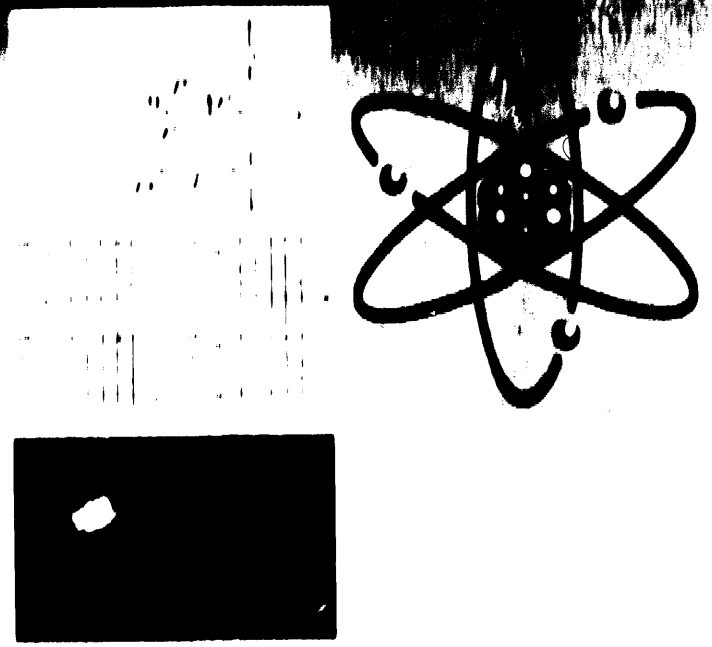
ISBN 978-9943-5837-9-5

FIZIKA

92.16

G'AIBOV, O. NIMMATKULOV

FIZIKA



TOSHKENT

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

A.G. GAIBOV, O. XIMMATKULOV

FIZIKA

O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligi tomonidan o'quv qo'llanma sifatida chop etishga tavsiya etilgan

21/6903

TOSHKENT– 2019

10 06 9173 20

UDK 53(075.8)
KBBK 22.3ya73
G 34

G 34 A.G.Gaibov, O.Ximmatkulov. Fizika o'quv qo'llanma. –T., «Fan va texnologiya», 2019, 528 bet.

ISBN 978-9943-5837-2-5

Mazkur o'quv qo'llanma oliy o'quv yurtlarining texnika ta'lim yo'nalishlari talabalari uchun mo'ljallangan bo'lib, vazirlikda tasdiqlangan o'quv dasturi asosida tayyorlangan.

O'quv qo'llanma "Fizika" fan dasturiga kiritilgan barcha qismlarni qamrab olgan, shuningdek laboratoriya ishlari va amaliy mashg'ulotlarning mavzulari nazariy qismlari keng yoritib berilgan.

Fizika fani tabiat hodisalari va qonunlari haqidagi umumiy fan hisoblanib, boshqa fanlar bilan mantiqiy bog'langan holda texnika fanlarining nazariy poydevorini tashkil etadi.

Ushbu o'quv qo'llanma oliy texnika ta'lim talabalari, o'qituvchilar va boshqa qiziquvchi mutaxassislarga tavsiya etiladi.

Fizika kursi bo'yicha mualliflar tomonidan tuzilgan o'quv qo'llanma O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligi tomonidan fizika fani bo'yicha tasdiqlangan umumiy o'quv dasturi asosida tayyorlangan. Ushbu qo'llanma texnika yo'nalishida ta'lim olayotgan bakalavr bosqichi talabalariga mo'ljallab tuzilgan. O'quv qo'llanma umumiy fizika kursining mexanika, molekulyar fizika va termodinamika, elektromagnetizm, optika, atom fizikasi, kvant mexanikasi, qattiq jismlar, atom yadrosi va elementar zarralar fizikasi bo'limlarini qamrab olgan. Qo'llanmani tuzishda eng so'nggi adabiyot manbalaridan foydalanilgan bo'lib, ikkita bob yangi texnologiyalarning fizik asoslari va Olamning hozirgi zamon fizik manzarasini yoritishga bag'ishlangan.

***

Предлагаемое учебное пособие составлено по образцовой программе общего курса физики, утвержденной Министерством Высшего и специального среднего образования Республики Узбекистан. Данное учебное пособие предназначено для студентов бакалавров, обучающихся по техническому направлению вузов. Пособие охватывает учебные материалы по разделам физической основы механики, молекулярной физики и термодинамики, электродинамики, оптики, элементы квантовой физики, физики твердого тела и атомного ядер. Еще две главы данного пособия посвящены вопросам физической основы новых технологий и современной физической картины мира.

***

The proposed training manual is based on the model program of the general course of physics approved by the Ministry of Higher and Special Secondary Education of the Republic of Uzbekistan. This training manual is intended for bachelor students studying in the technical direction of universities. The manual covers training materials on the physical basis of mechanics, molecular physics and thermodynamics, electrodynamics, optics, elements of quantum physics, solid state physics and atomic nuclei. Two more chapters of this manual are devoted to the physical basis of new technologies and the modern physical picture of the world.

UDK 53(075.8)
KBBK 22.3ya73

Taqrizchilar: M.A. Abdulgodjaev – TATU, Fizika kafedrasi professori;
M.S.Mirkamilova – TDTU, Umumiy fizika kafedrasi dotsenti.

ISBN 978-9943-5837-2-5

© Texnika va texnologiya nashriyoti, 2019.
© «Fan va texnologiya» nashriyoti, 2019.

KIRISH

Yuqori texnologiyalar rivojlangan hozirgi zamonda samarali faoliyat ko'rsata oladigan, har tomonlama yetuk mutaxassis kadrlarni tarbiyalash va tayyorlash Oliy o'quv yurtlari oldida turgan birinchi galdagi muhim vazifa hisoblanadi.

Bu vazifani bajarishda ta'limning texnik bazasini mukammallashtirish bilan birgalikda talabalarni o'quv qo'llanmalari bilan o'z vaqtida ta'minlash katta ahamiyatga ega.

Mualliflar tomonidan taqdim qilinayotgan ushbu o'quv qo'llanma "Fizika" fanidan qabul qilingan namunaviy dastur asosida tuzilgan va bakalavrat bosqichidagi talabalar uchun mo'ljallangan.

Har bir bo'lim bayonida mavzularning izchil, batafsil yoritilishiga, asosiy fizik tushunchalar, kattaliklarni ta'riflashga, fizik hodisa va jarayonlarni o'zaro aloqadorlikda berilishiga, matematik ifodalardan me'yorida foydalanishga harakat qilindi. Ma'lum mavzuni yoritishda turli tuman uslubiy yondashishlar mavjud bo'lib, ularning eng samaradorlarini tanlash va mahlumni ravon bayon etish murakkab va mualliflan katta mahorat talab qiladigan masaladir.

Shu nuqtayi nazardan ushbu qo'llanma ayrim kamchiliklardan xoli emas. Mavjud kamchilik va tanqidiy mulohazalarni mualliflar xolisona va mamnuniyat bilan qabul qiladilar.

I BO'LIM
MEXANIKANING FIZIK ASOSLARI

Fizika fani tabiiy fanlar jumlasiga kirib, materiyaning, ya'ni moddalar, maydonlarning umumiy xossalarini va uning harakat formalari, umumiy qonuniyatlarini o'rganadi.

Fizika tabiiy hodisalar haqidagi umumiy qonunlarni ochib beradi va bu qonunlar o'z navbatida boshqa fanlar hamda texnika sohasida amaliy jihatdan foydalaniladi. Fizika fani texnika rivojlanishi bilan chambarchas bog'langandir. Fizika fanining rivojlanishi texnika taraqqiyotida katta o'rin tutadi. Texnika sohasidagi amaliy masalalarni yechish o'z navbatida fizika fani oldiga ko'plab muammolarni qo'yib, uning rivojiga turtki bo'lib xizmat qilmoqda.

Tabiiy fanlar orasidagi uzviy bog'lanish va fanlar rivojini fizika qonunlarini u yoki bu sohalarda qo'llaydigan maxsus yangi fanlarning paydo bo'lishiga olib keladi.

Masalan, fizikaviy va kimyo jarayonlarni fizik usullar yordamida o'rganadi.

Astrofizika – osmon jismlari va koinotda sodir bo'ladigan fizikaviy hodisa va jarayonlarni o'rganadi, Geofizika -- yer qa'rida yuz beradigan fizik jarayonlarni o'rganadi.

Biofizika – tirik organizmlarda yuz beradigan fizik jarayonlarni o'rganadi va h.k. Bu fanlar va fizikaning aloqadorligi o'zaro bo'lib, fizika o'zining rivojlanishida boshqa tabiiy fanlarga tayansa, boshqa fanlar fizika fani yangi yutuqlaridan foydalanadi.

Fizik nazariyalarining rivojida matematikaning roli katta.

Nazariy masalalarni yechishda fizika matematik apparatlardan foydalanadi va matematika fani oldiga yangi muammolarni qo'yadi. Bu muammolarni hal qilmasdan turib, mavjud fizik qonuniyatlarni tushuntirib va oldindan aytib bo'lmaydi.

Fizika fani oldida quyidagi vazifalar turadi:

1) Tabiat hodisalarini o'rganish va bu hodisalar bo'ysunadigan qonunlarni topish.

2). Oldindan o'rganilgan va yangi kashf qilingan hodisalar o'rtasida "sabab-oqibat" aloqadorligini o'rnatish.

3) Olingan bilimlarni tabiatga faol ta'sir qilishda foydalanish. Bu vazifalarni hal etishda fizik tadqiqotlarning quyidagi usullari mavjud:

a) kuzatish: hodisalarni tabiiy sharoitda o'rganish; b) hodisalarni laboratoriya sharoitida tajriba (eksperiment) yordamida o'rganish; d) gipotezalarni, yangi hodisalarni tushuntirib berish uchun yangi ilmiy farazlarni taklif qilish. Agar gipoteza eksperementda olingan faktlarga qarama-qarshi bo'lmasa, u nazariyaga aylanadi.

Fizika tarixining asosiy bosqichlari

Hozirgi zamon tabiiy fanlari rivojining dastlabki bosqichlarini qadimgi Gretsiya bilan bog'laydilar. Qadimgi yunon olimlari Pifagor, Evklid, Aristotel, Arximed, Ptolemey, Platon, Fales, Demokrit va boshqalar matematika, geografiya, biologiya fanlari bilan birgalikda mexanika va fizika fanlari rivojiga ham katta hissa qo'shganlar.

Tabiiy fanlar taraqqiyotiga O'rta Osiyolik buyuk allioma olimlarning ham hissasi katta.

Masalan: Xorazmda tug'ilib ijod qilgan Abu Abdullo Muhammad ibn Muso al Xorazmiyning (780-880) matematika sohasidagi, Muhammad ibn Ahmad Beruniyning fizika, geografiya, astronomiya sohasidagi ishlarini keltirish mumkin. Beruniy metallarning va boshqa moddalarning zichliklarini o'zi yaratgan "komik asbob" yordamida kichik xatoliklar bilan aniqlashga muvaffaq bo'ldi. U suvning zichligini uning tarkibidagi aralashmalarga va temperaturaga bog'liq ekanligini ham bilgan. Beruniy aniq astronomik va geografik o'lchamlarni ham amalga oshirgan. Hindistonga safari paytida u Yer radiusini aniqlash usulini yaratdi. Uning olgan natijasi 1081,66 farsax yoki 6490 km ga teng. U Oy tutilishi paytida Oy rangining o'zgarishini, Quyosh tutilishida Quyosh toji hodisalarini kuzatdi. Yerning Quyosh atrofida aylanishi haqidagi fikrini aytdi. Ulug'bek (1394-1449) tomonidan observatoriya qurilishi, yulduzlarning aniq katalogini va planetalarning harakat jadvalini tuzishi ilmiy tadqiqotlarning "og'irlik markazi" O'rta Osiyoga ko'chganligidan dalolat beradi. O'rta asrlarga kelib tabiiy fanlar sohasidagi ishlar Yevropada rivojlana boshladi.

N.Kopernik, D.Bruno (1548-1600). I.Kepler (1571-1630), G.Galiley (1564-1642), Torichelli (1608-1647), D.Boyl (1627-1691), Mariott (1620-1694), X.Gyuygens (1629-1695), I.Nyuton (1642-1727) kabi olimlarning xizmatlari bizga maktab fizika kursidan

yaxshi tanish. XIX asrga kelib, fizika fani taraqqiyotiga X.F.Gauss (1777-1855), T.Yung, Malyus, Frenel, Fizo, Volta, Amper, G.Om, Faradey, Lents, Veber, Karno, Mayer, Kirxgof, Tomson, Dalton, Gey-Lyussak, Boltsman, Mendeleyev, Umov, Gerts, Stoletov, Lebedev, Maykelson, Lorents va boshqa olimlarning ishlari katta hissa qo'shdi.

XX asrga kelib fanda juda katta revolutsion o'zgarishlar yuz berdi. Masalan, A. Eynshteyn tomonidan nisbiylik nazariyasining yaratilishi, radioaktivlikning kashf qilinishi, atomni o'rganish sohasidagi Rezerford va N. Borlarning ishlari, Kvant mexanikasining yuzaga kelishi va h.k.lar shular jumlasidandir.

Fizika fanining hozirgi bosqichdagi rivoji juda katta ko'lamda bo'lib ilmiy-texnika sohasining tez rivojlanishiga olib keldi.

Insonning koinotga chiqishi, ulkan tezlatkichlarning qurilishi, mikroelektronikaning so'nggi yutuqlari, zamonaviy kompyuterlarning yaratilishi va boshqalar ko'plab yangi tabiiy hodisalarni tadqiq qilish va qonuniyatlarni ochib berish imkonini yaratdi.

I BOB. KINEMATIKA ASOSLARI

1.1. Fizik modellar

Ko'pgina fizik masalalarni hal qilishda ayrim soddalashtirishlardan foydalaniladi.

Masalan, jismlarning mexanik harakatini o'rganishda moddiy nuqta tushunchasi kiritiladi. Agar jismning o'lchami uning harakati qaralayotgan masofaga qaraganda e'tiborga olinmas darajada kichik bo'lsa, bu jismni moddiy nuqta deb qarash mumkin. Fizika fanida faqat birgina jism o'rganilmasdan bir necha jismlar to'plami ham o'rganiladi. Bu jismlarni moddiy nuqtalar to'plami deb qarash mumkin. Bitta makroskopik jismni xayolan mayda bo'lakchalarga bo'lib, bu bo'lakchalarni o'zaro ta'sirlashuvchi moddiy nuqtalar tizimi deb tasavvur etish mumkin. Har bir jismni ma'lum bir sharoitda moddiy nuqta deb qarasak, ikkinchi bir sharoitda moddiy nuqta deb aytish mumkin bo'lmaydi.

Absolyut (mutlaq) qattiq jism deb ixtiyoriy ikki nuqtasi orasidagi masofa uning harakati davomida o'zgarmaydigan jismga aytiladi. Tabiatda mutlaq qattiq jism mavjud emas.

Ma'lumki har qanday qattiq jism tashqi kuch ta'sirida deformatsiyalanadi, ya'ni geometrik o'lchamlari, shakli biror darajada o'zgaradi. Lekin qo'yilgan masalaning mohiyatiga qarab ko'p hollarda deformatsiya tufayli bo'ladigan o'zgarishlarni hisobga olmasa ham bo'ladi. Mutlaq qattiq jism har qanday makroskopik jism kabi bir-biri bilan qattiq bog'langan moddiy nuqtalar tizimidan iborat deb tasavvur qilinadi.

Suyuqliklar, gazlar va deformatsiyalanadigan jismlarning harakatini hamda muvozanatini o'rganishda uzluksiz muhit tushunchasi qo'llaniladi. Ma'lumki, har qanday moddiy jism atom va molekulalardan tashkil topgan bo'lib, diskret tizimga ega. Lekin masalani soddalashtirish maqsadida moddani uzluksiz yaxlit muhit deb qarab, uning atom va molekulalardan tuzilganligi e'tiborga olinmaydi.

1.2. Mexanika bo'limi predmeti

Fizikaning mexanika bo'limida jismlarning harakat va muvozanat qonunlari o'rganiladi. Materiyaning har qanday o'zgarishi harakatdir. Mexanik harakat deyilganda, jismlarning bir-biriga nisbatan ko'chishi yoki o'zaro vaziyatlarining o'zgarishi tushuniladi.

Kinematika va dinamika bo'limlari mexanikaning asosiy bo'limlari hisoblanadi. Kinematikada harakatni uni yuzaga keltiruvchi sabablarni hisobga olmagan holda o'rganiladi. Dinamikada esa jismlar harakatini o'rganish mazkur harakatni yuzaga keltiruvchi sabablarga bog'lab olib boriladi, ya'ni dinamika jismlarning o'zaro ta'siri natijasida ularning tinch holatining yoki harakatining o'zgarishini o'rganadigan mexanikaning bir bo'limidir.

Fizikaning mexanika bo'limi o'zining hozirgi taraqqiyot bosqichida Nyuton (klassik) mexanikasini, relyativistik mexanikani va kvant mexanikasini o'z ichiga oladi. Klassik mexanika makroskopik jismlarning yorug'lik tezligidan juda kichik $\upsilon \ll c$ tezliklar bilan qiladigan harakatini o'rganish bilan shug'ullanadi.

Katta tezliklarda, ya'ni yorug'lik tezligiga yaqin tezliklar bilan harakat qiladigan jismlar va jumladan mikrozarralarning harakat qonunlarini relyativistik mexanikada o'rganiladi. Relyativistik mexanika Eynshteynning maxsus nisbiylik nazariyasiga asoslangan bo'lib, klassik mexanikaga nisbatan umumlashgan bo'limdir. U klassik (Nyuton) mexanikasining qonun va qoidalarini inkor qilmaydi, balki uning o'qllanish chegaralarini belgilab beradi. Xususan kichik tezliklarda, ($\upsilon \ll c$) relyativistik mexanika qonunlarini aks ettiruvchi ifodalar klassik mexanika ifodalariga aylanadi.

Ma'lumki, makroskopik jismlar mikrozarralardan – atomlar va molekulalardan, ular esa o'z navbatida, elektron, proton va neytron kabi zarralardan tashkil topgan. Hozirgi paytga kelib ma'lum bo'lgan mikrozarralar soni oshib ketdi. Mikrozarralarning xususiyatlarini va harakatlarini o'rganish shuni ko'rsatdiki, bular uchun Nyuton mexanikasining qonunlarini ko'p hollarda tatbiq qilib bo'lmas ekan, ya'ni bu qonunlarning o'qllanish sohasi chegaralanga. Masalan, klassik mexanikada jismlar yoki mikrozarralarning harakatini izohlashda ularning fazodagi vaziyati vaqtga bog'liq holda muayyan

koordinatalar va tezliklar orqali ifodalanadi, ya'ni jismlarning harakati uning aniq trayektoriyasi orqali beriladi.

Tajribalarning ko'rsatishicha, masalan elektronlarning atomdagi yoki kristall panjaradagi harakati ancha murakkab tabiatga ega bo'lib, trayektoriya haqidagi tushuncha bu holda aniq ma'noga ega emas ekan. Bundan tashqari, klassik fizika bir qancha fizikaviy hodisalarni ferromagnitizm, o'ta oquvchanlik yoki o'tkazuvchanlik va boshqa hodisalarni tushuntira olmadi. Bu muammolarni hal qilish bo'yicha ilmiy tadqiqotlar va tajribalar natijasida fizikada yangi yo'nalish – kvant mexanikasi va u bilan birga yangi tasavvurlar paydo bo'ldi.

1.3. Skalyar va vektor fizik kattaliklar. Fazo va vaqt

Fazo va vaqt koinotning fizikaviy manzarasini yaratishda hal qiluvchi, tarixiy, rivojlanib kelayotgan tushunchalardir. Nyutonning bu haqdagi ta'limoti quyidagicha: *hech qanday jarayonga bog'liq bo'lmagan mutlaq (absolyut) fazo va mutlaq vaqt mavjuddir; fazo - abadiy mavjud bo'ladigan chegarasiz (cheksiz katta), qo'zg'almas bo'shliq bo'lib, bu bo'shliqda materiya har xil shaklda bo'ladi; fazo bir jinsli bo'lib, hamma yo'nalishlarda xususiyatlari bir xildir; bu bo'shliqning (fazoning) xususiyatlari unda moddalarning qanday taqsimlanishiga hamda qanday harakatlanishiga bog'liq bo'lmaydi va vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi.* Bunday o'zgarmas fazoda moddalarning taqsimlanishi va ularning harakatini butun olam tortishish qonuni belgilaydi.

Nyutonning nuqtayi nazarida vaqt mutlaq bo'lib, tashqi muhitga va jism harakatiga bog'liq bo'lmagan holda bir tekis o'tadi.

XX asr boshlarida A.Eynshteyn nisbiylikning umumiy nazariyasini yaratdi. Bu nazariyadan koinotning haqiqiy fazosi noevklid fazo ekanligi kelib chiqadi. Mazkur nazariyaga muvofiq, fazoning geometrik xossalari hamda vaqtning o'tish tezligi materiyaning fazoda taqsimlanishiga va uning harakatiga bog'liq bo'ladi.

Nisbiylikning umumiy nazariyasi Nyutonning fazo va vaqt haqidagi ta'limoti noto'g'ri degan xulosaga olib kelmaydi. Tajriba shuni ko'rsatadiki, Nyutonning ta'limoti faqat astronomik kuzatishlarda olingan fazoning kichik sohalarida va o'sha o'lchovlarga

nisbatan qisqa vaqt oraliqlari uchun to'g'ridir. Katta ko'lamlarda metagalaktika ko'lamidagi (10^{26} sm) masofalar bilan bog'liq hodisalarda, shuningdek, kuchli gravitatsion maydonlar mavjud bo'lgan joylarda Nyuton qonunlaridan chetlanishlar sodir bo'ladi. Shuni aytish kerakki, koinotning ayrim uncha katta bo'lmagan sohalarida kuchli gravitatsion maydonlar mavjud bo'lsa, bu sohalarda fazoning egrilanishi va vaqt o'tishi tezligining o'zgarishi sezilarli darajada namoyon bo'ladi.

Mazkur nazariyaga ko'ra vaqt oraliqlari va kesma uzunliklari nisbiy bo'lib, ular qanday sanoq tizimlarida o'lchanayotganligiga bog'liq, ya'ni biror sanoq tizimiga nisbatan tinch turgan jismning (kesmaning) uzunligi harakatdagi sanoq tizimidagi uzunligidan farq qiladi.

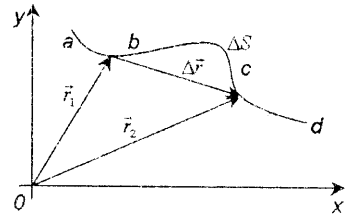
1.4. Harakatning kinematik tavsifi

Harakatning kinematik tavsifi deganda, istalgan vaqtda jismning fazodagi vaziyatini boshqa biror jismga nisbatan aniqlash tushiniladi. Jism harakatini ifodalash zarur bo'lgan yana bir tushuncha *vaqtdir*. Vaqtni o'lchash uchun qo'llaniladigan asbob – soat sifatida har qanday davriy jarayondan foydalanish mumkin. Yerning kunlik yoki yillik harakati, mayatnikning tebranma harakati ham vaqtni o'lchashda keng qo'llaniladi. Shunday qilib, jismning fazodagi vaziyatini belgilash uchun foydadaniladigan koordinatalar sistemasi, sanoq jism va vaqtni qayd qilishda qo'llaniladigan asbob – soat birgalikda *sanoq tizimi (sistemasi)* deb ataladi

Moddiy nuqtaning harakat davomida fazoda chizgan chizig'i ("qoldirgan izi") uning trayektoriyasi deyiladi. Masalan poyezdning trayektoriyasi relslardir. Trayektoriyaning uzunligi moddiy nuqta bosib o'tgan yo'lga tengdir. Trayektoriyaning shakliga qarab moddiy nuqta harakati to'g'ri chiziqli yoki egri chiziqli bo'lishi mumkin.

Trayektoriyaning b nuqtasida uning vaziyati $\vec{r}_1$ radius vektor (1.1-rasm) orqali ifodalanadi. Biror t vaqtdan so'ng u c nuqtada bo'ladi va bu nuqtada uning vaziyati $\vec{r}_2$ radius-vektor bilan aniqlanadi. Trayektoriyaning «bc» qismida moddiy nuqta bosib o'tgan yo'l ΔS ga teng $\vec{r}_1$ va $\vec{r}_2$ radius-vektorlarning ayirmasi, ya'ni b va c nuqtalarni birlashtiruvchi, b nuqtadan c nuqta tomon yo'nalgan

vektor ko'chish deyiladi. ($\Delta\vec{r} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1$). Ko'chish vektori ($\Delta\vec{r}$) moddiy nuqtaning boshlang'ich va oxirgi vaziyatlarini hamda u qaysi yo'nalishda harakat qilayotganini ifodalaydi. To'g'ri chiziqli harakatda ko'chish vektori trayektoriya bilan bir xil bo'ladi va ko'chish vektorining moduli ($|\Delta\vec{r}|$) moddiy nuqta bosib o'tgan yo'lga teng bo'ladi.



