necha smektik mezafazalar hosil qiluvchi birikmalar ma'lum, ularda molekular qatlamlarda o'zaro turlicha joylashgan. Masalan, bis-fenilendiamin birikmasi to'rtga smektik va bitta nematik modifikatsiyalarga egadir. Yana boshqa ajoyib suyuq kristallar topilgan.

Suyuq kristallarning uchala xilida ham yorug'lik nurining ikkilanib sinishi kuzatiladi. Eslatamiz: qo'shaloq nur sindiradigan modda sirtiga tushayotgan qutblanmagan yorug'lik nuri moddadan o'tayotib chiziqli qutblangan ikki nurga ajraladi (oddiy va nooddiy nurlar), ularning qutblanish tekisliklari o'zaro tik bo'ladi. Oddiy va noodiy nurlarning tarqalishi tezliklari va sindirish ko'rsatkichlari har xil. U moddadan parallel dastalar tarzida chiqadi. Bu hodisani tadqiqot qilish, yo'li moddaning suyuq kristallik holatini aniqlashda eng qulay usul hisoblanadi.

Xolesteriklarning molekulyar tuzilishi ichki molekulyar kuchlar ta'sirida juda nozik ravishda muvozanatlangan, bu muvozanat oson buzilishi mumkin. Molekulalar orasidagi zaif o'zaro ta'simi buzuvchi har qanday (optik, issiqlik, elektr va hakoza) ta'sir xolestirikning eng avval optik xossalarini sezilarni o'zgartirishga olib keladi. Bu hodisalarning eng yaqqol misoli harorati ozgina o'zgarganda xolestirik rangning o'zgarishidir. Masalan, uch xolestirik aralashmasidan iborat pardada ko'rinadigan yorug'lik spektrida faqat 4 °C haroratlar oralig'ida rangni o'zgartirish mumkin. Bunday pardalardan odamning kasal a'zosini aniqlash maqsadida odam tanasi sirtida haroratlar taqsimotini kuzatish uchun foydalansa bo'ladi. Xolesterik paragonatda harorat o'zgarishi gradusning ullushiga qadar bo'lganda rang o'zgaradi.

Xolesteriklarning kimyoviy birikmalar bug'lariga nisbatan fotosezgiriligiga asosan ba'zi hidlarni aniqlaydigan asbob yasalgan.

Xolesterikning spiralsimon tuzilishining ko'rinadigan o'lchami, yorug'lik to'liq uzunligi tartibida. Bunday davriy tuzilmada yorug'likning Vulf-Bregglar

$$\lambda = 2d \sin\theta \quad (6.2)$$

ifodasi tavsiflaydigan interferensiyasi (va difraksiyasi) kuzatiladi (4.3.5. ga qarang). Agar $d = 5000 \text{ \AA}$ bo'lsa, 7000 \AA to'liq uzunligi (qizil) yorug'lik 45° ga burchak ostida tanlovchan qaytariladi, 30° ostida esa 5000 \AA (ko'k) yorug'lik qaytariladi. Xolesteriklarning yoy kamalak rangini ularning spiralsimon tuzilishi davri ko'rinadigan yorug'lik to'liq uzunligi tartibida ekanligi bilan tushuntiriladi.

Smektiklarda molekulyar qatlamlar orasidagi masofa bir necha angstrom. Bu holda rentgen nurlari tanlovchan qaytariladi. Ba'zi nematiklarda qatlamlar oralig'i mikronlar tartibida bo'ladi va ular infraqizil sohadagi nurlanishni tanlovchan qaytaradi.

Suyuq kristallar amalda keng qo'llaniladi, ayniqsa axborotga ishlov berish va tasvirlashda ularning elektrooptik xossalaridan foydalaniladi, suyuq kristallar asosida EHM larning keyingi avlodlari yaratilgan. Suyuq kristallardan elektron soatlar, mikrokalkulyatorlar, optoelektron qutimalar va boshqalarda qo'llaniladi. Yassi ekranlar ishlab chiqarilmoqda. Xolesterik suyuq kristallardan meditsinada (badanning yuqori haroratli joylarini aniqlashda) va texnikada (infraqizil, ultrabinafsha va boshqa) nurlanishlarni ko'radigan qilishda, mikroelektron sxemalar sifatini nazorat qilishda va hokazolardan foydalaniladi.

Mavzu yuzasidan testlar

1. Germaniy 0 dan 17 °C gacha isitilmoqda. Germaniyaning taqiqlangan zonasi kengligi 0,72 eV teng deb, uning solishtirma o'tkazuvchanligi necha marta oshishini aniqlang.

- A) 2,45 marta B) 2,45 marta C) 2,45 marta D) 2,45 marta

2. Toza kremniyga unchalik ko'p bo'lmagan bor aralashmasi kiritilgan. Mendeleyev elementlar davriy tizimidan foydalanib, aralashmali kremniy o'tkazuvchanligining turini aniqlang va tushutiring.

- A) p- tip B) n- tip C) p,n- tip D) o'tkazgich

3. Yarimo'tkazgichlarning solishtirma qarshiligini ko'rsating.

- A) $\rho = \rho_0 e^{\frac{\Delta E}{2kT}}$ B) $\rho = \rho_0 \alpha T$ C) $\rho = \rho_0 e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}$ D) $\rho = \rho_0 e^{\frac{\Delta E}{2RT}}$

Mavzu yuzasidan savollar

1. Adiabatik yaqinlashish va ozaro kelishilgan maydon yaqinlashishlarining mohoyati nimalardan iborat?

2. Kristaldagi va izolyasiyalangan atomdagi elektronlar energetik holatlari nima bilan farq qiladi? Taqiqlangan va ruxsat etilgan energetik zonalar deb nimaga aytiladi?

3. Yarimo'tkazgichlar va dielektriklar, metallar va dielektriklar zonalar nazariyasi bo'yicha bir-biridan nima bilan farq qilada?

4. Qanday holda qattiq jismlar zonalar nazariyasi bo'uicha elektr tokini o'tkazuvchi hisoblanadi?

5. Haroratning oshishi bilan yarimo'tkazgich o'tkazuvchanligining oshishini qanday tushuntirish mumkin?

6. Yarimo'tkazgichlarda xususiy o'tkazuvchanlik nimaga asoslangan?

7. Nima uchun xususiy yarimo'tkazgichlarda Fermi sathi ta'qiqlangan zona o'rtasiga joylashgan? Bu holni isbotlang.

8. Yarimo'tkazgichlardagi elektronli, aralashmali va teshikli aralashmali o'tkazuvchanlikning mexanizmi nimadan iborat?

9. Nima sababdan ancha yuqori haroratlarda aralashmali yarimo'tkazgichlarda xususiy o'tkazuvchanlik ustunlik qiladi?

10. Xususiy fotoo'tkazuvchanlik, aralashmali fotoo'tkazuvchanlikning mexanizmi nimadan iborat? Fotoo'tkazuvchanlikning qizil chegarasi nimadan iborat?

11. Zonalar nazariyasi bo'yicha flouressensiya va fosforossensiya hosil bo'lish mexanizmlari nimadan iborat?

12. Kontakt potentsiallar ayirmasining hosil bo'lishiga sabab nima?

13. Termoelektron hodisalarning yuzaga kelishining mohiyati nimadan iborat? Ularning hosil bo'lishini qanday tushuntirish mumkin?

14. Metallning n - tip, yarim o'tkazgich bilan o'zaro kontaktida berkituvchi qatlam qay vaqtda hosil bo'ladi? Agar p - tip yarim o'tkazgich bilan bo'lsa-chi? Uning hosil bo'lish mexanizmini tushuntiring.

15. p - n o'tish sohasining bir tomonlama o'tkazuvchanligini qanday tushuntirish mumkin?

16. p - n o'tishning volt - amper xarakteristikasi nimadan iborat? To'g'ri va teskari tokning hosil bo'lishini tushuntiring.

17. Yarimo'tkazgichli diodda tokka ruxsat etilgan yo'nalish bo'ylab qanday yo'nalish qabul qilingan?

18. Nima uchun yarimo'tkazgichli dioddan berkituvchi kuchlanish (kichik bo'lsada) bo'lganda ham tok o'tadi?

19. O'tkazgich, yarimo'tkazgichlar va dielektriklar bir-biri bilan qanday farq qiladi?

20. Yarimo'tkazgichlardan germaniy (Ge) ning kristall panjara tuzilishi qanday?

21. Yarimo'tkazgichlarning xususiy elektr o'tkazuvchanligi qanday hosil bo'ladi?

22. Yarimo'tkazgichlarning aralashmali elektr o'tkazuvchanligi qanday hosil bo'ladi?

23. p - n o'tish nima? Diodning tuzilishi qanday? Uning elektronikadagi qo'llanishining afzalligi nimada

24. Tranzistorning tuzilishi qanday? Uning elektronikadagi qo'llanishining afzalligi nimada?

25. Suyuq kristallarning molekulari qanday joylashgan?

26. Suyuq kristallarning xususiyatlari va qollanilishi.

27. Nematiklar nima?

28. Semantik nima?

29. Xolestrik nima?

7-MODUL.YADRO FIZIKASI

Reja:

7.1. Yadroning tarkibiy qismi. Yadro kuchlari. Massa defekti. Bog'lanish energiyasi;

7.2. Radioaktivlik. Radioaktivlik yemirilish qonuni. Yarim yemirilish davri. Radioaktiv nurlarni qayd qilish usullari;

7.3. Rentgen va radioaktiv nurlarning qo'llanilishi. Dozimetrik asboblar;

7.4. Yadro reaksiyalari, sun'iy radioaktivlik;

7.5. Yadroning bo'linishi. Zanjir reaksiya;

7.6. Yadro reaktori. Termoyadro reaksiyalari haqida tushuncha;

7.7. Yadro energetikasi va ekologiya.

7.1. Yadroning tarkibiy qismi. Yadro kuchlari. Massa defekti.

Bog'lanish energiyasi

Atom yadrosi haqidagi ta'limotlar XX asrning boshida intensiv rivojlanib bordi va hozirgi vaqtda bu sohada juda katta ishlar olib borilmoqda. Yadro energiyasidan elektr energiyasi olish maqsadida ko'plab ishlar amalga oshirilmoqda.

1932 yilda D.D.Ivanenko hamma yadrolar tarkibida ikkita zarrachalar, ya'ni protonlar va neytronlar borligi haqida gipotezani taklif qildi. Rezerford α -zarrachalarning sochilishi bilan o'tkazgan tajribalarida atomning asosiy massasi uning markazida joylashganini aniqladi va uni yadro deb atadi. Yadro tarkibidagi proton musbat zaryadlangan bo'lib, zaryadi elektron zaryadiga tengdir, ya'ni $e_+ = 1,6 \cdot 10^{-19}C$, uning tinchlikdagi massasi $m_p = 1,6724 \cdot 10^{-27}kg$. Neytron zaryadsiz zarracha bo'lib, uning tinchlikdagi massasi $m_n = 1,6748 \cdot 10^{-27}kg$. Proton va neytronlar nuklonlar deb ataladi. Hamma yadrolar musbat zaryadlangan bo'lib ular zaryadi protonlar zaryadi bilan aniqlanadi. Masalan: yadroda Z ta proton bo'lsa, u holda yadro zaryadi $q_{ya} = Ze$ ga teng bo'ladi. Yadroning massasi atomning massasidan ozgina farq qiladi. Odatda yadro massasi maxsus birlikda (massa atom birligi-m.a.b.) da o'lchanadi.

Massaning atom birligi qilib uglerod C_6^{12} izotopi atomi massasining 1/12 qismi qabul qilingan: $1 \text{ m. a. b.} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$.

U holda $m_p = 1,00747 \text{ m. a. b.}$, $m_n = 1,00892 \text{ m. a. b.}$. Bundan tashqari energiya va massaning ekvivalentlik qonuh ($w = mc^2$) ga asoslanib, massa J larda yoki eV larda ($1\text{J} = 6.2419 \cdot 10^{18} \text{ eV}$) ham ifodalanadi.

Demak,

$$m_p = 1.5033 \cdot 10^{-10} \text{ J} = 938.28 \text{ MeV},$$

$$m_n = 1.5054 \cdot 10^{-10} \text{ J} = 939.5 \text{ MeV}.$$

Massa soni-yadrodagi nuklonlar soniga teng, ya'ni Z protonlar va N neytronlar bo'lsa, u holda massa son

$$A = Z + N \quad (7.1)$$

Yadro quyidagicha belgilanadi ${}_Z^AX$. Yadroda protonlar soni bir xil, ammo neytronlar soni har xil atomlar izotoplar deyiladi. Bir kimyoviy elementning barcha izotoplari elektron qobiqlarining tuzilishi bir xil bo'ladi. Shuning uchun ularning fizik xossalari ham bir xil bo'ladi. Lekin yadro strukturasi kelib chiqadigan kimyoviy xossalari (massa soni, zichligi, radioaktivligi va hokazolar) ancha farq qiladi. Bu farq, ayniqsa, yengil kimyoviy elementlarda yaqqol ifodalanganidir. Shu sababli Mendeleyev davriy tizimidagi ko'p atomlarning atom og'irligi butun son emas. Ya'ni ular ko'p izotoplar aralashmasidan iboratdir.

Yadro fizikasida har xil masalalarni hal qilishda, yadroning har xil soddalashtirilgan modellaridan foydalanishga to'g'ri keladi. Yadroning har xil modeli-taxminiy modellar bo'lib, yadroning har xil xossalarni tushuntirishda ishlatiladi.

Yadro modellari.

1. Yadroning tomchi modeli. Fizik olim Y.I.Frenkel tomonidan taklif qilingan bo'lib, bu modelda atom yadrosi bilan suyuqlikning zaryadlangan tomchisi o'rtasidagi tashqi o'xshashlik asos qilib olinadi. Yadroning tomchi modeli, yadro zaryadini uning massa soni bilan bog'loshga, atom yadrosi turg'unligini keltirib chiqarishga imkon beradi. Turg'unlik sharti:

$$Z_{turg'} = \frac{A}{1,98 + 0,015 A^3}, \quad (7.2)$$

bu formulada $Z_{turg'}$ -yadroning berilgan A massa sonida yadroning eng turg'un bo'lishini ta'minlovchi zarrachalar soni. Bu model yadroning parchanish hodisasini tushuntirishga ham yordam beradi.

2. Yadroning qobiq modeli. Bunda nuklonlar bir-biri bilan o'zaro ta'sir qilmasdan harakatlanadi, bu harakat nuklonlar tomonidan hosil qilingan maydonda yuz beradi deb faraz qilinadi. Nuklonlar yadroga ma'lum energetik sathlarni hosil qiladi, ya'ni energiyaning ma'lum porsiyalariga (kvantlariga) ega bo'ladi. Demak, uzlukli energetik sathlar hosil bo'lib, energiyalari bir-biriga yaqin sathlar birlashib, yadro qobig'ini tashkil etadi. Yadroning energetik strukturasi atom elektron qobig'i strukturasi o'xshashligi uchun yadroga qobiq modeli kiritildi. Lekin bunday o'xshatish sifatii o'xshatishdir. Agar masalaga chuqur qaralsa, atomda elektronlar yadro atrofida, ya'ni markaziy maydonda harakatlanadi, yadrodagi nuklonlar esa markaziy maydonda harakat qilmay, eng yaqin masofada bir-biriga ta'sir etuvchi nuklonlar maydonda harakatlanadi.

Yadro eneretik sathlarning ikki tizimi mavjud: bittasi protonlarga, ikkinchisi neytronlarga tegishlidir. Bu sathlarni ikkalasini ham neytron va protonlar bir- biriga bog'liq bo'lmagan holda ishg'ol qilishlari mumkin.

3. Yadroning optik modeli. Bu model yadroga uchib kelib uriluvchi zarrachalar, fotonlar ta'siriga asoslangan optuk model bo'lib, yadro reaksiyalarini o'rganishda katta ahamiyatga ega.

Rezerford birinchi bor tajribalar natijasiga asoslanib yadro radiusi 10^{-15} - $10^{-14}m$ degan xulosaga kelgan edi. Umuman, barcha yadrolar radiuslari quyidagi formuladan taxminan hisoblanadi.

$$R = (1,45 \div 1,5)10^{-15}A^{1/3}. \quad (7.3)$$

Yadro fizikasida uzunlikning femtometr ($1fm = 10^{-15}m$) degan o'lchov birligi ishlatiladi. U holda (7.3) formula quyidagicha yoziladi.

$$R = (1.45 \div 1.5)A^{1/3}fm. \quad (7.4)$$

Yadro eng zich modda hisoblanadi, uning zichligi taxminan $1.8 \cdot 10^{17}kg/m^3$ ga tengdir.

Yadroning spini nuklonlar spinlarining yig'indisidan iborat. Proton va neytronlar spinlari o'zaro teng, ya'ni $s = \frac{1}{2} \hbar$. Ko'pchilik hollarda spin \hbar o'lchamlarida aniqlanadi. Demak, proton va neytron spinlari $1/2$ ga teng ekan. Yadro spini bilan magnit momentilari bir-biri bilan bog'langan. Yadro magnetoni

$$\mu_{ya} = \frac{e\hbar}{2m_p} \quad (7.5)$$

orqali aniqlash mumkin. Yadro magnetoni hisoblaylik $\mu_{ya} = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5,0508 \cdot 10^{-27} \frac{J}{T}$. Protonning xususiy magnit momenti $\mu_{mp} = +2,79\mu_{ya}$, neytronniki esa $\mu_{mn} = -1,91\mu_{ya}$ ga teng bo'ladi, minus ishora neytronning xususiy magnit momenti spiniga teskari yo'nalganligini ko'rsatadi.

Atom yadrosining o'ta barqarorligi yadro ichida tortishish xarakteriga ega bo'lgan qudratli yadro kuchlari bilan tushuntiriladi. Masalan, geliy yadrosini alohida protonlar va neytronlarga ajratish uchun geliy atomining to'liq ionlashish energiyasidan bir necha ming marta ortiq energiya sarflash kerak. Yadro kuchlarining xususiylatlari tajribada yaxshi o'rganilgan bo'lib, ular quyidalardan iboratdir:

1) nuklonlar orasidagi masofa $r = (1 + 2) \cdot 10^{-15} \text{m}$ oraligi'da yadro kuchlari mavjud bo'lib, $r > 3 \cdot 10^{-15} \text{m}$ bo'lganda amalda yadro kuchlari nolga teng bo'ladi,

2) yadro kuchlari ta'sir yadrosining kichik bo'lishi, nuklonlar faqat qo'shni nuklonlar bilan o'zaro ta'sirlasha olishini bildiradi,

3) yadrodagi nuklonlar o'zaro juda yaqin joylashganligi uchun, engil va og'ir atomlar yadro moddasining zichligi deyarli bir xil,

4) yadro kuchlari kvant xarakteriga ega bo'lib, nuklonlar o'zaro π -mezonlar deb ataluvchi uchinchi zarrachalar bilan bog'langan. Bu zarachalarni nuklonlar doim almashtirib turadi. Shuning uchun yadro kuchlarini almashinuvchi kuchlar deb ataladi. 1935 yuli yapon fizigi K.Yukava π -mezonlarini tinchlikdagi massasi elektronning massasidan 270 marta katta bo'lib, ular uch xil: musbat (π^+), manfiy (π^-) va neytral (π^0) turlari mavjudligini aniqladi. Yadrodagi

nuklonlar doimo mezonlarni yutib va chiqarib turishi sababli yadro kuchlari hosil bo'ladi.