1.1-rasm.

1.5. Moddiy nuqtaning to'g'ri chiziqli harakati

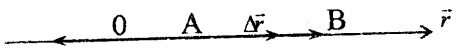
Moddiy nuqta teng vaqtlar oralig'ida teng masofalarni bosib o'tsa, bunday harakat tekis harakat deyiladi. Quyida faqat to'g'ri chiziqli tekis harakat haqida mulohaza yuritamiz. Moddiy nuqtaning harakati qanday jadallik bilan sodir bo'layotganligini tavsiflash uchun tezlik degan tushuncha kiritiladi. Tezlik – son jihatdan vaqt birligi davomida bosib o'tilgan yo'lga teng bo'lgan kattalikdir. Moddiy nuqta Δt vaqt oralig'ida ΔS yo'lni bosib o'tsa tekis harakatdagi tezlik son jihatdan quyidagicha teng bo'ladi:

$$\upsilon = \frac{\Delta S}{\Delta t} \qquad (1.1)$$

Biror t vaqt davomida moddiy nuqta tekis harakat qilib S yo'lni bosib o'tsa, tezlik quyidagicha ifodalanadi.

$$\upsilon = \frac{S}{t} \qquad (1.2)$$

Moddiy nuqtaning qanday jadallik bilan harakat qilishini bilishdan tashqari, u sanoq tizimiga nisbatan qaysi yo'nalishda harakatlanayotganligini ham bilish zarur. Demak, tezlik yo'nalishga ham ega bo'lgan kattalikdir, ya'ni u vektor kattalikdir. Harakat to'g'ri chiziqli bo'lganligi tufayli moddiy nuqta $\vec{r}$ radius-vektor bo'ylab harakat qilayapti, deb qarash mumkin.



Sanoq boshini 0 nuqtada olamiz. Aytaylik, kuzatishning dastlabki paytida moddiy nuqta A nuqtada bo'lsin va Δt vaqt davomida u tekis harakat qilib B nuqtaga kelsin. Son jihatdan AB kesmaga teng bo'lgan va A dan B ga tomon yo'nalgan $\Delta\vec{r}$ vektor ko'chishni ifodalaydi. U holda moddiy nuqtaning tekis harakatdagi tezligi quyidagiga teng bo'ladi.

$$\vec{\upsilon} = \frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t} \qquad (1.3)$$

Agar moddiy nuqtaning harakati davomida uning tezligi o'zgarib tursa o'rtacha tezlik degan tushuncha kiritiladi.

Masalan: poyezd bir shahardan ikkinchi shaharga borishda yo'lning bir qismini 20 m/s, ikkinchi qismini 30 m/s, uchinchi qismini esa 25 m/s tezlik bilan bosib o'tgan bo'lsa, uning o'rtacha tezligi son jihatdan ikki shahar orasidagi masofaning shu masofani bosib o'tishi uchun ketgan vaqtga nisbatiga teng bo'ladi. Shunday qilib, *o'rtacha tezlik deb ko'chish vektori $\Delta\vec{r}$ ning shu ko'chish sodir bo'lishi uchun ketgan vaqtga nisbati bilan ifodalanadigan vektor kattalikka aytiladi:*

$$\vec{\upsilon}_y = \frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t} \qquad (1.4)$$

Bu ifoda Δt ning har qanday qiymati uchun (t=0 bo'lgan holdan tashqari) to'g'ridir. Bu to'g'ri chiziqli harakatda (1.4) formuladagi $\Delta\vec{r}$ ko'chish son jihatdan bosib o'tilgan yo'lga tengdir. Shuning uchun bu ifodani quyidagicha yozish mumkin:

$$\upsilon_y = \frac{\Delta S}{\Delta t} \qquad \text{yoki} \qquad \upsilon_y = \frac{S}{t}$$

Moddiy nuqtaning tezligi o'zgarib tursa, odatda oniy tezlik degan tushuncha kiritiladi. *Oniy tezlik vaqt oralig'i cheksiz kichik olinganda o'rtacha tezlikning muayyan t paytidagi qiymatiga teng bo'ladi,* ya'ni oniy tezlik Δt nolga intilganda (4) ifoda intiladigan quyidagi limitga teng.

$$\vec{\upsilon} = \lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t} = \frac{d\vec{r}}{dt} = \dot{\vec{r}} \qquad (1.5)$$

bu yerda, $\dot{\vec{r}}$ radius-vektor $\vec{r}$ dan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosila belgisining qisqacha yozilishidir. Demak, *moddiy nuqtaning oniy tezligi (muayyan paytdagi tezligi) radius-vektordan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilaga teng.* $\vec{\upsilon}$ vektorning yo'nalishi $\Delta\vec{r}$ ning yo'nalishi bilan bir xil bo'ladi. (1.5) formula keng qamrovli ma'noga ega bo'lib, u egri chiziqli harakat uchun ham qo'llaniladi. Shuning uchun uni oniy tezlik yoki haqiqiy tezlik deb ham ataladi.

To'g'ri chiziqli harakatda $d\vec{r}$ vektorning moduli bosib o'tilgan yo'lga teng bo'lganligi tufayli (1.5) ni quyidagicha yozish mumkin.

$$\upsilon = \frac{dS}{dt} = \dot{S} \qquad (1.6)$$

ya'ni tezlikning moduli yo'ldan vaqt bo'yicha olingan birinchi darajali hosilaga tengdir.

Tezlanish. Harakat davomida tezlik vaqt o'tishi bilan o'zgarib tursa, bunday harakat notekis harakat bo'ladi. Notekis harakat tezlanish degan fizikaviy kattalik bilan tavsiflanadi.

Tezlanish deb, tezlikning birlik vaqt davomida o'zgarishini ko'rsatuvchi vektor kattalikka aytiladi. Agar Δt vaqt davomida moddiy nuqtaning tezligi $\Delta\vec{\upsilon}$ ga o'zgarsa yuqorida keltirilgan mulohazalarga ko'ra, muayyan paytdagi tezlanish

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta\vec{\upsilon}}{\Delta t} = \frac{d\vec{\upsilon}}{dt} = \dot{\vec{\upsilon}}$$

tarzda ifodalanadi. $\vec{\upsilon} = d\vec{r}/dt$ ekanligini hisobga olsak, oxirgi tenglik quyidagicha ko'rinishga ega bo'ladi.

$$\vec{a} = \frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = \ddot{\vec{r}},$$

ya'ni tezlanish vektori tezlik vektoridan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilaga yoki ko'chishdan vaqt bo'yicha olingan ikkinchi tartibli hosilaga teng ekan.

Oxirgi ikki formuladan ko'rinib turibdiki, SI tizimida tezlanish metr taqsim sekund kvadrat (m/s^2) larda o'lchanadi.

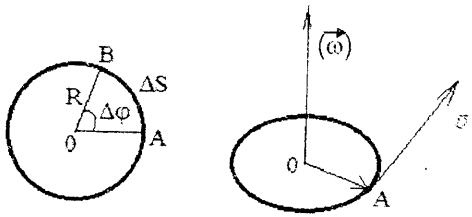
1.6. Moddiy nuqtaning aylana bo'ylab harakati. Burchak tezlik va burchak tezlanish

Moddiy nuqta radiusi R bo'lgan aylana bo'ylab harakat qilayotgan bo'lsin. Uning harakatini tavsiflash uchun burchak tezlik va burchak tezlanish degan tushunchalar kiritiladi. O'zining aylanma harakatida moddiy nuqta Δt vaqt davomida A nuqtadan B nuqtaga

ko'chsa (1.2-rasm), u o'z trayektoriyasi bo'ylab AB yoyning uzunligiga teng ΔS masofani bosib o'tadi. Shu vaqt oralig'ida aylananing (OA) radiusi Δφ burchakka buriladi.

Quyidagi

$$\omega = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} \qquad (1.7)$$



1.2-rasm.

kattalik Δt vaqt oralig'idagi o'rtacha burchak tezlik deyiladi. Umuman, *oniy burchak tezlik deb burilish burchagidan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilaga teng bo'lgan vektor kattalikka aytiladi:*

$$\vec{\omega} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\vec{\varphi}}{\Delta t} = \frac{d\vec{\varphi}}{dt} = \dot{\vec{\varphi}} \qquad (1.8)$$

$d\vec{\varphi}$ $\vec{\omega}$ vektor bilan bir tomonga yo'nalgan bo'lib, ularning yo'nalishi parma qoidasi bo'yicha aniqlanadi: *parmani moddiy nuqtaning aylanish yo'nalishida burasak, uning ilgarilanma harakat yo'nalishi* $\vec{\omega}$ *vektorning yo'nalishini ko'rsatadi.* Shuni aytish kerakki, elementar burchak $d\vec{\varphi}$ vektor kattalik bo'lib, muayyan φ burchak esa skalyar kattalikdir. $d\vec{\varphi}$ burchakni burchak ko'chish deb ham yuritiladi. *Burchak tezlik vektori* ($\vec{\omega}$) *ning yo'nalishi shartli ravishda aniqlangani uchun bu vektorni psevdovektor deyiladi. Agar burchak tezlik vaqt o'tishi bilan o'zgarmasa* (ω=const) *aylanish tekis aylanish deyiladi va bu harakat aylanish davri (T) hamda aylanish chastotasi (ν) bilan xarakterlanadi.* Aylanish davri – moddiy nuqtaning aylana bo'ylab to'la bir marta aylanishi uchun ketgan vaqtdir. To'la aylanishda (ya'ni Δt=T bo'lganda) moddiy nuqta 0 nuqta atrofida φ=2π radian (360^0) burchakka buriladi. Shunday qilib, to'la aylanishda (1.7) formula quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \qquad (1.9)$$

Tekis aylanishda ω kattalik aylanishning doiraviy (yoki siklik) chastotasi deyiladi. Birlik vaqt davomidagi aylanishlar soniga aylanishning chiziqli chastotasi (ν) deyiladi, ya'ni

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi}$$

Bundan ko'rinadiki, aylanishning doiraviy chastotasi bilan ciziqli chastotasi quyidagi bog'lanishga ega:

$$\omega = 2\pi\nu \qquad (1.10)$$

Tekis aylanishda muayyan t vaqt oralig'ida moddiy nuqta aniq biror φ burchakka burilsa, bu burchak (1.7) ka asosan quyidagicha ifodalanadi.

$$\varphi = \omega t \qquad (1.11)$$

Burilish burchagi Δφ radianlarda o'lchanganligi uchun burchak tezlik (1.7) ka asosan radian taqsim sekund (rad/s)larda o'lchanadi. Aylanish chastotasi ν esa bir taqsim sekund (1/s) larda o'lchanadi.

Moddiy nuqtaning ma'lum vaqt oralig'ida o'z trayektoriyasi (aylananing yoyi) bo'ylab o'tgan yo'li egrilik radiusi va burilish burchagi bilan ifodalanadi, ya'ni ΔS=RΔφ bo'ladi. ΔS masofani moddiy nuqta Δt vaqt davomida o'tgan bo'lsa, uning chiziqli tezligining moduli

$$\upsilon = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta S}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{R\Delta\varphi}{\Delta t} = R \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = \omega R \qquad (1.12)$$

Demak, aylana bo'ylab tekis harakatda chiziqli tezlik aylananing radiusiga mutanosib ekan. Chiziqli tezlik vektor kattalik bo'lib, uning yo'nalishi quyidagicha aniqlanadi: Δt vaqt oralig'ini cheksiz kichik qilib olsak, A nuqta nuqtaga cheksiz yaqinlashadi va aylana bo'ylab harakatlanayotgan moddiy nuqtaning ko'chish vektori ($\Delta\vec{r}$) bu nuqtalarga o'tkazilgan urinma bilan ustma-ust tushadi. Demak, chiziqli tezlik ($\vec{\upsilon} = \lim_{t \to 0} \frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t}$) ning yo'nalishi trayektoriya (aylana)ga urinma ravishda harakat tomonga yo'nalgan. (1.12) formula vektor ko'rinishda quyidagicha yoziladi:

$$\vec{\upsilon} = |\vec{\omega}\vec{R}| \qquad (1.13)$$

ya'ni aylanma harakatdagi chiziqli tezlik burchak tezlik vektori bilan radius-vektor $\vec{R}$ ning vektor ko'paytmasiga tengdir.

Vaqt o'tishi bilan ω ning qiymati o'zgarib borsa (notekis harakat), bu o'zgarish burchak tezlanish degan vektor kattalik bilan ifodalanadi:

$$\vec{\varepsilon} = \lim_{\Delta \to 0} \frac{\Delta \vec{\omega}}{\Delta t} = \frac{d\vec{\omega}}{dt} = \dot{\vec{\omega}} \qquad (1.14)$$

Bu ifodani (1.8) ga asosan quyidagicha yozish mumkin

$$\vec{\varepsilon} = \frac{d^2\vec{\varphi}}{dt^2} \qquad (1.15)$$

ya'ni burchak tezlanish burchak tezlikdan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilaga yoki burilish burchagidan vaqt bo'yicha olingan ikkinchi tartibli hosilaga teng.

Chiziqli tezlanish chiziqli tezlikdan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilaga teng bo'lgani uchun (1.13) va (1.15) ga asosan quyidagiga ega bo'lamiz:

$$a = \frac{d\upsilon}{dt} = \frac{d(\omega R)}{dt} = R\frac{d\omega}{dt} = R\frac{d^2\varphi}{dt^2} = R\varepsilon$$

Demak, chiziqli tezlanish (ε=const bo'lganda) aylanish radiusiga mutanosib kattalikdir.

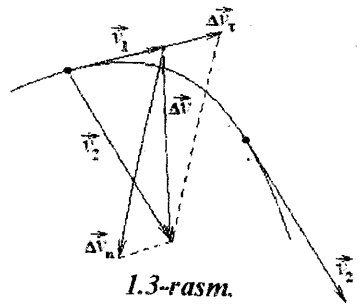
Aylana bo'ylab sodir bo'layotgan tekis tezlanuvchan harakatda Δt vaqt davomida moddiy nuqta φ burchakka buriladi va bu burchak quyidagicha ifodalanadi:

$$\varphi = \omega_0 t \pm \frac{\varepsilon t^2}{2}$$

bu yerda, ω_0 – boshlang'ich burchak tezlik.

1.7. Egri chiziqli harakatda tezlik va tezlanish

Moddiy nuqtaning trayektoriyasi egri chiziqdan iborat bo'lsa, bu harakat egri chiziqli deyiladi. Egri chiziqli harakatda tezlik vektorining moduli o'zgarishi bilan bir qatorda uning yo'nalishi ham o'zgaradi.



1.3-rasm.

Faraz qilaylik, moddiy nuqta egri chiziqli trayektoriya bo'ylab harakat qilib, At vaqt davomida ΔS masofani o'tib, 1 nuqtadan 2 nuqtaga kelsin va shu vaqt oralig'ida uning tezligi, $\vec{\upsilon}_1$ dan $\vec{\upsilon}_2$ ga o'zgargan bo'lsin (1.3-rasm). Δt vaqt davomida tezlikning son qiymati va yo'nalishi bo'yicha o'zgarishini aniqlab olish uchun quyidagicha ish ko'ramiz: $\vec{\upsilon}_2$ vektorni o'ziga parallel ravishda 1 nuqtaga ko'chiramiz va $\vec{\upsilon}_1$ hamda $\vec{\upsilon}_2$ vektorlarning uchlarini $\Delta\vec{\upsilon}$ vektor bilan tutashtiramiz.

Vektorlarni ayirish qoidasiga asosan $\Delta\vec{\upsilon}$ vektor $\vec{\upsilon}_2$ va $\vec{\upsilon}_1$ vektorlarning ayirmasidan iborat. Uning yo'nalishi harakat yo'nalishi bilan mos emas. Uni trayektoriyaga urinmalar ($\vec{\upsilon}_1$ va $\vec{\upsilon}_2$ yo'nalishlar bo'yicha) va unga tik (normal) yo'nalishlarga mos keluvchi ikkita tashkil etuvchilarga, ya'ni $\Delta\vec{\upsilon}_\tau$ va $\Delta\vec{\upsilon}_n$ larga ajratamiz.

Vektorlarni qo'shish qoidasiga asosan $\Delta\vec{\upsilon}$ vektor $\Delta\vec{\upsilon}_\tau$ va $\Delta\vec{\upsilon}_n$ vektorning yig'indisidan iborat bo'ladi, ya'ni

$$\Delta\vec{\upsilon} = \Delta\vec{\upsilon}_\tau + \Delta\vec{\upsilon}_n \qquad (1.16)$$

Yuqoridagi rasmdan ko'rinib turibdiki, $\Delta\vec{\upsilon}$ vektorning $\Delta\vec{\upsilon}_\tau$ tashkil etuvchisi Δt vaqt davomida tezlikning son qiymatining o'zgarishini ko'rsatadi. Ma'lumki, vaqt birligi ichida tezlikning o'zgarishi tezlanishni ifodalaydi. *Tezlikning son qiymatining birlik vaqt davomida o'zgarishi urinma (tangensial) tezlanish deyiladi va a_τ bilan belgilanadi.* Uni Δt nolga intilgan hol uchun quyidagicha aniqlaymiz:

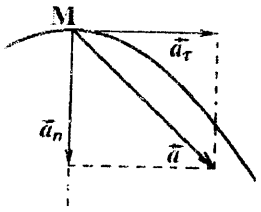
$$\vec{a}_\tau = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\vec{\upsilon}_\tau}{\Delta t} = \frac{d\vec{\upsilon}_\tau}{dt} \qquad (1.17)$$

9173
10 06 30

Δt nolga intilganda uning yo'nalishi $\Delta\vec{\upsilon}_1$ vektorning 1 nuqtadagi yo'nalishiga mos keladi.

(1.16) formuladagi $\Delta\vec{\upsilon}$ vektorning ikkinchi tashkil etuvchisi $\Delta\vec{\upsilon}_n$ ning limiti $\vec{a}_n = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\vec{\upsilon}_n}{\Delta t}$ markazga intilma tezlanish deyiladi va u bu yerda

$$\vec{a}_n = \frac{\upsilon^2}{R}\vec{n} \qquad (1.18)$$



1.4-rasm.

tarzda ham ifodalanadi. Yuqorida aytilgandek, bu tezlanish egri chiziqli harakatda vaqt birligi ichida tezlik vektorining yo'nalish bo'yicha o'zgarishini ifodalaydi. Demak, markazga intilma tezlanish son jihatdan chiziqli tezlikning kvadratiga mutanosib va trayektoriyaning egrilik radiusiga teskari mutanosibdir (1.4-rasm). To'liq tezlanish (1.16) formulaga asosan urinma va markazga intilma tezlanishlarning vektor yig'indisiga teng bo'ladi.

$$\vec{a} = \vec{a}_\tau + \vec{a}_n \qquad (1.19)$$

$$a^2 = a_\tau^2 + a_n^2 \qquad (1.20)$$

ya'ni to'la tezlanish modulining kvadrati urinma va markazga intilma tezlanishlar modullari kvadratlarining yig'indisiga teng bo'ladi.

II BOB
MODDIY NUQTA ILGARILANMA HARAKATI DINAMIKASI

Mexanikaning dinamika bo'limida jismlar harakatini mazkur harakatni yuzaga keltiruvchi sabablar mohiyati bilan bog'lab o'rganiladi. Dinamikaning vazifasi asosan ikki qismdan iborat:

1. Jism harakati tenglamasi va boshlang'ich shartlar ma'lum bo'lsa, unga ta'sir etuvchi kuchni aniqlash.

2. Jismga ta'sir etuvchi kuch ma'lum bo'lgan taqdirda harakat qonunini aniqlash.

Moddiy nuqtaning berilgan vaqtdagi holati uning radius vektori $\vec{r}$ va tezligi $\vec{\upsilon}$ bilan, ya'ni uning x,y,z, koordinatalari hamda koordinata o'qlari bo'yicha tezlikning proyeksiyalari v_x, v_y, v_z bilan to'la aniqlanadi. N ta moddiy nuqtadan iborat tizimning berilgan vaqtdagi holati tizimdagi moddiy nuqtalarning radius - vektorlari $\vec{r}_1, \vec{r}_2, \ldots, \vec{r}_N$ va ularning tezliklari $\vec{\upsilon}_1, \vec{\upsilon}_2 \ldots \vec{\upsilon}_N$ bilan aniqlanadi. Demak, har bir moddiy nuqta fazoda 3 tadan erkinlik darajasiga ega bo'lganligi uchun N ta moddiy nuqtadan iborat tizimning harakatini aniqlovchi kattaliklar 6 N ga teng bo'ladi.

2.1. Kuch. Massa. Impuls

Jismlarning o'zaro ta'siri natijasida ularning harakati o'zgaradi, natijada ular tezlanish bilan harakat qiladi. Jismlarga beriladigan tezlanishning sababchisi kuchdir.

Kuch – jismni deformatsiyalovchi hamda unga tezlanish beruvchi sababdir.

Tashqi kuch ta'sirida jismlarni harakatga keltirmoqchi bo'lganimizda ularning ko'rsatgan "qarshiligi" va bir xil ta'sirida ularning olgan har xil tezlanishlari har bir jismning o'ziga xos xususiyati bilan aniqlanadi. Jismlarning bu xususiyatini inertlik deyiladi. Jism inertligining o'lchovi inert massa deb ataladi. Demak, jismning massasi naqadar katta bo'lsa, uning inertligi ham shu qadar oshadi. Ma'lumki barcha jismlar boshqa jismlarni o'ziga tortish, ya'ni gravitatsiya xossasiga ega. Ikkinchi tomondan massa jismning gravitatsiya o'lchovi hisoblanadi va bu massani gravitatsion massa

deb ataydilar. Aniq o'lchashlar inert va gravitatsion massalar qiymatlari o'zaro tengligini ko'rsatdi. Massa jismning eng asosiy xossalaridan biridir.

Tajribalarning ko'rsatishicha shakllari bir xil, massalari esa m_1 va m_2 bo'lgan jismlarning har biriga bir xil tashqi kuch bilan ta'sir etsak, ular olgan tezlanishlar (a_1 va a_2) mazkur jismlarning massalariga teskari mutanosibdir, ya'ni

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{m_2}{m_1} \qquad (2.1)$$

Tajribalarning ko'rsatishicha, massa additiv kattalikdir, ya'ni jism massasi uning ayrim bo'laklari massalarining yig'indisiga teng. Mexanik tizimning massasi tizimning tarkibiga kiruvchi barcha jismlar massalarining yig'indisiga teng.

Harakatdagi jism massasi bilan tezligining ko'paytmasi jismning impulsi deyiladi:

$$\vec{p} = m\vec{\upsilon} \qquad (2.2)$$

Jism impulsi – tezlik vektori yo'nalishidagi vektor kattalikdir, n ta moddiy nuqta (yoki n ta jism) dan iborat mexanik tizimni olib qarasak, uning impulsi undagi moddiy nuqtalar impulslarining vektor yig'indisiga teng.

$$\vec{P} = \sum \vec{P}_i = \sum m_i \cdot \vec{\upsilon}_i \qquad (2.3)$$

bunda $\vec{P}_i$, m_i va $\vec{\upsilon}_i$ lar tizimga kiruvchi i-nchi moddiy nuqtaning mos ravishda impulsi, massasi va tezligidir.

Impulsni ifodalovchi (2.2) va (2.3) formulalar «sekin» harakatlar uchun to'g'ridir. «Sekin» harakat deganda jismning tezligi ($\vec{\upsilon}$) yorug'likning vakuumdagi tezligi ($c=3\cdot10^8$ m/s)ga nisbatan juda kichik ($\upsilon<<c$) tezlik bilan sodir bo'layotgan harakatni tushunamiz.

2.2. Nyutonning birinchi qonuni. Inersial sanoq tizimlari

Dinamikaning asosini Nyutonning uchta qonuni tashkil etadi. Nyutonning birinchi qonuni quyidagicha ta'riflanadi: *jismga boshqa jismlar ta'sir etmasa, u tinch holatda bo'ladi yoki o'zining to'g'ri chiziqli tekis harakatini saqlaydi.*

To'g'ri chiziqli tekis harakatdagi jismga boshqa jismlar ta'sir etmasa, u tezlanishsiz harakat qiladi, ya'ni jism o'z inersiyasi bilan

to'g'ri chiziqli tekis harakatini abadiy davom ettiradi. Shuning uchun Nyutonning birinchi qonuni inersiya qonuni deyiladi.

Jismga boshqa jismlar ta'sir etmasa uni erkin jism deyiladi.