Atom yadrosidagi nuklonlar yadro kuchlari bilan o'zaro kuchli bo'linishga ega. Demak, yadrolar o'ta barqaror tizimdir. Atom yadrosidagi nuklonlar orasidagi bu bog'lanishni uzish uchun ma'lum energiya miqdorini sarflash (yoki ish bajarish) kerak.

Yadroni tashkil qilgan nuklonlarni butunlay ajratish uchun zarur bo'lgan energiyaga yadroning bog'lanish energiyasi deyiladi. Yadroning bog'lanish energiyasi qancha katta bo'lsa, yadro shuncha barqaror bo'ladi.

Agar protonlar va neytronlar birikib yadro hosil qilsa, ularning o'zaro bo'g'lanishiga ekvivalent bo'lgan energiyasi ajraladi. Demak, Eynshteyinning maxsus nisbiylik nazariyasiga asosan atom yadrosining massasi uni hosil qilgan erkin protonlar va neytronlar massalarining yig'indisidan kichikroq bo'lishi kerak, yani:

$$M_y < (Zm_p + Nm_n) \quad (7.6)$$

bunda Z -protonlar soni, N -neytronlar soni, m_p -proton massasi m_n -neytron massasi. (7.6) dan massalar ayirmasi:

$$\Delta m = (Zm_p + Nm_n) - M_y. \quad (7.7)$$

Bu Δm kattalikka yadroning massa defekti (massasining yetishmasligi) deb ataladi, bu yadroning defekti Δm ga mos kelgan W_b bog'lanish energiyasi Eynshteyn tenglamasi bilan aniqlanadi.

$$W_b = \Delta m c^2 = [(Zm_p + Nm_n) - M_{ya}]c^2. \quad (7.8)$$

Bundagi neytronlar soni $N = (A - Z)$ bo'lgani uchun (7.8) ni yana quydagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$W_b = \{[Zm_p + (A - Z)m_n]\} c^2 \quad (7.9)$$

bunda A yadroning massa soni, ya 'ni yadrodagi nuklonlar soni. Atom yadrosining W_b bog'lanish energiyasi nuklonlar soni A ga proporsional ravishda oshib borib, yadroning barqarorligini xarakterlab bera olmaydi. Yadroning bitta nukloniga mos kelgan bog'lanish energiyasiga yadroning solishtirma bog'lanish energiyasi deyilib, u quyidagiga teng:

$$\varepsilon = \frac{W_b}{A} \quad (7.10)$$

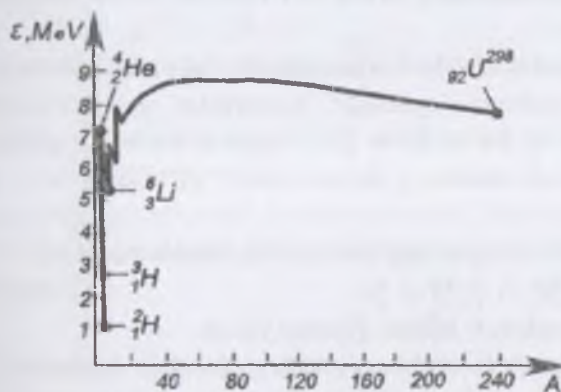
Yadroning bog'lanish energiyasi qancha katta bo'lsa, shchalik barqaror bo'ladi (7.1- jadvalga qarang).

7.1-jadval

Atom yadrosining bog'lanish va nisbiy bog'lanish energiyasi

No	Yadro	W_b, MeV	$\varepsilon, \frac{\text{MeV}}{\text{Nukl}}$	No	Yadro	W_b, MeV	$\varepsilon, \frac{\text{MeV}}{\text{Nnukl}}$
1.	H_1^2	2,2	1,100	7.	P_{15}^{30}	250,6	8,35
2.	H_1^3	8,5	2,830	8.	Fe_{26}^{56}	492,2	8,79
3.	He_2^4	28,3	7,075	9.	Ba_{66}^{138}	1158,5	8,39
4.	Li_3^8	32,0	5,330	10.	Ra_{88}^{226}	1731,6	7,66
5.	B_5^{10}	64,7	6,470	11.	U_{92}^{233}	1771,8	7,60
6.	O_8^{16}	127,6	7,975	12.	U_{38}^{238}	1801,7	7,57

Mass spektrograflar yordamida barcha izotop yadrolarning massalari



213-rasm

o'lchanib, ularning defektlari, bog'lanish va nisbiy bog'lanish energiyalari topilganedi. Ba'zi izotop yadrolarning bog'lanish va ε nisbiy bog'lanish energiya qiymatlari 7.1 jadvalda keltirgan. 213-rasmda izotop yadrosining solishtirma bog'lanish energiyasi ε ning massa soni A -ga bog'lanish grafigi tasvirlangan. Bu grafikdan

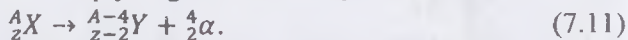
ko'rinadiki, og'ir yadrolarda solishtirma bog'lanish energiyasining engil yadrolarda uncha mustahkam emasligini ko'rsatadi.

7.2. Radioaktivlik. Radioaktivlik yemirilish qonuni. Yarim emirilish davri. Radioaktiv nurlarni qayd qilish usullari

Radioaktivlik deb, turg'un bo'lmagan yadrolarning o'zidan boshqa yadrolar yoki elementar zarrachalar chiqarib yemirilishiga aytiladi. Buning xarakterli tomonlardan biri reaksiyaning o'z-o'zidan bo'lishidir. Radioaktivlik ikki turga bo'linadi: tabiiy va sun'iy. Tabiiy radioaktivlikni 1896 yilda fransuz fizigi Bekkerel uranda aniqlagan, keyinchalik bu xususiyat boshqa og'ir yadroli elementlar aktiniy, toriy, poloniy, radiyga ham xos ekanligi aniqlandi. Poloniy va radiy nurlanishini 1898 yili Pyer va Mariya Kyurilar ochgan. Sun'iy radioaktivlik esa yadro reaksiyalari paytidagi nurlanishlardir. Tabiiy va sun'iy radioaktivlikda prinsipial farq yo'q. Bular uchun umumiy qonuniyatlar o'rinlidir. Radioaktiv nurlanishlar o'z tabiatiga ko'ra murakkabdir. Nurlanishlarning uchta turi mavjud, ya'ni alfa, betta, gamma nurlanishlar.

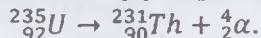
Alfa siljish qoidasi. Alfa nurlanishlarda yadro alfa zarrachalar chiqarib boshqa yadroga aylanadi. α -zarracha geliy atomining yalong'och yadrosidir, ya'ni ${}^4_2\alpha = {}^4_2\text{He}$. Agar α -zarracha radioaktiv atomdan chiqib ketsa, atomning zaryad soni 2 ga, massa soni 4 ga kamayadi.

Alfa siljish qoidasini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin,



Bu yerda X -onalik yadro, Y -bolalik (qizlik) yadro.

Uranning toriyga aylanishini quyidagicha ifodalash mumkin:

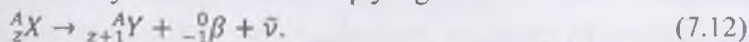


Ona yadro massasi, boia (qiz) yadro va α zarralar massasidan katta bo'ladi (demak, energiyalari ham katta). Reaksiyadan so'ng bola yadro normal va uyg'ongan holda ham bo'lishi mumkin. α zarralar elektr va magnit maydonlarida og'adi. α zarracha zaryadi $+2e$ ga, massa soni 4 ga teng. Alfa zarrachalar radioaktiv moddalardan 1400 m/s dan 2000 m/s gacha tezlik bilan uchib chiqadi. Bu esa 4–9 MeV

kinetik energiyaga tengdir. Alfa zarrachalar moddadan o'tganda ularga o'z maydoni bilan ta'sir qilib ionlashtiradi va ikkita elektron qo'shib olib neytral geliy atomiga aylanadi. Alfa zarraning havoda o'tish yo'li 3-9 sm va ionlashtirish qobiliyati 250000 juft ionga teng. Alfa zarrachalar qalinligi 0,06 mm bo'lgan alyuminiy qatlamida to'la yutiladi.

Betta siljish qoidasi. Beta yemirilish-bu yadro ichida neytron va protonlarning o'zaro aylanishiga aytiladi. Buning uch xil turi mavjud. Elektron yoki betta yemirilishda yadrodan betta-zaracha (elektron) uchib chiqadi va spektri tutash bo'ladi. Bu esa yadroning diskret energetik holatlardan tashkil topganligi to'g'risida tasavvurlarga to'g'ri kelmaydi. Shuning uchun 1932 yilda Pauli bu holda β -zarrachalar bilan kichik massali boshqa zarrachalar ham chiqadi degan gipotezani aytdi. Bu zarrani Fermi neytrino deb atadi. Keyinchalik aniqlanishicha, neytrino betta plus yemirilishida hosil bo'lar ekan. Beta minus yemirilishda esa antineytrino hosil bo'lar ekan.

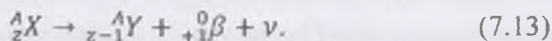
Betta minus yemirilish sxemasi quydagicha tasvirlanadi:



Masalan: tritiyning geliyga aylanishi ${}^3_1H \rightarrow {}^3_2He + {}^0_{-1}\beta + \bar{\nu}$, bunda $\bar{\nu}$ -antineytrino

Betta yemirilish yadro ichida neytronning protonga aylanishida ham hosil bo'ladi. Demak, ${}^0_{-1}\beta$ yemirilishda hosil bo'lgan elementning zaryadi ortadi, lekin massa soni 'zgarmaydi.

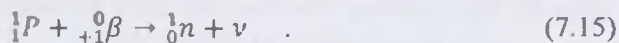
Pozitronli yoki betta pilus yemirilish sxemasi quyidagicha tasvirlanadi:



Yadroda protonning neytronga aylanishi ham betta pilus yemirilishga kiradi,



Bunda yadro birorta ichki elektronni qabul qilib atomdagi uning protonini neytronga o'tkazadi



Demak, ${}^0_{+1}\beta$ yemirilishda hosil bo'lgan elementning zaryadi kamayadi, lekin massa soni 'zgarmaydi.

β -zarrachalar massasi α -zarrachalarnikidan 7350 marta kichik, o'rtacha tezligi 160000 km/s , energiyasi $0,001\text{--}10\text{ MeV}$ oralig'ida. Shuning uchun bularning ionlashtirish qobiliyati α -zarrachalarnikidan 100 marta kichik. Moddadan o'tish masofasi esa shuncha kattadir. Masalan, havoda 40 metrgacha, alyuminiyda 2 sm gacha kiradi.

γ -nurlanish. γ -nurlanish chastotasi juda katta (10^{20} Hz), to'liq uzunligi esa juda kichik (10^{-12} m) bo'lgan fotonlar oqimidan iborat bo'lib, energiyasi 1 MeV atrofida. γ -nurlar eng qattiq elektromagnit nurlar bo'lib, rentgen nurlariga o'xshash. Zaryadi yo'q, tezligi 300000 km/s ga teng. Kristalldan o'tganda difraksiyalanadi. γ -nurlar atom yadrosidan chiqadi. γ -nurlar ionlashtirish qobiliyati kichik, u havoda 100 ta (1 sm da $1\text{--}2$ ta juft) ion hosil qiladi. O'tish qobiliyati katta, havoda yuzlab metr, 5 sm qo'rg'oshindan va odam tanasidan bemalol o'tadi.

Radioaktivlik emirilish qonuni. Radioaktiv nurlanish atomlarning elektron qobiqlaridan emas, balki atom yadrosidan nurlanadi.

Radioaktiv nurlanish statistik hodisa bo'lib, berilgan nostabil yadro qachon yemirilishini aytish qiyin. Faqat ehtimolligini aytish mumkin. Juda ko'p yadrolar uchun yemirilmagan yadrolarning vaqtga bog'liqligini ifodalovchi statistik qonunni chiqarish mumkin. Agar dt vaqt ichida dN ta yadro yemirilsa, u holda quyidagini yozish mumkin:

$$dN = -\lambda N dt \quad (7.16)$$

λ -yemirilish doimiysi, turli yadrolar uchun turlichadir, "minus" ishora har doim $dN < 0$ ekanligini, ya'ni yemirilganda radioaktiv modda atomlari soni doim kamayib borishini ko'rsatadi. (7.16) dan $\lambda = -\frac{dN}{N dt}$ kelib chiqadi, ya'ni yemirilish doimiysi vaqt birligidagi atomlar sonining nisbiy kamayishiga teng.

(7.16) tenglikni $t = 0$ dan t gacha integrallab quyidagini olamiz:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (7.17)$$

Bunda N_0 -yadrolarning boshlang'ich soni, N -xuddi shu elementning t vaqt o'tgandan keyin qolgan yadrolar soni.

Bu (7.17) muhosabat radioaktiv yemirilish qonuni deb ataladi.

Yarim yemirilish davri. Radioaktiv yemirilishining tezligini xarakterlash uchun yarim yemirilish davri tushinchi kiritiladi. Yarim yemirilish davri T deb, boshlang'ich radioaktiv element atomlari miqdorining ikki marta kamayishi uchun ketgan vaqtga aytiladi. (7.17) dan quyidagini olish mumkin:

$$e^{-\lambda t} = \frac{1}{2}$$

bundan ($t=T$ deb olsak)

$$T = \ln \frac{2}{1} = \frac{0,693}{\lambda}. \quad (7.18)$$

Emirilish daimiysiga teskari proporsional bo'lgan τ kattalikka radioaktiv atomning o'rtacha yashash vaqti deyiladi: $\tau = \frac{1}{\lambda}$.

Demak, $T = \tau \cdot \ln 2$, bundan

$$\tau = \frac{T}{\ln 2} = 1,44 T,$$

ya'ni o'rtacha yashash vaqti yarim yemirilish davridan taxminan bir yarim marta katta. T , τ va λ larning qiymatlari turli radioaktiv elementlar uchun turlichadir (jadvallarga qarang).

Radioaktiv moddalar bilan ishlaganda ulardan 1s da chiqadigan zarralar, γ -fotonlar sonini bilish zarur va bu son yemirilish tezligiga proporsional bo'lib, A aktivlik deyiladi

$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right|. \quad (7.19)$$

(7.16), (7.18) va (7.19) formulalardan quyidagi kelib chiqadi:

$$A = \frac{dN}{dt} = \lambda N = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = \frac{N \ln 2}{T}. \quad (7.20)$$

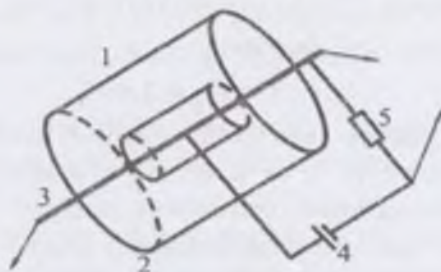
Demak, elementning aktivligi uning miqdoriga tog'ri proporsional va yarim emirilish davriga teskari proporsional. Aktivlik vaqtga qarab eksponensial qonun bo'yicha kamayib boradi.

Aktivlik birligi Bekkerel (Bk) qabul qilingan. 1 Bk deb, 1 s da 1 ta yemirilish bo'ladigan manbaning aktivligiga aytiladi. XBT dan tashqari va ko'p ishlatiladigan aktivlik birligi Kyuri (Ku). 1 Ku ($kyuri$) = $3,7 \cdot 10^{10} Bk = 3,7 \cdot 10^{10} s^{-1}$. Yana boshqa birlik ham mavjud, 1 Rf (rezerford) = $10^6 Bk$. 1 $Rf = 1/37000 (Ku)$.

Radioaktiv manbai birlik massasining aktivligini xarakterlash uchun - solishtirma massa aktivligi kiritilgan (Bk/kg)

Radioaktiv nurlarni qayd qilish usullarini bilan tanishaylik. Atom yadrolarini va yadrodagi ichki jarayonlarni o'rganishda juda ham kichik zarrachalar (elektronlar, protonlar, α -zarrachalar va hokazolar) bilan ish ko'rishga to'g'ri keladi. Bu mikrozarrahalmi kuzatish va qayd qilish uchun yadro fizikasi asosan quyidagi asboblardan foydalanadi: ionizasion hisoblagich, ssintillyasiya hisoblagich, Vilson kamerasi, pufakli kamera, qalin qatlamli fotografiya emulsiyasi va boshqalar.

Ionizasion hisoblagich—bu harakatlanayotgan zaryadlangan mikrozarra gazni ionlashtirishida gazda razryad paydo bo'lishini qayd qiladi.



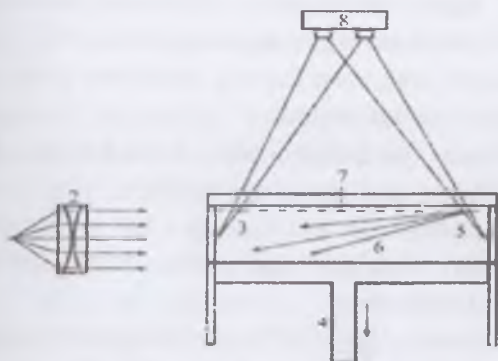
214-rasm

Geyger-Myuller hisoblagichi: 1-shisha ballon, 2-kondensator, 3-metall tola,

4-batareya, 5-qarshilik (214-rasm). U shisha idishdan iborat bo'lib, ichi 100-200 mm.sm. ust. bosimida gaz bilan to'ldirilgan. Metall tolaga batareyadan, yuqori $0m$ li qarshilik orqali kuchlanish beriladi. Agar idishga zaryadlangan zarra uchib kirsam, gazni ionlashtiradi va gaz razryadi vujudga keladi. Kondensator zanjiridan o'tadigan qisqa muddatli tok tufayli qarshilikdagi kuchlanish hosil bo'ladi. Kuchlanishning bunday tebranishi odatdagi radiotexnik usullarda kuchaytiriladi va so'ngra signal lampochkasining chaqnashi yoki elektrotexnik hisoblagich strelkasining harakati bilan qayd qilinadi. Bu hisoblagich har sekundda 10000 zarrachani qayd qila oladi.