Nyutonning birinchi qonunida to'g'ri chiziqli tekis (tezlanishsiz) harakatni ko'zda tutilgani tufayli bu qonun barcha sanoq tizimlarida bajarilavermaydi. *Nyutonning birinchi qonunini qanoatlantiradigan sanoq tizimlari inersial sanoq tizimlari deyiladi.* Boshqacha qilib aytganda, inersial sanoq tizim deb, shunday sanoq tizimga aytiladiki, unda erkin jism tinch holatda bo'ladi yoki o'zgarmas tezlik bilan to'g'ri chiziqli harakat qiladi.

O'z-o'zidan ravshanki, agar biror inersial tizimni tanlab olgan bo'lsak, u holatda unga nisbatan tinch turgan yoki to'g'ri chiziqli tekis harakat qilayotgan boshqa sanoq tizimlari ham inersial sanoq tizimi bo'ladi.

2.3. Nyutonning ikkinchi qonuni. Jismning harakat tenglamasi

Nyutonning ikkinchi qonuni dinamikaning asosiy qonuni hisoblanadi va quyidagicha ta'riflanadi: *tashqi kuch ta'sirida jismning olgan tezlanishi shu kuchga to'g'ri mutanosib (proporsional) va uning massasiga teskari mutanosibdir*, ya'ni:

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m} \qquad (2.4)$$

Bu ifodani quyidagicha yozamiz:

$$\vec{F} = m\vec{a} \qquad (2.5)$$

Tezlanish vektori ($\vec{a}$) ta'sir etuvchi kuch ($\vec{F}$) yo'nalishi tomonga yo'nalgan. Bu formuladan ko'rinib turibdiki, massasi m bo'lgan jismning olgan tezlanishi ta'sir etuvchi kuchga mutanosibdir.

Bir vaqtning o'zida jismga bir necha kuchlar ta'sir etayotgan bo'lsa, natijaviy teng ta'sir etuvchi kuch barcha kuchlarning vektor yig'indisi sifatida aniqlanadi (masalan, og'irlik kuchi ta'sirida qiya tekislik bo'ylab harakat qilayotgan jismga ta'sir etuvchi natijaviy kuch og'irlik kuchining qiya tekislik bo'ylab tashkil etuvchisi bilan ishqalanish kuchining vektor yig'indisiga teng bo'ladi):

$$\vec{F} = \sum \vec{F}_i \qquad (2.6)$$

(2.6) ifoda kuchlarni qo'shish qoidasining mazmunini ifodalaydi. Bu qoida quyidagicha ta'riflanadi: *jismga qo'yilgan kuchlardan har birining ta'siri jismning tinch holatda yoki harakatda ekanligiga, unga ta'sir etuvchi boshqa kuchlarning soni va tabiatiga bog'liq emas.* Bu qoida kuchlar ta'sirining mustaqilligi qonuni deb ham yuritiladi.

Agar $\vec{a}=\frac{d\vec{v}}{dt}$ ekanligini e'tiborga olsak, Nyutonning ikkinchi qonunini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\vec{F}=m\frac{d\vec{v}}{dt} \qquad (2.7)$$

Jismning massasi o'zgarmas kattalik bo'lgani uchun uni differensial ishorasi ostiga kiritamiz va $m\vec{v}$ jism impulsining ifodasi ekanini nazarda tutib (2.7) ni quyidagicha yozamiz:

$$\vec{F}=\frac{d\vec{p}}{dt} \qquad (2.8)$$

Bu ifoda Nyuton ikkinchi qonunining asosiy ko'rinishlaridan biri bo'lib, quyidagicha ta'riflanadi: *jism impulsining o'zgarish tezligi ta'sir etuvchi kuchga teng va u bilan bir xil yo'nalishga ega. Boshqacha aytganda, jism impulsining vaqt bo'yicha hosilasi unga ta'sir etayotgan kuchga teng.*

Massasi m bo'lgan jismga bir vaqtning o'zida bir necha ($\vec{F}_1, \vec{F}_2, ..., \vec{F}_n$) kuch ta'sir etayotgan bo'lsa, uning olgan tezlanishi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\vec{a}=\sum_i \vec{a}_i=\sum_i \frac{\vec{F}_i}{m}=\frac{\vec{F}}{m} \qquad (2.9)$$

bu yerda, $\vec{F}$ – jismga ta'sir etayotgan barcha kuchlarning teng ta'sir etuvchisi bo'lib, u parallelogramm qoidasi bo'yicha aniqlanadi. Shu narsaga alohida e'tibor berish kerakki, (2.4), (2.5), (2.6) va (2.9) formulalarda keltirilgan $\vec{F}$ kuch amalda jismga ta'sir etuvchi barcha kuchlarning teng ta'sir etuvchisini aks ettiradi, mazkur formulalardagi teglik va tezlanishlar esa inersial sanoq tizimiga nisbatan aniqlanadi.

Nyutonning ikkinchi qonunini ifodalovchi (2.8) formula (bunda unga teng ma'noli bo'lgan 2.7 formula) jismning harakat tenglamasi yoki moddiy nuqta ilgarlanma harakati dinamikasining asosiy tenglamasi deyiladi.

2.4. Nyutonning uchinchi qonuni

Nyutonning uchinchi qonuni uning birinchi va ikkinchi qonunlari [illegible] natijalariga asoslangan bo'lib, quyidagicha ta'riflanadi: *Har ikkisining o'zaro ta'sirlashish kuchlari son jihatdan bir-biriga teng va jismlar markazlarini tutashtiruvchi to'g'ri chiziq bo'ylab qarama-qarshi tomonlarga yo'nalgan.* Bu qonunlarning matematik ifodasini quyidagicha yoziladi:

$$\vec{F}_{12}=-\vec{F}_{21}$$

Bu yerda $\vec{F}_{12}$ va $\vec{F}_{21}$ kuchlar ikkita alohida-alohida jismlarga qo'yilgan bo'lib, $\vec{F}_{12}$ ikkinchi jism tomonidan birinchi jismga ta'sir etuvchi kuch, $\vec{F}_{21}$ esa birinchi jism tomonidan ikkinchi jismga ta'sir etuvchi kuch bo'lib, bu kuchni odatda aks ta'sir kuchi deyiladi.

Bu ifoda ham manfiy ishora kuchlarning qarama-qarshi tomonga yo'nalganligini aks ettiradi. Shu narsani alohida ta'kidlash lozimki, [illegible] aks ta'sir kuchlariga shartli ravishda ajratiladi, chunki ular [illegible] kuchning tabiati bir xil bo'lib, ular o'zaro ta'sir [illegible].

O'zaro ta'sir kuchlari har bir muayyan holda turli fizik tabiatga ega bo'lishi mumkin. Jismlar bir-biriga bevosita tekkanda yoki ular [illegible] uncha yiroq bo'lmagan o'zaro ta'sir kuchlari (kontakt kuchlari), gravitatsiya maydoniga kiritilgan jismlarga ta'sir etuvchi kuchlar, elektr maydoniga kiritilgan zaryadlangan jismlarga ta'sir etuvchi kuchlar, magnit maydoniga kiritilgan tokli o'tkazgichga ta'sir etuvchi kuchlar va hokazo.

2.5. Tabiatdagi o'zaro ta'sir turlari

[illegible]da yuz beradigan har bir hodisa va jarayonlar asosida to'rt [illegible] ta'sir yotadi. Bularga kuchli, elektromagnit, kuchsiz va [illegible] o'zaro ta'sirlar kiradi. Har bir o'zaro ta'sir o'ziga xos [illegible]ga ega bo'lib ta'sir vaqti va doimiysi bilan xarakterlanadi.

Kuchli o'zaro ta'sir "subatom" zarralar (masalan, adronlar: [illegible], neytron, pi mezonlar va boshqalar) orasida juda qisqa masofalarda (10^{-13} sm) va vaqt davomida (10^{-23} sek) yuz beradi.

Kuchli o'zaro ta'sir nuklonlarni bir-biriga "sementlab" yadro barqarorligini ta'minlaydi.

Ikkita zarralarning kuchli o'zaro ta'siri natijasida ko'plab yangi zarralar paydo bo'ladi.

Elektromagnit o'zaro ta'sir elektr zaryadiga ega bo'lgan zarralar va kvantlar orasida yuz beradi. O'zaro ta'sir vaqti ($10^{-11} \div 10^{-20}$) sek ga teng. Elektromagnit o'zaro ta'sir elektronlarni yadrolar bilan bog'lab neytral atomlarni, atomlarni bir-biri bilan bog'lab molekulalarni hosil qilishda va ularning barqaror bo'lishini ta'minlashda ahamiyat kasb etadi. Kuchsiz o'zaro ta'sir asosan zarralarning yemirilishida kuzatiladi. Neytronlarning protonlarga, π (pi) mezonlarning μ(*myu*) mezonlarga yemirilishi va boshqalar kuchsiz o'zaro ta'sir natijasida yuz beradi. O'zaro ta'sir vaqti 10^{-10} sek dan bir necha o'n daqiqalar oralig'ida bo'ladi. Har bir o'zaro ta'sir maydon "kvantlar"i deb ataladigan zarrachalar va kvantlar vositasida yuz beradi. Kuchli o'zaro ta'sir "kvanti" "glyuonlar", elektromagnit o'zaro ta'sir kvanti "γ-kvantlar", kuchsiz o'zaro ta'sir kvanti Z^0 va $W^{\pm}$ "bozonlar", gravitatsion o'zaro ta'sir "gravitonlar" deb ataladigan kvantlar vositasida yuz beradi.

Yuqorida sanab o'tilgan o'zaro ta'sirlar orasida eng kuchsizi gravitatsion o'zaro ta'siridir. Bu ta'sir vaqti va masofasi juda katta bo'lib har qanday massaga ega bo'lgan jismlar va ularni tashkil qilgan zarrachalar orasida yuz beradi.

Gravatatsion o'zaro ta'sir qonunini birinchi bo'lib Nyuton kashf qilgan va fanga "Butun olam tortishish qonuni" nomi bilan kirgan.

2.6. Klassik mexanikaning qo'llanish chegarasi

Klassik mexanika yoki Nyuton mexanikasining qo'llanilishining ikki chegarasi mavjud. Birinchidan, Nyuton mexanikasi yorug'lik tezligidan juda kichik tezliklar bilan harakat qiluvchi jismlar uchun qo'llanilishi mumkin. Yorug'lik tezligiga yaqin tezliklar bilan harakatlanadigan jism (zarra)larning harakat qonunlarini relyativistik mexanika o'rganadi.

Ikkinchidan, Nyuton mexanikasini mikrozarralar harakati uchun hamma vaqt ham qo'llab bo'lmaydi. Nyuton mexanikasida harakatdagi klassik zarraning istalgan paytdagi holati uning aniq

koordinatalari (x,y,z) va tezligi (v_x, v_y, v_z) yoki impulsi (P_x, P_y, P_z) orqali aniqlanadi. Harakatdagi klassik zarraning istalgan paytdagi koordinatalari va tezligi aniqlangan bo'lsa, uning fazodagi trayektoriyasi ham ma'lum bo'ladi.

Kvant mexanikasi tasavvurlariga ko'ra harakatdagi mikrozarralarning holatini uning koordinatalari va tezliklarining aniq qiymatlari orqali aniqlab bo'lmaydi; *ixtiyoriy olingan biror paytda harakatdagi mikrozarralarning koordinatasi qancha kichik xatolik bilan aniqlansa, uning impulsini aniqlashdagi xatolik Δp shuncha katta bo'ladi.* Bu xatoliklar orasida quyidagi munosabat mavjud:

$$\Delta p_x \cdot \Delta x \geq h, \qquad \Delta p_y \cdot \Delta y \geq h, \qquad \Delta p_z \cdot \Delta z \geq h$$

Bu munosabatlar Geyzenbergning noaniqlik munosabatlari deb ataladi va klassik mexanikani qo'llanish chegarasini belgilab beradi.

Bu munosabatlarga asosan mikrozarralar koordinatasi va impulsini bir vaqtda aniq o'lchab bo'lmaydi. Aniqlashdagi xatolik (Δp, Δx) lar o'lchash metodikasida yo'l quyiladigan xatoliklarga bog'liq bo'lmasdan, zarralarning to'lqin xususiyatiga ega ekanligidan kelib chiqadi. Xulosa qilib aytganda mikrozarralarning harakati Nyuton mexanikasidagi "moddiy nuqta" harakati tushunchasiga nisbatan ancha murakkab bo'lib, undagi "trayektoriya bo'ylab harakat" tushunchasini mikrozarralarga hamma vaqt ham tatbiq qilib bo'lmaydi.

2.7. Tabiatda kuchlar. Elastiklik kuchlari. Guk qonuni

Tabiatda mutlaq qattiq jismlar yo'q va har qanday real qattiq jismlar biror tashqi kuch ta'sirida o'z shakli va o'lchamlarini o'zgartiradi, ya'ni deformatsiyalanadi.

Agar tashqi kuch ta'siri yo'qolganda jism o'z shakli va o'lchamlarini qayta tiklasa, deformatsiya elastik deformatsiya deyiladi, aks holda deformatsiya plastik yoki qoldiq deformatsiya deyiladi.

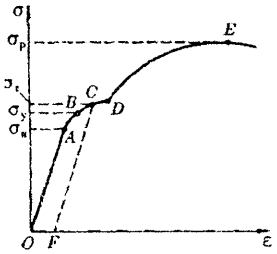
Uzunligi l va ko'ndalang kesimi S bo'lgan va uchlariga F_1 va F_2 kuchlar qo'yilgan sterjenni ko'raylik. Bu kuchlar o'zaro teng bo'lib

ularning ta'sirida sterjenning uzunligi Δl ga o'zgarsin. Cho'zilishda Δl ishorasi musbat, siqilishda esa manfiy bo'ladi.

Birlik ko'ndalang kesim yuzasiga ta'sir qiluvchi kuchga mexanik kuchlanish deyiladi, ya'ni:

$$\sigma = F/S \qquad (2.10)$$

Agar kuch normal yo'nalishda qo'yilgan bo'lsa, kuchlanish normal kuchlanish, agar yuzaga urinma yo'nalishida qo'yilsa, tangentsial kuchlanish deyiladi.



2.1-rasm.

Jism deformatsiyasining miqdor jihatdan xarakterlovchi kattalik nisbiy deformatsiya hisoblanadi. Sterjen uzunligining nisbiy uzayishi:

$$\varepsilon = \Delta l / l_0 \qquad (2.11)$$

Ingiliz fizigi R.Guk nisbiy uzayish ε va kuchlanish σ bir-biriga to'g'ri proporsional ekanligini tajribada aniqladi:

$$\sigma = E\varepsilon \qquad (2.12)$$

Proporsionallik koeffitsiyenti E Yung moduli deyiladi. (2.12) dan ko'rinadiki, Yung moduli nisbiy uzayishi birga teng bo'lgandagi kuchlanish bilan aniqlanadi. (2.10), (2.11) va (2.12) larga asosan

$$\varepsilon = \frac{\Delta l}{l_0} = \frac{\sigma}{E} = \frac{F}{ES} \text{ yoki } F = \frac{ES}{l_0}\Delta l = k\Delta l$$

ya'ni

$$F = k\Delta l \qquad (2.13)$$

bu yerda, k – elastiklik koeffitsiyenti.

Jism deformatsiyalanganda uni o'z holatiga qaytaradigan ichki kuch – elastiklik kuchi paydo bo'ladi. Elastiklik chegarasida jism deformatsiyalanganda $F = -F_{el}$ u holda

$$F_{el} = -k\Delta l \qquad (2.14)$$

Bunga Guk qonunining boshqacha ko'rinishi ham deyiladi.

Qattiq jismlar deformatsiyasi faqat ma'lum chegaradagina Guk qonuniga bo'ysunadi. Deformatsiya va kuchlanish orasidagi bog'lanish bir kuchlanish diagrammasi (2.1-rasm) ko'rinishida tasvirlanadi. Diagrammadan ko'rinadiki, Guk tomonidan aniqlangan $\sigma(\varepsilon)$-chiziqli bog'lanish qisqa interval chegarasida bajariladi (OA) Bu chegaraga proporsionallik chegarasi (σ_n) deyiladi.

Kuchlanish oshishi bilan, elastiklik chegarasi (σ_u) gacha elastiklik saqlanadi va qoldiq deformatsiya hosil bo'lmaydi (AB).

Oquvchanlik chegarasi (σ_T) gacha qoldiq deformatsiya paydo bo'ladi (BC)

Oquvchanlik chegarasi (σ_T) dan boshlab deformatsiya kuchlanishdan bog'liq bo'lmay oshadi (CD). Bu sohaga oquvchanlik sohasi deyiladi

Har bir qattiq jism uchun mustahkamlik chegarasi (σ_R) mavjud bo'lib kuchlanishning bu qiymatidan boshlab jism uzilib (buzilib) ketadi

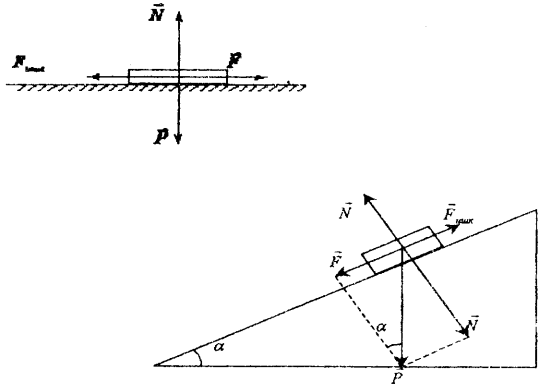
2.8. Ishqalanish kuchlari

Tajribadan ma'lumki bir jism boshqa bir jism yuzasida sirpanib harakatlanayotgan bo'lsa va bu jismga boshqa jismlar ta'sir qilmayotgan bo'lsa, harakatdagi jism vaqt o'tishi bilan to'xtaydi. Buniga sabab bir-biriga sirpanayotgan jismlar orasida yuzaga keladigan ishqalanish kuchidir. Ishqalanish kuchlari sirpanayotgan jismlarning nisbiy tezliklariga bog'liq. Ishqalanish kuchlari tabiati har xil bo'lib, ularning ta'siri natijasida jism mexanik energiyasi ichki energiyaga aylanadi.

Tashqi (quruq) va ichki (suyuq yoki qovushqoq) ishqalanish kuchlari mavjud. Bir-biriga tegib sirpanayotgan jismlar orasida paydo bo'ladigan ishqalanish kuchi tashqi ishqalanish kuchi bo'ladi. Bir-biriga tegib turgan jismlar tinch turganlarida tinchlikdagi ishqlanish kuchlari ta'sir qiladi. Harakatdagi jismlar orasida esa sirpanish, dumalanish va boshqa ishqlanishlar yuzaga keladi.

Tashqi ishqalanish kuchlari sirpanayotgan jismlarning bir-biriga tegib turadigan yuzalarining notekisligi tufayli yuzaga keladi. Yuzalar silliq bo'lsa ishqlanish molekulalarning o'zaro tortishish kuchlari tufayli yuzaga keladi.

Biror tekistlikda F-kuch ta'sirida sirpanayotgan jismning harakatini qaraylik. $F \geq F_{ishq}$ bo'lgan holdagina jism harakatga keladi.



2.2-rasm.

Fransuz fiziklari G.Amonton (1663-1705) va Sh.Kulon (1736-1806) tajriba yo'li bilan quyidagi qonunni topdilar: *sirpanish ishqalanish kuchi (F_{ishk}), bir jismning ikkinchi jismga ta'sirini belgilovchi normal bosim kuchi (N) ga proporsional (mutanosib)dir*, ya'ni: $F_{ish}=kN$. Bu yerda k – sirpanish ishqalanish koeffitsiyenti bo'lib, jimlar yuzalarining xususiyatlariga bog'liqdir. Agar jism qiyalik burchagi α bo'lgan qiya tekislikda turgan bo'lsa, u holda og'irlik kuchining tangensial tashkil etuvchisi F ishqalanish kuchiga teng yoki katta ($F \geq F_{ishq}$) bo'lsa harakatga keladi.

Chegaraviy hol uchun $F=F_{ishq}$ yoki 2.2-rasmga asosan $P\sin\alpha=kN=kP\cos\alpha$. Bundan $k=tg\alpha$.

Tinchlikdagi ishqalanish kuchining qiymati noldan sirpanish ishqalanish kuchi qiymatigacha o'zgaradi. Silliq yuzalar uchun molekulalararo o'zaro tortish kuchlarining roli namoyon bo'la boshlaydi. Shuning uchun B.V. Deryagin tomonidan sirpanish ishqalanish uchun quyidagi qonun taklif etilgan:

$$F_{ishq} = k_h(N+Sp_0)$$

Bu yerda p_0 molekulalar orasidagi tortish kuchi tufayli yuzaga keladigan va ular orasidagi masofa oshganda keskin kamayadigan qo'shimcha bosim, S-jismlarning bir-biriga tegib turadigan qismlarining yuzasi.

k_h – haqiqiy ishqalanish koeffitsiyenti.

2.9. Gravitatsiya kuchlari

Gravitatsion maydon. Jismlarning o'zaro tortishishini ifodalovchi qonun Nyuton tomonidan aniqlangan bo'lib, u *butun olam tortishish qonuni*, ba'zan *gravitatsiya qonuni* deb yuritiladi: *ixtiyoriy ikki moddiy nuqta ular joylashgan muhitdan qat'i nazar massalarining ko'paytmasiga to'g'ri proporsional va ular orasidagi masofaning kvadratiga teskari proporsional bo'lgan F kuch bilan tortishadi*, ya'ni

$$\vec{F} = \gamma\frac{m_1 m_2}{r^2}\frac{\vec{r}}{r} \qquad (2.15)$$

bunda $\vec{F}$ – ikki moddiy nuqtalar orasidagi o'zaro tortishish kuchi, γ – gravitatsion doimiy, m_1 va m_2 – mos ravishda birinchi va ikkinchi moddiy nuqtalarning massalari, r – moddiy nuqtalar orasidagi masofa.

Gravitatsion doimiyning qiymati massalari 1 kg dan bo'lgan ikki moddiy nuqta orasidagi masofa 1 m bo'lganda ular orasida o'zaro tortishish kuchining miqdoriga teng. Gravitatsion doimiyning qiymati quyidagicha

$$\gamma=6{,}67\cdot10^{-11}\ \text{N}\cdot\text{m}^2/\text{kg}^2.$$

Gravitatsion kuchlar ta'siri seziladigan fazo sohasi esa *gravitatsion maydon*, yoxud tortishish maydoni deb ataladi.

Gravitatsion maydon ixtiyoriy nuqtasining kuchlanganligi deganda maydonning muyyan nuqtasiga kiritilgan birlik massali moddiy nuqtaga ta'sir etadigan kuch bilan xarakterlanuvchi kattalik qabul qilinadi va uni g bilan belgilanadi:

$$\vec{g}\ \frac{\vec{F}_c}{m_c} = -\gamma\frac{m}{r^2}\frac{\vec{r}}{r}.$$

Yerning tortishish maydoni. Yer deb ataluvchi sayyoramiz ellipsoid shaklida bo'lib, uning ekvatorial va qutb radiuslari 21 km ga farq qiladi. Lekin unchalik katta aniqlik talab

qilinmaydigan hisoblarda bu farqni e'tiborga olmasa ham bo'ladi. Shuning uchun Yerning o'rtacha radiusi R_{Er}=6371 km va massasi m_{Er}=5,978·10^{24} kg bo'lgan sharsimon jism deb qabul qilinadi. Yerning tortishish maydoni kuchlanganligining miqdori

$$|g|=\gamma\frac{m_{Ep}}{R_{Ep}^2} \qquad (2.16)$$

Yer sirtidan uzoqlashilgan sari g ning qiymati kamayib boradi. Yer sirtidan h balandlikdagi nuqtalarda uning qiymati

$$|g_h|=\gamma\frac{m_{Ep}}{(R_{Ep}+h)^2}$$

ifoda bilan aniqlanadi.

Yerning tortishish maydonida o'z holiga qo'yib yuborilgan jism havoning qarshiligi hisobga olinmasa g tezlanish bilan tekis tezlanuvchan harakat qilib Yer tomon tusha boshlaydi. Mazkur harakatni *erkin tushish*, g – tezlanishni esa *erkin tushish tezlanishi* deb ataladi va qiymati 9,7805 m/s^2 dan (ekvatorda) 9,8222 m/s^2 gacha (qutblarda) intervalda o'zgaradi.