Ba'zi detektorlar zarrachalarning trayektoriyasini aniqlashda qo'llaniladi. Vilson kamerasi, diffuzion va pufakchali kameralar shular jumlasidandir.

Vilson kamerasini, 1912 yilda ingliz fizigi Vilson ixtiro qilgan. Bu kamera ishi havoda uchib o'tayotgan mikrozarracha hosil qiladigan ionlarning o'ta to'yingan bug' uchun kondensasiyalanish markazlari bo'lib qolishiga asoslangan. Vilson kamerasini tuzilishi 215-rasmda keltirilgan.



215-rasm

Vilson kamerasi. Bunda 1-yorug'lik manbai, 2-kondensor, 3-kamera, 4-porshen, 5-radioaktiv preparat, 6-nurlar, 7-elektir kuchlanishni berish uchun yupqa simdan yasalgan to'r, 8-stereofotokamera.

Bunda suv bug'i o'ta to'yingan holatga o'tadi va kameraga silindrdovorning yupqa qismidan o'tib kirgan mikrozarracha hosil qilgan ionlarda kondensasiyalanadi. Zarrachalarning butun yo'lini suv tomchilari qoplaydi. Kameraning ichki hajmini yoritib, bu yo'llar (treklar) ni kuzatish yoki suratga olish mumkin. Trekning ko'rinishiga qarab ionlashtiruvchi zarachaning tabiati to'g'risida fikr yuritish mumkin (masalan, elektronning treki α -zarrachasidan ingichkaroq va uzunroq bo'ladi).

7.3. Rentgen va radioaktiv nurlarning qo‘llanilishi. Dozimetrik asboblari

Zaryadlangan zarralar moddaga tushganda yadrolar va elektronlar bilan ta'sirlashadi, natijada moddaning va zarrachaning holati o'zgaradi. Bunda asosiy mexanizm α , β , γ -zarrachalarning moddada ionizatsiya tormozlanishi natijasida energiyasining bir qismining yo'qolishidir, uning kinetik energiyasi modda atomlarining ionlanishiga sarf bo'ladi. Zarralarning modda bilan ta'siri miqdor jihatdan 3 ta kattalik bilan aniqlanadi: solishtirma ionizatsiya, solishtirma ionizatsiya yo'qotish, zarrachaning moddadagi yo'li.

Solishtirma ionizatsiya deb, zarrachaning moddada 1sm yo'l bosganda hosil qilgan ionlar soniga aytiladi.

Solishtirma ionizatsiya yo'qotish deb, zarrachaning 1sm moddada yurganda energiyasining o'zgarishiga aytiladi.

Zarrachaning moddadagi yo'li (R) deb, bu zarrachaning moddada tezligi issiqlik harakati tezligidan katta tezlikda harakatlanadigan masofaga aytiladi. α -zarrachalarning muhitda bosib o'tgan yo'li solishtirma ionizatsiyaga bog'liqdir. Bitta molekulani ionlashtirish uchun 34eV ga yaqin energiya talab qilinishi sababli $dE/dx = 0,71 \div 2,7\text{MeV/sm}$ oralig'ida bo'ladi. α -zarrachalarning o'tish masofasi uning energiyasiga bog'liq, havoda quyidagi formula bilan ifodalanadi: $R = 0,318 E^{3/2}$, bunda E -zarracha energiyasi. α -zarrachaning suyuqlikda va tirik organizmda o'tish yo'li $10\text{-}100\text{ mkm}$ ga teng. α -zarrachaning tezligi molekular issiqlik harorati tezligigacha sekinlashgach, u moddada ikkita elektroni tutib olib, gely atomiga aylanadi.

Ionizatsiya va uyg'onish birlamchi jarayonlardir, ikkilamchi jarayonlar esa molekulyar kinetik harakat tezligi oshishi, xarakteristik rengen nurlar chiqishi, radiolyuminessensiya, kimyoviy jarayonlardir. α -zarrachalarning yadro bilan ta'siri ionizatsiya jarayonidan ancha ehtimolligi kamdir.

α -zarrachalar aliyuminiyda $0,4\text{ mm}$, suvda $1,1\text{ mm}$ gacha kiradi.

γ -nurlar moddaga tushganda rentgen nurlariga xos bo'lgan jarayonlardan (kogerent sochilish, Kompton effekt, fotoeffekt)

tashqari elektron-pozitron juftligi hosil bo'lishi, fotoyadroviy reaksiyalar, γ -fotonlar atomlarni ionlashtirishi ham bo'ladi.

Nurlanishning kichik dozasi yutilganda katta biologik buzilishlar yuz berishi mumkin. Nurlanish olgan ob'yektlarning ta'siri naslga o'tadi. Shuning uchun nurlanishdan himoyalaniish katta ahamiyatga ega.

Nurlangan moddaga berilgan energiyaning shu modda massasiga nisbatiga nurlanishning yutilgan dozasi deyiladi. O'lchov birligi Grey (Gr)-u 1 kg massali nurlangan moddaga 1J ionlovchi nurlanish energiyasi berilishiga teng bo'lgan nurlanish dozasi ga tengdir.

Nurlanish dozasi quvvati sekundiga Greylarda (Gr/s) ifodalanadi. Nurlanish dozasi tizimdan tashqari birligi rad . (Radiation Absorbed Dose so'zlarining bosh harflari) $1 rad = 10^{-2} Gr$. Quvvatining birligi (rad/s) larda ifodalanadi.

Yutilgan doza tushunchasi tajribada kam foydalaniladi. Amalda jism yutgan dozani nurlanishning uni o'rab turgan havoga ionlovchi ta'siri bo'yicha baholanadi. Bunga ekspozision D doza deyiladi. XBTdagi birligi (C/kg). Amalda esa rentgen ishlatiladi. Bunday dozada $1 sm^3$ quruq havoning ionlashishi natijasida $0^\circ C$ va $760 mm.sm.ust.$ bo'lgan vaqtda, har birining ishorasi bir-birlik $SGSq$ ($SGSq = \frac{1}{3} 10^{-9} C$) ga teng bo'lgan zaryad tashuvchi ionlar hosil bo'ladi.

Nurlanish va ekspozision dozalar o'zaro proporsionaldir: $D = f X$, bunda f -o'tish koeffitsiyenti. Suv va odam tanasining yumshoq to'qimalari uchun $f = 1$.

Ionlanish uchun odatda nurlanish dozasi qancha katta bo'lsa, biologik ta'sir ham shuncha katta bo'ladi. Lekin turli nurlanishlar, aynan bir xil yutilgan dozada ham, turli xil ta'sir ko'rsatadi. Shuning uchun nurlanishning organizmlarga ta'sirini ko'rsatuvchi ekvivalent doza kattaligi qabul etilgan: tabiiy radioaktiv manbalari (kosmik nurlar, Yer bag'ri hamda suv radioaktivligi, odam gavdasi tarkibidan yadrolar radioaktivligi va hokazolar) taxminan 125 mber ekvivalent dozaga mos fon hosil qiladi. Nurlanish bilan ish olib borgan kishilar

uchun bir yillik ruxsat etilgan dozasi 5 *ber*, o'limga olib boradigan dozasi 60 *ber*

Dozimetrik asboblarda deb, ionlovchi nurlar dozasi o'lchash yoki dozalar bilan bog'langan kattaliklarni aniqlovchi asboblarga aytiladi. Tuzilishi jihatdan ular yadroviy nurlanish detektori va o'lchov qurilmadan iborat bo'ladi. Odatda, ular doza yoki doza quvvati birliklarida darajalangan bo'ladi. Ishlatiladigan detektor turiga qarab, dozimetrlarni ionizatsion, lyuminescent, yarim o'tkazgichli, fotodozimetr lar ion doza, tok esa uning quvvatiga proporsionaldir. Masalan, *MRM-2* -mikrorentgenometrlar *DK-0,2*-individual dozimetr kompleksi. Detektorlari gaz razryad hisoblagichlaridan iborat bo'lgan dozimetrlar ham mavjud. Radioaktiv izotoplar aktivligini yoki konsentratsiyasini o'lchash uchun radiometrlar qo'llaniladi.

Radiatsion himoyalashning uchta turi vaqtdan, masofadan va material bilan himoyalash mavjud. Vaqt qancha ko'p bo'lib, masofa qanchalik kam bo'lsa ekspozitsion doza shunchalik katta bo'ladi. Material bilan himoyalashda nur turiga bog'liq. Alfa nurlanishdan himoyalash soddagina bo'lib, bir varaq qog'oz yetarli. Ammo nafas yo'li va ovqat orqali ham nurlanish mumkin. Beta nuridan himoyalash uchun bir necha *sm* qalinlikdagi alyuminiy, pleksiglas yoki shisha plastinka yetarli. Neytral nurlanishlar hisoblangan rentgen va gamma nurlanishlarda himoyalash murakkabdir. Bulardan ham qiyini neytronlardan himoyalashdir. Kosmik nurlar 92,9% protonlar, 6,3% alfa zarrachalardan iborat. Birlamchi kosmik nur energiyasi $10^9 eV$, Yerga yetib kelganda quvvati 1,5GW bo'ladi.

Ma'lumki, uran yoki plutoniy yadrosining bo'linishidan juda katta miqdorda energiya ajralib chiqadi. 1 g uran-238 elementining parchalanishida:

23000 000 *kW soat* issiqlik energiyasi ajralib chiqadi yoki 1 kg uran-238 elementi energiyasi 2500 000 kg toshko'mirmi, 2000000 kg benzinni, 25000000 kg trinitrotoluolni portlagandagi energiyasiga teng. Bu keltirilgan ma'lumotlardan ko'rinib turibdiki, atom energiyasidan energetik resurs sifatida foydalanish nihoyatda katta ahamiyatga egadir. Hozirgi vaqtda butun dunyoda 100 dan ortiq

atom elektr stansiyalari bo'lib, ularning umumiy quvvati bir necha million kilovattidir. Hozirgi zamon fani va texnikasi atom energiyasidan foydalanishning turli usullarini ishlab chiqmoqda.

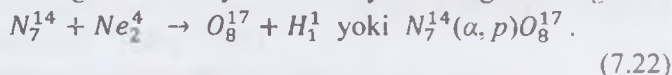
7.4. Yadro reaksiyalari. Sun'iy radioaktivlik

Yadro reaksiyasi deb, ikki zarracha yoki ikki yadro, yoki yadro va zarrachalar o'zaro ta'sirlashishi natijasida ular ichki holatlarining o'zgarishi, yoki boshqa yadrolarga aylanishiga aytiladi.

Agar a zaracha X yadro bilan to'qnashish reaksiyasi natijasida Y yadro va b zarracha hosil bo'lsa, u holda yadro reaksiyasi quyidagi ko'rinishda yoziladi:



1919 yilda E.Rezerford tomonidan α -zarrachaning azot yadrosi N^{14} bilan to'qnashuvi natijasida kislorod izotopining yadrosi O^{17} va proton H^1 hosil bo'lgan birinchi yadro reaksiyasi amalga oshirilgan



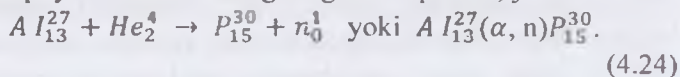
7.2-jadvalda amalga oshirilgan yadro reaksiyalari keltirgan.

Kimiyoviy reaksiyalardagi kabi yadro reaksiyalarida ham ma'lum miqdorda energiya ajralib chiqishi yoki yutilishi mumkin. Bu Q energiyaga yadro reaksiyasining energiyasi deyilib, u reaksiyaning boshlang'ich va natijaviy juftlarining energiya farqiga teng bo'ladi:

$$Q = [(m_A + m_a) - (m_B + m_b)]c^2. \quad (7.23)$$

Bunda m_A , m_a , m_B , m_b lar reaksiyadan oldingi va keyingi zarrachalarining massalari, c -yorug'likning vakuumdagi tezligi.

Ko'pchilik yadro reaksiyalarining mahsulotlari ham radioaktiv bo'lib, ular sun'iy radioaktiv izotoplar deyiladi. Sun'iy radioaktivlik hodisasini 1934 yilda atoqli fransuz fiziklari Irena va Fridrix Jolio-Kyurilar kashf qilishgan. Ular Al_{13}^{27} yadrosini α -zarrachalar bilan bombardimol qilganda, yadrodan neytron n_0^1 chiqib, fosforning P_{15}^{30} radioaktiv izotopi yadrosi hosil bo'lganligini aniqlashdi, ya'ni:



Yadro reaksiyaning mahsuloti fosfor P_{15}^{30} radioaktiv izotop bo'lib, uning yarim emirilish davri $T_{1/2} = 2,5$ minutga teng. Bu izotop pozitron (e_{+1}^0) ni

7.2-jadval

Yadro reaksiyalari va reaksiyaning izohi

№	Reaksiya	Reaksiyaning izohi
1.	$N_7^{14}(\alpha, p)O_8^{17}$	1919 yilda Rezerford tomonidan amalga oshirilgan.
2.	$Al_{13}^{27}(\alpha, n)P_{15}^{30}$	Bu reaksiya bilan Irena. va Jolio-Kyurilar sun'iy radioaktivlikni kashf qilishdi.
3.	$Be_4^9(\alpha, n)C_6^{12}$	1932 yilda Chedvik bu reaksiya bilan neytronni kashf qildi.
4.	$Li_3^7(p, \alpha)Ne_2^4$	1934 yilda Kokroft va Uolton tezlashtirilgan proton yordamida amalga oshirilgan birinchi reaksiya.
5.	$Li_3^7(p, \gamma)Be_4^9$	Bu reaksiya vuqori energivali

chiqarib, kremniyning barqaror izotopi: Si_{14}^{30} izotopiga aylanadi:



Hozirgi vaqtda barcha mavjud bo'lgan kimyoviy elementlarning tabiatda bo'lmagan, mingga yaqin su'niy radioaktiv izotoplari olingan.

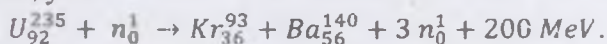
7.5. Yadroning bo'linishi. Zanjir reaksiya

Yuqorida qarab chiqilgan yadro reaksiyalari (7.2-jadvalga qarang) ni o'rganish va shu maqsadda o'tkazilgan juda ko'p tajribalar fan uchun g'oyat qimmatli natijalar berdi. Shulardan biri, og'ir atom yadrolarini, masalan, uran U_{92}^{235} yadrosini neytronlar bilan bombardimon qilganda, neytronlarning yutilishi, neytronlarning uchib chiqishi bilan yangi yadrolarning hosil bo'lish reaksiyalari katta ahamiyatga ega.

Daniyalik fiziklar L.Mayer va O.Frishi bu yangi element yadrolarining hosil bo'lishini uran yadrolarining taxminan teng ikki qismga bo'linishi deb tushundilar. Bu hodisani yadroning bo'linishi deb, hosil bo'lgan yadroni esa bo'linish parchalari deb atadilar. Yadro bo'linishi reaksiyasining bo'lish ehtimolligi neytronlarning energiyasiga bog'liqdir.

Neytronlarning energiyasini (0-10) MeV oralikda yotadi, ularning ko'pchiligi (1-2) MeV energiyaga ega bo'ladi. Energiyasi 1,5 MeV dan katta bo'lgan neytronlarga tez neytronlar, energiyasi 1,5 MeV dan kichik bo'lgan neytronlarga sekin neytronlar va energiyasi 0,025 MeV bo'lgan neytronlarga esa issiqlik neytronlari deyiladi.

Misol uchun uran yadrosining bo'linish reaksiyasini ko'rib chiqaylik. Uran U_{92}^{235} yadrosi sekin neytron bilan bombardimon qilanganda, yadrosidan uchta neytron chiqib, kripton Kr_{36}^{93} va hariy Ba_{56}^{140} izotoplarining yadrolari hosil bo'ladi va 200 MeV energiya ajralib chiqadi, ya'ni:



Tekshirishlardan ma'lum bo'ldiki, uran U_{92}^{235} izotopi faqat sekin neytron bilan bo'linishi, og'irroq U_{92}^{238} izotopi esa neytronni yutib qolishini va bo'linmasligini aniqlaydi.

U_{92}^{238} yadrolari ham bo'linar ekan, buning uchun neytronning energiya 1,5 MeV dan katta bo'lgan, tez neytronlar kerak ekan.

Yadroning bo'linish reaksiyasida ikki yoki uch neytron uchib chiqqan hol muhim ahamiyatga ega, chunki bu neytronlar uran massasida o'z-o'zidan davom etadigan reaksiyani amalga oshirishga imkoniyat yaratib beradi. Haqiqatan ham, uran U_{92}^{235} yadrosining bo'linishidan ajralib chiqqan 2-3 ta neytronlarning har biri uranning yadrosini parchalaydi, bunda har bir parchalanishdan yana 2-3 neytron ajralib chiqadi, bu neytronlar ham yadroning bo'linishiga va yangi neytronlarning ajralib chiqishiga sababchi bo'ladi va hokazo. Shu tariqa bo'linayotgan yadrolar va buning natijasida vujudga keladigan neytronlar soni geometrik progressiya bo'yicha o'sa boradi. Demak, yadrolarning o'z-o'zidan rivojlantiruvchi bo'linish reaksiyasiga zanjir reaksiya deyiladi.

Yadroning zanjir reaksiyasida aktiv ishtirok qiluvchi neytronlar sonini kamaytiruvchi real sabablar ham mavjuddir.

Zanjir reaksiyaning borishi yoki kuchayishi neytronlarning ko'payish koeffisienti K bilan xarakterlanadi. Bu koeffisient reaksiyaning birorta bosqichida yadroning bo'linishidan hosil bo'lgan neytronlar soni N_i ning bundaan oldingi bosqichdagi neytronlar soni N_{i-1} ga nisbatan bilan o'lchanadi:

$$K = \frac{N_i}{N_{i-1}} \quad (7.26)$$

Agar $K < 1$ bo'lsa, ikkilamchi neytronlar soni birlamchi neytronlar sonidan kamayib boradi, tashqi neytronlar manbaisiz bo'linish reaksiyasi tez so'nib qoladi.

Agar $K = 1$ bo'lsa, bo'linish reaksiyasi bir xil darajada saqlanadi.

Zanjir reaksiyani o'z-o'zidan quvvatlanuvchi, bunday rejimga kritik rejim deb ataladi. Kritik rejim yadro reaktorida hosil qilinadi.