Jismlarning yerga tortilish kuchi og'irlik kuchi deb ataladi. Nyutonning ikkinchi qonuniga asosan bu kuch ta'sirida jism g tezlanish oladi, ya'ni:

$$F = mg$$

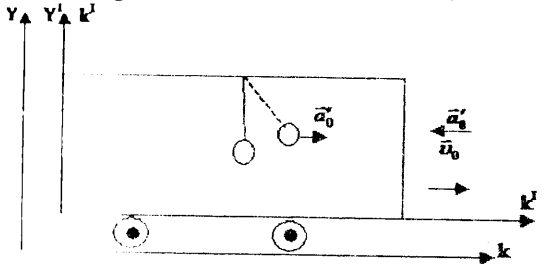
Og'irlik kuchidan tashqari jismning og'irligi degan kattalik ham kiritilgan. Jismning og'irligi deganda Yerning tortish kuchi natijasida uning tayanchga yoki osmaga ko'rsatadigan ta'sir kuchiga aytiladi. Jism og'irligining son qiymati $p=m(g\pm a)$ formuladan topiladi. Agar jism tayanch bilan birgalikda tortishish (gravitatsion) maydonda vertikal harakati davomida a-tezlanishi yuqoriga yo'nalgan bo'lsa «+» ishora olinadi, agar tezlanish pastga yo'nalgan bo'lsa «–» ishora olinadi. Demak, jismning og'irligi son qiymati jihatidan og'irlik kuchidan farq qilishi mumkin ekan. $p>F$ bo'lgan holatni yuklanish holati deyiladi. $p=0$ holatni vaznsizlik holati deyiladi. Agar jism tinch turgan bo'lsa $p=F=mg$ bo'ladi.

2.10. Noinersial sanoq tizimlari. Inersiya kuchlari

Biror inersial sanoq tizimiga nisbatan tezlanish bilan harakatlanayotgan tizim noinersial sanoq tizimi deyiladi.

Inersial sanoq tizimlarida jismning tezlanish bilan harakatlanishining sababchisi – unga ta'sir etuvchi tashqi kuchdir, ya'ni bu sanoq tizimlarida jismga biror boshqa jism bevosita ta'sir etsagina u tezlanish bilan harakatlanadi.

Noinersial sanoq tizimlarida esa jismning tezlanishiga erishish uchun boshqachadir: jismga boshqa biror jism bevosita ta'sir qilmagan holda ham mazkur sanoq tizimining harakat holatini o'zgartirish orqali jismga tezlanish berish mumkin.



2.3-rasm.

Noinersial sanoq tizimlari haqidagi tasavvurlarni oydinlashtirish maqsadida K va K' sanoq tizimlarini olib qaraylik. K sanoq tizimi Yer sirti bilan bog'langan bo'lib, u K' ga nisbatan tinch turgan bo'lsin, K' sanoq tizimini esa temir yo'l vagoni bilan bog'laylik. Massasi m bo'lgan metall sharcha ingichka ip bilan vagonning shipiga osilgan. Dastlab vagon K tizimiga nisbatan o'zgarmas v_0 tezlik bilan rasmda ko'rsatilgan yo'nalishda to'g'ri chiziqli harakat qilayotgan bo'lsin.

Sharchaning holatini K va K' sanoq tizimlarida turgan ikki kuzatuvchi nigohi bilan kuzataylik. Vagon to'g'ri chiziqli tekis harakat qilayotganligi sababli K va K' sanoq tizimidagi kuzatuvchilarning fikri aynan bir xil bo'ladi: sharcha o'zining tinch holatini saqlayapti – u osilgan ip tik holda turibdi. Ravshanki, bu holda ikkala K va K' tizim inersial sanoq tizimlari bo'lib xizmat qiladi.

Tekis harakatda bo'lgan vagon endi tezligini keskin o'zgartirsin; buning uchun qilaylik u tezligini keskin kamaytirsin. Vagonning bu paytdagi

harakati tekis sekinlanuvchan harakat bo'lgani uchun u v_0 ga teskari yo'nalgan ($-\vec{a}_0$) tezlanish bilan harakatlanadi. Binobarin, K' tizim endi noinersial sanoq tizimi bo'lib qoladi. K va K' sanoq tizimlarida turib sharchaning holatini kuzatuvchilar endi ikki xil manzarani qayd etadilar. Vagondagi kuzatuvchilarning nuqtayi nazaricha sharcha rasmda ko'rsatilgan yo'nalishda $\vec{a}'_0$ tezlanish bilan harakatga keladi. Temir yo'l yonida turgan kuzatuvchiga sharcha o'zining tekis harakatini davom ettirayotgandek, vagon esa sharchaga nisbatan o'zining avvalgi tezligini o'zgartirib, orqada qolayotgan bo'lib tuyuladi. Shunday qilib, K va K' tizimlardagi ikki kuzatuvchiga aynan bir mexanik hodisa har xil namoyon bo'ladi. Demak, noinersial sanoq tizimida sharchaning tezlanish bilan harakatlanishi va bu tezlanish K' sanoq tizimining tezlanishiga son jihatdan teng bo'lib, yo'nalishi bo'yicha unga teskaridir:

$$\vec{a}' = -\vec{a}_0.$$

Keltirilgan mulohazalardan biz shu xulosaga kelamizki, sharchaga boshqa jismlar ta'sir qilmayotgan bo'lsada, u K' sanoq tizimida qandaydir kuch ta'sirida $\vec{a}_0$ tezlanish bilan harakatga keladi. Bu kuch K' sanoq tizimining K sanoq tizimiga nisbatan tezlanuvchan ilgarilanma harakati tufayli vujudga keladi va bu «odatdagi» kuchlardan farq qiladi; bu kuch **inersiya kuchi** deyiladi.

2.11. Ilgarilanma harakat qilayotgan noinersial sanoq tizimida inersiya kuchlari

Bizga ma'lumki, jismlarning bir-biriga ta'siri tufayli vujudga keladigan kuchlar Nyutonning ikkinchi qonuni bilan ifodalanadi va bu kuchlar inersial sanoq tizimlariga nisbatan aniqlanadi. Noinersial sanoq tizimlarida, umuman olganda, Nyuton qonunlari bajarilmaydi, chunki boshqa jismga qo'yilgan aks ta'sir kuchi mavjud bo'lmaydi. Lekin jismlarning bir-biriga ta'sir kuchlari bilan bir qatorda inersiya kuchlarini ham o'zaro aks ettiruvchi ifodani Nyutonning ikkinchi qonuni tarzida yozish mumkin. Shunday qilib, noinersial sanoq tizimida Nyutonning ikkinchi qonuni quyidagicha ko'rinishga ega bo'ladi:

$$m\vec{a}' = \vec{F} + \vec{F}_{ин}, \qquad (2.17)$$

bu yerda, $\vec{F}$ – jismlarning bir-biri bilan o'zaro ta'siri tufayli mazkur jismga ta'sir etuvchi "odatdagi" kuchlarning vektor yig'indisi; $\vec{F}_{ин}$ – inersiya kuchlari; $\vec{a}'$ – mazkur jismning $\vec{F}$ va $\vec{F}_{in}$ kuchlari ta'sirida noinersial sanoq tizimida erishgan tezlanishi. Shuni alohida ta'kidlash lozimki, inersiya kuchlari ($\vec{F}_{in}$) noinersial sanoq tizimining inersial sanoq tizimiga nisbatan tezlanishi bilan aniqlanadi.

O'zaro ta'sir kuchlari ($\vec{F}$) esa ikkala sanoq tizimida ham bir xildir, ya'ni

$$\vec{F} = m\vec{a}, \qquad (2.18)$$

bu yerda, $\vec{a}$ – jismning inersial sanoq tizimiga nisbatan tezlanishi bo'lib, mazkur jismga boshqa jismlarning bevosita ta'siri natijasidir. Noinersial sanoq tizimida jismga ta'sir etuvchi inersiya kuchi quyidagicha ifodalanadi:

$$\vec{F}_{ин} = m\vec{a}_0. \qquad (2.19)$$

Bu kuchni noinersial sanoq tizimining tezlanishi orqali ifodalasak, quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\vec{F}_{ин} = -m\vec{a}_0.$$

Bu ifodadagi manfiy ishora inersiya kuchi noinersial sanoq tizimining tezlanish vektori yo'nalishiga qarama-qarshi tomonga yo'nalganligini bildiradi.

(2.17) va (2.18) tengliklardan inersiya kuchi uchun quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$\vec{F}_{ин} = -m(\vec{a}' - \vec{a}).$$

Agar noinersial sanoq tizimida o'zaro bir-biri bilan ta'sirlashuvchi jismlar bo'lmasa yoki ta'sir etuvchi kuchlar o'zaro muvozanatlashsa ($\vec{F}=0$ va $\vec{a}=0$ bo'lsa) $\vec{a}'=\vec{a}'_0$ bo'lishi ravshandir, u holda $\vec{a}'_0 = \vec{a}_0$ tenglikka ega bo'lamiz, ya'ni qaralayotgan jismga boshqa jismlar bevosita ta'sir etmasa inersiya kuchi (2.19) formula orqali ifodalanadi.

Inersiya kuchlarining quyidagi xususiyatlarini ta'kidlab o'tamiz:

1. Inersiya kuchlari jismlarning o'zaro ta'siri natijasida emas, balki sanoq tizimining tezlanishli harakati natijasida vujudga keladi.

2. Inersiya kuchlari har xil noinersial sanoq tizimlarida har xildir, ular boshqacha tezlanish bilan harakatlanayotgan tizimga o'tishda

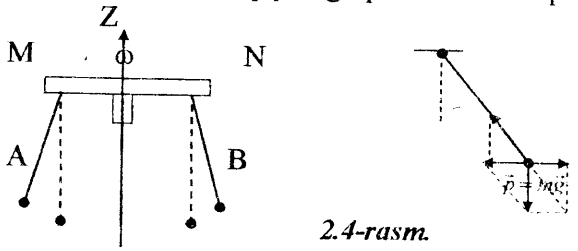
inersiya kuchlari ham o'zgaradi. Inersiya kuchlari bunday o'tishga nisbatan invariant emas.

3.Inersiya kuchlari Nyutonning uchinchi qonuniga bo'ysunmaydi, ya'ni biror jismga inersiya kuchi ta'sir qilayotgan bo'lsa, boshqa jismga qo'yilgan aks ta'sir kuchi mavjud bo'lmaydi.

4. Inersiya kuchlari jismning massasiga mutanosib bo'lib, bu xususda ular gravitatsiya kuchlariga o'xshashdir.

2.12. Aylanuvchi sanoq tizimida inersiya kuchi. Koriolis kuchi

Har qanday aylanma harakatda markazga intilma tezlanish mavjud, shu sababli aylanma harakat bilan bog'langan sanoq tizimi noinersialdir. Aylanuvchi sanoq tizimidagi inersiya kuchlari haqida tasavvur hosil qilish uchun quyidagi qurilmani olib qaraylik.



2.4-rasm.

Tik o'qqa o'rnatilgan tayoqchaning M va N nuqtalariga ingichka ip orqali A va B metall sharchalar 2.4-rasmda ko'rsatilgandek osilgan. Tayoqcha tinch holatda bo'lganida sharchalar osilgan ip tik holatda bo'ladi va har bir sharchaning og'irlik kuchi ipning taranglik kuchi bilan muvozanatlashadi. Endi tayoqchani unga tik yo'nalgan va uning o'rtasidan o'tuvchi Z o'qi atrofida biror ω burchak tezlik bilan aylanma harakatga keltiraylik. Tabiiyki, tayoqcha bilan sharchalar ham Z o'qi atrofida aylanma harakatga keladi va natijada sharchalar ular osilgan ip bilan biror burchakka og'adi. Aylanish jarayonida har bir sharcha radiusi R bo'lgan aylana bo'lib harakat qiladi.

Inersial sanoq tizimida har bir sharcha R radiusli aylana bo'yicha harakatlanayapti va u Z o'qi atrofida

$$a_n = \frac{v^2}{R} = \omega^2 R \qquad (2.20)$$

ga teng, markazga intilma tezlanish bilan aylanyapti, binobarin, barchaga

$$F = m\omega^2 R \qquad (2.21)$$

bo'lgan markazga intilma kuch ta'sir etyapti. Ko'rinib turibdiki, bu kuch ipning taranglik kuchi $\vec{T}$ bilan sharchaning og'irlik kuchi $\vec{P}$ ning teng ta'sir etuvchisidir:

$$\vec{F} = \vec{P} + \vec{T}$$

Og'ish burchagi F va P kuchlar bilan quyidagicha bog'langan:

$$tg\alpha = \frac{F}{P} = \frac{m\omega^2 R}{mg} = \frac{\omega^2 R}{g},$$

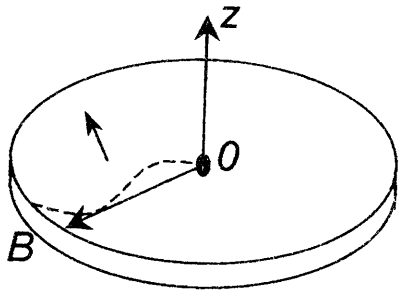
ya'ni sharchalarning og'ish burchagi tezligini va ularning aylanish radiusining ortishi bilan ortib boradi.

Aylanuvchi qurilma bilan bog'langan noinersial sanoq tizimida barchalarga qandaydir kuch ta'sir etayapti va bu kuch ta'sirida ular o burchakka og'adilar. Ta'sir etayotgan kuch aylanish o'qidan radius bo'ylab tashqariga yo'nalganligi tufayli u **markazdan qochma inersiya kuchi deyiladi.**

Markazdan qochma inersiya kuchi (F_{MK}) son jihatdan markazga intilma (F) kuchga teng bo'lib, yo'nalish jihatdan unga qarama-qarshidir

$$F_{mq} = -m\omega^2 R \qquad (2.22)$$

Aylanayotgan shu aylanayotgan tizimga nisbatan harakatlanayotgan barchaga markazdan qochma inersiya kuchidan tashqari yana qo'shimcha kuch ta'sir etadi. Bu kuchga **Koriolis kuchi** yoki **Koriolis inersiya kuchi** deyiladi.



2.5-rasm.

Koriolis kuchi bilan tanishish uchun quyidagi qurilmada tajriba o'tkazaylik: ufq tekisligida o'rnatilgan disk olaylik va u tik yo'nalishidagi Z o'qi atrofida aylana olsin. Dastlab disk tinch holatda bo'lsin, uning markazidan biror, sharchani $\vec{v}$ tezlik bilan 0B radius bo'yicha yo'naltirsak, (2.5-rasm) tabiiyki, u radial chiziq bo'ylab harakat qilib, B nuqtaga keladi. Endi diskni Z o'qi atrofida ω burchak tezlik bilan aylanma harakatga keltiramiz. U holda sharcha egri chiziq bo'ylab harakat qilib, B nuqtaga emas, balki boshqa bir nuqtaga keladi, shu bilan birga u diskka nisbatan o'z tezligi yo'nalishini ham o'zgartiradi. Aylanayotgan disk bilan bog'langan noinersial tizimda sharchaga $\vec{v}$ vektorga tik yo'nalishda qandaydir $\vec{F}_K$ kuch ta'sir etyapti.

Inersial sanoq tizimida sharcha disk tinch turgan holdagi kabi to'g'ri chiziq bo'ylab harakatlanayapti, disk esa sharchaning avvalgi trayektoriyasiga nisbatan siljidi, degan natija kelib chiqadi.

Koriolis kuchi quyidagi formula yordamida ifodalanadi:

$$\vec{F}_k = 2m[\vec{v}\vec{\omega}] \qquad (2.23)$$

Koriolis inersiya kuchining yo'nalishi $\vec{v}$ va $\vec{\omega}$ vektorlarining vektor ko'paytmasining yo'nalishi bilan aniqlanadi.

III BOB
MEXANIKADA SAQLANISH QONUNLARI

3.1. Impuls va inersiya markazining saqlanish qonuni

Impulsning saqlanish qonuni jismlar tizimi uchun muhim ahamiyat kasb etadi. Jismlar tizimi yoki soddagina tizim deganda o'zaro ta'sirlashuvchi bir nechta jismlar to'plamini tushunamiz. Tizimga tashqi kuchlar ta'sir etmasa, bunday tizim berk tizim deyiladi. Quyosh tizimi juda katta aniqlik bilan berk tizim bo'la oladi. Biz yashab turgan tabiiy sharoitlarda esa berk tizim mavjud emas, chunki Yer sathidagi har qanday tizimga hech bo'lmaganda Yerning tortish kuchi ta'sir etadi. Lekin tizimdagi jismlarning ta'sir kuchlariga nisbatan tashqi kuchlar hisobga olinmasa yoki hisobga olinmaslik darajada kichik bo'lsa, bunday tizimni berk tizim deb qarash mumkin.

Tizimdagi jismlarning o'zaro ta'sir kuchlarini **ichki kuchlar** deyiladi. Tizim uchun impulsning saqlanish qonuni Nyutonning ikkinchi hamda uchinchi qonunlariga asoslangan va bu haqdagi mulohazalar inersial sanoq tizimiga nisbatan olib boriladi. Dastlab n ta jismli berk tizimni olib qaraylik. Tizim berk bo'lganligi tufayli unga ta'sir etuvchi tashqi kuchlarning teng ta'sir etuvchisi nolga teng, ya'ni tizimda faqat ichki kuchlargina mavjud. Tizimdagi n ta jismning har birining impulsini $\vec{p}_1, \vec{p}_2, \vec{p}_3, \ldots \vec{p}_n$ deb belgilasak, tizim impulsi

$$\vec{P} = \sum_i \vec{P}_i = \sum_i m_i \vec{v}_i$$

ko'rinishda ifodalanadi, bu orada $\vec{P}_i = m_i v_i - i-$ jismning impulsi. Berk tizimdagi har bir jism uchun Nyutonning ikkinchi qonunini quyidagicha yozamiz:

$$\begin{aligned}
&\frac{d}{dt}(m_1\vec{v}_1) = \vec{F}_{12} + \vec{F}_{13} + \ldots + \vec{F}_{1n},\\
&\frac{d}{dt}(m_2\vec{v}_2) = \vec{F}_{21} + \vec{F}_{22} + \ldots + \vec{F}_{2n},\\
&\qquad\qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots,\\
&\frac{d}{dt}(m_n\vec{v}_n) = \vec{F}_{n1} + \ldots + \vec{F}_{n,n-1},
\end{aligned} \qquad (3.1)$$

bunda, $\vec{F}_{12}$ – birinchi jismga ikkinchi jism tomonidan ta'sir etuvchi kuch; $\vec{F}_{21}$ – ikkinchi jismga birinchi jism tomonidan ta'sir etuvchi kuch va hokazo. Ravshanki, tizimdagi hamma jismlar o'zaro ta'sirlashadi.

Umumiy holda (3.1) ifodani

$$\frac{d}{dt}\sum_i m_i\vec{\upsilon}_i = \sum_i \vec{F}_{iR} (i \neq R,\ i,\ R = 1,2,\ldots,n) \qquad (3.2)$$

tarzida yozamiz, bu formulaning o'ng tomoni tizimdagi ichki kuchlarning vektor yig'indisini aks ettiradi. Tizimdagi biror jismning shu tizimdagi boshqa bir jism bilan o'zaro ta'siri Nyutonning uchinchi qonuniga bo'ysunadi:

$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}$, $\vec{F}_{13} = -\vec{F}_{31}$, $\vec{F}_{23} = -\vec{F}_{32}$ va hokazo. Umuman olganda, i - jism j - jismga $\vec{F}_{ji}$ kuch bilan ta'sir etsa, j - jism ham i - jismga $\vec{F}_{ij}$ kuch bilan ta'sir etadi:

$$\vec{F}_{ji} = -\vec{F}_{ij}.$$

Binobarin, (3.2) tenglikning o'ng tomonida ifodalangan ichki kuchlarning vektor yig'indisi nolga teng:

$$\sum_i \vec{F}_{iR} = 0 \quad (i \neq R,\ \ i,\ \ R = 1,2,\ldots,n). \qquad (3.3)$$

Demak, berk tizim uchun

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = 0 \ \text{ yoki } \ \frac{d}{dt}\sum_i m_i\vec{\upsilon}_i = 0$$

Ifoda hosil bo'ladi. Bu ifodadan:

$$\vec{P} = \sum_i m_i\vec{\upsilon}_i = const. \qquad (3.4)$$

degan xulosaga kelamiz. (3.4) ifoda berk tizim uchun impulsning saqlanish qonunini ifodalaydi: ***berk tizimning impulsi vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi.*** Boshqacha aytganda, berk tizm ayrim jismlarning impulslari vaqt o'tishi bilan o'zgarsada, uning impulsi o'zgarmay qoladi. Bu yerda zikr etilgan o'zgarishlar shunday sodir bo'ladiki, masalan, tizimdagi biror jismning impulsi kamaysa, shu tizimdagi boshqa jismning impulsi shuncha oshadi.

Tizimga tashqi kuchlar ta'sir etayotgan bo'lsa, u berk tizim bo'la olmaydi va bunday tizim uchun impulsning saqlanish qonuni bajarilmaydi. Bunday tizim uchun Nyutonning ikkinchi qonuni quyidagicha yoziladi:

$$\frac{d}{dt}\sum_i m_i\upsilon_i = \sum_i \vec{F}_{iR} + \vec{F}_T \qquad (i = R_i = 1,2,\ldots,n),$$

Bu yerda, $\sum_i \vec{F}_{iR}$ ichki kuchlarning vektor yig'indisi; $\vec{F}_T$ – tashqi kuchlarning teng ta'sir etuvchisi. (3.3) ga asosan ichki kuchlarning vektor yig'indisi nolga teng ekanligini e'tiborga olsak, bu tenglik quyidagi ko'rinishni oladi:

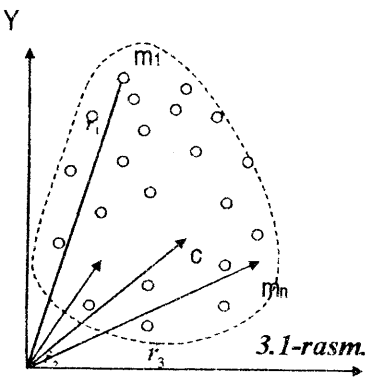
$$\frac{d}{dt}\sum_i m_i\vec{\upsilon}_i = \vec{F}_T \qquad (3.5)$$

Bu tenglama mexanik tizim impulsining o'zgarish qonunini ifodalaydi: tizim impulsidan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosila tizimga ta'sir etuvchi tashqi kuchlarning teng ta'sir etuvchisiga teng.

3.2 Inersiya markazi va uning saqlanish qonuni

Ko'p hollarda bir necha jismdan iborat mexanik tizimning harakat qonunlarini o'rganish bilan ish ko'rishga to'g'ri keladi. Bunday tizimning harakat qonunlarini o'rganishda mazkur tizim tarkibidagi jismlarning unda qanday taqsimlanganligini yoki bu jismlar bir biriga nisbatan tizimda qanday joylashganligini bilish zaruriyati tug'iladi. Shu munosabat bilan inersiya markazi degan tushuncha kiritiladi.

Inersiya markazi va og'irlik markazi degan tushunchalar orasida quyidagi farq borligini esdan chiqarmaslik kerak: og'irlik markazi - bir jism og'irlik kuchi maydonida joylashgan qattiq jismlar uchungina ma'noga ega; inersiya markazi esa hech qanday maydon bilan bog'liq emas va ixtiyoriy mexanik tizim uchun o'rinlidir. Og'irlik kuchi maydonida joylashgan qattiq jismlar uchun inersiya markazi va og'irlik markazi bir biri bilan mos tushadi, ya'ni bir nuqtada joylashgan bo'ladi.



3.1-rasm.

Inersiya markazi massaning taqsimlanishini tasvirlovchi geometrik nuqta bo'lib, (3.1-rasm) uning vaziyati koordinatalar boshiga nisbatan $\vec{r}_c$ radius - vektor bilan quyidagicha aniqlanadi.

$$\vec{r}_C = \frac{m_1\vec{r}_1 + m_2\vec{r}_2 + \ldots + m_n\vec{r}_n}{m_1 + m_2 + \ldots + m_n},$$

ya'ni

$$\vec{r}_C = \frac{1}{m}\sum_i m_i\vec{r}_i \,, \tag{3.6}$$

bu yerda, m_i – tizimga mansub i – jismning massasi; $\vec{r}_i$ – koordinatalar boshi 0 ga nisbatan i-jismning vaziyatini aniqlovchi radius-vektor: $m=m_1+m_2+\ldots+m_n$ - tizimning umumiy massasi.

Inersiya markazining saqlanish qonuni. Massaning additivligi

Faraz qilaylik, n ta jismdan iborat tizim fazoda harakatlanayotgan bo'lsin. Tizim inersiya markazini aniqlovchi radius-vektor $\vec{r}_c$ dan vaqt bo'yicha olingan hosila inersiya markazining tezligini ifodalaydi:

$$\vec{\upsilon}_c = \frac{d\vec{r}_c}{dt} \tag{3.7}$$

(3.6)formulani (3.7) qo'yib, inersiya markazining tezligi uchun

$$\vec{\upsilon}_c = \frac{d}{dt}\left(\frac{1}{m}\sum_i m_i\vec{r}_i\right) = \frac{1}{m}\sum_i m_i\frac{d\vec{r}_i}{dt} = \frac{1}{m}\sum_i m_i\vec{\upsilon}_i = \frac{1}{m}\sum_i \vec{P}_i \tag{3.8}$$

ga ega bo'lamiz: bu yerda $\vec{v}_i$ va $\vec{p}_i$ mos ravishda i- jismning tezligi va impulsi; ravshanki

$$\vec{P} = \sum_i \vec{P}_i = \sum_i m_i\vec{\upsilon}_i \tag{3.9}$$

tizimning to'la impulsi bo'lib, ko'pincha $\vec{p}$ - inersiya markazining impulsi ham deyiladi; m- tizimning umumiy massasi, ya'ni

$$m = m_1 + m_2 + \ldots + m_n = \sum_i m_i \tag{3.10}$$

Endi (3.9) ni ko'zda tutib, (3.8) ifodani quyidagicha yozamiz:

$$\vec{\upsilon}_c = \frac{\vec{p}}{m} \text{ yoki } \vec{p} = m\vec{\upsilon}_c \tag{3.11}$$

Dinamikaning ikkinchi qonuniga asosan tizimning to'la impulsidan vaqt bo'yicha olingan hosila shu tizimga ta'sir etayotgan tashqi kuchlarning vektor yig'indisiga teng:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = m\frac{d\vec{\upsilon}_c}{dt} = ma_c = \vec{F}_T, \tag{3.12}$$

Bu yerda, a_c – inersiya markazining tezlanishi; $\vec{F}_T$ – tizimga ta'sir etayotgan tashqi kuchlarning vektor yig'indisi. Berk tizimda unga ta'sir etuvchi tashqi kuchlar mavjud emas yoki tashqi kuchlarning teng ta'sir etuvchisi nolga teng. $\vec{F}_T = 0$. U holda oxirgi tenglikdan inersiya markazining tezlanishi

$$a_c = \frac{d\vec{\upsilon}_c}{dt} = 0 \quad \text{bo'ladi.}$$

Bundan $\upsilon_c = const$ ekanligi kelib chiqadi. Bu xulosa *inersiya markazining saqlanish qonunini* ifodalaydi va u quyidagicha ta'riflanadi

Berk tizimning inersiya markazi to'g'ri chiziq bo'ylab tekis harakat qiladi yoki tinch holatda bo'ladi.

Tizim impulsining saqlanish qonunidan massaning additivlik qonuni kelib chiqadi

(11) ifodadan ko'rinib turibdiki, tizim impulsi bilan uning inersiya markazi tezligi orasidagi bog'lanish shakl jihatidan bitta jismning impulsi bilan tezligi orasida bog'lanishning o'zginasidir. Shu bilan birga, bu ifodadagi mutanosiblik koeffitsiyentining o'rnida tizimning kattalik tizim tarkibiga kiruvchi ayrim jismlar massalarining yig'indisi degan ma'noga ega.

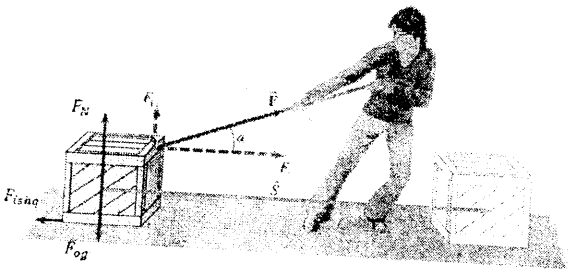
Shunday qilib, *massaning additivlik qonuni* quyidagicha ifodalanadi: *tizimning massasi uning tarkibidagi ayrim jismlar massalarining yig'indisiga teng.* Masalan, yo'lda ketayotgan vagonni yo'lovchilari bilan birga bir tizim deb qarasak, uning umumiy massasi ravshanki, uning ichidagi ayrim yo'lovchilar massalari va vagonni o'zining ayrim qismlari massalarining yig'indisiga teng.

3.3. Mexanikada bajarilgan ish va quvvat

Bajarilgan ish jism bosib o'tilgan yo'l va unga ta'sir etuvchi tashqi kuchga mutanosibdir. Doimiy $\vec{F}$ kuch ta'sirida jism to'g'ri

chiziqli harakat qilib qandaydir S masofani bosib o'tsa, bu kuchning bajargan ishi

$$A=FS\cos\alpha \qquad (3.13)$$



3.2-rasm.

bo'ladi: bu yerda, α – kuch ta'sir yo'nalishi bilan harakat yo'nalishi orasidagi burchak, $F\cos\alpha=F_s$ - jismga ta'sir etuvchi kuchning harakat yo'nalishiga proyeksiyasi ekanligini nazarda tutib, yuqoridagi formulani quyidagicha yozamiz.

$$A=F_S\,S \qquad (3.14)$$

(3.13) formuladagi F kuch jismga ta'sir etuvchi barcha tashqi kuchlarning teng ta'sir etuvchisidir. Jismga uning harakatiga qarshilik ko'rsatuvchi ishqalanish kuchi f ham ta'sir etadi va $\vec{f}$ ning yo'nalishi hamma vaqt $\vec{F}_S$ ning yo'nalishiga qarama-qarshidir (bu yerda $\vec{F}_S$ vektor kattalik bo'lib, u $\vec{F}$ kuchning harakat yo'nalishidagi tashkil etuvchisidir. 1) $\alpha<\pi/2$ $(\cos\alpha>0)$ bo'lsa bajarilgan ish musbat bo'ladi: 2) $\alpha>\pi/2$ $(\cos\alpha<0)$ bo'lsa, bajarilgan ish manfiydir.

Umuman, jismga ta'sir etuvchi kuch o'zgarib turishi va uning harakat trayektoriyasi egri chiziqdan iborat bo'lishi mumkin. U holda trayektoriyani xayolan cheksiz kichik elementar bo'laklarga shunday bo'lamizki, bu bo'lakcha oralig'ida jismga ta'sir etuvchi kuchni o'zgarmas deb hisoblash mumkin bo'lsin. Binobarin, elementar ko'chishda bajarilgan elementar ishni jismga ta'sir etuvchi kuchning elementar ko'chishga skalyar ko'paytmasi tarzida ifodalash mumkin, ya'ni

$$dA=(\vec{F}\cdot d\vec{S})=F_S\,dS \qquad (3.15)$$

[illegible] Umumiy ish elementar ishlarning yig'indisiga teng bo'ladi

Ish birligi qilib bir birlikka teng kuch ta'sirida jismning birlik masofaga ko'chirishda bajarilgan ish qabul qilingan. *Xalqaro birliklar tizimi (SI) da ish birligi qilib bir Nyuton kuch ta'siridagi yo'nalishda jismning 1 metr masofaga ko'chirishda bajarilgan ish qabul qilingan va bu birlik Joul (J) deyiladi.*

$$1J=1N\cdot 1m$$

Vaqt birligi davomida bajarilgan ishga quvvat deyiladi. Agar dt vaqt davomida dA ish bajarilsa, quvvat

$$N=\frac{dA}{dt} \qquad (3.16)$$

tarzda ifodalanadi, ya'ni quvvat bajarilgan ishdan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilaga teng. (3.14) tenglikni (3.16) ifodaga qo'yib, quyidagiga ega bo'lamiz

$$N=\frac{dA}{dt}=\frac{d}{dt}(F_S\,dS)=F_S\,\frac{dS}{dt}=F_S\bullet\upsilon$$

Ta'rif berilgan F_s kuch ta'sirida jism katta tezlik bilan harakat qilishi uchun mexanizmning quvvati ham katta bo'lishi kerak.

Quvvat birligi sifatida SI da vatt (W) qabul qilingan: 1 Vatt - 1 sekund davomida 1 joul ish bajaradigan qurilmaning yoki mexanizmning quvvatidir:

$$1W=\frac{1J}{1s}$$

Ish bajarish qobiliyati energiya demakdir.

3.4. Kinetik energiya

Harakatdagi jismning mexanik energiyasi kinetik energiyadir. Umuman energiya jismning ish bajarish qobiliyati ekanligini nazarda tutsak, kinetik energiyaga quyidagicha ta'rif berish mumkin: *kinetik energiya deb harakatlanayotgan jismning ish bajarish qobiliyatiga aytiladi.*

$$E_K=\frac{m\upsilon^2}{2} \qquad (3.17)$$

Demak, $\vec{v}$ tezlik bilan harakatlanayotgan jismning kinetik energiyasi uning massasi bilan tezligi kvadrati ko'paytmasining yarmiga teng, ya'ni massasi m bo'lgan jism $\vec{v}$ tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsa, uning kinetik energiyasi $mv^2/2$ ga teng bo'lgan manfiy ish bajarishi lozim va aksincha, massasi m bo'lgan tinch turgan jismni $\vec{v}$ tezlik bilan harakatga keltirish uchun tashqi kuchlar $mv^2/2$ ga teng bo'lgan musbat ish bajarish lozim bo'ladi.

Kuch ta'sir etgunga qadar jism qandaydir $\vec{v}$ tezlik bilan harakatlanayotir va tashqi kuch ta'sirida uning tezligi $\vec{v}_1$ dan $\vec{v}_2$ ga qadar oshadi, deb faraz qilaylik. Bu kuchning bajarilgan ishi jism kinetik energiyasining o'zgarishiga teng bo'ladi.

$$A = E_{K2} - E_{K1} = \int_{v_1}^{v_2} mvdv = \frac{mv_2^2}{2} - \frac{mv_1^2}{2} \qquad (3.18)$$

$\vec{v}$ tezlik bilan harakatlanayotgan jism impulsining moduli mv ekanligini nazarda tutib, uning kinetik energiyasi ko'pincha quyidagicha ifodalanadi:

$$E_K = \frac{p^2}{2m}$$

Shu paytgacha biz harakatlanayotgan bitta jismning kinetik energiyasi haqida mulohaza yuritdik. Endi n ta jismning (n ta moddiy nuqtadan iborat) tizimni olib qaraylik. Undagi i-jismning massasi va tezligi mos ravishda m_i- va $\vec{v}_i$ bo'lsa, tizimning kinetik energiyasi:

$$E_K = \sum_i \frac{m_i v_i^2}{2}$$

tarzda ifodalanadi, ya'ni tizimning kinetik energiyasi uni tashkil etgan jismlar kinetik energiyalarining yig'indisiga teng.

3.5. Konservativ va nokonservativ kuchlar. Potensial energiya

Fazoning bir nuqtasidan ikkinchi nuqtasiga jismni ko'chirishda tashqi kuchlarning bajargan ishi bosib o'tilgan yo'lning shakliga bog'liq bo'lmay, balki jismning boshlang'ich va oxirgi vaziyatlarigagina bog'liq bo'lsa, bunday kuchlar konservativ yoki potensial kuchlar deb ataladi. Jismga ta'sir etuvchi og'irlik kuchi, siqilgan yoki cho'zilgan purjinaning qayshqoqlik (elastiklik) kuchi, zaryadlangan jismlarga ta'sir etuvchi elektrostatik kuchlar konservativ kuchlarga misol bo'ladi.

Boshqa hamma kuchlar nokonservativ kuchlar deyiladi. Ishqalanish kuchlari, muhitning jism harakatiga qarshilik kuchlari nokonservativ kuchlarga kiradi. Nokonservativ kuchlarning bajargan ishi bosib o'tilgan yo'lga bog'liq bo'lib, mazkur yo'l qanchalik uzun bo'lsa bajarilgan ish ham shunchalik katta bo'ladi.

Konservativ kuchlarning bajargan ishi bosib o'tilgan yo'lning shaklga bog'liq bo'lmay, balki jismning faqat dastlabki va keyingi vaziyatlarigagina bog'liq bo'lganligidan bu kuchlarning har qanday berk yo'l (kontur) bo'yicha bajargan ishi 0 ga teng.

Potensial energiya – jismlarning yoki ularning ayrim qismlarining o'zaro ta'sir energiyasi bo'lib, bu energiya ularning bir-biriga nisbatan joylashuviga bog'liq. Shuning uchun potensial energiyaning qiymati jism (yoki tizim) ni bir vaziyatdan ikkinchi vaziyatga o'tishda tashqi kuchlarning bajargan ishi bilan o'lchanadi. Ikkinchi tomondan, kuch maydonida joylashgan jismlarga muayyan konservativ kuch ta'sir etadi: mazkur kuchning belgilangan sharoitda ish bajarish qobiliyati ularning potensial energiyasining o'lchovi bo'lib xizmat qiladi. Boshqacha aytganda, kuch maydonida joylashgan jism muayyan potensial energiyaga ega bo'ladi.

Potensial energiya – jismlarning yoki tizim qismlarining o'zaro ta'siri bilan bog'liq energiya bo'lib, bu energiya ta'sirlashuvchi jismlar yoki tizim qismlari orasidagi masofaga bog'liqdir. Shuning uchun jismning yoki tizimning potensial energiyasi faqat uning koordinatalarining funksiyasidir va bu funksiya $E_n(x,y,z)$ tarzida ifodalanadi. Potensial energiyaga ega bo'lgan jism o'zining dastlabki vaziyatiga qaytganda konservativ kuchlar aynan uning potensial energiyasiga teng bo'lgan ish bajaradi. Demak, konservativ kuchlarning ishi jism yoki tizim potensial energiyasining kamayishi hisobiga bajariladi.

$$dA = -dE_n$$

Og'irlik kuchi maydonidagi jismning potensial energiyasi, ya'ni Yer sirtidan h balandlikda turgan jismning potensial energiyasi

$E_n = mgh$ formula bilan ifodalanadi.

Cho'zilgan yoki siqilgan prujinaning potensial energiyasi esa quyidagicha topiladi:

$$E_n = \frac{1}{2}kx^2$$

Ikki jismlarning o'zaro ta'sir energiyasi. Har bir jism o'zining atrofida gravitatsiya maydonini hosil qiladi, Jismning potensial energiyasi uning boshqa jismlar bilan mazkur maydon orqali o'zaro ta'sir energiyasidir. Gravitatsiya maydoniga joylashtirilgan jismning potensial energiyasi uchun quyidagi formulaga ega bo'lamiz:

$$E_n = -\gamma \frac{m_1 m_2}{r}$$

manfiy ishora totishish kuchlari maydonidagi jismning o'zaro ta'sir potensial energiyasini ifodalaydi.

3.6. Potensial energiya va kuch orasidagi bog'lanish

Jismlarning o'zaro ta'siri bir tomondan kuch orqali, ikkinchi tomondan potensial energiya orqali ifodalanadi. Shu boisdan potensial maydondagi jismning potensial energiyasi bilan mazkur maydon tomonidan unga ta'sir etuvchi kuch orasidagi muayyan bog'lanish mavjud bo'lishi kerak.

Potensial maydonda jismni bir nuqtadan ikkinchi nuqtaga ko'chirishda konservativ kuchlarning bajargan ishi jism potensial energiyasining kamayishi hisobiga bajariladi.

$$A_{12} = E_{n1} - E_{n2} = -\Delta E$$

bunda E_{n1} va E_{n2} mos ravishda potensial maydondan birinchi va ikkinchi nuqtalardagi jismining potensial energiyalari. U holda jismning $d\vec{S}$ ga ko'chirishda konservativ kuchlarning bajarilgan ishi:

$$\vec{F}d\vec{S} = -dE_n \qquad (3.19)$$

bo'ladi. Bu yerdagi manfiy ishora bajarilgan ish potensial energiyaning $d\vec{S}$ yo'nalishida kamayishi hisobiga bo'layotganini bildiradi. Jismga ta'sir etuvchi kuchning ko'chish yo'nalishiga proyeksiyasining F_S deb belgilasak (3.19) tenglikning chap tomoni quyidagicha yoziladi:

$$\vec{F}d\vec{S} = FdS\cos\alpha = F_S dS.$$

Shunday qilib, (3.19) tenglikni quyidagicha yozish mumkin:

$$F_S dS = -dE_n.$$

Bu tenglikdan kuchning ko'chish yo'nalishiga proyeksiyasi uchun quyidagiga ega bo'lamiz

$$F_S = -\frac{\partial E_n}{\partial S} \qquad (3.20)$$

bunda ∂ belgisi S yo'nalishi bo'yicha olinayotgan xususiy hosilani ifodalaydi. Potensial energiya (E_n) jism vaziyatining funksiyasi bo'lganligi tufayli (3.20) munosabat fazodagi ixtiyoriy yo'nalish uchun, masalan Dekart koordinata o'qlarining X, Y, Z yo'nalishlari uchun ham o'rinlidir:

$$F_x = -\frac{\partial E_n}{\partial x};\quad F_y = -\frac{\partial E_n}{\partial y};\quad F_z = -\frac{\partial E_n}{\partial z} \qquad (3.21)$$

Shuni esda tutish kerakki, (3.20) va (3.21) formulalardagi F_x, F_y, F_z kuchlar potensial maydonda jismga ta'sir konservativ kuchlarning mos yo'nalishlardagi proyeksiyalarini ifodalaydi. $\vec{F}$ vektor uchun X, Y, Z o'qlari bo'yicha tashkil etuvchilari orqali:

$$\vec{F} = F_x\vec{i} + F_y\vec{j} + F_z\vec{k} \qquad (3.22)$$

ko'rinishda ifodalanishini e'tiborga olsak, (3.21) ga asosan (3.22) tenglik quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\vec{F} = -\left(\frac{\partial E_n}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial E_n}{\partial y}\vec{j} + \frac{\partial E_n}{\partial z}\vec{k}\right) \qquad (3.23)$$

Oxirgi ifodadagi ifoda grad E_n deb belgilanadi.

$$\frac{\partial E_n}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial E_n}{\partial y}\vec{j} + \frac{\partial E_n}{\partial z}\vec{k} = grad\,E_n \qquad (3.24)$$

E_n ning gradiyenti deb o'qiladi. Shunga ko'ra (3.23) tenglik quyidagicha yoziladi:

$$\vec{F} = -grad\,E_n \qquad (3.25)$$

3.7. Mexanik energiyaning saqlanish qonuni

Jism (moddiy nuqta) konservativ kuchlar maydonida joylashgan bo'lib, unga jismga konservativ kuchlardan boshqa kuchlar ta'sir qilmayotgan bo'lsin. Konservativ kuchlarning elementar $d\vec{r}$ ko'chishda bajargan ishi jism potensial energiyasining kamayishiga teng:

$$dA = -dE_n.$$

Ikkinchi tomondan, jismning $d\vec{r}$ masofaga ko'chishida konservativ kuchlarning bajargan ishi uning kinetik energiyasining orttirmasiga teng:

$$dA=dE_k.$$

Bu ikki tenglikdan

$$dE_k=-dE_n \text{ yoki } d(E_k+E_n)=0 \qquad (3.26)$$

ni hosil qilamiz. *Oxirgi ifodadagi kinetik va potensial energiyalarning yig'indisi $E=E_k+E_n$ jismning to'la energiyasi deyiladi*; (3.26) dan

$$E=E_k+E_n=\text{const} \qquad (3.27)$$

ekanligi kelib chiqadi. Bu formula bitta jism uchun energiyaning saqlanish qonunini ifodalaydi: *konservativ kuchlar maydonida harakatlanayotgan jismlarning to'la mexanik energiyasi o'zgarmaydi.* Bu qonundan shu xulosa kelib chiqadiki, konservativ kuchlar maydonida kinetik energiya potensial energiyaga aylanishi mumkin, lekin jismning to'la energiyasi o'zgarmaydi, ya'ni konservativ kuchlarning ta'sirida jismning potensial energiyasi qanchaga kamaysa, uning kinetik energiyasi shunchaga ortadi va aksincha.

Endi bir-birlari bilan konservativ kuchlar (ichki kuchlar) orqali o'zaro ta'sirlanuvchi n ta jism (moddiy nuqta) dan iborat tizimni olib qaraylik va mazkur tizim tashqi konservativ kuchlar, masalan, gravitatsiya maydoni tomonidan ta'sir etuvchi kuchlar ta'sirida bo'lsin. Bu kuchlar ta'sirida tizimning vaziyati va undagi jismlarning bir-biriga nisbatan joylashishi o'zgaradi. Natijada mazkur kuchlar tizim ustida muayyan ish bajaradi.

Tashqi konservativ kuchlarning bajargan elementar ishi tashqi kuch maydonidagi tizim potensial energiyasining kamayishi hisobiga bo'ladi:

$$dA' = -dE'_n$$

O'zaro ta'sir tufayli vujudga keladigan ichki kuchlarning bajargan elementar ishi (dA'') jismlarning o'zaro ta'sir potensial energiyasining kamayishi ($-dE''$) ga teng:

$$dA'' = -dE''_n$$

barcha kuchlarning bajargan elementar ishi tizimidagi jismlarning kinetik energiyalarining ortishi (dE_k) ga sarf bo'ladi, ya'ni:

$$dA' + dA'' = dE_k \qquad (3.28)$$

Tizimning kinetik energiyasi uning tarkibidagi jismlarning kinetik energiyalarining yig'indisiga teng.

$$E_k = \sum_i \frac{m_i v_i^2}{2}$$

ko'rinishda keltirilgan (3.28) tenglamaning chap tomonidagi elementar ishlarni ularga tegishli energiya bilan almashtiramiz:

$$-dE'_n - dE''_n = dE_k$$

Bu tenglikni quyidagicha yozamiz:

$$d(E_k + E'_n + E''_n)=0 \qquad (3.29)$$

Tizimning to'la mexanik energiyasi uning kinetik va potensial energiyalarining yig'indisiga teng.

$$E = E_k + E'_n + E''_n \qquad (3.29a)$$

$$E = E_k + E'_n + E''_n = const \qquad (3.30)$$

tenglikdan ekanligi kelib chiqadi va u tizim mexanik energiyasining saqlanish qonunini ifodalaydi; faqat tashqi va ichki konservativ kuchlarning ta'sirida bo'lgan jismlar tizimining to'la energiyasi o'zgarmay qoladi.

Agar jismlar tizimi berk bo'lsa, ya'ni unga tashqi konservativ kuchlar ta'sir etmasa, tizim to'la energiyasining saqlanish qonuni

$$E_k + E''_n = const$$

ko'rinishda ifodalanadi va quyidagicha ta'riflanadi: *konservativ kuchlar maydonida o'zaro ta'sirlashuvchi jismlardan iborat bo'lgan berk tizimning to'la mexanik energiyasi o'zgarmay qoladi.*

Shuni ham ta'kidlash lozimki, tizimga nokonservativ kuchlar ham ta'sir qilayotgan bo'lsa, u holda uning to'la mexanik energiyasi saqlanmaydi.

3.8. Mutlaq qayishqoq va noqayishqoq to'qnashuvlar

Mutlaq qayishqoq sharlarning markaziy to'qnashuvlarini o'rganish bilan cheklanamiz. Bu holda sharlarning $\vec{v}_1$ va $\vec{v}_2$ tezliklari ularning markazlarini tutashtiruvchi to'g'ri chiziq bo'yicha yo'nalgan bo'ladi. Bunday to'qnashuvlar markaziy to'qnashuv deyiladi. To'qnashuvgacha m_1 va m_2 tezliklari mos ravishda $\vec{v}_1$ va $\vec{v}_2$ bo'lgan sharlar, mutlaq qayishqoq to'qnashsin; ularning to'qnashuvidan keyingi tezliklarini mos ravishda u_1 va u_2 bilan belgilaylik. Mutlaq qayishqoq to'qnashuvda tizim (to'qnashuvchi sharlar) impulsining va energiyaning

saqlanish qonunlari bajariladi. Yuqoridagi belgilashlarga ko'ra bu qonunlarni quyidagicha yozamiz:

$$m_1\vec{\upsilon}_1 + m_2\vec{\upsilon}_2 = m_1\vec{u}_1 + m_2\vec{u}_2; \qquad (3.31)$$

$$\frac{m_1\upsilon_1^2}{2} + \frac{m_2\upsilon_2^2}{2} = \frac{m_1u_1^2}{2} + \frac{m_2u_2^2}{2} \qquad (3.32)$$

To'qnashuvlar markaziy bo'lganligi tufayli tezlik vektorlari sharlarning markazlaridan o'tuvchi to'g'ri chiziq bo'lib yo'nalgan. Shuning uchun (3.31) tenglikni skalyar ko'rinishida yozamiz (qarama-qarshi yo'nalishlar uchun mazkur tezliklarning ishoralarigina o'zgaradi) (3.31) va (3.32) ifodalarni mos ravishda

$$m_1(\upsilon_1 - u_1) = m_2(u_2 - \upsilon_2) \qquad (3.33)$$

$$m_1(\upsilon_1^2 - u_1^2) = m_2(u_2^2 - \upsilon_2^2) \qquad (3.34)$$

ko'rinishida yozish mumkin va nihoyat oxirgi formulani

$$m_1(\upsilon_1 - u_1)(\upsilon_1 + u_1) = m_2(u_2 - \upsilon_2)(u_2 + \upsilon_2)$$

shaklda yozib, uning (3.33) tenglikka nisbatini olsak:

$$\upsilon_1 + u_1 = u_2 + \upsilon_2 \qquad (3.35)$$

kelib chiqadi. Sharlar to'qnashgandan keyin ular erishgan tezliklar (u_1 va u_2) ni aniqlaylik. Buning uchun (3.35) ifodani m_2 ko'paytiramiz:

$$m_2\upsilon_1 + m_2u_1 = m_2u_2 + m_2\upsilon_2;$$

Bu olingan natijani (3.33) dan ayirsak, birinchi sharning to'qnashuvidan keyingi tezligi bo'ladi.

$$u_1 = \frac{2m_2\upsilon_2 + (m_1 - m_2)\upsilon_1}{m_1 + m_2} \qquad (3.36)$$

Xuddi shuningdek, (3.35) ifodani $m_1$ga ko'paytirib, ko'paytmani (3.33) dan ayirsak, ikkinchi sharning to'qnashuvidan keyingi tezligi uchun

$$u_2 = \frac{2m_1\upsilon_1 + (m_2 - m_1)\upsilon_2}{m_1 + m_2} \qquad (3.37)$$

ga ega bo'lamiz. Ko'rinib turibdiki, u_1 va u_2 lar uchun topilgan ifodalarning bir-biridan farqi m va υ kattaliklaridagi indekslar (1 va 2) o'rinlarining almashinishidan iborat.