Agar $K > 1$ bo'lsa, zanjir reaksiya boshqarib bo'lmaydigan darajada avj oladi va portlash ro'y beradi. Portlashda juda ko'p miqdorda energiya ajraladi va atrof-muhitning harorati o'n million gradusgacha ko'tariladi. Atom bomba portlaganda shunday zanjir reaksiya sodir bo'ladi.

Bitta U_{92}^{235} uran yadrosi bo'linganda 200 MeV energiya ajralsa, u holda $m = 1$ g urandagi $2,1 \cdot 10^{21}$ ta yadro bo'linganda $8,31 \cdot 10^{10}$ J ga yaqin energiya ajraladi, bu esa 3 tonna toshko'mir yoqqanda ajratadigan energiyaga tengdir.

Bo'linish zanjir reaksiyasini amalga oshirish mumkin bo'lgan moddalarga yadro yoqilg'i yoki portlovchi materiallar deb ataladi.

U_{92}^{235} , U_{92}^{233} va Pu_{94}^{239} izotoplar yadro yoqilg'ilaridir. Parchalanuvchi materiallardan faqat U_{92}^{235} gina tabiatda mavjud bo'lib, boshqa ikkitasi U_{92}^{233} va Pu_{94}^{239} esa sun'iy ravishda olinadi.

Heytronlarning ko'payish koeffisienti bo'linayotgan moddaning tabiatiga va massasiga hamda egallagan hajmning geometrik shakliga bog'liqdir.

Har qaysi yadro yonilg'i uchun $K = 1$ bo'lgandagi bo'linish zanjir reaksiyasi sodir bo'ladigan modda massasiga kritik massa deyiladi.

7.3-jadvalga shar shaklidagi yadro yoqilg'ilarining kritik massalari va kritik o'lchami (radiusi) keltirilgan.

7.3-jadval

Yadro yonilg'isining kritik massai va kritik o'lchami.

Izotop	Kritik massa	Kritik radiusi
	kg	sm
U_{92}^{235}	48	8,5
U_{92}^{233}	16	6,0
Pu_{94}^{239}	6	6,0

Kritik massaning kattaligi ko'pgina faktorlarga, jumladan, shakliga bog'liq: shar shaklidagi yadro yonilg'ining sirti eng kichik bo'lib, sirdan sochiladigan neytronlar soni ham eng kam bo'ladi. Agar neytronlarni qaytaruvchi qobiqlardan (masalan, berilliydan yasalgan qobiqdan) foydalanish mumkin. Bunday vositalar yordamida uran U_{92}^{235} ning kritik massasi $m_{kr} \approx 0,25$ kg gacha kamaytirish mumkin.

7.6. Yadro reaktori. Termoyadro reaksiyalari haqida tushuncha

Yadro energiyasini olishda bo'linish zanjir reaksiyani amalga oshirishi va uni boshqarish zarur. Yadro reaktori (qozoni) deb, yadroning bo'linish zanjir reaksiyasi boshqariladigan qurilmaga aytiladi.

Reaktorlarda bo'linuvchi modda sifatida U_{92}^{235} izotop bilan boyitilgan urundan foydalaniladi. Bo'linish reaksiyasidan vujudga kelgan tez neytronlatni sekinlashtirish yo'li bilan issiqlik neytronlariga aylantiradi. Odatda reaktordagi sekinlashirgichlar grafit yoki og'ir suv (D_2O) dan, ba'zan esa oddiy suv (H_2O) dan foydalaniladi.

Reaktorning asosiy qismi aktiv zonasidagi yadro yoqilg'isida bo'linish zanjirli reaksiyasi bo'lib, bunda energiya ajraladi.

Neytronlarning sochilishini kamaytirish uchun aktiv zona neytron qaytargich bilan o'raladi. Kadmiy yoki bor elementidan yasalgan boshqaruvchi sterjenlar yordamida reaksiya boshqariladi. Chunki kadmiy yoki bor elementar neytronlarni intensiv yutish xususiyatiga ega.

Atom reaktori turli-tuman ilmiy tadqiqot maqsadlarida, shuningdek atom elektr stansiyalarida energiya manbalari sifatida ishlatiladi.

Quvvati $N=5000kW$ bo'lgan jahonda birinchi atom elektr stansiyasi (AES) 1954 yildan ishga tushirilgan. Hozirgi kunda jahonda juda ko'p AES ishlab turibdi va qurilmoqda. Yadro reaktori yordamida ko'p miqdorda energiya olish bilan bir qatorda meditsinada, qurilish sohasida, qishloq xo'jaligida, biologiyada, sanoat hamda ilmiy tadqiqot ishlarida keng qo'llaniladigan turli-tuman izotoplar olinadi. Yaqin kunlarda yadro energiyasi sanoat va xalq xo'jaligining rivojlanishida etakchi bo'lishiga shubha yo'qdir.

Termoyadro reaksiyalari haqida tushunchalar bilan tanishaylik. Engil yadrolar qo'shilib bitta yadro hosil qilishi uchun yadrolar bir-biriga nihoyatda yaqin masofaga ($\sim 10^{-15}m$) kelishi kerak. Yadrolarning bunday yaqin kelishiga ular orasidagi elektr itarishish kuchlari-Kulon kuchlari to'sqinlik qiladi. Bu kuchni engish uchun yadrolar taxminan bir necha yuz million gradus haroratga mos keladigan tezlik bilan harakatlanishi kerak. Shuning uchun engil yadrolar sintezi (biriktirish) jarayoniga termoyadro reaksiyasi deyiladi.

Termoyadro reaksiyalari natijasida juda ko'p energiya ajratiladi. Sintez

7.4-jadval

Ba'zi termoyadro reaksiyalar

No	Reaksiya	Ajralgan energiya, MeV
1.	$H_1^1 + H_1^1 \rightarrow H_1^2 + e_{+1}^0 + \nu$	2,2
2.	$H_1^1 + H_1^1 \rightarrow He_2^3 + \gamma$	5,5
3.	$H_1^2 + H_1^2 \rightarrow He_2^3 + n$	3,3

4.	$H_1^2 + H_1^3 \rightarrow He_2^4 + n$	17,6
5.	$H_1^3 + H_1^3 \rightarrow He_2^4 + 2n$	11,3
6.	$H_1^2 + He_1^3 \rightarrow He_2^4 + H_1^1$	18,4
7.	$H_1^1 + Li_3^7 \rightarrow 2He_2^4 + \gamma$	17,3
8.	$H_1^1 + Be_4^9 \rightarrow 2He_2^4 + n$	0,56
9.	$H_1^1 + B_5^{11} \rightarrow 3 He_2^4$	8,7
10.	$H_1^1 + N_7^{15} \rightarrow C_6^{12} + H_2^4$	5,0

reaksiyalari natijasida geliy yadrosi Ne_2^4 ni hosil qiluvchi termoyadro reaksiyasi energiya ajralishi nuqtai nazaridan diqqatga sazovor. 7.4 jadvalda yengil elementlar (vodorot izotoplari-vodorod H_1^2 deyteriy, H_1^3 tretiy, Li_3^7 litiy, Be_{14}^9 berilliy va N_7^{15} azot) yadrolarining o'ta yuqori haroratdagi sintez birikish reaksiyasi va bu reaksiyada ajralgan energiya keltirilgan.

Olimlar suniy ravishda termo yadro reaksiyasini amalga oshirish usulini topdilar. Buning uchun H_1^2 va H_1^3 arashmasi ichida atom bombasi portlatildi. Atom bomba portlaganda temperatura taxminan o'n million gradusga yetib, deyteriy (H_1^2) va tretiy (H_1^3) birikadi, bunda energiya ajralib chiqishi yanada kuchliroq portlash tarzida namoyon bo'ladi. Bunday qurolga vodorod bomba deb nom berildi. Shunday qilib, birinchi termoyadro sintezi vodorod qurolining portlashidan olindi.

Ilmiy tadqiqot ishlaridan ma'lum bo'ldiki, Quyosh va yulduzlarda 15-20 mln. gradus temperaturada to'la ionlashgan, ya'ni plazma holdagi moddasida termoyadro reaksiyasi sodir bo'lishi sababii juda katta miqdorda enegiya ajralib turadi.

Sintez (birikish) reaksiyasi vaqtida ajralib chiqqan energiyadan tinchlik maqsadlarida foydalanish uchun odam tomonidan boshqariladigan termo yadro reaksiyani hosil qilish kerak. Buning uchun "termoyadro yonilg'i" dan iborat plazma holatidagi moddani $\sim 10^8 K$ gacha qizdirish va plazmani biror muddat davomida saqlab turish muammosini hal qilish kerak. Hozirgi kunda maxsus qurilmalar

yordasmida konsentratsiyasi $n=10^{19}$ zarracha m^{-3} va harorati 2-3 mln. gradus bo'lgan plazma olingan.

7.7. Yadro energetikasi va ekologiya

Hozirgi kunda 220 dan ortiq elementar zarralar ma'lum bo'lib "elementar zarra" degan iboraning o'zi ham g'ayri tabiiy tuyuladi. Fikrimizni asosan quyidagi to'rtta zarralarga qaratsak maqsadga muvofiq bo'lur edi, ular: fotonlar, elektron leptonlari, myuon leptonlari va adronlar. Kelajakda, zarralarning xossalarini o'rganish asosida, haqiqiy elementar zarralar soni kamayishi mumkinligiga ishonsa bo'ladi. Elementar zarralarning bir-biriga aylanish xossasi (saqlanish qonuni chegarasida), yagona umumiy maydon mavjudligiga, undagi har xil "kvant holatlar", bu shu zarralardan iborat deyish mumkin. Yagona maydon nazariyasi esa, mavjud "elementar" zarralarning massalari qiymatini ko'rsatib berishi mumkin edi. Bulardan tashqari, bunday maydon, elektronning zaryadini yoki har qanday boshqa jismoniy doimiy kattaliklarni hisoblash imkonini bergan bo'lar edi. Hozirgi vaqtda quyidagi fizik miqdorlar-doimiyliklar, c (yorug'likning vakuumdagi tezligi), e (elektron zaryadi), h (Plank doimiysi), m_e (elektron massasi), m_p (proton massasi) va boshqalar to'la mustaqil kattaliklardir. Umuman aytganda, asta-sekin haqiqiy miqdorga yaqinlasha borish jarayonida, bu doimiyliklarning biridan boshqasini hisoblab topishni o'rganishiniz zarur. Masalan, vodorod yadrosining bog'lanish energiyasini e , h , va m_e lar yordamida hisoblash mumkin. Yana bir boshqa misolni olaylik, Fernining universal o'zaro ta'sir nazariyasidan neytronning vaqtini bilgan holda myuonning yashash vaqtini hisoblash imkonini beradi.

Kuchsiz va elektromagnit o'zaro ta'sirlar uchun yagona nazariya yaratish borasida ham ma'lum yutiqlarga erishildi. Bu nazariya ham to'la tekshiruvdan o'tmagan bo'lsa ham myuon va neytronlarning yashash vaqtini elektronning zaryadi orqali ifodalash mumkin.

Bu nazariya natijasida, biz elektron zaryadini hisoblash usulini o'rganib qo'lmasdan (yoki elektromagnit o'zaro ta'sir kuchini), kuchli, kuchsiz va gravitasion bog'lanish tabiatini ham bilish imkonini beradi.

Gravitasion o'zaro ta'sir kuchsiz o'zaro ta'sirga nisbatan ham ancha kuchsizdir. Neytrino yordamida gravitasion o'zaro ta'sirni tushuntirishga qilingan barcha harakatlar natija bermayapti. Balkim, gravitasiya tabiatini, butun boshqa bir hodisa yordamida tushuntirib berishga to'g'ri kelib qolishi ham mumkin. Yechilmagan muammolar orasida borliq evolyusiyasi va vujudga kelishi masalasi ham turibdi. Oddiy moddadan tuzilgan qancha galaktika mavjud bo'lsa, shuncha antimoddadan galaktika mavjud bo'lishi ham mumkin emasmi?

Bizning atrof-muhit, ya'ni borliq to'g'risidagi tushunchamiz Arastu va Beruniy vaqtidan boshlab uzoq yo'l bosib o'tdiki, u vaqtlar atrof-munit to'rt narsadan, ya'ni: olov, suv, havo va yerdan tashkil topgan deyilar edi. Bugunga kelib kvant elektrodinamikasi bizga oddiy modda tuzilishini har tomonlama ma'qul va aniq qilib tushuntirib beradi. Ammo bizga muammoning faqat sirtqi va rang-barang qismigina ma'lum xolos, biz haqiqatdan ham, har xil elementar zarralar va ularning o'zaro ta'sirlashuvida nima asosiy ekanligini to'la tushunib yetmaganmiz.

Ekologik muammolar ham hozirgi kunda insoniyat oldida turgan masalalardan biri bo'lib u yaqin kelajakda o'z yechimini kutmoqda. Bu yerda faqat energetika sohasidagi ekologik masala haqida gapirganimizda, organik ashyolarga asoslanib elektr energiyasi ishlab chiqarishga o'rganib qolganligimizni aytib o'tishimiz va yangi, qayta tiklanadigan energiya manbalarini esdan chiqarayotganimizni eslab o'tishimiz kerak.

Issiqlik, gidro yoki atom elektr stansiyasi yaqinida yashovchi kishi, uyiga va bog'iga radiaktiv yoki kislota yomg'iri yog'ishini hech ham hoxlamaydi, u erkin nafas olib va qo'rqmasdan yashashni xohlaydi. Shuningdek, hammamiz ham energiya manbalari xavfsiz va ekologik toza bo'lishini istaymiz.

Kelajak energiya manbalarini tanlashda ikkita ravnaq energetika yo'nalishi mavjud:

Birinchi, bitta yoki bir nechta kompleks energiya manbalaridan foydalanib, atrof muhitga eng kam-minimal ekologik ta'sir etuvchi talab qilingan quvvatli elektr stansiyalarini qurish.

Ikkinchisi, atrof muhitga ekologik ta'siri chegaralangan kerakli quvvatli elektr stansiyalarini eng kam xarajatlar qilish asosida yaratish.

Bunday masala shu kungacha hal etilmagan.

Ma'lumki, organik yoqilg'iga asoslangan energiya ishlab chiqarish, qator muammolar keltirib chiqaradi; bular organik yoqilg'i zahiralarning juda tez kamayib borishi, atmosferadagi kislorodning keskin kamayishi va is gazini atmosferaga tashlanib, uning atmosferadagi yig'ilib qolishi oqibatlari keying 20 yil davomida klimatik anomaliyaning tobora sezilarli ta'siri sifatida yaqqol ko'rina boshlagani.

Zamonaviy hisob kitoblarga asoslansak quyidagi raqamlar kelib chiqadi: dunyoda har yili 10 mlrd. tonna shartli yoqilg'i yoqiladi va u 35 mlrd. tonna kislorod istemol qiladi.

Yerda kislorod manbai bo'lib o'rmonlar va okeonlar xizmat qiladi. Ammo o'rmonlar maydoni keskin kamayib ketmoqda, okeonlar esa uzluksiz ifloslanib bormoqda. Har xil organik moddalar yoqib ishlaydigan issiqlik stansiyalari tomonidan atmosferaga tashlanayotgan is gazi tobora ko'paymoqdaki, parnik effekti hisobiga insonning normal yashashi uchun sharoit tobora o'g'irlashmoqda.

Amerikalik olim E.Veynberg va rusiyalik akademik E.K.Fedorovlarning hisoblashlariga qaraganda hozirgi aniq hisoblarda ko'rsatilayotgan 550 mlrd. tonna yoqilg'i ishlatilsa, atmosferadagi is gazining miqdori ikki marta ortadi, natijada klimatik chegara qutbga tomon 300-500 km. ga siljiydi, Yerning o'rtacha temperaturasi 1-3 gradusga ko'tariladi. Issiqlik energetikaning, sanoat va transportning bunday antropologik ta'siri yaqin kelajakda ma'lum bo'lishi kutilmoqda.

Atom elektr stansiyalari (AES) da esa kislorod ishlatilmaydi, shuningdek atmosferaga is gazi S_2O ham chiqarilmaydi. IES (issiqlik elektr stansiyasi) va AES larning atrof muhitga ta'siri muhim muammo bo'lib, buni yechish borasida qator ishlar bajarilmoqda. Har bir ishlab chiqarish korxonasining atrof muhitga ta'siri ishlab

chiqarilgan va foydalanilgan issiqlik energiyalar farqiga bog'liq holda topiladi.

Ishlab chiqarilgan energiyani E_0 -bilan belgilab foydalanilganini E_f -bilan belgilasak. $E_0 - E_f$ -farq atrof muhitga tashlanadigan issiqlik miqdorini beradi. Bir xil quvvatdagi AES va IES larning atrof muhitga tarqatadigan issiqligini taqqoslaylik.

$$\frac{(E_0 - E_\phi)_{AES}}{(E_0 - E_\phi)_{IES}} = \frac{\Delta E_{AES}}{\Delta E_{IES}} \cdot \frac{E_f}{E_0} = k$$
 - foydali ish koeffitsiyenti bo'lsa unda
$$\frac{(1 - k_{AES})}{(1 - k_{IES})} \cdot AES$$
 reaktorlarida $k_{AES} = 0,33$ ga teng, zamonaviy IES larda esa $k_{IES} = 0,4$ ga teng.

Natijada
$$\frac{(1 - 0,33)}{(1 - 0,4)} = \frac{0,67}{0,60} = 1,1$$
 bundan ko'rinadiki farq uncha ham katta emas.

Agar bu qiymatini ishlab chiqarilgan bir birlik energiya miqdoriga nisbatan olsak, u 1,35 ga teng bo'ladi.

Atrof muhitga AES larning issiqlik ta'siri IES larnikiga nisbatan unchalik katta emasligi ma'lum.

Ammo yadro energetikasida reaktorlarning ishlashida yadro yoqilg'isi sifatida uran va plutoniylarning parchalanishida katta miqdorda hosil bo'lgan qoldiq moddalardagi radiatsiya hamda ularni sovitish uchun ishlatilgan suvga ham radiatsiya o'tishi aniq. Bu masala quyidagicha hal qilinishi mumkin. Demak, bunday modda nurlanish turi va davri bilan xarakterlanadi. Qisqa va uzoq vaqt yashash davriga ega moddalar mavjud. Qisqa vaqt yashovchi moddalarning yarim yemirilish davri bir necha sekunddan o'nlab soatgacha davom etishi mumkin. Demak, bunday moddani 10 yarim yemirilish davrichalik vaqt saqlab qo'yilsa u xavfsiz hisoblanadi. Shuning uchun ham ishlatilgan parchalanuvchi moddani ma'lum vaqt shu joyning o'zida saqlaydilar, xolos. Agar, bu modda bir yil saqlansa, uning faolligi 50 barabar kamayadi.