Mutlaq noqayishqoq to'qnashuvda to'qnashuvchi jismlar kinetik energiyasining bir qismi yoki hammasi ichki energiyaga (issiqlikka)

aylanadi. Mazkur jarayonda bir jismning ichki energiyasi ikkinchi jismning ichki energiyasiga aylanishi ham mumkin. Kinetik energiyaning qancha qismi ichki energiyaga aylanishi to'qnashuvchi jismlarning elastiklik xususiyatlariga bog'liq. Mutlaq noqayishqoq to'qnashuv natijasida to'qnashuvchi ikkala jism birlashib, bitta jism kabi harakatlanadi. Massalari m_1 va m_2 bo'lgan sharlarning to'qnashuviga qadar tezliklari $\vec{\upsilon}_1$ va $\vec{\upsilon}_2$ bo'lsa, ikkita jismdan iborat bu tizim to'qnashuvidan keyin m_1+m_2 massali bitta jism kabi $\vec{u}$ tezlik bilan harakat kiladi. Mazkur tizim uchun impulsning saqlanish qonuni, quyidagicha yoziladi:

$$m_1\vec{\upsilon}_1 + m_2\vec{\upsilon}_2 = (m_1 + m_2)\vec{u}$$

$$\vec{u} = \frac{m_1\vec{\upsilon}_1 + m_2\vec{\upsilon}_2}{m_1 + m_2}$$

Bu tengliklardan tizimning to'qnashuvdan keyingi tezligi aniqlari kelib chiqadi.

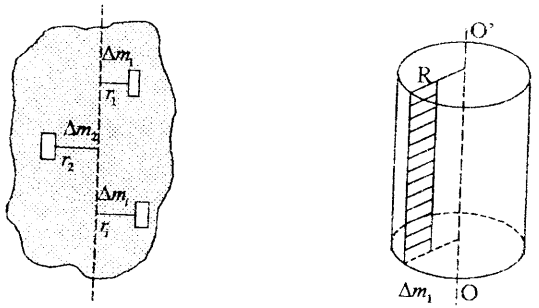
IV BOB
MODDIY NUQTA VA QATTIQ JISM AYLANMA HARAKAT DINAMIKASI

4.1. Moddiy nuqta va qattiq jismning inersiya momenti

Yuqorida biz burchak tezlik, burchak tezlanish degan kattaliklar bilan tanishdik. Qattiq jismning aylanma harakatini o'rganishda yuqoridagi kattaliklar bilan bir qatorda inersiya momenti degan kattalikdan ham foydalaniladi. Bu kattalik haqida muayyan tasavvur hosil qilish uchun OO^1 o'q atrofida aylanayotgan qattiq jismni olib qaraylik. Uni fikran massalari Δm_i bo'lgan n ta juda mayda bo'lakchalarga bo'lib, har bir mayda (elementar) bo'lakchadan aylanish o'qigacha bo'lgan eng qisqa masofani r_i bilan belgilaylik. Mayda bo'lakcha massasini undan aylanish o'qigacha bo'lgan eng qisqa masofa kvadratiga ko'paytmasi uning shu o'qqa nisbatan inersiya momenti deyiladi, ya'ni:

$$I_i = \Delta m_i r_i^2 \tag{4.1}$$

Aylanish o'qiga nisbatan qattiq jismning inersiya momenti I deb, barcha kichik bo'lakchalarning shu o'qqa nisbatan inersiya momentlarining yig'indisiga aytiladi:



$$I = \sum_i \Delta m_i r_i^2 \tag{4.2}$$

4.1-rasm.

Bu ifodadan ko'rinadiki, jismning inersiya momenti aylanish o'qiga nisbatan aniqlanadi. Bu borada shu narsani ta'kidlash lozimki, har qanday jism tinch holatda yoki aylanma harakatda bo'lishiga bog'liq bo'lmagan holda uning ixtiyoriy o'qqa nisbatan inersiya momenti mavjud. Bu yerda jismning inersiya momentini massasiga qiyos qilish mumkin. Jism harakatda yoki tinch holatda bo'lishidan qat'i nazar uning massasi (inertligi) mavjuddir.

Umumiy hollarda jismning massasi uning hajmi bo'ylab bir xilda taqsimlangan (jism bir jinsli) bo'ladi. Shuning uchun jismning inersiya momentini uning zichligi orqali ifodalash mumkin. Bu holda bir jinsli jismning zichligi $\rho = m/V$ (V-massasi m bo'lgan jismning hajmi) tarzda ifodalanadi. Shu munosabat bilan jism inersiya momentini ifodalovchi (4.2) yig'indisini integral bilan almashtirish mumkin:

$$I = \int r^2 dm \tag{4.3}$$

Bunda integrallash jismning butun hajmidagi elementar massalar bo'yicha yoki amalga oshiriladi. dm ga teng elementar bo'lakchaning hajmini dV deb belgilaydigan va zichlikning ta'rifidan $dm = \rho dV$ ni hosil qilamiz. U holda (4.3) quyidagi ko'rinishni oladi:

$$I = \rho \int_V r^2 dV \tag{4.4}$$

Endi ba'zi jismlarning inersiya momentlarini aks ettiruvchi ifodalarni topaylik. Radiusi R ga teng yupqa devorli (kovak) silindrning simmetriya o'qi (OO^1) ga nisbatan inersiya momentini topish uchun uning devorlarini OO^1 o'qqa parallel bo'lgan n ta ensiz bo'lakchalarga rasmda ko'rsatilgandek fikran bo'lib chiqamiz.

Silindrning devori yupqa bo'lganligi tufayli har bir ensiz bo'lakcha OO^1 o'qqa bir xil masofada joylashgan deb hisoblash mumkin. U holda bo'lakchaning massasini Δm_i deb belgilasak, uning OO^1 o'qqa nisbatan inersiya momenti:

$$I_i = \Delta m_i R^2$$

Demak, yupqa silindrning o'sha o'qqa nisbatan inersiya momenti esa quyidagicha ifodalanadi:

$$I = \sum_i \Delta m_i R^2 = R^2 \sum_i \Delta m_i = mR^2 \tag{4.5}$$

bunda, $\sum_i \Delta m_i = m$ – yupqa silindrning massasi. Endi radiusi R va balandligi h bo'lgan bir jinsli yaxlit silindrning simmetriya o'qiga nisbatan inersiya momenti ifodasini topaylik (4.2.a-rasm). Buning uchun silindrning radiusi r va devorining qalinligi dr bo'lgan ichma-ich joylashgan silindrlarga fikran bo'lib chiqamiz. Bunday silindrning hajmi:

$$dV = 2\pi r dr \bullet h$$

Oxirgi formulani (4.4) ga qo'yib va ichma-ich joylashgan silindrning radiuslari O dan r gacha o'zgarishini nazarda tutib quyidagini hosil qilamiz.

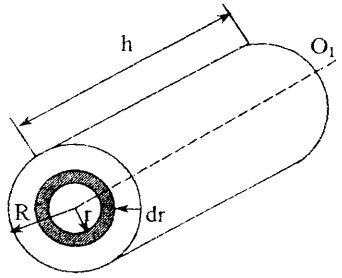
$$I = \rho \int_0^R r^2 2\pi r dr \bullet h = 2\pi\rho h \int_0^R dr = \frac{1}{2}\pi\rho h R^4$$

Bu formulaning o'ng tomonidagi $\pi R^2 h$ – yaxlit silindrning hajmi va $\pi R^2 h\rho = m$ uning massasi ekanligini e'tiborga olsak, bir jinsli yaxlit silindrning (shuningdek, bir jinsli diskning) simmetriya o'qiga nisbatan inersiya momenti quyidagicha ifodalanadi:

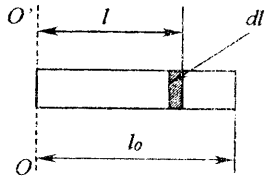
$$I = \frac{1}{2} mR^2 \qquad (4.6)$$

Uzunligi l_0 va massasi m bo'lgan bir jinsli ingichka sterjenning bir uchidan unga tik ravishda o'tuvchi o'qqa nisbatan inersiya momentini topish uchun (4.2.b-rasm) kichik uzunlikdagi bo'lakchalarga to'g'ri keluvchi massasi m/l_0 bo'lganligi uchun dl uzunlikdagi bo'lakchaning massasi:

$$dm = \frac{m}{l_0} dl$$



4.2.a-rasm.



4.2.b-rasm.

bu bola bo'lakchaning OO^1 o'qqa nisbtan inersiya momenti:

$$dI = l^2 dm = \frac{m}{l_0} l^2 dl$$

munosabat bilan ifodalanadi. Sterjenning OO^1 o'qqa nisbatan inersiya momentini topish uchun oxirgi formulani O dan l_0 gacha integrallaymiz:

$$I = \int dI = \frac{m}{l_0} \int_0^{l_0} l^2 dl = \frac{1}{3} m l_0^2 \qquad (4.7)$$

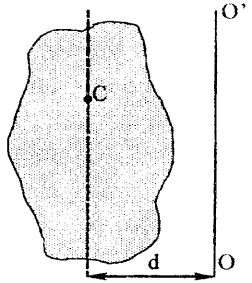
Shu sterjenning o'rtasidan unga tik ravishda o'tuvchi o'qqa nisbatan inersiya momenti:

$$I = \frac{1}{12} m l_0^2 \qquad (4.8)$$

Buni ham hisoblash qiyin emas. Shuningdek, radiusi R va massasi m bo'lgan bir jinsli sharning markazidan o'tuvchi o'qqa nisbatan inersiya momenti

$$I = \frac{2}{5} mR^2 \qquad (4.9)$$

formula bilan ifodalanadi.



4.3-rasm.

Massa markazidan o'tmagan boshqa o'qqa nisbatan jismning inersiya momenti esa massa markazidan o'tgan o'qqa nisbatan aniqlangan inersiya momentidan farq qiladi, chunki o'qning vaziyati o'zgarishi bilan jism inersiya o'qqa nisbatan joylashishi ham o'zgaradi. Shuning uchun jismning massa markazi orqali o'tmagan o'qqa nisbatan inersiya momentini aniqlashda Shteyner teoremasidan foydalaniladi: *ixtiyoriy o'qqa nisbatan jismning inersiya momenti (I) shu o'qqa parallel ravishda massa markazi orqali o'tuvchi o'qqa nisbatan aniqlangan inersiya momenti (I_0) va jism massasi (m) bilan o'qlar orasidagi masofa (d) kvadratining ko'paytmasi tarzida aniqlanadigan kattalik yig'indisiga teng:*

$$I = I_0 + md^2.$$

4.2. Kuch momenti

Tinch turgan jismni aylanma harakatga keltiruvchi yoki uning aylanma harakatini o'zgartiruvchi tashqi ta'sirni tavsiflash uchun kuch momenti degan tushuncha kiritiladi. Kuch momenti biror nuqtaga nisbatan yoki biror aylanish o'qiga nisbatan aytiladi.

Qattiq jism moddiy nuqtalar tizimidan iborat bo'lganligidan kuch momenti tushunchasini dastlab moddiy nuqta misolida qarab chiqaylik. Massasi m bo'lgan moddiy nuqtaning istalgan vaqtdagi vaziyati sanoq boshi sifatida qabul qilingan O nuqtaga nisbatan radius-vektor $\vec{r}$ bilan aniqlanayotgan bo'lsin. *Moddiy nuqtaga qandaydir $\vec{F}$ kuch ta'sir etayotgan bo'lsa $\vec{r}$ radius-vektorning $\vec{F}$ kuchga vektor ko'paytmasi $\vec{F}$ kuchning O nuqtaga nisbatan kuch momenti deyiladi.*

$$\vec{M} = [\vec{r}, \vec{F}] \tag{4.10}$$

Bunda $\vec{F}$ moddiy nuqtaga ta'sir etuvchi barcha kuchlarning teng ta'sir etuvchisidir. Kuch momenti $\vec{M}$ psevdovektor bo'lib, u $\vec{r}$ va $\vec{F}$ vektorlar yotgan tekislikka tik yo'nalgan, yo'nalishi esa o'ng vint qoidasi bilan aniqlanadi, ya'ni o'ng vintni $\vec{r}$ dan $\vec{F}$ ga qarab buraganda vintning ilgarilama harakati $\vec{M}$ ning yo'nalishi bilan mos tushadi. Kuch momentining son qiymati, ravshanki:

$$M = Fr \sin\alpha = Fl \tag{4.11}$$

Bu yerda, α–$\vec{r}$ va $\vec{F}$ vektorlar orasidagi burchak, $l = r\sin\alpha$ esa O nuqtadan $\vec{F}$ kuchning ta'sir chizig'iga tushirilgan tik chiziqning uzunligi (O nuqtadan $\vec{F}$ kuchning ta'sir chizig'igacha bo'lgan eng yaqin masofa) bo'lib, u *kuch yelkasi deyiladi*. Z o'q $\vec{M}$ vektorning yo'nalishi bilan mos tushsa, u holda kuch momenti o'q yo'nalishidagi vektor tarzida ifodalanishi mukin.

$$\vec{M}_z = [\vec{r}, \vec{F}]_z \tag{4.12}$$

Endi n ta moddiy nuqtadan iborat tizimni olib qaraylik. Tizimdagi i moddiy nuqtaning O nuqtaga nisbatan vaziyatini $\vec{r}_i$ radius-vektor bilan va unga ta'sir qiluvchi $\vec{F}_i$ orqali belgilasak, O nuqtaga nisbatan mazkur kuchning momenti:

$$\vec{M}_i = [\vec{r}_i, \vec{F}_i] \tag{4.13}$$

tarzda ifodalanadi. O nuqtaga nisbatan moddiy nuqtalar tizimiga ta'sir etuvchi kuch momentini tavsiflashda barcha moddiy

nuqtalarning O nuqtaga nisbatan bir butun (yaxlit) tarzda olib qaraladi (qattiq jismni moddiy nuqtalar tizimi deb qarash mumkin.). *O nuqtaga nisbatan moddiy nuqtalar tizimiga ta'sir etuvchi kuch momenti deb har bir moddiy nuqtaga qo'yilgan kuch momentlarining vektor yig'indisiga aytiladi:*

$$\vec{M} = \sum_i \vec{M}_i = \sum_i [\vec{r}_i, \vec{F}_i] \tag{4.14}$$

bunda $\vec{F}_i$ moddiy nuqtaga ta'sir etuvchi tashqi kuchnigina ifodalaydi. Shu narsani alohida ta'kidlash lozimki, tizimidagi har bir moddiy nuqtaga ta'sir etuvchi tashqi kuchdan tashqari, moddiy nuqtalarning o'zaro ta'siri tufayli vujudga keluvchi kuchlar ham mavjud. Ma'lumki, bu kuchlar ichki kuchlar deyiladi. Ichki kuchlarning vektor yig'indisi nolga teng bo'lganligi tufayli (4.14) ifodada faqat tashqi kuchlargina aks ettiriladi.

4.3. Impuls momentining saqlanish qonuni

Faraz qilaylik, massasi m bo'lgan harakatdagi moddiy nuqtaning ixtiyoriy paytdagi vaziyati O nuqtaga nisbatan aniqlanayotgan bo'lsin. Moddiy nuqtaning O nuqtaga nisbatan impuls momenti deb quyidagicha ifodalangan vektorga aytiladi:

$$\vec{L} = [\vec{r}, \vec{p}] = [\vec{r}, m\vec{\vartheta}] \tag{4.14a}$$

Bunda r sanoq boshi hisoblangan O nuqtadan moddiy nuqtaga o'tkazilgan radius-vektor (4.4-rasm). (4.14a) dan ko'rinib turibdiki, impuls yo'nalishi $\vec{r}$ va $\vec{p}$ vektorlarning vektor ko'paytmasi tarzida aniqlanadi, ya'ni impuls momenti vektori $\vec{r}$ va $\vec{p}$ vektorlardan o'tkazilgan parallelogramm tekisligiga tik ravishda O nuqtadan o'tgan bo'lib, uning yo'nalishi parma qoidasi bilan aniqlanadi. Impuls momentining son qiymati, ma'lumki:

$$L = rp\sin\alpha \tag{4.15}$$

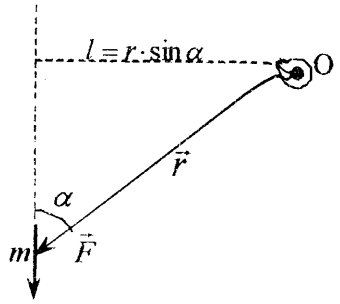
Bu ifodada $r\sin\alpha = l$-moddiy nuqta impulsining O nuqtaga nisbatan yelkasi deyiladi. Yelka tushunchasini kiritib (4.15) ni

$$L = lp = mvl \tag{4.16}$$

ko'rinishda yozish mumkin. Oxirgi ikki tenglikdan ko'rinadiki, impuls momenti moddiy nuqta harakati yo'nalishining va tezligining miqdoriy o'zgarishi bilan o'zgaradi, agar moddiy nuqta to'g'ri

chiziq bo'ylab o'zgarmas tezlik bilan harakatlanyotgan bo'lsa O nuqtaga nisbatan uning impuls momenti o'zgarmay qoladi.

Moddiy nuqtalar tizimining biror O nuqtaga nisbatan impuls momenti deb mazkur tizimdagi ayrim moddiy nuqtalarning o'sha O nuqtaga nisbatan impuls momentlarining vektor yig'indisiga aytiladi.



4.4-rasm.

$$\vec{L} = \sum_i \vec{L}_i = \sum_i [\vec{r}_i, \vec{p}_i] = \sum_i [\vec{r}_i, m\vec{v}_i] \qquad (4.17)$$

Bunda, $\vec{r}_i$ – qaralayotgan O nuqtadan i moddiy nuqtaga o'tkazilgan radius-vektor, $\vec{v}_i$ – o'sha i-moddiy nuqtaning tezligi.

Faraz qilaylik, massasi m va tezligi $\vec{v}$ bo'lgan moddiy nuqtaga sanoq boshi O ga nisbatan qandaydir $\vec{F}$ kuch ta'sir qilayotgan bo'lsin. Natijada moddiy nuqtaning impulsi va ixtiyoriy O nuqtaga nisbatan uning impuls momenti o'zgarib boradi, ya'ni $\vec{L} = [\vec{r}, \vec{p}]$ vaqtning funksiyasidir. Aytaylik, moddiy nuqtaning vaziyatini aniqlovchi radius-vektor dt vaqt oralig'ida $d\vec{r}$ ga o'zgarsin:

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \frac{d}{dt}[\vec{r}, \vec{p}] = [\frac{d\vec{r}}{dt}, \vec{p}] + \left[\vec{r}, \frac{d\vec{p}}{dt}\right] \qquad (4.18)$$

bunda, $d\vec{r}/dt$ – moddiy nuqtaning t paytdagi tezligi $(d\vec{r}/dt = \vec{v})$, $d\vec{p}/dt$ esa Nyutonning II qonuniga ko'ra moddiy nuqtaga ta'sir etuvchi kuchlarning teng ta'sir etuvchisi. Bo'larni va $\vec{p} = m\vec{v}$ ekanligini nazarda tutib (4.18) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = [\vec{v}, m\vec{v}] + [\vec{r}, \vec{F}]$$

Bu tenglikning o'ng tomonidagi birinchi qo'shiluvchi had ikkita kollinear vektorlarning vektor ko'paytmasi bo'lganligi sababli nolga teng, ikkinchi qo'shiluvchi had esa moddiy nuqtaga ta'sir etuvchi

kuchlar O nuqtaga nisbatan momenti ($\vec{M}$) ni ifodalaydi. Shuning uchun yuqoridagi tenglik quyidagicha ko'rinishga keladi:

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M} \qquad (4.19)$$

Bu ifoda moddiy nuqta uchun *momentlar tenglamasi* deyiladi. (4.19) dan ko'rinadiki, impuls momentining vaqt bo'yicha o'zgarishi moddiy nuqtaga ta'sir etuvchi tashqi kuchlarning O nuqtaga nisbatan momenti bilan aniqlanadi (momentlar tenglamasining Nyutonning II qonuni qonuniga o'xshashligi ko'zga tashlanadi, moddiy nuqta impuls momenti vaqt bo'yicha o'zgarishi unga ta'sir etayotgan barcha kuchlarning teng ta'sir etuvchisiga teng).

Moddiy nuqtaga ta'sir etuvchi barcha tashqi kuchlar teng ta'sir etuvchisining O nuqtaga nisbatan momenti nolga teng ($\vec{M} = 0$) bo'lsa (4.19) tenglik quyidagicha yoziladi:

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = 0 \qquad (4.20)$$

O'zgarmas kattalikning vaqt bo'yicha hosilasi nolga teng ekanligini e'tiborga olsak, (4.20) dan:

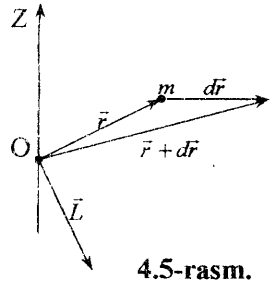
$$\vec{L} = const \qquad (4.21)$$

kelib chiqadi. Bu natija moddiy nuqta impuls momentining saqlanish qonunini ifodalaydi, moddiy nuqtaga ta'sir etayotgan kuchlarning teng ta'sir etuvchisining ixtiyoriy O nuqtaga nisbatan momenti nolga teng bo'lsa moddiy nuqta impulsining shu nuqtaga nisbatan momenti vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi.

Moddiy nuqtaning impuls momenti ixtiyoriy O nuqtadan o'tuvchi biror o'qqa nisbatan aniqlanayotgan bo'lsa (4.19) tenglik quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\frac{dL_z}{dt} = M_z \qquad (4.22)$$

bunda L_z va M_z – $\vec{L}$ va $\vec{M}$ vektorlarning mos ravishda Z o'qqa bo'lgan proyeksiyalari. Shunday qilib, o'qqa nisbatan impuls momentining vaqt bo'yicha o'zgarishi moddiy nuqtaga ta'sir etuvchi kuchlar momentining mazkur o'qqa tushirilgan proyeksiyasiga teng ekan.



4.5-rasm.

Endi moddiy nuqtalar tizimini olib qaraylik. Umuman, tizimdagi har bir moddiy nuqtaga tashqi va ichki kuchlar ta'sir etadi. Ichki kuchlar tizimidagi moddiy nuqtalarning o'zaro ta'sir kuchlaridan iborat bo'lganligi tufayli ularning vektor yig'indisi nolga teng va binobarin, ichki kuchlarning O nuqtaga nisbatan momenti ham nolga teng.

Shuning uchun tizimga ta'sir etuvchi kuchlar faqat tashqi kuchlardan iborat bo'ladi. Demak, n ta moddiy nuqtalar tizimi uchun (4.22) ifodani quyidagicha yozish mumkin:

$$\frac{d}{dt}\sum_i \vec{L}_i = \sum_i \vec{M}_i \qquad (4.23)$$

bunda. $\sum_i \vec{L}_i = \sum_i [\vec{r}, m\vec{v}_i]$ – tizimning ixtiyoriy O nuqtaga nisbatan impuls momenti. (4.23) tenglik moddiy nuqtalar tizimi uchun momentlar tenglamasini ifodalaydi.

Shunday qilib, moddiy nuqtalar tizimning ixtiyoriy O nuqtaga nisbatan impuls momentidan vaqt bo'yicha olingan hosila barcha tashqi kuchlarning shu nuqtaga nisbatan kuch momentlarining vektor yig'indisiga teng.

(4.23) ifodadagi barcha vektor kattaliklarning O nuqta orqali o'tuvchi Z o'qqa proyeksiyasi olinsa, quyidagi munosabat hosil bo'ladi:

$$\frac{d}{dt}\sum L_z = \sum M_z \qquad (4.24)$$

ya'ni tizimdagi moddiy nuqtalarning O nuqtadan o'tuvchi o'qqa nisbatan impuls momentlarining algebraik yig'indisining vaqt bo'yicha o'zgarishi shu o'qqa nisbatan olingan kuch momentlarining algebraik yig'indisiga teng.

Agar moddiy nuqtalar tizimi berk bo'lsa (tizimga tashqi kuchlar ta'sir qilmasa), (4.23) ifodaning o'ng tomoni nolga teng bo'ladi, bundan:

$$\sum_i \vec{L}_i = const \qquad (4.25)$$

degan xulosaga kelamiz. (4.25) tenglik moddiy nuqtalar tizimi uchun impuls momentining saqlanish qonunini ifodalaydi, moddiy nuqtalar berk tizimning ixtiyoriy O nuqtaga nisbatan impuls momenti vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi. Bu natija moddiy nuqtalar berk tizimining O nuqtadan o'tuvchi o'qqa nisbatan impuls momenti uchun ham o'rinlidir. Tizimga ta'sir etuvchi tashqi kuchlar teng ta'sir etuvchisining biror o'qqa nisbatan momenti nolga teng bo'lsa, bu kuchlar tizimining shu o'qqa nisbatan impuls momentini o'zgartira olmaydi.

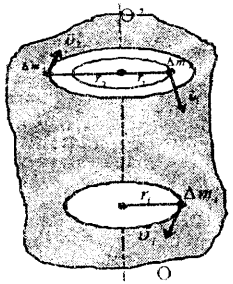
4.4. Qattiq jism aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi

Biror qo'zg'almas o'q (aytaylik, Z o'q) atrofida o'zgarmas burchak tezlik (ω) bilan aylanma harakat qilayotgan qattiq jismni olib qaraylik va uni massalari Δm_i bo'lgan n ta mayda bo'laklarga bo'lgan shunday bo'lib chiqaylikki, ularning har birini moddiy nuqta deb qarash mumkin bo'lsin. Har bir bo'lakchadan aylanish o'qigacha bo'lgan eng yaqin masofani r_i bilan belgilasak qaralayotgan qattiq jismning aylanish o'qiga nisbatan impuls momenti

$$L_{zi} = \sum L_{zi} = \sum_i \Delta m_i \upsilon_i r_i \qquad (4.26)$$

ko'rinishda ifodalanadi. Bunda v_i – massasi Δm_i bo'lgan bo'lakchaning chiziqli tezligi. Qattiq jism biror o'q atrofida aylanayotganda massalari Δm_i bo'lgan uning har bir mayda bo'lakchasi (shuningdek, jismning har bir nuqtasi) ning trayektoriyasi aylanish o'qiga tik joylashgan tekisliklarda yotuvchi va radiuslari r_i bo'lgan aylanalardan iborat bo'ladi. Har bir bo'lakchaning chiziqli tezlik aylanishi radiusiga mutanosib, ya'ni $\upsilon_i=\omega r_i$. Bunga asosan (4.26) ni quyidagicha yozamiz (ω=sonst): $L_Z=\omega\Sigma\Delta m_i * r_i^2$ shunga binoan $\Sigma\Delta m_i * r_i^2$ jismning aylanish o'qiga nisbatan inersiya momentini ifodalaydi. Natijada, oxirgi tenglik ko'rinishga keladi.

$$L_Z=I_z\omega \qquad (4.27)$$



4.6-rasm.

Binobarin, qattiq jism impulsining qo'zg'almas o'qqa nisbatan momenti uning mazkur o'qqa nisbatan inersiya momenti bilan burchak tezlikning ko'paytmasiga teng.

Qattiq jismning Z o'q atrofida aylanma harakati tashqi kuchlar ta'sirida sodir bo'layotgan bo'lsa, mazkur kuchlarning natijaviy momenti $\vec{M}=\sum_i[\vec{r}_i,\vec{F}_i]$ bo'ladi va o'sha o'qqa nisbatan momentlar tenglamasi quyidagicha yoziladi:

$$\frac{dL_z}{dt}=\frac{d}{dt}(I_z\omega)=M_z \qquad (4.28)$$

Jismning aylanish o'qiga nisbatan inersiya momenti vaqtga bog'liq bo'lmagan kattalik bo'lganidan va $\frac{d\omega}{dt}=\varepsilon$ — burchak tezlanish ekanligini e'tiborga olsak, yuqoridagi ifoda quyidagi ko'rinishni oladi:

$$M_z=(I_z\varepsilon)$$

Vektor ko'rinishida bu tenglik

$$\vec{M} = I\vec{\varepsilon} \qquad (4.29)$$

tarzda yoziladi ($\vec{M}$ va $\vec{\varepsilon}$ vektorlarning yo'nalishi bir xil). (4.29) formula qo'zg'almas o'q atrofida aylanuvchi qattiq jism aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi deyiladi. U ilgarilanma harakat qilayotgan moddiy nuqta dinamikasining asosiy tenglamasi $\vec{F}=m\vec{a}$ (Nyutonning 2 qonuni) ga o'xshashdir. Bunda massa vazifasini inersiya momenti, chiziqli tezlanish vazifasini burchak tezlanish, kuch vazifasini kuch momenti o'taydi.

Qo'zg'almas o'q atrofida aylanayotgan jismga tashqi kuchlar ta'sir qilmasa, ya'ni:

$$\sum_i \vec{F}_i=0 \quad \text{va} \quad M_z=0 \quad \text{bo'lsa (4.28) dan}$$

$$I\omega = const \qquad (4.30)$$

ekanligi kelib chiqadi. Bu munosabat qo'zg'almas o'q atrofida aylanayotgan jism impuls momentining saqlanish qonunini ifodalaydi.

Bu qonundan ko'rinadiki, jismning o'qqa nisbatan impuls momenti o'zgarmaganda ($I = const$) mazkur jism o'zgarmas burchak

tezlik bilan aylanma harakatda bo'ladi. Aylanish jarayonida biror sababga ko'ra jismning inersiya momenti o'zgarsa, uning burchak tezligi ham o'zgaradi. (I ortsa, ω kamayadi va aksincha).

4.5. Aylanayotgan jismning kinetik energiyasi va bajargan ishi

Qattiq jism qo'zg'almas o'q atrofida o'zgarmas burchak tezlik (ω) bilan aylanma harakat qilayotgan bo'lsin. Uni rasmda ko'rsatilgandek, n ta mayda bo'lakchalarga fikran bo'lib chiqaylik va i-burchakning massasini Δm_i bilan va mazkur bo'lakchadan aylanish o'qigacha bo'lgan eng yaqin masofani r_i bilan belgilaylik. Burchakning har biri aylanish o'qiga tik joylashgan tekisliklarda yotuvchi aylanalar bo'lib υ_i ga teng har xil chiziqli tezlik bilan harakat qiladi. Chiziqli tezlik υ_i bilan burchak tezlik ω orasidagi $\upsilon_i=\omega r_i$ munosabat mavjudligini va barcha bo'lakchalarning burchak tezligi bir xil ($\omega = const$) ekanligini e'tiborga olib, i-bo'lakchaning kinetik energiyasini:

$$E_{ki}=\frac{\Delta m_i\upsilon_i^2}{2}=\frac{\Delta m_i(\omega r_i)^2}{2}=\frac{\omega^2}{2}\Delta m_i r_i^2 \qquad (4.31)$$

tarzda yozamiz. Qo'zg'almas o'q atrofida aylanma harakat qilayotgan jismning kinetik energiyasi ayrim bo'lakchalar kinetik energiyalarining yig'indisiga teng:

$$E_k=\sum_i E_{ki}=\frac{\omega^2}{2}\sum_i \Delta m_i r_i^2 \qquad (4.32)$$

Bu yerda, $\sum_i \Delta m_i r_i^2$ – ma'lumki, jismning aylanish o'qiga nisbatan inersiya momentini ifodalaydi. Shunday qilib, o'q atrofida aylanayotgan jismning kinetik energiyasi quyidagicha ifodalanadi:

$$E_k=\frac{I\omega^2}{2} \qquad (4.33)$$

Bu formulani ilgarilanma harakat qilayotgan jismning kinetik energiyasi ($mv^2/2$) bilan taqqoslasak, bunda jism massasi o'rnida inersiya momenti, chiziqli tezlik o'rniga burchakli tezlik turganini ko'ramiz.

Agar qo‘zg‘almas o‘q atrofida aylanayotgan jism tashqi kuch ta’sirida burchak tezligini ω_1 dan ω_2 ga o‘zgartirsa, bu kuchning bajargan ishi

$$A = \frac{I\omega_2^2}{2} - \frac{I\omega_1^2}{2}$$

ifoda yordamida aniqlanadi

Jism bir vaqtning o‘zida ham ilgarilanma, ham aylanma harakat qilishi mumkin. Jism aksariyat hollarda uning massa markazidan o‘tgan o‘q atrofida aylanadi. O‘q esa o‘z navbatida ilgarilanma harakat qiladi. Avtomobil g‘ildiragining harakati, silindr shaklidagi jismning biror tekislik ustida dumalashi shular jumlasidandir. Bunday harakatning to‘liq kinetik energiyasi ilgarilanma va aylanma harakat kinetik energiyalarining yig‘indisidan iborat bo‘ladi:

$$E_k = \frac{m\upsilon_c^2}{2} + \frac{I\omega^2}{2},$$

bunda, m -- jismning massasi, υ_s – massa markazining ilgarilanma harakatdagi tezligi.

Jism muayyan φ burchakka burilganda bajarilgan to‘liq ish esa A=Mφ bo‘ladi. Bu formulani ilgarilanma harakatda tashqi kuchlar bajargan ish formulasi ($A=F_s dS$) bilan taqqoslasak, shu narsa ayon bo‘ladiki, kuch vazifasini tashqi kuchlar momenti, chiziqli ko‘chish vazifasini esa burchak ko‘chish o‘taydi.

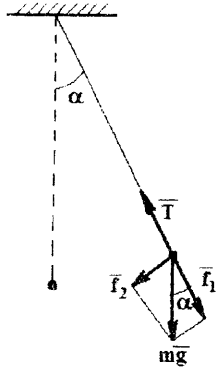
Biz yuqorida jismning ilgarilanma va aylanma harakatini tafsiflovchi ifodalar orasidagi mos o‘xshashliklar borligini ko‘rdik.

V BOB
MEXANIK TEBRANISH VA TO‘LQINLAR

5.1. Garmonik tebranishlar

Vaqt o‘tishi bilan takrorlanib turadigan harakatlarga tebranma harakat deyiladi

Tizimga ta’sir etuvchi kuchlarning tabiatiga ko‘ra, tebranma harakatlar *erkin tebranishlarga, majburiy tebranishlarga va avtotebranishlarga bo‘linadi.*



5.1-rasm.

Muvozanat vaziyatidan chiqarilgan tizimda tashqi kuchlar ta’sirida vujudga keladigan tebranishlar *erkin tebranishlar* deyiladi. Davriy ravishda o‘zgaradigan kuchlar ta’sirida vujudga keladigan tebranishlar *majburiy tebranishlar* deyiladi.

Tabiatda ko‘p uchraydigan tebranma harakatlar ichida *garmonik tebranishlar* deb ataluvchi tebranishlar muhim o‘rinni egallaydi. Garmonik tebranishlar tebranma harakatlar ichida eng muhim bo‘lib hisoblanib unga eng oddiysi hamdir.

Tebranuvchi moddiy nuqta siljishning yoki biror fizik kattalikning vaqt bo‘yicha o‘zgarishi sinus yoki kosinus qonuni bo‘yicha bo‘ladigan tebranishlarga *garmonik tebranishlar* deyiladi.

Garmonik tebranma harakatining ta’rifiga ko‘ra siljish qonuni umumiy holda quyidagicha ifodalanadi:

$$x = A\sin(\omega_0 t + \alpha) \qquad (5.1)$$

Bunda, x – moddiy nuqtaning muvozanat vaziyatidan siljishi, A – moddiy nuqtaning muvozanat vaziyatidan eng katta siljish bo'lib, bu kattalik tebranish amplitudasi nomi bilan yuritiladi. ω_0-doiraviy chastota; $\omega_0 t+\alpha$ esa garmonik tebranishning fazasi deyiladi va u kuzatilayotgan onda tebranuvchi moddiy nuqta yoki kattalik qanday vaziyatda va qaysi yo'nalishda ekanligini aniqlaydi; α-o'zgarmas kattalik bo'lib boshlang'ich faza deyiladi va u kuzatish boshlanishi oldidan muvozanat vaziyatiga nisbatan tebranishning yo'nalishi va vaziyatini aniqlaydi.

Vaqt birligi ichidagi tebranishlar soni tebranish chastotasi deyiladi va νharfi bilan belgilanadi. Chastota va to'la tebranish davri

$$\nu = \frac{1}{T}$$

munosabat bilan bog'langan; doiraviy chastota ω va oddiy chastota ν esa

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu$$

munosabat bilan o'zaro bog'langan. Oxirgi ikki formuladan ko'rinadiki, SI tizimida doiraviy chastota ω_0 moddiy nuqtaning 2π sekund davomida necha marta to'la tebranishini ifodalovchi kattalikdir; chastota ν esa moddiy nuqtaning 1 sekund davomida necha marta to'la tebranishini aks ettiradi. Doiraviy chastota burchak tezlik kabi radian taqsim sekundlarda o'lchanadi. Chastota ν ning o'lchov birligi gerts [Hz] deb yuritiladi.

(5.1) ifodani quyidagicha ham yozish mumkin:

$$x = A\cos(\omega_0 t + \alpha_1) \qquad (5.2)$$

bunda $\alpha_1=\alpha-\frac{\pi}{2}$. (5.2) formula ham garmonik tebranma harakatining siljish qonunini ifodalaydi.

5.2. Garmonik tebranma harakat qiluvchi moddiy nuqtaning tezligi, tezlanishi va energiyasi

Garmonik tebranma harakat qilayotgan moddiy nuqtaning siljishi sinuslar qonuni bo'yicha sodir bo'layotgan bo'lsin:

$$x = A\sin(\omega_0 t + \alpha)$$

Garmonik tebranuvchi moddiy nuqtaning istalgan paytdagi tezligi siljishdan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilaga teng.

$$\upsilon = \frac{dx}{dt} \quad x = A\omega_0\cos(\omega_0 t+\alpha) = \upsilon_m\cos(\omega_0 t+\alpha). \qquad (5.3)$$

bunda $A\omega_0$ υ_m tezlikning amplituda qiymati. Oxirgi tenglikni quyidagicha yozamiz:

$$\upsilon = \upsilon_m\sin\left(\omega_0 t+\alpha+\frac{\pi}{2}\right) \qquad (5.4)$$

(4) formuladan ko'rinadiki, *tebranuvchi moddiy nuqtaning tezligi ham garmonik qonun bo'yicha o'zgaradi.*

Tebranuvchi moddiy nuqtaning tezlanishi tezlikdan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilaga yoki siljishdan vaqt bo'yicha olingan ikkinchi tartibli hosilaga teng:

$$a = \frac{d^2x}{dt^2} = \ddot{x} = -A\omega_0^2\sin(\omega_0 t+\alpha) \qquad (5.5)$$

bunda $A\omega_0^2$ tezlanishning amplituda qiymati (a_m) binobarin,

$$a = a_m Sin(\omega_0 t+\alpha+\pi) \qquad (5.6)$$

ko'rinishda yozish mumkin. Bu tenglikdan ko'rinadiki, tebranuvchi moddiy nuqta tezlanishining o'zgarishi chastotasi ω_0 bo'lgan garmonik tebranma harakat qonuni bo'yicha sodir bo'ladi. Garmonik tebranuvchi moddiy nuqtaning tezlanishi siljishga nibatan faza bo'yicha π qadar oldinda ekanligi kelib chiqadi, ya'ni tezlanish va siljish qarama-qarshi faza bo'yicha o'zgaradi. (5.5) formula ko'rinishga ega bo'ladi.

$$a = -\omega_0^2 x \qquad (5.7)$$

Sterjen prujina yordamida garmonik tebranma harakat qilayotgan moddiy nuqta o'zining muvozanat vaziyatidan chetlanganda potensial energiyasi vaqt o'tishi bilan o'zgaradi. Bu bilan bir qatorda uning kinetik energiyasi ham vaqt o'tishi bilan o'zgaradi. Moddiy nuqtaning muvozanat vaziyatidan o'tayotganda, uning tezligi eng katta qiymatga erishadi va aksincha muvozanat vaziyatidan eng chetlanganda uning tezligi nolga teng bo'ladi.

Energiyaning saqlanish qonuniga ko'ra moddiy nuqtaning to'la energiyasi vaqt o'tishi bilan o'zgarmay qoladi: tebranish jarayonida moddiy nuqtaning potensial energiyasi kinetik energiyaga va aksincha kinetik energiya potensial energiyaga aylanib turadi.

Moddiy nuqta o'zining muvozanat vaziyatidan eng katta chetlanganda uning to'la energiyasi faqat potensial energiyadan, muvozanat vaziyatdan o'tayotganda esa uning to'la energiyasi faqat kinetik energiyadan iborat bo'ladi.

Muvozanat vaziyatidan x masofaga siljitilgan moddiy nuqtaning potensial energiyasi:

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

$k=\omega_0^2 m$ va $x = A\sin(\omega_0 t+\alpha)$ ekanligini e'tiborga olib yuqoridagi tenglikni quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$E_n = \frac{1}{2}m\omega_0^2 A^2 \sin^2(\omega_0 t+\alpha) \qquad (5.8)$$

Mazkur tenglama moddiy nuqta potensial energiyasining vaqt o'tishi bilan o'zgarishini ifodalaydi.

Tezligi noldan farqli bo'lgan barcha vaziyatlarda massasi m bo'lgan moddiy nuqtaning kinetik energiyasi ham noldan farqli, ya'ni

$$E_k = \frac{1}{2}m\upsilon^2.$$

Garmonik tebranma harakat qilayotgan moddiy nuqtaning tezligi ham garmonik tarzda o'zgaradi. Shuning uchun (5.1) ifodani nazarda tutsak, tebranayotgan moddiy nuqtaning kinetik energiyasi ko'rinishda yoziladi.

$$E_k = \frac{1}{2}m\omega_0^2 A^2 \cos^2(\omega_0 t+\alpha) \qquad (5.9)$$

(5.8) va (5.9) ifodalardan ko'rinadiki, moddiy nuqtaning potensial va kinetik energiyalari vaqt o'tishi bilan 0 dan $\frac{1}{2}m\omega_0^2A^2$ gacha garmonik ravishda o'zgaradi.

Energiyaning saqlanish qonuniga muvofiq garmonik tebranma harakat qilayotgan moddiy nuqtaning to'la energiyasi E uning potensial va kinetik energiyalarining yig'indisidan iborat:

$$E = E_n + E_k = \frac{1}{2}m\omega_0^2 A^2\left[\sin^2(\omega_0 t+\alpha)+\cos^2(\omega_0 t+\alpha)\right]$$

$$E = \frac{1}{2}m\omega_0^2 A^2 = const \qquad (5.10)$$

bunda o'ng tarafdagi ifoda ma'lumki 1 ga teng. Shunday qilib, garmonik tebranma harakatining to'la energiyasi vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi.

5.3. Garmonik tebranma harakatining differensial tenglamasi

Tebranma harakatning differensial tenglamasi deyilganda tebranayotgan moddiy nuqtaning harakat tenglamasi tushuniladi. Garmonik tebranma harakat qilayotgan moddiy nuqtaning harakat tenglamasi ma'lum bo'lgan paytda uning vaziyatini yoki holatini aniqlashga imkon beradi. Prujinali mayatnik tebranishi misolida garmonik tebranish differensial tenglamasi ifodasini keltirib chiqaramiz. Yengil va qayishqoq prujinaga osilgan va qayshqoqlik kuchi ta'sirida tebranadigan jismga prujinali mayatnik deyiladi. Tebranayotgan jism(moddiy nuqta)ga tezlanish beruvchi kuch – prujinaning qaysh-qoqlik kuchidir

$$F = -kx.$$

Bu kuch ta'sirida tebranuvchi jism(moddiy nuqta) tezlanish oladi

$$a = \frac{dx}{dt} = -A\omega_0^2 \sin(\omega_0 t+\alpha)$$

U holda Nyutonning ikkinchi qonuni quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = -kx \quad \text{yoki} \quad m\ddot{x} + kx = 0$$

Oxirgi tenglamani $\ddot{x}+\frac{k}{m}x=0$ tarzda yozamiz va undagi $\frac{k}{m}$ miqdor musbat son bo'lganligi tufayli uni ω_0^2 orqali belgilaymiz:

$$\frac{k}{m} = \omega_0^2 \qquad (5.11)$$

Natijada *garmonik tebranma harakatining* quyidagi *differensial tenglamasiga* ega bo'lamiz:

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = 0 \qquad (5.12)$$

Demak prujinali mayatnikning harakat tenglamasi bir jinsli ikkinchi tartibli differensial tenglama tarzida ifodalandi. (5.12) tenglama

prujinali mayatnik misolida keltirib chiqarilgan bo'lsa ham, u barcha garmonik tebranishlar uchun o'rinlidir va uning yechimi garmonik tebranma harakat qilayotgan moddiy nuqtaning harakat qonunini ifodalaydi, (5.12) tenglamaning yechimi ekanligiga ishonch hosil qilish mumkin.

$$x = A\sin(\omega_0 t + \alpha) \qquad (5.13)$$

yoki

$$x = A\cos(\omega_0 t + \alpha). \qquad (5.14)$$

Garmonik tebranma harakatining asosiy xususiyatlaridan biri uning *davriyligidir*.

Yuqoridagi tenglamalardan prujinali mayatnikning *tebranish davri* uchun ifodani olamiz.

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}} \qquad (5.15)$$

5.4. Matematik mayatnik

Cho'zilmaydigan vaznsiz ipdan va unga osilgan massasi m bo'lgan moddiy nuqtadan iborat tizimni matematik mayatnik deyiladi. Mayatnikni muvozanat vaziyatidan chiqarsak, ya'ni uni muvozanat vaziyatiga nisbatan φ burchakka og'dirsak, uni muvozanat vaziyatiga qaytaruvchi kuch paydo bo'ladi. (5.1-rasm). Bu kuch son jihatidan quyidagiga teng:

$$f_2 = mg\sin\varphi. \qquad (5.16)$$

Bu kuch prujinaning qayishqoqlik kuchiga juda o'xshash. Chunki bu kuch ham, prujinaning qayishqoqlik kuchi ham tebranuvchi tizimni muvozanat vaziyatiga qaytarishga intiladi. Shu tufayli f_1 kuch qayishqoqlik kuchi bo'lmasa ham uni *kvaziqayishqoq kuch* deb yuritiladi.

Tizimni muvozanat vaziyatiga qaytaruvchi f_1 kuch ta'sirida massasi m bo'lgan sharcha a tezlanish oladi. Bu xususiy hol uchun Nyutonning ikkinchi qonuni quyidagicha yoziladi:

$$m\vec{a} = -m\vec{g}\sin\varphi, \text{ bundan } \vec{a} = -\vec{g}\sin\varphi \qquad (5.17)$$

Manfiy ishora f_2 kuchning yo'nalishi siljishga qarama-qarshi ekanligini bildiradi. Matematik mayatnik φ burchakka chetlanganda sharcha bosib o'tgan trayektoriyaning radiusi l bo'lgan aylananing yoyi bo'ylab harakatidagi burchak tezlanish chiziqli tezlanish bilan quyidagicha bog'langan:

$$a = \varepsilon l = \ddot{\varphi} l,$$

bunda $\varepsilon = \ddot{\varphi}$ ekanligi e'tiborga olindi. Endi bu ifodani (5.17) ga qo'yib, uni quyidagi tarzda yozish mumkin.

$$\varphi l = g\sin\varphi \text{ yoki } \ddot{\varphi} l + g\sin\varphi = 0 \qquad (5.18)$$

Mayatnikning kichik tebranishlari bilan chegaralanamiz: u holda $\sin\varphi \approx \varphi$ deb qabul qilish mumkin. Shunga ko'ra (5.18) ifodani quyidagicha yozamiz

$$\varphi l + g\varphi = 0 \quad \text{yoki} \quad \ddot{\varphi} + \frac{g}{l}\varphi = 0.$$

Hosil qilingan tenglamada

$$\frac{g}{l} = \omega_0^2 \qquad (5.19)$$

belgilash kiritish muayyan fizik ma'noga ega. Natijada

$$\ddot{\varphi} + \omega_0^2\varphi = 0 \qquad (5.20)$$

ko'rinishdagi differensial tenglamaga ega bo'lamiz. (5.20) tenglamaning yechimi

$$\varphi = A\sin(\omega_0 t + \alpha) \qquad (5.21)$$

yoki

$$\varphi = A\cos(\omega_0 t + \alpha) \qquad (5.22)$$

ko'rinishda bo'lishi mumkin (bunda α – tebranishning boshlang'ich fazasi, A – harakatchi burchakning amplituda qiymati). (5.21) va (5.22) tenglamalar *garmonik harakat tenglamalaridir*. Demak, kichik tebranishlarda matematik mayatnik o'zining muvozanat vaziyati atrofida

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{g}{l}} \qquad (5.23)$$

chastota bilan tebranma harakat qiladi. Bu chastota matematik mayatnikning *xususiy tebranish chastotasi* deyiladi.