Shunday qilib, AES lar ko'rsatilgan tartib qoidaga rioya qilib ishlatilsa TES larga nisbatan ancha ekologik xavfsiz energetika manbalari hisoblanadi.

Mavzu yuzasidan testlar

1. Agar $^{12}_6\text{C}$ neytral atomi massasi $19,9270 \cdot 10^{-27}$ kg bo'lsa, bu yadro uchun solishtirma bog'lanish energiyasini aniqlang.

- A) $7,70\text{MeV/nuklon}$ B) $7,17\text{MeV/nuklon}$
C) $7,77\text{MeV/nuklon}$ D) $7,97\text{MeV/nuklon}$

2. Radiaktiv yadro yashash davri τ dan uch marta katta bo'lgan t vaqt ichida radioaktiv izotop yadrosining boshlang'ich miqdoriga qaraganda qanday qismi (foiz hisobida) yemirilmay qolishini aniqlang.

- A) 5% B) 15% C) 25% D) 75%

3. Radioaktiv izotopning yarim yemirilish davri 24 soatga teng. Boshlang'ich miqdor yadroning $\frac{1}{4}$ qismi yemirilishi uchun ketgan vaqtni aniqlang (10,5 soat).

4. $^2_1\text{H} + ^3_2\text{He} \rightarrow ^1_1\text{H} + ^4_2\text{He}$ yadro reaksiyasida energiya yitilishi yoki chiqarilishini aniqlang. Bu energiyaning miqdorini aniqlang

- A) $18,4\text{MeV}$ B) $28,4\text{MeV}$ C) $68,4\text{MeV}$ D) $58,4\text{MeV}$

5. $\gamma \rightarrow ^0_+e + ^0_-e$ reaksiyaning amalga oshishi davomida foton energiyasi $2,02\text{MeV}$ bo'lgan edi. Pozitron va elektronning hosil bo'lish vaqtida ularning to'la kinetik energiyasini aniqlang.

- A) 1MeV B) $0,1\text{MeV}$ C) $0,5\text{MeV}$ D) 2MeV

6. Issiqlik neytronlarda ishlovchi yadro reaktorlaridagi bir avlod neytronlar uchun o'rtacha yashash vaqti $T = 90\text{ms}$. Neytronlarning ko'payish koeffitsienti $K=1,003$ deb olib, reaktorning τ davrini, ya'ni issiqlik neytronlarning e marta oshishi uchun ketgan vaqtini aniqlang

- A) $\tau = \frac{T}{K-1} = 30\text{ s}$ B) $\tau = \frac{T}{K-2} = 20\text{ s}$
C) $\tau = \frac{T}{K-3} = 15\text{ s}$ D) $\tau = \frac{T}{K-4} = 10\text{ s}$

7. $Li^7_3(p,n)$ yadro reaksiyasi boshlangan energiya qiymatini toping.

- A) $1,89\text{MeV}$ B) $2,89\text{MeV}$ C) $3,00\text{MeV}$ D) $3,89\text{MeV}$

8. 5000kW quvvatli atom elektr stansiyasida bir surkada qancha miqdor uran U^{235}_{92} sarflanadi? Foydali ish koeffitsientini 17% deb oling. Har bir parchalanish aktida 200MeV energiya ajraladi deb hisoblang.

- A) $m = 31\text{ g}$ B) $m = 33\text{ g}$ C) $m = 32\text{ g}$ D) $m = 29\text{ g}$

Mavzu yuzasidan savollar

1. Qo'rg'oshin atomi yadrosini qanday zarrachalar tashkil qiladi? Ular nechta?

2. Atom yadrosi N ta erkin nuklonlardan "iborat" (har bir nuklon massasiga teng). Bu yadroning bog'lanish energiyasi va massasi nimaga teng?

3. Izobara va izotoplar nimasi bilan farqlanadi?

4. Nima uchun o'g'ir elementlarga o'tganda yadrolar mustahkamligi kamayadi?

5. Spektral chiziqlarning o'ta nozik strukturasi ega bo'lishini qanday tushuntirish mumkin?

6. Yarim yemirilish vaqtining uch karrasiga teng bo'lgan vaqt ichida radioaktiv moddada yadrolar soni necha marta va qanday o'zgaradi?

7. Nuklon aktivligi vaqt o'tishi bilan qanday (qaysi qonun bilan) o'zgaradi?

8. Mendeleev jadvalidagi kimyoviy element holati, uning yadrosi ikki marta α -yemirilishdan so'ng qanday o'zgaradi? Ketma-ket bitta α -yemirilish va ikkita β^- -yemirilishdan so'ng-chi?

9. Berilgan kvant nazariyasiga asosan α -yemirilish qanday tushuntiriladi?

10. β -zarrachalar energetik spektrining uzluksiz bo'lishi qanday tushuntiriladi?

11. Kimyoviy element tabiati uning yadrosi γ -kvant chqarilganda o'zgradimi?

12. γ -nurlanish modda orqali o'tganda qanday hodisalar yuz beradi va ularning mohiyati nimadan iborat?

13. Myossbauer effektining mohiyati nimadan iborat? Uni ishlatishning qanday imkoniyatlari mavjud?

14. e^- ushlab olish sxemasini yozing. e^- ushlab olish nimalarga olib keladi? β^+ -yemirilishdan nimasi bilan farq qiladi?

15. Yadro reaksiyalarini qanday belgilariga qarab klassifikatsiya qilish mumkin?

16. Qanaqa zarrachalar (α -zarracha, neytronlar) ta'sirida yadro reaksiyalari yaxshiroq boradi? Nima uchun?

17. Yadroning bo'linish reaksiyasi nimadan iborat? Misollar keltiring.

18. Bo'linish neytronlarini xarakterlab bering. Ular qanaqa bo'ladi?

19. Qanday reaksiya natijasida ${}_{92}^{238}U$ yadrosi ${}_{94}^{239}Pu$ yadrosiga aylanadi? Uning qanday kelajagi bor?

20. Agar 1) $K > 1$, 2) $K = 1$, $K < 1$ bo'lsa, bo'linishning zanjir reaksiyasi xarakteri haqida nima aytish mumkin?

21. Yadro reaktorini qanday belgilariga qarab klassifikasiyalash mumkin?

22. Nima uchun og'ir yadrolarning bo'linishi va atom yadrolarining sintez reaksiyalari juda katta energiya ajralishi bilan boradi? Qaysi holda bir nuklonga tog'ri keladigan energiya katta bo'ladi? Nima uchun?

8-MODUL. OLAMNING HOZIRGI ZAMON FIZIK TASAVVURI

Reja:

- 8.1. Bog‘lanish turlari va elementar zarralar sinflari;
- 8.2. Zarralar va antizarralar;
- 8.3. Kosmik nurlar.

8.1. Bog‘lanish turlari va elementar zarralar sinflari

Bizning har birimiz butun jahon olimlarining ko‘p asrlar davomida materiya harakatining turli shakllari, moddiy jismlarning tuzilishi va xossalarini o‘rganish borasida qilgan ulkan mehnatlarining natijalari bilan ozmi-ko‘pmi tanishmiz.

Fizika tabiatning bizni o‘rab turgan olamdagi va butun Koinotdagi jarayonlarning borishini boshqarib turuvchi umumiy qonunlari bilan tanishtiradi.

Fizikaning maqsadi tabiatning bunday qonunlarini topish va ular asosida jarayonlarning sabablarini aniqlashdan iboratdir. Bu maqsadga yaqinlashgan sari olimlar oldida tabiat birligining ulug‘ va murakkab manzarasi tobora ravshan bo‘la boradi. Olam bir-biriga bog‘liq bo‘lmagan alohida-alohida hodisalarning to‘plami emas, balki bir butunning turli-tuman va juda ko‘p ko‘rinishlarda namoyon bo‘lishidan iboratdir.

Olamning hozirgi zamon fizik manzarasi. Olamning yagonaligi materiya tuzilishining birligi bilangina cheklanib qolmaydi. Olamning yagonaligi zarralarning harakat qonunlarida va ularning o‘zaro ta’sir qonunlarida ham namoyon bo‘ladi.

Jismlarning bir-biri bilan o‘zaro ta’siri nihoyatda turli-tuman bo‘lishiga qaraymay, hozirgi zamon ma’lumotlariga ko‘ra kuchlarning faqat to‘rtta turi mavjuddir. Bular gravitatsion kuchlar, elektromagnit, yadroviy va kuchsiz o‘zaro ta’sirlardir. Kuchsiz o‘zaro ta’sirlar asosan elementar zarralar bir-biriga aylaganda namoyon bo‘ladi. Barcha to‘rt turdagi kuchlarning namoyon bo‘lishini biz bepoyon Koinotda, Yerdagi har qanday jismlarda (shu jumladan tirik organizmlarda ham),

atomlarda va atom yadrolarida, elementar zarralarning barcha aylanishlarida uchramiz.

Olamning fizik manzarasi haqidagi klassik tasavvurlarning inqilobiy o'zgarishi materiyaning kvant xossalari kashf etilgandan so'ng ro'y berdi. Mikrozaralarning harakatini tavsiflovchi kvant fizikasi paydo bo'lgandan so'ng olamning yagona fizik manzarasida yangi elementlar ko'zga tashlana boshladi.

Materiyaning uzluqli tuzilishga ega bo'lgan moddaga va uzluksiz maydonga bo'linishi o'zining absolyut ma'nosini yo'qotdi. Har bir maydonga shu maydonning o'z zarralari (kvantlari) mos keladi: elektromagnit maydonning zarrasi fotonlar, yadro maydonining zarrasi π -mezonlar, yanada chuqurroq sathda esa glyuonlar va hokazo.

O'z navbatida barcha zarralar to'liq xossalarga ega. Korpuskulyar-to'liq dualizmi materiyaning barcha shakllariga xos.

Birinchi qaraganda o'zaro istisno qiluvchi korpuskulyar va to'liq xossalarni bir nazariya doirasida tavsiflashga bemustasno barcha mikrozaralarning harakat qonunlari statistik (ehtimoliylik) xarakterda ekanligi imkon berdi. Shu tufayli mikroob'ektlarning biror tabiatini avvaldan bir qiymatli ravishda aytib berish mumkin emas.

Kvant nazariyasining printsiplari mutlaqo umumiy bo'lib, barcha zarralarni, ular orasidagi o'zaro ta'sirlarni va ularning o'zaro aylanishlarini tavsiflash uchun qo'llanilaberadi.

Shunday qilib, hozirgi zamon fizikasi tabiat birligining ko'p tomonlarini yaqqol namoyish qilmoqda. Biroq olam birligining ko'p tomonlarini, ehtimol, hatto bu birlikning fizik mohiyatini bilib olishga hali muvaffaq bo'lingani yo'q. Nima uchun shunchalik ko'p elementar zarralar mavjudligi noma'lum. Nima uchun ularning muayyan massalari, zaryadlari va boshqa xarakteristikalari mavjud. Hozirgacha barcha bu kattaliklar eksperimental aniqlab kelinadi.

Biroq turli tipdagi o'zaro ta'sirlar orasidagi bog'lanish tobora ravshan namoyon bo'la bormoqda. Elektromagnit va kuchsiz o'zaro ta'sirlar hozirning o'zidayoq bir nazariya doirasida birlashtirildi. Har qalay ko'plab elementar zarralarning strukturasi aniqlandi. "Bu yerda shunday chuqur sirlar va shunday yuksak fikrlar yashirinib yotibdiki,

minglab yillar davomida zahmat chekkan yuzlab dono mutafakkirlarning urinishlariga qaramay, bu sirlarni ochish mumkin bo'lmadi, ijodiy izlanishlar va kashfiyotlar gashti hanuzgacha davom etib kelmoqda". Bundan to'rt asr ilgari Galiley aytgan bu so'zlar hamon eskirgani yo'q.

Ilmiy dunyoqarash. Fizikada aniqlanadigan fundamental qonunlar o'zlarining murakkabligi va umumiyliigi bilan har qanday hodisalarni o'rganishga asoslanadigan dalillardan ancha ustun turadi. Biroq ular ham bevosita kuzatiladigan sodda hodisalar haqidagi bilimlar kabi to'g'ri va shu darajada ob'ektivdir. Bu qonunlar hech qachon, har qanday sharoitlarda ham buzilmaydi.

8.2. Bog'lanish turlari va elementar zarralar sinflari.

Zarralar va antizarralar

Elementar zarralar tushunchasini yaqqol ifodalaydigan ta'rif berish ancha murakkab bo'lib, biz elementar zarralar deb zarralarning tarkibi aniq bo'lmagan zarralarga aytiladi degan xulosa bilan qonoatlanamiz. Hozirgacha aniq bo'lgan elementar zarralar bir butun holicha ta'sir etadi va bir biriga aylanadi. Elementar zarralarni to'la ifodalash maqsadida ularning massalari, zaryadi, spinidan tashqari boshqa xarakterlarini ham bilishga to'g'ri keladi. Elementar zarralarning to'rtta bog'lanish turi mavjud, bular: kuchli elektromagnit, kuchsiz va gravitasionlardir. Bu bog'lanishlarning intensivliklari ularning harakterini ifodalovchi konstantalar orqali keltiriladi, bu konstantalarning nisbati esa ularning kattaliklarini ko'rsatadi.

Kuchli bog'lanish. Bu bog'lanish yadroda nuklonlar bog'lanishini ta'minlaydi. Kuchli bog'lanish konstantasi 10 kattalikka teng. Bu bog'lanishning eng uzoq ta'sirlashish masofasi santimetrga teng.

Elektromagnit bog'lanish. Bu bog'lanish konstantasi 10^{-2} kattalikka teng, ta'sir doirasi esa cheksizdir.

Kuchsiz bog'lanish. Bu bog'lanish betta nurlanishni xarakterlaydi va neytrino bilan moddaning o'zaro ta'sirida namoyn

bo'ladi. Bu bog'lanish konstantasi 10^{-14} kattalikka teng. Kuchsiz bog'lanish ham kuchli bog'lanish singari qisqa masofaga ta'sir etuvchidir.

Gravitasion bog'lanish. Bu bog'lanish konstantasi 10^{-39} ga yaqin bo'lib ta'sir doirasi cheksizdir. Bu bog'lanish ta'siriga hamma elementar zarrachalar uchraydi, ammo mikro dunyoda bu bog'lanish deyarli sezilmaydi.

Qo'yidagi 8.1-jadvalda bog'lanishlar konstantalari va bu bog'lanish ta'sirida elementar zarralarning yashash vaqti berilgan.

8.1-jadval

Elementar zarralarning bog'lanish turi, konstantasi va yashash vaqti.

Bog'lanish turi	Bog'lanish konstantasi	Yashash vaqti
Kuchli	10	10^{-23}
Elektromagnit	10^{-2}	10^{-16}
Kuchsiz	10^{-14}	10^{-8}
Gravitasion	10^{-39}	

Elementar zarralar asosan to'rt sinfga bo'linadi. Birinchi sinfga faqat bitta zarra kiradi-foton. Ikkinchi sinf-leptonlar, uchunchi sinf-mezonlar va to'rtinchi sinf-barionlardir. Ko'pincha mezonlarni va barionlarni bitta sinfga kiritadilar, ular kuchli bog'lanishli zarralar bo'lib adronlar deb yiritiladi.

Har bir sinfga alohida to'xtalib o'taylik.

1. Fotonlar, gamma kvantlar elektromagnit bog'lanishda ishtirok etadi mezonlar o'zlari esa kuchli, ham kuchsiz, ham bog'lanish xossasiga ega emas.

2. Leptonlar, o'zlarining nomini grekcha so'zdan olgan bo'lib "yengil" zarra ma'nosini bildiradi. Ular kuchli bog'lanishga ega bo'lmagan zarralar bo'lib: myuonlar (μ^- , μ^+), elektronlar (e^- , e^+), elektronli neytrinolar (ν_e , $\bar{\nu}_e$) va myuonli neytrinolar (ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$) kiradi. Hamma leptonlar spinga ega bo'lib, ular spini 1/2 tengdir.

Demak, leptonlar fermionlardir. Hamma leptonlar kuchsiz bog'lanishga ega.

3. Mezonlar kuchli bog'lanishli turg'un bo'lmagan zarralardir. Ular borion zaryadni olib yurmaydilar. Ularga π -mezonlar yoki pionlar (π^+ , π^- , π^0) kiradi hamda K -mezonlar yoki kaonlar (k^- , k^0 , k^{+0}) va eta-mezonlar $|\eta|$ kiradilar.

K -mezonlar o'rtacha 500MeV energiyaga ega bo'lib, ularning yashash davri 10^{-8}s . Eta-mezonning ham energiyasi shuncha bo'lib yashash davri ancha kichik, ya'ni 10^{-19}s . Eta-mezonlar, p -mezonlar va γ kvantiga ajraladilar. π -mezonlar $135\text{-}140\text{MeV}$ energiyaga ega bo'lib, mezonlar 10^{-8}s yashasa, π^0 -mezon 10^{-16}s yashaydi. Mezonlarning spini no'iga teng.

4. Barionlar, ular nuklonlar (p , n) va turg'un bo'lmagan zarralar geperonlardan (Λ , Σ^+ , Σ^0 , Σ^- , Ξ^+ , Ξ^- , Ω^-) iborat bo'lib, geperonlarning massasi nuklonlamikidan ancha katta. Hamma borionlar kuchli bog'lanishga ega bo'lib atom va yadro bilan akriv bog'langandir. Barionlarning spini $1/2$ ga teng, demak, ular fermionlardir. Protodan boshqa hamma barionlar turg'un emaslar.

Barionlar yemirilganda yana barion hosil qiladi. Shuning uchun ham barion zaryadining saqlanish qonuni mavjud. Bulardan boshqa rezonans ham mavjud bo'lib ularni tajribada qayd qilib bo'lmayapti.

Zarralar va antizarralar

Shredinger tenglamasi nisbiylik nazariyasi talablarini qanoatlantirmaydi, hamda Lorens almashtirishi uchun invariant emas. 1928 yili ingliz fizigi P.Dirak elektron uchun relyativistik kvantomexanik tenglamani topdi, u ko'pgina aniqliklarga olib keldi. Tenglamaning yechimi tog'ridan-tog'ri spini va elektronning xususiy magnit momentining son qiymatini keltirib chiqardi.

Demak, spin bir vaqtning o'zida kvant va relyativistik kattalik ekan. Dirak tenglamasi pazitronning mavjudligini, ya'ni anti zarra mavjudligini ko'rsatdi. Agar manfiy energiyaga ega zarra mavjud ekan, cheksiz ko'p energiya chiqara olishi mumkin. Chunki $E = mc^2$ dan ko'rinadiki manfiy energiyaga ega zarra manfiy massaga ega bo'lishi kerak. Anti zarralarni asoslashda ancha qiyinchiliklar vujudga

keldi. Biz elektron va pozitronning to'qnashishini kuzatsak ular birlashib gamma kvanti (foton) ni hosil qilganini ko'ramiz. $1,02MeV$ energiyaga ega bo'lgan gamma kvant moddadan o'tganda yutuladi va elektron-pazitronga bo'linib ketadi. Dirak nazariyasigi asosan hamma elementar zarralarning antizarralari mavjud bo'lishi kerak. Biz barionlarga $+1$ barion zaryadi bersak, anti antibarionga -1 zaryadi berishimiz kerak. Xuddi shuningdek, leptonlarga lepton zaryadini beramiz. Natijada zaryadning saqlanish qonuni bajariladi.

Elementar zarraning zaryadi ± 1 yoki 0 ga teng ; ikki va undan ortiq zaryadli zarralar yo'q. Elementar zarralarning ko'pchiligi barqaror emas va o'rtacha yashash vaqti juda qisqa. Elementar zarralarni xarakterli xususiyati yana shundaki, ular ikki xil ko'rinishda zarra va anti zarra ko'rinishida namoyon bo'ladi. Zarra va anti zarraning massasi, elektr zaryadining kattaligi bir xil, ammo zaryad ishorasi bilan farq qiladi. Masalan, p -proton va \bar{p} -antiproton, e_{-1}^0 elektron va e_{+1}^0 pozitron, n -neytron va \bar{n} -antineytronlar antizarrachaga misol bo'ladi.

Elementar zarralardan faqat uchasi elektron, proton va neytronlar asosiydir, atomlar va nihoyat, bizni o'rab olgan butun moddiy olam shu zarralardan tashkil topgan.

Hozirgi vaqtda yadro neytronlaridan birining protonga aylanishi natijasida elektronlar sochilishi aniqlangan:

$$n_0^1 \rightarrow p_1^1 + e_{-1}^0 + \bar{\nu}. \quad (8.1)$$

Bundan yana, e_{-1}^0 elektron va ν antineytrino hosil bo'ladi (neytrino va antineytrinoning tinchlikdagi massasi $m = 0$, zaryadi $q = 0$). Ikkinchi tomonidan, atom yadrosidagi proton pozitron va neyttino chiqarib, neytronga aylanishi mumkin:

$$p_1^1 \rightarrow n_0^1 + e_{+1}^0 + \nu. \quad (8.2)$$

Zarracha antizarracha bilan to'qnashishda boshqa elementar zarrachalarga aylanishini ham eksperimental kashf etilgan. Bunda ularning ikkalasi ham avvalgi holdagi mavjudligini yo'qotadi, bu prosess juftlar annigilyasiyaga deb yuritiladi.

Masalan, juftlar annigilyasiyasiga proton va antiprotonning pinolmezonga aylanishi quyidagichadir:

$$p_1^1 + p_1^1 \rightarrow 2\pi^0. \quad (8.3)$$

Elektron va pozitronning fotonlarga aylanishi

$$-1e^0 + e_{+1}^0 \rightarrow 2\gamma \quad (8.4)$$

misol bo'la oladi.

Amigilyasiyasiga teskari proseslar ham uchraydi, bunday proseslar natijasida zarralar va ularga mos antizarralar paydo bo'ladi. Bu proses juftlarning hosil bo'lishi deb ataladi. Juftlarning hosil bo'lishiga fotonning elektron va pozitronga aylanishi misol bo'la oladi:

$$\gamma^- \rightarrow e_{-1}^0 + e_{+1}^0. \quad (8.5)$$

Shunday qilib, bir-biriga aylana olish elementar zarralarning eng xarakterli belgisidir. Elementar zarralar bo'linmaydi, lekin ular bir-biriga aylanish xususiyatiga ega. g' g'

8.3. Kosmik nurlar

Agar havoda ionlar bo'lmasa, u holda zaryadlangan elektroskop o'z zaryadini yetarlicha uzoq vaqt saqlashi lozim. Biroq tajriba elektroskopning tobora razryadlanib borishini ko'rsatadi. Dastlab, bu hodisani Yerning radioaktiv nurlanishi ta'siri sababli bo'ladi deb tushuntirilar edi. Haqiqatdan ham, shunday bo'lsa, Yer sirtidan yuqoriga ko'tarilgan sari havoni ionlovchi nurlanish zaiflanishi kerak. Lekin ko'tarilish bilanlgi ortgan sari ionlovchi nurlanish kuchaya borishi aniqlangan edi.

Demak, bu nurlanish Yerdan emas, balki qayerdadir olam fazosida hosil bo'lar ekan. Shuning uchun bu nurlanishni kosmik nurlanish yoki kosmik nurlar deb ataladi.

1911-1912 yillarda Gess, Gokkel va Kolgerster havo sharlari yordamida ionizasion kameralami atmosferaning yuqori qatlamlariga ko'tarib maxsus tajribalar o'tkazdilar. Tajriba natijalarini muhakama qilib, ular quidagi xulosaga keldilar. Kosmik fazodan kelayotgan qandaydir zarralar ionizasion tokining ortishiga sababchidir. Keyinchalik ko'pgina olimlarning xizmatlari tufayli ionizasion kameradagi gazni ionlashtiruvchi kosmik nurlarning tabiati aniqlandi. Kosmik nurlarni birlamchi va ikkilamchi nurlanishlar tarzida

o'rganamiz. Birlamchi nurlanish kosmik fazodan kelayotgan zarralar oqimidir. Birlamchi nurlanish zarralarining o'rtacha energiyasi $10^{10} eV$ chamasida. Lekin ayrim zarralar energiyasi $10^{10} eV$ va hatto undan ham katta qiymatlarga ega. Havo sharlari va raketalar yordamida ionizasion kameralar, schyotchiklar, fotoemulsiyalarni atmosferaning yuqori qatlamlariga ko'tarib o'tkazilgan tajribalar natijasida birlamchi kosmik nurlanishning tarkibi o'rganilgan. 1-jadvalda Yer sirtining $1 m^3$ yuziga 1 s ichida birlamchi kosmik nurlanish tarkibida tushayotgan zarralar soni keltirilgan.

1-jadval

Zarralar nomi	Z	Zarralar soni
Protonlar	1	1300
Alfa zarralar	2	94
Li, Be, B ning yadrolari	3-5	2.0
C dan F gacha elementlar yadrolari	6-9	6.7
Ne dan K acha elementlar yadrolari	10-19	2.0
Ca dan U gacha elementlar yadrolari	20-92	0.5

Birlamchi nurlanish Yer atmosferasining yuqori qatlamlaridagi atomlar yadrolari bilan to'qnashib, ikkilamchi nurlanishni vujudga keltiradi. Odatda, 20 km dan quyiyoq balandiiklarda kosmik nurlar, asosan, ikkilamchi nurlanishdan iborat bo'ladi. Ikkilamchi nurlanish ikki komponentadan iborat: birinchi yumshoq komponenta, u 8-10 sm qalinlikdagi qo'rg'oshinda yutiladi. Ikkinchi komponentani qattiq komponenta deb nomlashgan, chunki qalinligi 10 sm bo'lgan qo'rg'oshindan o'tganda ham uning intensivligi unchalik o'zgarmaydi. Yumshoq komponenta elektron-pozitron juftligi jalasidan iborat. Tez harakatlanayotgan zaryadli zarra atom yadrosining yaqinidan uchib o'tayotganda tormozlanadi, natijada γ -kvant chiqariladi. Shu tarzda yoki boshqa biror prosessda vujudga kelgan kata energiyali γ -kvant atom yadrosi bilan ta'sitlashganda elektron-pozitron juftligini hosil qiladi. Havo tarkibidagi atom

yadrosining yaqinidan uchib o'tayotgan elektron yoki pozitron tormozlanib, γ -kvant chiqaradi, U esa yana elektron-pozitron juftligini hosil qiladi va hokazo. Jalasimon rivojlanadigan bu proses γ -kvant energiyasi elektron-pozitron juftligini hosil qilishga yetmay qolguncha davom etishi mumkin. Elektron-pozitron juftlar jalasi birinchi marta 1928 yilda akademik Skobelnin tomonidan kuzatilgan.

Qattiq komponenta mezonlar oqimidan iborat. Mezonlar kosmik nurlar komponentasining jism bilan ta'sirlashuvini o'rganish tufayli kashf qilindi. X.Andersen va S.Neddermeyer magnit maydonga joylashtirilgan Vilson kamerasidan fodalamb o'tkazilgan tajribalari asosida kosmik nurlar qattiq komponentasining tarkibida massasi elektron massasidan taxminan 200 marta katta bo'lgan zaryadli zarralar mavjud, degan xulosaga keldlar. Qayd qilingan zarralarning massasi elektron va proton massalarining oraligidagi qiymatga ega bo'lganligidan ularni mezonlar deb atadilar. Musbat va manfiy mezonlar mavjud bo'lib, mos ravishda μ^+ va μ^- shaklda belgilanadi. Myu mezon massasining qiymati $m_\mu \approx 207m_e$. Myu mezonlar $\tau = 2 \cdot 10^{-6}$ s davr bilan



sxema bo'yicha emiriladi.

Kosmik nurlarni o'rganish jarayonida yana bir necha elementar zarralar kashf etildi. Bu zarralarni kashf qilish uchun fotoemulsiyali fotoplastinkalar baland tog'larning cho'qqilariga joylashtiriladi, yoki havo sharlari yordamida atmosferaning yuqari qatlamlariga chiqariladi. Fotoemulsiya qatlamiga kirgan kosmik zarra o'zining ionlovchi ta'siri tufayli iz qoldiradi. Bundan tashqari kosmik zarra fotoemulsiya tarkibidagi kumush yoki brom atomining yadrosi bilan to'qnashishi tufayli sodir bo'lgan yadroviy reaksiyada vijudga kelgan zarralar ham fotoplastinkada iz qoldiradi. Fotoplastinkaga kimyoviy ishlav berilgach, bu izlarni mikroskop ostida qunt bilan kuzatib o'rganiladi

Mavzu yuzasidan testlar

1.Kosmik nurlanishlardagi relyativistik myuonlar energiyasi 3GeV ga teng deb olib, uning yashash davri davomida o'tgan yo'li

uzunligini aniqlang Myuoning o'zining yashash davri $2,2\text{mks}$, tinchlikdagi energiyasi 100MeV .

- A) $19,8\text{ km}$ B) $29,8\text{ km}$ C) $7,9\text{ km}$ D) $11,9\text{ km}$

2. Neytral pion ikkita γ -kvantga yemiriladi: $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. Pionning tinchlikdagi massasini $264,1m_e$ ga teng deb olib, hosil bo'lgan har bir γ -kvantning energiyasini aniqlang

- A) $67,7\text{ MeV}$ B) $87,7\text{ MeV}$ C) $77,7\text{ MeV}$ D) $27,7\text{ MeV}$

3. Neytron va antineutronning to'qnashuvida annigilyasiya hodisasi yuz beradi, natijada ikkita γ -kvant hosil bo'ladi ba zarracha energiyasiga o'tadi. To'qnashishgacha neytron va positron energiyasi juda kichik deb qarab har bir γ -kvant energiyasini aniqlang

- A) 942 MeV B) 292 MeV C) 902 MeV D) 842 MeV

4. Na^{23}_{11} izotopining qo'zg'almas yadrosi bilan neytron markaziy elastik to'qnashgandan so'ng uning tezligi dastlabki tezligining qancha ulushini tashkil etadi?

- A) 92% B) $9,2\%$ C) $0,92\%$ D) $0,092\%$

5. Siklotron magnit maydoni induksiyasi bilan duantlarga berilgan potentsiallar ayirmasi chastotasini bog'lovchi formulani keltirib chiqaring. 2) Duantlarga berilgan potentsiallar ayirmasi chastotasini: a) deyttonlar, b) protonlar va c) α -zarrachalar uchun toping. Magnit maydonning induksiyasi $12,6\text{kGn}$.

A) $\nu = \frac{Bq}{2\pi m}$; a) $\nu = 9,7 \cdot 10^6\text{Gz} = 9,7\text{MHz}$; b) $\nu = 19,4\text{ MHz}$; c) $\nu = 9,7\text{ MHz}$

B) $\nu = \frac{Bq}{2\pi m}$; a) $\nu = 9,7 \cdot 10^5\text{Gz} = 8,7\text{MHz}$; b) $\nu = 18,4\text{ MHz}$; c) $\nu = 7,9\text{ MHz}$

C) $\nu = \frac{Bq}{2\pi m}$; a) $\nu = 9,7 \cdot 10^7\text{Gz} = 9,7\text{MHz}$; b) $\nu = 17,4\text{ MHz}$; c) $\nu = 7,9\text{ MHz}$ D) $\nu = \frac{Bq}{2\pi m}$; a) $\nu = 9,7 \cdot 10^4\text{Gz} = 8,7\text{MHz}$; b) $\nu = 15,4\text{ MHz}$; c) $\nu = 8,7\text{ MHz}$

6. α - zarrachalar bilan ishlaganda siklotronda olinadigan ion tokining kattaligi 15mA . Shunday siklotronning ish unumi 1g

radiydan necha marta ko'p? 1g radiy 1sek da $3,7 \cdot 10^{10} \alpha$ - zarracha chiqaradi.

- A) $4,7 \cdot 10^{13} \alpha$ - zarracha oqimiga muvofiq keladi
- B) $7,4 \cdot 10^{15} \alpha$ - zarracha oqimiga muvofiq keladi
- C) $4,7 \cdot 10^{11} \alpha$ - zarracha oqimiga muvofiq keladi
- D) $7,4 \cdot 10^{13} \alpha$ - zarracha oqimiga muvofiq keladi

7. Bir yilda 1 g radiyning parchalanishidan hosil bo'lgan geliy miqdori normal sharoitda $0,043 \text{sm}^3$ hajmini egallaydi. Bulardan Avogadro sonini toping.

- A) $N_0 = 6 \cdot 10^{23} \text{mol}^{-1}$
- B) $N_0 = 6 \cdot 10^{25} \text{mol}^{-1}$
- C) $N_0 = 2 \cdot 10^{22} \text{mol}^{-1}$
- D) $N_0 = 6 \cdot 10^{27} \text{mol}^{-1}$

8. Ikkita β - parchalanish va bitta α - parchalanishdan so'ng U_{92}^{239} radioaktiv izotopdan hosil bo'ladi.

- A) U_{92}^{235}
- B) U_{91}^{239}
- C) U_{92}^{295}
- D) U_{93}^{239}

Mavzu yuzasidan savollar

1. Birlamchi va ikkilamchi kosmik nurlanishlar tabiati nimadan iborat? Ular xossalari ayting.

2. Myuonlarning yemirilish sxemasini keltiring. Myuonli neytrino (antineytrinoning) chiqishi nima bilan tushuntiriladi?

3. π - mezonning yemirilish sxemasini keltiring π -mezonlarga xarakteristika bering.

4. Tabiatda qanday fundamental ta'sirlar amalga oshiriladi va ularni qanday xarakterlash mumkin? Ularning qaysilari universal hisoblanadi?

5. Elementar zarrachalarda bo'ladigan hamma ta'sir turlari uchun qanday saqlanish qonunlari bajariladi?

6. Hamma elementar zarrachalar uchun qanday xossa fundamental hisoblanadi?

7. Neytrino va antineytrino xossalari ayting. Ularda nimalar o'xshash va nimalar farq qiladi?

8. Qanday xarakteristikalar, zarrachalar va antizarrachalar uchun bir xil? Qandaylari farq qiladi?

9. Elementar zarrachalar g'aroyibli va juftligi deb nimga aytiladi? Ular nima uchun kiritilgan? Hamma vaqt ham ularning saqlanish qonunlari bajariladimi?

10. Nima uchun protonning magnit momenti yo'nalishi spinning yo'nalishi bilan bir xil, elektron uchun bu vektorlar yo'nalishi esa qarama-qarshidir?

11. Elementar zarrachalarning qanday guruhlari mavjud? Elementar zarrachalar qaysi kriteriyga qarab u yoki bu guruhga mansubligini aniqlanadi?

12. Elementar zarrachalar orasida kuchli ta'sir bo'lganda qanday saqlanish qonunlari bajariladi? Kuchsiz ta'sirda-chi?

13. Qanaqa elementar zarrachalar uchun va nima sababdan lepton soni kiritilgan? Barion soni-chi? Ular saqlanish qonuni nima bilan xarakterlanadi?

14. Kvarklarning mavjudligi haqidagi gipoteza nima uchun kerak? U yordamida nima tushuntiriladi? Uning qiyinchiligi nimadan iborat?

15. Kvarklarning rangi va maftunlik xarakteristikalarinii kiritishga qanday ehtiyoj sabab bo'ldi?

Glossariy

Atamaning o'zbek tilida nomlanishi	Atamaning ingliz tilida nomlanishi	Atamaning rus tilida nomlanishi	Atamaning ma'nosi
Deformatsiya	Deformation	Деформа-ция	Qattiq jismlarga tashqi kuch ta'sir qilganda ularning o'lchami va shaklining o'zgarishi
Elastiklik	Resilience	Эластич-ность	Qattiq jismlardan tashqi kuch olinganda uning dastlabki holatga qaytishi
Yung moduli	Module cabin boy	Модул юнга	Jismning o'lchamini ikki barobar oshirish uchun zarur bo'lgan mexanik kuchlanish
Mexanik kuchlanish	Mechanical voltage	Механичес-кая напряжения	Birlik yuzaga ta'sir etuvchi kuch
Oquvchanlik	Fluidity	Текучесть	Kuchlanish o'zgarmagan holda jismning o'z-o'zidan uzayish hodisasi
Mustahkamlik chegarasi	Border to toughness	Граница прочности	Jismning uzilishi uchun zarur bo'lgan kuchlanish miqdori
Intensivlik	Intensity	Интенсив-ность	Yuza birligiga tushuvchi tovush energiyasi
Shovqin	Noise	Шум	Tarkibida barcha chastotalar ishtirok etuvchi tovush to'liqlari
Tovush spektri	Spectrum of the sound	Спектр звука	Tovush intensivligining chastotasidan bog'liqligi
Akusika	Acoustics	Акустика	Engpastchastotalielastikto'liq inlardano'tayuqorichastotalit o'liqlinlarniorganuvchifizika ningbo'limi
Ultr tovush	Ultrasound	Ультразвук	Chastotasi 20 kGs dan 10 ⁶ Gs chastotali elastik to'liqlar
Infratovush	Infra sound	Инфразвук	Chastotasi 0 Gs dan 20 Gs chastotali elastik to'liqlar
Nuqson	Defect	Дефект	Moddada zarrachalar joylashuvi tartibining

			buzilishi
Laminar	Laminar	Ламинар	Oqim chiziqlari o'zaro parallel bo'lgan suyuqliklardagi oqim turi
Turbulent	Turbulent	Турбулент	Oqim chiziqlari o'zaro aralashib ketgan bo'lgan suyuqliklardagi oqim turi
Yopishqoqlik	Viscosity	Вязкость	Bir suyuqlik qatlami harakatining ikkinchi suyuqlik qatlami harakatiga qarshilik ko'rsatish hodisasi
Kopillyar	Capillary	Капилляр	Sut emizuvchilardagi eng katta qon tomirlari
Viskozimetr	Viskozimetr	Вискози-метр	Suyuqlik yopishqoqligini o'lchash uchun mo'ljallangan qurilma
Diffuziya	Diffusion	Диффузия	Bir modda molekularining boshqa modda molekulari bilan aralashib ketish hodisasi
Gradiyent	Gradient	Градиент	Moddaning biror xususiyatining masofaga qarab o'zgarish hodisasi
Entropiya	Entropy	Энтропия	Sistema molekularining tartibsizlik darajasini ko'rsatuvchi kattalik
Siki	Cycle	Цикл	Sistemaning boshqa holatlardan o'tib yan dastlabki holatga qaytishi
Konveksiya	Convec-tion	Конвекция	Havoning ko'chishi
Puaz	Puaz	Пуаз	Yopishqoqlik koeffitsiyentining o'lchov birligi
Ozekerit	Ozocerite	Озокерит	Fizioterapiyada ishlatiladigan maxsus loyqaning bir turi
potensial	potencial	потенциал	Turli nuqtalar qismlari orasida potensiallar ayirmasining hosil bo'lish hodisasi

Elektroliz	Electroly-sis	Электролиз	Elektrolitlardan elctr toki o'tganda modda ajralib chiqish hodisasi
Elektroforez	Electrophoresis	Электрофорез	Odam va hayvonlar terisi orqali organizmga dori moddalar yuborish hodisasi
Galvanizatsiya	Galvanization	Гальванизация	Organizmni davolash uchun ishlatiladigan kichik toklar usuli
Dielektrik	Dielektrik	Диэлектрик	Elektr tokini o'tkazmaydigan materiallar
Dissosiasiya	Dissociation	Диссоциация	Molekulalarning ionlarga ajralish hodisasi
Magnit zondi	Magnetic probe	Магнитный зонд	Qattiq magnitlar yordamida qoramollar oshqozonidan temir buyumlarni olish usuli
Gisterezis	Gisterezis	Гистерезис	Magnit moddalarning magnitlanish vektorining magnit maydon kuchlanishidan bog'lanishini ko'rsatuvchi grafik
Tesla	Tesla	Тесла	Magnit induksiyasining o'lchov birligi
Domenlar	Domeny	Домены	Ferromagnitlarda mavjud bo'lgan bir xil yo'nalishdagi qutbianish sohalari
Quthlanish	Polarization	Поляризация	Musbat va manfiy zaryadlarning turli tomonlarga siljishidan paydo bo'ladigan sistema
Ferrit	Ferrite	Феррит	Antiferromagnit turi
Optika	Optics	Оптика	Grekcha- ko'rish ma'nosini anglatadi.
Sindirish ko'rsatgichi	Factor of the refraction	Показатель преломления	Yorug'likning vakuumdagitezliginin gmoddadaqanchagakamayis hiniko'rsatuvchifizikkattalik
Yoritilganlik	Luminosity	Освещенность	Yuzabirligigatushuvchiyorug'likoqimi

Ravshanlik	Brightness	Яркость	Birlik fazoviy burchakka mos keluvchi yorug'lik kuchi
Fotometriya	Fotometriya	Фотометрия	Yorug'lik intensivligini o'lchash bilan shug'ullanuvchi optikaning bo'limi
Endoskop	Endoskop	Эндоскоп	Odam va hayvonlarning ichki organlarini tekshiruvchi asbob
Refraktometr	Refraktometr	Рефрактометр	Suyuqliklarsindirishko'rsatki chinito'laichkiqaytishhodisa sigasoslanibaniqlovchiasbob
Kandela	Kandela	Кандела	Yorug'lik kuchining o'lchov birligi
Nit	Nit	Нит	Ravshanlikning o'lchov birligi
Lyuks	Luxary	Люкс	Yortilganlikning o'lchov birligi
Lyumen	Lyumen	Люмен	Yorug'lik oqimining o'lchov birligi
Kvant	Quantum	Квант	Eng kichik zarracha
Foton	Photon	ФОТОН	Yorug'lik zarrachasi
Fotoeffekt	Photoeffect	ФОТОЭФФЕКТ	Yorug'lik ta'sirida moddalardan elektronlarning chiqish hodisasi
Akkomodatsiya	Akkomodatsiya	Аккомодация	Ko'zning turli masofadagi buyumlarni birdek ko'rish hodisasi
Kolorimetr	Kolorimetr	Колориметр	Rangli suyuqliklarning tarkibini aniqlovchi asbob
Saxarometr	Saharometr	Сахарометр	Suyuqliklar tarkibidagi shakar miqdorini aniqlovchi optik asbob
Kuyish	Tan	Загар	Odam organizmining quyosh nurlari ta'sirida qorayish hodisasi

Fotoelement	Photocell	Фотоэле-мент	Yorug'lik nuri ta'sirida ishlovchi optic asbob
Rentgenodiagno- nostika	X-rays diagnostics	Рентгено- диагностика	Roentgen nurlari yordamida tirik organizmdagi kasalliklarni aniqlash usuli
Lyuminessin- siya	Lumines- cence	Люминес- ценция	Tashqi ta'sir to'xtatilgandan so'ng moddalarning ko'rinadigan nur chiqarish, shulalanish hodisasi
Lazeroteropiya	Lazer therapy	Лазеротера- пия	Lazer nuri yordamida tirik organizmdagi ba'zi kasalliklarni davolash usuli
Roentgen	X- rays	Рентген	Noma'lum nurlar, radioaktiv nurlanishning o'lchov birligi
Postulat	Postulate	Постулат	Isbot talab qilinmaydigan bashorat
Qobiq, qatlam	Shell	Оболочка	Atom electron qavatlar
Flyuorografiya	Flyuoro- grafiya	Флюорогра- фия	Roentgen nuri yordamida o'pkaning tasvirini olish
Flouressensiya	Fluores- cence	Флуоресцен- ция	Tashqi ta'sir to'xtatilgandan so'ng moddalarning qisqa vaqt ichida shulalanish hodisasi
Haydash	Pumping	Накачка	Elktronlarni pastki energetik holatdan yuqori energetik holatga o'tkazish
Radioaktivlik	Radioac- tivity	Радиоактив- ность	Og'ir elementlarning o'z- o'zidan boshqa yadrolarga yemirilib o'tish hodisasi
Nishonlangan atom	Dartboard atom	Меченный атом	O'simliklarning mineral o'g'itlarga bo'lgan ehtiyojin: radioaktiv nurlanish yordamida aniqlash usuli
Dozimetriya	Dozimet- riya	Дозиметрия	Tabiat va tabobat olamida olingan nurlanishlarni o'lchash usuli
Atom massa birligi	Atomic unit of the mass	Атомная единица массы	Uglerod atomining 1/12 qismi
Nuqsonli massa	Defect masses	Дефект массы	Yadro massasining uni tashkil qiluvchi nuklonlar

			massalari yig'indisidan farqi
Grey	Grey	Грей	Tirik organism nurlanish dozasi-ning o'lchov birligi
Zivert	Zivert	Зиверт	Nurlanish dozasi-ning o'lchov birligi
Rentgenning biologik ekvivalenti	Biological equivalent of the x-rays	Биологический эквивалент рентгена	Nurlanish dozasi-ning rentgenga nisbatan olingan qiymati
Detektor	Detector	Детектор	Zarrachalarni qayd qilish qurilmasi

Foydalanilgan adabiyotlar royxati

Asosiy adabiyotlar

1. Robert G.Brown. "Introductory Physics I". Duke University Physics Department Durham, 2013.
2. Robert G.Brown. "Introductory Physics II". Duke University Physics Department Durham, 2013.
3. Marshal L.Burns. "Modern Physics" for science and engineering. Tuskegee University. USA. 2012.
4. Simpson. D. G. "General Physics I". Maryland. USA. 2014.
5. Nu'monxo'jaev A.S. Fizika kursi (Mexanika va statistik termodinamika) - Toshkent, "O'qituvchi", 1998 yil.
6. Savelev I.V. Umumiy fizika kursi,- T. 1-3, M, "Nauka", 1989-92.
7. Axmadjanov O. Fizika kursi.- 1-3 T. -T. "O'qituvchi", 1987. I tom 254 bet, II tom 285 bet, III tom 285 bet.
8. Ismoilov M., Xabibullayev P., Xaliulin M. Fizika kursi - T. "O'zbekiston", 2000, 465 bet.
9. Trofimova T.I. Курс физики.-М.: "Высшая школа", 1990.
10. Grabovskiy R.I. Fizika kursi.-T.: "O'qituvchi", 1980, 475 bet.
11. Bekjonov R.B. Atom fizikasi.-T. "O'qituvchi", 1978.

Qo'shimcha adabiyotlar

1. Мирзиёев Ш.М.-Қонун устуворлиги ва инсон манфаатларини таъминлаш-юрт тараққиёти ва халқ фаровонлигининг гарови.-Т.: "Ўзбекистон". 2016. 47 бет.
2. Мирзиёев Ш.М.-Буюк келажакимизни мард ва олижаноб халқимиз билан бирга қурамыз. Т. "Ўзбекистон". 2016й. 486 бет.
3. Мирзиёев Ш.М.-Танқидий таҳлил, катъий тартиб-интизом ил шахсий жавобгарлик-ҳар бир раҳбар фаолиятининг қундалиқ қондаси бўлиши керак. Мамлакатимизни 2016 йилда ижтимоий-иқтисодий ривожлантиришнинг асосий яқунлари ва 2017 йилга мўлжалланган иқтисодий дастурнинг энг муҳим устувор нуналишларига бағишланган Вазирлар Маҳкамасининг кенгайтирилган мажлисидаги маъруза, 2017 йил 14 январь.-Ташкент: "Ўзбекистон", 2017.

4. Orifjonov S. "Elektrmagnetizm".-T., "Noshir" 2011 y.
5. Исроилов А, Нуъмонхўжаев А.С. "Физика фанидан масалалар тўплами" Механика.-Т., "Ўзбекистон", 2008 й.
6. Чертов А.Г., Воробьев А.А., Физикадан масалалар тўплами.-Тошкент, «Ўқитувчи», 1997 йил, 605 бет.
7. Qosimova G.A. "Механика va molekulyar fizika" bo'limidan o'quv qo'llanma.-Т., ТАQI, 2003 у.
8. Ismailov E., Mamatkulov N., .Xodjaev G', Norboev. N.T. - "Biofizika" Cho'lon.,208 bet, 2013.
9. Нуъмонхўжаев А.С. ва бошк. "Физика фанидан масалалар тўплами" Молекуляр физика ва термодинамика.-Т., "Авицена", 2010 й.
10. Volkenshteyn V.S. Umumiy fizika kursidan masalalar to'plami.-Т., "O'qituvchi",1992. 449 bet.
11. Detlaf A.A., Yavoriskiy B.M - Курс физики -М. Высшая школа. 1989 yil. Abdullayev G.A. Физикакурси Т. "O'qituvchi" 1989. 298 bet.
12. Ismailov E., Mamatkulov N., .Xodjaev G', Norboev. Q.T. "Biofizika va radiobiologiya"-Sano-Standart.,488 bet, 2018.

Интернет сайтлари

1. www. physicon. Ru
2. www. Fizhelp.ru/section25.
3. www. Ref.uz.
4. www.bilimdon uz.-O'zbekiston Respublikasi oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligining veb sayti.
5. www.ziyonet.uz -internet ta'lim veb sayti.
6. www.de.uz.-Masofaviy ta'lim tizimi veb sayti.
7. <http://www.rsl.ru>.-Rossiyskaya gosudarstvennaya biblioteka (Rossiya davlat kutubxonasi)

MUNDARIJA

Kirish.....	3
-------------	---

1-MODUL. MEXANIKANING FIZIK ASOSLARI

1.1. Fizika fani haqida. Fizika tarixining muhim bosqichlari. Fizika tadqiqotlar usullari; tajriba, gipoteza, eksperiment va nazariya. Matematika va fizika. Fizika tarixining muhim bosqichlari. Fizika va texnika orasidagi o'zaro hamkorlik. Muhandislik kasbini egallashda fizikaning roli.....	5
---	---

1.1-MAVZU. KINEMATIKANING ELEMENTLARI

1.1.1. Moddiy nuqta, sanoq tizimi, radius-vektor va trayektoriya tushunchalari.....	14
1.1.2. Moddiy nuqtaning to'g'ri chiziqli harakati Tezlik. Tezlanish.....	17
1.1.3. Moddiy nuqtaning aylana bo'ylab harakati. Egri chiziqli harakatda tezlik va tezlanish.....	23
Mavzu yuzasidan testlar va savollar.....	27

1.2-MAVZU. MODDIY NUQTA DINAMIKASI

1.2.1. Dinamikaning vazifasi. Nyuton qonunlarining zamonaviy talqin etilishi. Nyutonning birinchi qonuni. Nyutonning ikkinchi qonuni. Impuls. Nyutonning uchinchi qonuni.....	28
1.2.2. Impulsning saqlanish qonuni. Reaktiv harakat. O'zgaruvchi massali jismning harakat.....	34
1.2.3. Tortishish kuchlari. Kepler qonunlari. Butun olam tortishish qonuni. Gravitatsion maydon.....	39
1.2.4. Og'irlik kuchi va jismning og'irligi. Vaznsizlik.....	42
1.2.5. Markazga intilma kuch. Kosmik tezliklar.....	45
1.2.6. Ishqalanish kuchi. Ishqalanish turlari.....	48
Mavzu yuzasidan testlar va savollar.....	52

1.3-MAVZU. MEXANIKADA SAQLANISH QONUNLARI

1.3.1. Mexanik ish va quvvat. Ish bajaruvchi mashinaning foydali ish koeffitsienti.....	54
1.3.2. Mexanik energiya. Kinetik va potensial energiya. Energiyaning	

saqlanish qonuni. Konservativ va nokonservativ kuchlar.....	58
1.3.3. Mutloq elastik to'qnashish. Saqlanish qonunlarini absolyut elastik va absolyut noelastik to'qnashuvlarga tadbiq etish. To'qnashishlar jarayonida impuls, energiya va impuls momentining saqlanish qonuni.....	63
1.3.4. Qattiq jismlar deformatsiyasi. Elastiklik kuchlari. Guk qonuni. Mexanik kuchlanish. Elastik siqilgan prujina potensial energiyasi.....	67
Mavzu yuzasidan testlar va savollar.....	71

1.4-MAVZU. QATTIQ JISMLAR MEHANIKASI

1.4.1. Qattiq jism inersiya (massa) markazining harakati.....	72
1.4.2. Qo'zg'almas o'q atrofida qattiq jismning aylanma harakati. Aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi.....	75
1.4.3. Qattiq jismning qo'zg'almas o'qqa nisbatan inersiya momenti. Shteyner teoremasi. Ba'zi qattiq jismlarning inersiya momentlari..	80
1.4.4. Qo'zg'almas o'q atrofida aylanayotgan qattiq jismning kinetik energiyasi. Qattiq jismning ilgarilanma va qo'zg'almas o'q atrofida aylanma harakatlari orasidagi o'xshashlik.....	82
1.4.5. Erkin o'qlar. Girokoplalar.....	83
Mavzu yuzasidan testlar va savollar.....	85

1.5-MAVZU. MEXANIK TEBRANISHLAR VA TO'LQINLAR

5.1. Mexanik tebranishlar. Garmonik tebranishlar va tebranma harakat tenglamasi. Tebranma harakat qilayotgan jismning energiyasi.....	87
1.5.2. Prujinali mayatnik. Fizik mayatnik. Matematik mayatnik.....	90
1.5.3. Garmonik tebranishlarni grafik usulda tasvirlash. Bir xil yo'nalishdagi tebranishlarni qo'shish.....	94
1.5.4. Tebranma harakatning elastik muhitda tarqalishi. Yassi va sferik to'lqinlar. To'lqin tenglamasi.....	104
1.5.5. To'lqinlarning interferensiyasi va difraksiyasi. Gyugens-Frenel prinsipi.....	106
1.5.6. Turg'un to'lqinlar. Tovush to'lqinlari. Ultratovush. Infratovush. Dopler effekti.....	113
Mavzu yuzasidan testlar va savollar.....	120

1.6-MAVZU. YAXLIT MUHIT MEXANIKASI ELEMENTLARI

1.6.1.	Suyuqliklar va gazlarning xossalari. Ideal suyuqliklarning stasionar oqimi. Uzlaksizlik tenglamasi. Bernulli tenglamasi.....	123
1.6.2.	Real suyuqliklar uchun Stoks formulasi. Yopishqoqlik koeffitsiyentini aniqlash.....	127
1.6.3.	Nisbiylik prinsipi. Relyativistik dinamika elementlari. Galiley almashtirishlari.....	128
1.6.4.	Nisbiylikning maxsus nazariyasi postulatları. Relyativistik dinamikaning asosiy tenglamasi. Lorens almashtirishlari.....	130
1.6.5.	Relyativistik energiya. Massa bilan energiyaning o'zaro bog'lanish qonuni.....	137
	Mavzu yuzasidan testlar va savollar.....	142

2-MODUL. STATISTIK FIZIKA ASOSLARI VA TERMODINAMIKA

2.1.	Umumiy tushunchalar. Molekulalar massasi va o'lchamlari. Modda miqdori. Fizikada dinamik, statik, termodinamik qonuniyatlar va usullar. Modda atom va molekulalarining massalari. Avogadro va Loshmid soni.....	143
2.2.	Modda tuzilishining molekulyar-kinetik nazariyasi va uning umumiy qoidalari. Molekulyar-kinetik nazariyaning asosiy qoidalarini tasdiqlovchi ba'zi hodisalar.....	148

2.1-MAVZU. MAKROSKOPIK HOLATLAR

2.1.1.	Issiqlik harakati. Makroskopik parametrlar. Gaz bosimining molekulyar-kinetik nazariya asosida tushintirishi.....	154
2.1.2.	Ideal gaz qonunlari. Ideal gaz holat tenglamasi.....	165
2.1.3.	Molekula ilgarilanma harakatining o'rtacha kinetik energiya va harorati. Erkinlik darajasi. Ideal gazning ichki energiyasi.....	170
	Mavzu yuzasidan testlar va savollar.....	174

2.2-MAVZU. STATISTIK TAQSIMOTLAR

2.2.1.	Statistik taqsimotlar. Gaz molekulalari tezligining absolyut qiymatlari bo'yicha taqsimoti-Maksvell taqsimoti.....	176
2.2.2.	Tashqi kushlar maydonidagi ideal gaz molekulalarining gaz hajmi bo'yicha taqsimlanishi. Barometrik formula. Bolsman taqsimoti....	180
	Mavzu yuzasidan testlar va savollar.....	182

2.3-MAVZU. TERMODINAMIKA ASOSLARI

2.3.1. Qaytar va qaytmas issiqlik jarayonlar. Termodinamikaning birinchi qonuni. Issiqlik miqdori. Gaz ichki energiyasining o'zgarishi.....	183
2.3.2. Termodinamikaning birinchi qonunining turli issiqlik jaroyonlariga tadbiqu.....	192
2.3.3. Issiqlik mashinalari va ularning foydali ish koeffitsienti. Karno sikli. Ideal issiqlik mashinasi. Termodinamikaning II qonuni. Entropiya. Termodinamikaning III qonuni.....	196
Mavzu yuzasidan testlar va savollar.....	211

2.4-MAVZU. KO'CHISH HODISALARI

2.4.1. Relaksatsiya vaqti. Molekula erkin yugurish yo'lining o'rtacha uzunligi. Ko'chish hodisalari va ularni ifodalavchi umumiy tenglama.....	215
2.4.2. Real gazlar. Van-der-Vaals tenglamasi. Van-der-Vaals izotermalari. Metastabil holatlar. Uchlangan nuqta. Real gazning ichki energiyasi.....	225
2.4.3. Qattiq jismlarning xossalari. Kristall va amorf jismlar.....	233
2.4.4. Suyuqliklarning xossalari. Ho'llash. Kapillyarlik.....	238
2.4.5. Qattiq jismlar va suyuqliklarning issiqlikdan kengayishi va uning qurilishdagi o'rni. Suvning kengayishidagi anomal xususiyati.....	248
2.4.6. Qattiq jismning issiqlik sig'imi. Erish va qotish. Bug'lanish va kondensatsiya.....	250
2.4.7. Birinchi va ikkinchi tur faza o'tishlari. Holat diagrammasi. Uchlangan nuqta. Gazlarni suyultirish.....	254
Mavzu yuzasidan testlar va savollar.....	259

3-MODUL. ELEKTR VA MAGNETIZM

3.1-MAVZU. ELEKTROSTATIKA

3.1.1. Elektr zaryadi. Zaryadning diskretligi. Elektr zaryadining saqlanish qonuni. Kulon qonuni.....	263
3.1.2. Elektr maydon. Elektr maydon kuchlanganligi. Maydonlar superpozitsiyasi. Gaussning elektrostatik teoremasi.....	265
3.1.3. Elektrostatik maydon kuchlarining ishi. Elektrostatik maydon sirkulyatsiyasi. Potensial. Potensial ayirmasi. Potensial sirtlar.....	272
3.1.4. Elektrostatik maydondagi o'tkazgich. Zaryadning sirt zichligi.	

Ixtiyoriy ko'inishda zaryadlangan berk sirt ichidagi maydon.....	275
3.1.5. Dielektriklar va ularning qutblanishi. Muhitning dielektrik kirituvchanligi.....	276
3.1.6. Elektr sig'imi. Kondensatorlar. Kondensatorlarni ulash usullari. Zaryadlangan kondensator energiyasi. Elektrostatik maydon energiyasi va uning zichligi.....	283
Mavzu yuzasidan testlar va savollar.....	289

3.2-MAVZU. O'ZGARMAS ELEKTR TOKI

3.2.1. Elektr toki. Tok kuchi. Elektr tokining mavjud bo'lish sharti. Zanjirning bir qismi uchun Om qonuni. O'tkazgichlarni ulash usullari. Galvanik element mavjud bo'lgan zanjir uchun Om qonuni.....	292
3.2.2. Tarmoqlangan o'zgarmas tok zanjiri. Kirxgof qoidalari. O'tkazgichlarning qarshiligini Uiston ko'prigi yordamida aniqlash.....	297
3.2.3. O'zgarmas tokning ishi va quvvati. Joul-Lens qonuni.....	300
3.2.4. Metallarda elektr toki. O'tkazgichlar. Metallar elektr o'tkazuvchanligining klassik-elektron nazariyasi.....	301
3.2.5. Vakuumda elektr toki. Termoelektron emissiya. Kontakt potentsiallar ayirmasi. Termoelektrik hodisalari.....	308
3.2.6. Gazlarda elektr toki. Nomustaqil va mustaqil razryad.....	316
3.2.7. Suyuqliklarda elektr toki. Elektroliz. Faradey qonunlari. Tabiiy va oqova suvlarni tozalash.....	319
Mavzu yuzasidan testlar va savollar.....	332

3.3-MAVZU. MAGNIT MAYDON

3.3.1. Magnit maydoni. Magnit maydon induksiyasining vektori.....	335
3.3.2. Amper qonuni.....	338
3.3.3. Lorens kuchi. Bir jinsli magnet maydonda zaryadlangan zarralarning harakati.....	339
3.3.4. Zaryadlangan zarralarning elektr va magnit maydonlaridagi harakati.....	341
3.3.5. Xoll effekti.....	344
3.3.6. Bio-Savar-Laplas qonuni. Superpozitsiya prinsipi. Turli shakildagi tokli o'tkazgichlarning magnit maydoninni hisoblash.....	346
3.3.7. Diamagnit, paramagnit va ferromagnit moddalar.....	348

Mavzu yuzasidan testlar va savollar.....	349
--	-----

3.4-MAVZU. ELEKTROMAGNIT INDUKSIYA

3.4.1. Elektromagnit induksiya hodisasi. Lens qoidasi. Induksiya elektr yurituvchi kuch.....	354
3.4.2. O'zinduksiya. Induktivlik. O'zaro induksiya hodisasi.....	356
3.4.3. Magnit maydonda haakatlanayotgan o'tkazgichdagi induksiya elektr yurituvchi kuch.....	358
3.4.4. Garmonik tarzda o'zgarib turuvchi elektr yurituvchi kuchni hosil qilish. O'zgaruvchan elektr toki.....	361
3.4.5. Aktiv qarshilik orqali o'tuvchan o'zgaruvchan tok. G'altak orqali o'tuvchi o'zgaruvchan tok. Kondensator orqali o'tuvchi o'zgaruvchan tok.....	364
3.4.6. O'zaro ketma-ket ulangan induktiv g'altak, kondensator va aktiv qarshilikdan iborat o'zgaruvchan tok zanjiri.....	366
3.4.7. O'zgaruvchan tokning ishi va quvvati. O'zgaruvchan tok zanjirida ajraladigan quvvat.....	369
3.4.8. Transformator.....	370
3.4.9. Magnit maydon energiyasi.....	373
Mavzu yuzasidan testlar va savollar.....	375

3.5-MAVZU. ELEKTROMAGNIT TEBRANISHLAR

3.5.1. Tebranishlar konturi va uning xususiy tebranishlari.....	378
3.5.2. So'nuvchi va majburiy tebranishlar. So'nish koeffitsenti, so'nishning logorifmik dekrementi.....	382
3.5.3. Kuchlanish va toklarning rezonansi. Majburiy tebranishlarni hosil qilish.....	386
3.5.4. O'zgaruvchan tok hosil qilish.....	388
3.5.5. Magnitoelektrik induksiya hodisasi. Siljish toki.....	391
3.5.6. Maksvell tenglamalari.....	395
3.5.7. Elektromagnit to'lqin tnglamasi. Elektromagnit to'lqinning tarqalish tezligi.....	397
3.5.8. Elektromagnit to'lqin energiyasi va energiya zichligi.....	400
3.5.9. Elektromagnit to'lqinlarning bosimi.....	402
3.5.10. Elektromagnit to'lqinlarni tarqatish va qabul qilish usullari. Elektromagnit to'lqinlarining shkalasi.....	403
3.5.11. Radioaloqa.....	406
Mavzu yuzasidan testlar va savollar.....	408

4-MODUL. OPTIKA

4.1-MAVZU. GEOMETRIK OPTIKA

4.1.1. Geometrik optikaning asosiy qonunlari. Yorug'likning tabiati va uning tarqalish qonunlari.....	412
4.1.2. Yorug'likning sferik sirtlarda sinishi. Linzalar. Linzalarda tasvir yasash Optik asboblari.....	416
4.1.3. Linzalarning nuqsonlari.....	424
4.1.4. Fotometrik tushunchalar va birliklari.....	426
Mavzu yuzasidan testlar va savollar.....	429

4.2-MAVZU. YORUG'LIK INTERFERENSIYASI

4.2.1. Kogerent manbalar. Yorug'lik to'lqinlarining interferensiyasi. Yorug'lik interferensiyasining maksimum va minimum intensivligini kuzatish shartlari	432
4.2.2. Optik yo'lining uzunligi.....	435
4.2.3. Qalinligi o'zgarmas va o'garuvchan pardalarda kuzatiladigan interferensiya.....	436
4.2.4. Interferensiya hodisalarining qo'llanilishi. Interferometrlar.....	439
Mavzu yuzasidan testlar va savollar.....	440

4.3-MAVZU. YORUG'LIK DIFRAKSIYASI

4.3.1. Gyuygens-Frenel prinsipi. Frenel difraksiyasi haqida ma'lumot. Frenel zonalar metodi.....	442
4.3.2. Fraunhofer difraksiyalari. Bir tirqishdan kuzatiladigan difraksiya.....	446
4.3.3. Difrakcion panjara, difrakcion panjaradan kuzatiladigan difraksiya va uning qo'llanilishi.....	448
4.3.4. Optik asboblarning ajrata olish qobiliyati. Difrakcion panjaraning ajratish qobiliyati.....	449
4.3.5. Ko'p o'lchamli panjaralarda difraksiya.....	451
4.3.6. Geografiya haqida tushincha.....	452
Mavzu yuzasidan testlar va savollar.....	456

4.4-MAVZU. YORUG'LIKNING MUHIT BILAN O'ZARO TA'SIRLASHISHI

4.4.1. Yorug'lik dispersiyasi. Yorug'likning normal va anomal dispersiyasi. Spektral rozeta haqida tushincha.....	458
---	-----

4.4.2. Yorug'likning yutilishi. Yorug'likning sochilishi. Cherenkov-Vavilov effekti.....	464
4.4.3. Yorug'likning qutblanishi. Tabiiy va qutblangan yorug'lik.....	468
4.4.4. Ikki dielektrik chegarasidan yorug'likning qaytishi va sinishida qutblanish hodisasi.....	470
4.4.5. Yorug'likning ikkiga ajralib sinishida qutblanishi.....	471
4.4.6. Malyus qonuni.....	474
4.4.7. Sun'iy anizotropik muhitda yorug'likning qutblanishi.....	475
4.4.8. Qutblanish tekisligini aylanishi.....	477
Mavzu yuzasidan testlar va savollar.....	480

5-MODUL. KVANT FIZIKASI

5.1-MAVZU. ISSIQLIKDAN NURLANISH

5.1.1. Issiqlikdan nurlanish hodisasi. Absolyut qora jism. Kirxgof qonini...	484
5.1.2. Stefan-Bolsman qonuni. Vinning siljish qonuni. Reley va Jins qonuni.....	489
5.1.3. Yorug'likning kvant nazariyasi. Plank formulasi. Pirometriya. Quyosh energiyasi va undan qurilishning turli sohalarida foydalanish.....	490
Mavzu yuzasidan testlar va savollar.....	495

5.2-MAVZU. FOTONLAR

5.2.1. Yorug'lik kvantining energiyasi, impulsi va massasi. Yorug'likning bosimi. Kompton effekti.....	498
5.2.2. Fotoeffekt. Fotoeffekt qonunlari. Eynshteyn nazariyasi. Fotoeffektning qizil chegarasi. Fotoelementlar.....	500
Mavzu yuzasidan testlar va savollar.....	503

5.3-MAVZU. KVANT NAZARIYASINING EKSPERIMENTAL ASOSLANISHI

5.3.1. Atom fizikasi. Vodorod atomining nurlanish spektridagi qonuniyatlari. Balmer formulasi. Bor postulatlar. Frank-Gers tajribasi. Elementar Bor nazariyasi. Kvant mexanikasining elementlari.....	505
5.3.2. Zarrachalarning to'liq nazariyasi. Lui de Broyl gipotezasi. Kristallarda elektronlar difraksiyasi.....	513
5.3.3. Kvant mexanikasi elementlari. Shredinger tenglamasi. Geyzenberg noaniqlik munosabati. Elektron spini.....	515

3.3.4	Energetik satxlar. Kvant sonlari. Pauli prinsiri.....	520
3.3.5	Rentgen nurlari, xossalari va qo'llanilish sohalari.....	522
3.3.6	Luminessensiya turlari, xarakteristikalari va qo'llanilishi.....	526
3.3.7	Lazerlar.....	528
	Mavzu yuzasidan testlar va savoliar.....	532

6-MODUL. QATTIQ JISMLAR FIZIKASI

6.1	Kristallar tuzilishi haqida ma'lumot. Elektr o'tkazuvchanlikning zonalur nazariyasi.....	538
6.2	Energetik zonalarni elektronlar bilan to'ldirilishi.....	542
6.3	Yarimo'tkazgichlarning xususiy va aralashma o'tkazuvchanligi. Elektron-teshikli o'tish. Diod. Tranzistorlar.....	546
6.4	Suyuq kristallar va ularning turlari. Suyuq kristallarning xossalari, xususiyatlari va qollanilishi.....	554
	Mavzu yuzasidan testlar va savollar.....	559

7-MODUL. YADRO FIZIKASI

7.1	Yadroning tarkibiy qismi. Yadro kuchlari. Massa defekti. Bog'lanish energiyasi.....	562
7.2	Radioaktivlik. Radioaktivlik yemirilish qonuni. Yarim yemirilish davri. Radioaktiv nurlarni qayd qilish usullari.....	568
7.3	Rentgen va radioaktiv nurlarning qo'llanilishi. Dozimetrik asboblur.....	574
7.4	Yadro reaksiyalari, sun'iy radioaktivlik.....	577
7.5	Yadroning bo'linishi. Zanjir reaksiya.....	578
7.6	Yadro reaktori. Termoyadro reaksiyalari haqida tushuncha.....	581
7.7	Yadro energetikasi va ekologiya.....	584
	Mavzu yuzasidan testlar va savollar.....	589

8-MODUL. OLAMNING HOZIRGI ZAMON FIZIK TASAVVURI

8.1	Bog'lanish turlari va elementar zarralar sinflari.....	591
8.2	Bog'lanish turlari va elementar zarralar sinflari. Zarralar va antizarralar.....	593
8.3	Kosmik nurlar.....	597
	Mavzu yuzasidan testlar va savollar.....	599
	Glosariy.....	603
	Qo'llanilgan adabiyotlar ro'yxati.....	609

4.4.2.

ИЛМИЙ НАШР

4.4.3.

Raximov Odil, Mamatkulov Nuriddin

4.4.4.

4.4.5.

FIZIKA

4.4.6.

4.4.7.

4.4.8.

o'quv qo'llanma

5.1.1.

Muharrir:

Asadullo SHUKUROV

5.1.2.

Musabhih:

Alisher SABRIY

5.1.3.

Texnik muharrir:

Mehriniso ROZIQOVA

Сахифаловчи:

Muhammadiqbol ISMOILZODA

5.2.1.

«TURON NASHR» nashriyoti.

100129. Samarqand shahri, Xo'ja Ahror Valiy ko'chasi, 37 uy.
Tasdiqnoma № 4708, (03.09.2020 y.)

5.2.2.

Bosishga 07.01.2021 yilda ruxsat etildi.

Qog'oz bichimi 60x84_{1/32} Ofset bosma usulda
Nashr bosma tabog'i 38.75.

Adadi 100 nusxa. Buyurtma raqami № 02/21.

5.3.1.

MChJ «NAVRO'Z POLIGRAF» matbaa bo'limida chop etildi.
Lisenziya № 18-3327 30.08.2019 yil.

Manzil: Samarqand shahar, L.M.Isayev ko'chasi, 38-uy.

5.3.2.

ISBN:978-9943-6807-6-0

5.3.3.



798.000 sum



Odil Raximov 1949-yilda Samarqand viloyati, Qo'shrabot tumani, Qo'rg'on qishlog'ida tug'ilgan. 1974-yilda Samarqand davlat universiteti fizika fakultetini tamomlagan. 1979-1984-yillarda Sankt-Peterburg fizika-texnika institutida tadqiqotchi-izlanuvchi va aspiranturada tahsil oldi. 1984-yilda "Исследование скоплений компенсирующих центров в полупроводниках и их взаимодействия с точечными собственными дефектами" mavzusida nomzodlik dissertasiyasini yoqladi.

1976-yildan Samarqand davlat arxitektura-qurilish instituti "Fizika" kafedrasida katta loabarant, assistent, 2002-yildan hozirga qadar dotsent lavozimi vazifasida ishlab kelmoqda.

O.Raximov 270 dan ortiq ilmiy maqolalar, uslubiy ko'rsatmalar va uslubiy qo'llanmalar muallifi.



Nuriddin Mamatkulov 1952-yilda Samarqand viloyati Samarqand tumani Turkman qishlog'ida tug'ilgan.

1974-yilda Samarqand davlat universiteti fizika fakultetini tamomlagan. 1976-1981-yillarda Sankt-Peterburgdagi fizika-texnika institutida tadqiqotchi-izlanuvchi va aspiranturada tahsil olgan. 1981-yilda "Segneto-elektrlardagi o'lchamsiz fazani akustik, optik, dielektrik usullar yordamida o'rganish" mavzusida nomzodlik dissertasiyasini Leningrad fizika-texnika institutida yoqlagan. 1987-yildan Samarqand qishloq xo'jalik instituti "Fizika va kimyo" kafedrasida assistent, 2001-yildan dosent vazifasida 2018-yildan Samarqand meditsina veterinariyasi tabiiy va ilmiy fanlar kafedrasida ishlamoqda. N.Mamatkulov 150 dan ortiq ilmiy va o'quv-uslubiy ishlar muallifi.

2013-yilda "Cho'lpon" nashryotida "Biofizika" darsligi chop etildi. 2018-yilda Sano-Standart nashryotida "Biofizika va radiobiologiya" darsligi nashr etildi.

ISBN:978-9943-6807-6-0



9 789943 680760