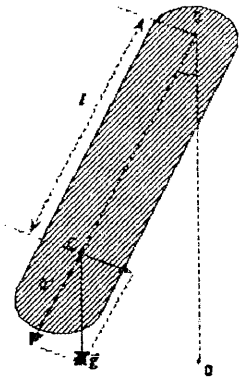
Ikkinchi tomondan $\omega_0 = \frac{2\pi}{T}$ ekanligi va (5.23) tenglikni nazarda tutsak, matematik mayatnikning to'la tebranish davri

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}} \qquad (5.24)$$

bo'ladi. Bundan ko'rinadiki, matematik mayatnikning to'la tebranish davri faqat uning uzunligiga hamda og'irlik kuchi ta'sirida jismning erkin tushish tezlanishiga bog'liq bo'lib, tebranuvchi jismning massasiga va tebranish amplmitudasiga bog'liq emas.

5.5. Fizik mayatnik. Izoxronlik

Fizik mayatnik deb, og'irlik markazidan o'tmaydigan o'q atrofida tebranma harakat qila oladigan qattiq jismga aytiladi. Mazkur o'q (O nuqtadan o'tgan o'q) *osilish o'qi* deyiladi. Bu o'q og'irlik markazi (C) dan *l* masofada joylashgan (5.2-rasm). Mayatnikni muvozanat vaziyati (OO') dan biror burchakka, aytaylik chap tomonga og'dirsak og'irlik kuchining tashkil etuvchisi $\vec{P}_\tau$ uni muvozanat vaziyatiga qaytarishga intiladi. Mayatnik og'irlik markazidan o'tayotganda o'z inersiyasi ta'sirida harakatini davom ettirib o'ng tomonga og'adi va bu jarayon takrorlanadi, ya'ni u muvozanat vaziyati atrofida tebranma harakat qiladi Agar osilish o'qidagi ishqalanish kuchini hisobga olmasak, tebranish og'irlik kuchining $\vec{P}_\tau = -m\vec{g}\sin\varphi$ tashkil etuvchisi tufayli sodir bo'ladi. Manfiy ishora kuchning chetlanish ($\varphi \sim \sin\varphi$)ga qaramaqarshi ekanligini bildiradi. $\vec{P}_\tau$ ning ta'sirida mayatnikni muvozanat vaziyatiga qaytaruvchi



5.2-rasm.

$$M = -mgl\sin\varphi \qquad (5.25)$$

ga teng kuch momenti vujudga keladi; bunda l – osilish o'qiga nisbatan $\vec{P}_\tau$ kuchining yelkasi.

Osilish o'qiga nisbatan jismning inersiya momentini I bilan belgilasak jismga qo'yilgan kuch momenti:

$$M = I\varepsilon = I\ddot{\omega} = I\ddot{\varphi} \qquad (5.26)$$

tenglik ifodalanadi (5.25) va (5.26) tengliklardan quyidagiga ega bo'lamiz

$$I\ddot{\varphi} = -mgl\ \sin\ \varphi \qquad (5.27)$$

Kichik tebranishlar uchun $\sin\varphi \approx \varphi$ deb qabul qilib (5.27)tenglikni

$$I\ddot{\varphi} + mgl\,\varphi = 0 \text{ yoki } \ddot{\varphi} + \frac{mgl}{I}\varphi = 0 \qquad (5.28)$$

ko'rinishda yozamiz. Oxirgi ifodaga

$$\frac{mgl}{I} = \omega_0^2 \qquad (5.29)$$

belgilash kiritamiz, bunda ω_0 – fizik mayatnikning *xususiy tebranish chastotasi* deyiladi. Shunda (5.28) tenglamani

$$\ddot{\varphi} + \omega_0^2\varphi = 0 \qquad (5.30)$$

ko'rinishda yozamiz. Bu tenglama garmonik tebranma harakatning differensial tenglamasidir, chunki (5.30) da siljish o'rnida og'ish burchagi (φ) qatnashayapti. Ma'lumki uning yechimi $\varphi = A\sin(\omega_0 t + \alpha)$ yoki $\varphi = A\cos(\omega_0 t + \alpha)$ ko'rinishga ega. (5.29), (5.30) va oxirgi tenglikdan shunday xulosaga kelamizki, kichik tebranishlarda fizik mayatnik

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{mgl}{I}} \qquad (5.31)$$

xususiy chastota bilan o'zining muvozanat vaziyati atrofida garmonik tebranma harakat qiladi. Uning to'la tebranish davri, ravshanki

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{\frac{I}{mgl}} \qquad (5.32)$$

formula bilan aniqlanadi. Bu formulaga ko'ra fizik mayatnikning tebranish davri uchun massasi (m) ga bog'liqdek ko'rinadi; aslida esa massaning o'zi emas, balki massaning mayatnikga taqsimlanishini ifodalovchi kattalik I ga bog'liq.

Fizik mayatnikning xuddi matematik mayatnikning tebranish davriga o'xshash

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{L}{g}}$$

ko'rinishda yozish mumkin, bundagi $L = \frac{I}{ml}$ – fizik mayatnikning *keltirilgan uzunligi* deyiladi va rasmda ko'rsatilgan OO' nuqtalar

orasidagi uzunlikka teng. O' nuqta shunday xususiyatga egaki, agar fizik mayatnik osilgan O nuqtadagi o'qni OC chiziqning davomidagi O' nuqtaga ko'chirsak, uning tebranish davri o'zgarmaydi.

(5.32) ifodadan ko'rinadiki, kichik tebranishlarda fizik mayatnikning tebranish davri uning tebranish amplitudasiga bog'liq emas. Agar tebranish davri amplitudaga bog'liq bo'lmasa, bunday tebranishlar *izoxron tebranishlar* deyiladi.

5.6. Bir yo'nalishdagi bir xil chastotali tebranishlarni qo'shish. Amplituda-vektor usuli

Garmonik tebranishlar ko'pincha chizma ravishda amplituda-vektor usuli bilan tasvirlanadi va bu usul *vektor diagramma usuli* deb ham ataladi. Bu usulning mohiyati quyidagidan iborat:

X o'qidagi ixtiyoriy O nuqtadan uzunligi tebranish amplitudasining son qiymatiga teng bo'lgan $\vec{A}$ vektorni shunday joylashtiramizki, bu vektor OX o'qi bilan tebranishning boshlang'ich fazasi α ga teng burchak hosil qilsin. Agar $\vec{A}$ vektorni O nuqta atrofida soat miliga teskari yo'nalishda ω_0 burchak tezlik bilan aylanma harakatga keltirsak, bu vektorning X o'qidagi proyeksiyasi A va -A orasida o'zgaradi t vaqtdan so'ng uning X o'qidagi proyeksiyasi

$$X = A\cos(\omega_0 t + \alpha)$$

bo'ladi, bu esa tebranuvchi moddiy nuqtaning t paytdagi siljishidir. Shunday qilib, ω_0 chastota bilan sodir bo'layotgan garmonik tebranishini X o'qidagi ixtiyoriy nuqta atrofida ω_0 burchak tezlik bilan aylanuvchi amplituda vektori ($\vec{A}$) ning shu o'qdagi proyeksiyasining vaqt bo'yicha o'zgarishi tarzida tasvirlash mumkin: bunda t=0 paytdagi $\vec{A}$ vektorning X o'q bilan tashkil qilgan burchagi tebranishning boshlang'ich fazasini ifodalaydi.

Moddiy nuqta bir vaqtning o'zida ikki va undan ortiq tebranishlarda qatnashishi mumkin. Masalan, yurib ketayotgan vagonning shipiga prujinali mayatnikni osib va uni muvozanat vaziyatidan chiqarib qo'yib yuborsak, mayatnik vagonning shipiga nisbatan tik yo'nalishdagi xususiy tebranishlardan tashqari vagon bilan birgalikda tebranma harakatda qatnashadi, chunki vagonning

[illegible] yo'lning ulangan joylaridan o'tganda tik yo'nalishda [illegible] keladi. Shunday qilib, Yer bilan bog'liq sanoq [illegible] prujinali mayatnik bir tomonga ufqqa nisbatan tik yo'nalgan [illegible] tebranishda ishtirok etadi.

Moddiy nuqta bir xil yo'nalish bo'yicha bir xil chastota, lekin [illegible] amplituda va boshlangich fazalar bilan sodir bo'layotgan ikki [illegible] qatnashayotgan bo'lsin. Shunga ko'ra bu ikki tebranish [illegible]:

$$X_1 = A_1\cos(\omega_0 t + \alpha_1) \qquad (5.33)$$

$$X_2 = A_2\cos(\omega_0 t + \alpha_2) \qquad (5.34)$$

[illegible] mumkin. Har ikki tebranma harakat bir [illegible] bo'layotganligi tufayli natijaviy tebranish, ya'ni [illegible] siljishlarning yig'indisidan iborat ekanligini [illegible] qiyin emas. Qo'shiluvchi tebranishlarning chastotalari [illegible] tufayli T vaqt o'tgandan so'ng X_1 va X_2 siljishlar [illegible] qiymatlariga ega bo'ladi. Shuning uchun [illegible] yig'indisi (X) ham chastotasi $\omega_0$ga teng [illegible] tebranma harakatdan iborat bo'ladi, ya'ni :

$$X = X_1 + X_2 = A\cos(\omega_0 t + \alpha) \qquad (5.35)$$

[illegible] A, α kattaliklarni topish uchun yuqorida [illegible] amplituda-vektor usulini qo'llaymiz. $\vec{A}$ [illegible] topish uchun parallelogrammga kosinuslar [illegible] qo'llaymiz:

[illegible] $A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos(\alpha_1 - \alpha_2)$ (5.35)

[illegible] boshlang'ich fazasini topamiz:

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{A_1\sin\alpha_1 + A_2\sin\alpha_2}{A_1\cos\alpha_1 + A_2\cos\alpha_2} \qquad (5.36)$$

[illegible] bir yo'nalishda sodir bo'layotgan bir xil chastotali [illegible] tebranma harakatda bir vaqtning o'zida qatnashganda, moddiy nuqtaning natijaviy tebranishi ham qo'shiluvchi [illegible] bir xil chastotali garmonik tebranishdan [illegible]

5.7. O‘zaro tik bo‘lgan tebranishlarni qo‘shish

Moddiy nuqta bir vaqtning o‘zida o‘zaro tik yo‘nalishlaridagi bir xil chastotali ikkita tebranishda qatnashishi mumkin. Bunday tebranish bilan tanishish maqsadida uzunligi l bo‘lgan ingichka ipga osilgan metall sharchaning X va Y koordinata o‘qlari bo‘ylab tebranishni olib qaraylik. Bu holda har ikkala X va Y yo‘nalishda ham matematikaviy mayatnikning o‘zaro tik yo‘nalishlardagi tebranishlar chastotasi uning uzunligi l bilan aniqlanadi. Matematikaviy mayatniklar o‘zaro tik yo‘nalishlardagi tebranishlarda bir vaqtning o‘zida ishtirok etishni amalga oshirish uchun X koordinata o‘qi yo‘nalishida tebranib turgan sharchaga Y koordinata o‘qi yo‘nalishida boshlang‘ich turtki bilan ta’sir etish kifoya.

Sharchaning natijaviy tebranishdagi trayektoriyasini aniqlash X va Y koordinata o‘qlari bo‘yicha tebranishlarni qo‘shish vositasida amalga oshiriladi.

Mazkur o‘qlar bo‘yicha garmonik tebranishlardagi siljish qonuniyatlarini quyidagicha yozamiz:

$$X = A_1 \sin(\omega_0 t + \alpha_1) \tag{5.37}$$

$$Y = A_2 \sin(\omega_0 t + \alpha_2) \tag{5.38}$$

Umumiy holda sharchaning natijaviy trayektoriyasi murakkab egri chiziqdan iborat bo‘ladi. Bir necha xususiy hollarni qarab chiqaylik:

1. Tebranishlarning boshlang‘ich fazalari o‘zaro teng ($\alpha_1 = \alpha_2$). Bu holni amalga oshirish uchun X koordinata o‘qi bo‘ylab tebranayotgan sharchaga u o‘zining muvozanat vaziyatidan o‘tayotganda unga Y koordinata o‘qi yo‘nalishda boshlang‘ich turtki berish lozim. Sharchaning natijaviy trayektoriyasini aniqlash uchun (5.37) tenglikning (5.38) tenglikka nisbatini olamiz ($\alpha_1=\alpha_2$):

$\frac{X}{Y} = \frac{A_1}{A_2}$, bundan $Y = \frac{A_2}{A_1} X$ ga ega bo‘lamiz.

Bu esa to‘g‘ri chiziq tenglamasidir, ya’ni sharcha koordinata boshidan o‘tuvchi ana shu to‘g‘ri chiziq bo‘yicha tebranadi. Uning muvozanat vaziyatidan siljishi

$$r = \sqrt{x^2 + y^2}$$

[illegible] aniqlanadi. Bu formuladagi x va y lar o‘rniga (5.37) va (5.38) ifodalarni qo‘yib, sharchaning muvozanat vaziyatidan [illegible] qonuniyatini topamiz.

$$r = \sqrt{A_1^2 + A_1^2} \sin\omega_0 t \tag{5.39}$$

[illegible] ekanligi nazarda tutildi) Oxirgi tenglikdan [illegible] sharcha o‘z muvozanat vaziyati atrofida (5.39) formula bilan ifodalangan to‘g‘ri chiziq bo‘ylab chastotasi ω_0 va amplitudasi [illegible] bo‘lgan garmonik tebranma harakat qiladi.

[illegible] bo‘lsin, bundan $\alpha_1 = \alpha_2 + \pi$ bo‘ladi. U holda (5.37) [illegible] quyidagicha yoziladi.

$$X = A_1 \sin(\omega_0 t + \alpha_2 + \pi) = -A_1 \sin(\omega_0 t + \alpha_2) \tag{5.40}$$

[illegible] tenglikning (5.40) tenglikka nisbatan olsak, quyidagiga ega [illegible]

$$Y = -\frac{A_2}{A_1} X \tag{5.41}$$

[illegible] sharchaning natijaviy tebranish trayektoriyasi koordinata [illegible] o‘tuvchi (5.41) ifoda bilan berilgan to‘g‘ri chiziq bo‘yicha [illegible] tebranma harakatdan iborat bo‘ladi.

[illegible] bo‘lsin, bu tenglikni $\alpha_1 = \alpha_2 + \pi/2$ ko‘rinishda yozish [illegible] U holda (5.37) tenglik

$$X = A_1 \sin(\omega_0 t + \alpha_2 + \pi/2) = A_1 \cos(\omega_0 t + \alpha_2) \tag{5.42}$$

[illegible] bo‘ladi. Endi (40) va (36) ifodalarni

[illegible] $\cos(\omega_0 t + \alpha_2)$, $\frac{Y}{A_2} = \sin(\omega_0 t + \alpha_2)$

[illegible] Oxirgi ikki tenglikni kvadratga ko‘tarib, so‘ng ularni [illegible] quyidagicha ifoda kelib chiqadi:

$$\frac{X^2}{A_1^2} + \frac{Y^2}{A_2^2} = 1 \tag{5.43}$$

[illegible]

5.8. So'nuvchi tebranishlar

Hozirgacha biz o'zgarmas amplituda bilan sodir bo'ladigan, ya'ni faqat kvaziqayishqoq kuch ta'sirida sodir bo'ladigan tebranishlarni qaradik. Amalda har qanday tizimning tebranishi (agar tashqaridan energiya olib turmasa) so'nuvchan bo'ladi, tebranish amplitudasi vaqt o'tishi bilan uzluksiz kamayib boradi. Buning sabab shundaki, jismning tebranma harakatiga atrof-muhit tomonidan qarshilik ko'rsatiladi va binobarin, tizim o'z energiyasini muhit qarshiligini yengishga, tayanch va osmalardagi ishqalanishlarga uzluksiz ravishda sarflaydi. Shu boisdan tebranma harakat tenglamasini ifodalovchi Nyutonning ikkinchi qonunida kvaziqayishqoq kuch ($F=-kx$) bilan bir qatorda muhitning qarshilik kuchi ham qatnashishi lozim. Tajribalarning ko'rsatilishicha uncha katta bo'lmagan tezlik uchun muhitning qarshilik kuchi, shu jumladan ishqalanish kuchi ham, tezlikka to'g'ri mutanosib bo'lib, harakat yo'nalishiga nisbatan teskari tomonga yo'nalgan:

$$F_k = -rv = -r\frac{dx}{dt} = -r\dot{x},$$

Bunda, r – muhitning qarshilik koeffitsiyenti. So'nuvchi tebranishni ifodalovchi Nyutonning ikkinchi qonuni quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = -kx - r\frac{dx}{dt} \quad \text{yoki}$$

$$m\ddot{x} + r\dot{x} + kx = 0$$

Oxirgi tenglamaning har ikkala tomonini m ga bo'lamiz

$$\ddot{x} + \frac{r}{m}\dot{x} + \frac{1}{m}kx = 0. \text{ Bu tenglamaga}$$

$$\frac{k}{m} = \omega_0^2, \quad \frac{r}{m} = 2\delta \tag{5.44}$$

belgilashni kiritsak, u quyidagicha ko'rinishga keladi.

$$\ddot{x} + 2\delta\dot{x} + \omega_0^2 x = 0 \tag{5.45}$$

bu ifodadagi ω_0 tizimning muhitning qarshiligi bo'lmagan holdagi xususiy tebranish chastotasi, δ-so'nish koeffitsiyenti. Muhitning

qarshiligi kam bo'lganda tenglamaning yechimi $\delta<\omega_0$ bo'lganda quyidagicha bo'ladi:

$$x = A_0 e^{-\delta t}\sin(\omega t + \alpha) \tag{5.46}$$

Bunda A_0 – tebranishning boshlang'ich (t=0 bo'lgandagi) amplitudasi, $A_0e^{-\delta t}$ ko'paytma t paytdagi so'nuvchi tebranish amplitudasi deyiladi, ω – so'nuvchi tebranish chastotasi, uning qiymati quyidagi munosabat bilan aniqlanadi:

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m} - \frac{r^2}{4m^2}} = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2} \tag{5.47}$$

Bu ifodadan ko'rinadiki, so'nuvchi tebranish chastotasi (ω) xususiy tebranish chastotasi (ω_0) dan kichik. tenglikka binoan so'nuvchi tebranish davri

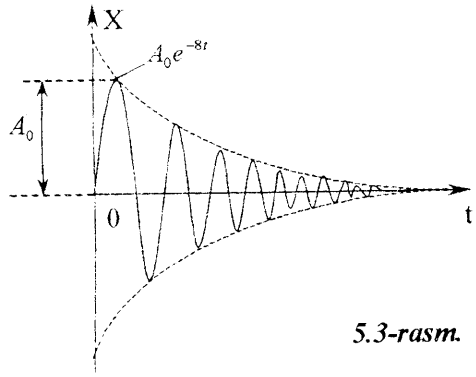
$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}}$$

muhitning qarshiligi ortishi bilan tebranishlar davri ortadi (tebranishlar sekinlashadi).

Muhitning qarshiligi bo'lganda jismning vaqt o'tishi bilan o'zgarishi grafigi quyidagi rasmda ko'rsatilgan. So'nuvchi tebranishlar amplitudasi vaqt o'tishi bilan

$$A = A_0 e^{-\delta t} \tag{5.48}$$

qonuniyat bo'yicha (A_0 va δ o'zgarmas) ko'yicha kamayib boradi. So'nuvchi tebranishlarda ketma-ket ikki amplitudaning nisbati doimo e ga farq qiluvchi ikkita ketma-ket amplitudalarning nisbatiga teng bo'ladi:



5.3-rasm.

$$\frac{A_0e^{-\delta}}{A_0e^{-\delta(t+T)}} = e^{\delta T}$$

so'nish dekrementi deb ataladi, uning natural logarifmi esa *so'nishning logarifmik dekrementi* deyiladi va λ bilan belginadi. Bu kattalik so'nishning o'lchovi sifatida qo'llaniladi (5.49) tenglamadan ko'rinishicha, so'nish koeffitsiyenti δ bir davrga teng vaqtdagi so'nishni aks ettiradi.

$$\lambda = \ln\frac{A_0e^{-\delta t}}{A_0e^{-\delta(t+T)}} = \delta T \qquad (5.49)$$

So'nishning o'lchovi bo'lgan λ qanday kattalik ekanini aniqlaylik. Shu maqsadda (5.48) ifodani

$$\frac{A_0}{A} = e^{\delta t}$$

ko'rinishda, (5.49) ifodani esa δ=λ/T ko'rinishda yozsak, bu oxirgi ikki tenglamadan

$$\frac{A_0}{A} = e^{\frac{\lambda}{T}t} \qquad (5.50)$$

ifodaga ega bo'lamiz; bunda A_o – boshlang'ich amplituda, A esa t paytdagi amplituda so'nuvchi tebranishda amplituda e=2,73 marta kamayishi uchun ketgan t=τ vaqt davomida tizim N marta tebrangan bo'lsa: bo'ladi va (5.50) ifoda

$$N = \frac{t}{T} = \frac{\tau}{T}$$

$\frac{A}{A_0} = e^{N\lambda}$ ko'rinishini oladi. Shartga ko'ra, $A_0/A = e$ bo'lganligi uchun $e^{N\lambda} = e$ va bunda Nλ=1 yoki

$$\lambda = \frac{1}{N}$$

[illegible] bo'lib chiqadi. Oxirgi tenglikdan ko'rinadiki, so'nishning logarifmik dekrementi amplituda *e* marta kamayishi uchun ketgan [illegible] tebranishlar sonini aniqlovchi kattalikdir.

Tebranishning so'nishini boshqacha tavsiflash ham mumkin. Bu [illegible] ko'pincha tebranuvchi tizimning asliligi (Q) degan [illegible] bilan ifodalanadi

$$Q = \frac{\pi}{\lambda} = \pi N$$

Bu formuladan ko'rinadiki, tebranuvchi tizimning asliligi Q son [illegible] tebranish amplitudasi *e* marta kamayishi uchun ketgan vaqt [illegible] tebranishlar sonining π ga ko'paytmasiga teng. Boshqacha [illegible] Q ning katta qiymatlariga λ ning kichik qiymatlari to'g'ri [illegible]

5.4. Majburiy tebranishlar

[illegible] tashqi kuch ta'sirida tizimda vujudga [illegible] tebranishlarga majburiy tebranishlar deyiladi.

Majburiy tebranishlarning erkin tebranishlardan farqi shundaki, majburiy tebranish [illegible] chastotasi tizimning o'z xususiyatidan [illegible] bog'liq [illegible] ta'sirning chastotasi bilan aniqlanadi. Masalan, [illegible] holni tizimga ta'sir etuvchi tashqi kuch [illegible] bilan o'zgaradigan holni qarab chiqish bilan [illegible] tashqi kuch ω chastota bilan

$$F = F_0\cos\omega t$$

[illegible] bunda, F_0 – tashqi kuchning amlituda qiymati. [illegible] bunday tashqi kuchni *majbur* [illegible] ta'sir etgan tizimga o'zgaruvchan tashqi kuch [illegible] muvozanat vaziyatidan asta-sekin qo'zg'ala [illegible] tashqaridan berilgan energiya qisman [illegible] energiyasini oshirishga sarflansa, qisman [illegible] muhitning qarshilik kuchini yengishga [illegible] tebranishning amplitudasi orta boradi. [illegible] ishqalanish kuchini hamda [illegible] yengishga vaqt birligi ichida sarf-[illegible] uzatilayotgan energiyaga teng bo'lib

qoladi. Shu paytdan boshlab tizimning tebranishi barqarorlashadi, ya'ni u o'zgarmas amplituda bilan tebrana boshlaydi. Barqaror holatga kelgan tebranishlarni qarab chiqaylik.

Majburiy tebranma harakat qilayotgan tizimga bir vaqtning o'zida kvaziqayishqoq kuch ($-kx$) va muhitning qarshilik kuchi ($-r\frac{dx}{dt}$) dan tashqari, tashqi kuch ($F=F_0\cos\omega t$) ham ta'sir etadi. Binobarin, majburiy tebranishlar uchun Nyutonning ikkinchi qonunini quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = -kx - r\frac{dx}{dt} + F_0\cos\omega t$$

bu tenglamani quyidagicha ko'rinishda yozamiz.

$$\ddot{x} + 2\delta\dot{x} + \omega_0^2 x = \frac{F_0}{m}\cos\omega t \qquad (5.51)$$

Barqaror holatga kelgan majburiy tebranish ω chastota bilan sodir bo'lishini ko'zda tutsak, tenglamaning yechilishini

$$x = A\cos(\omega t + \alpha) \qquad (5.52)$$

tarzda ifodalash maqsadga muvofiq bo'ladi. (5.52) ifoda (5.51) tenglamaning yechimi ekanligini tekshirib ko'ramiz. Buning uchun $\dot{x} = -\omega A\sin(\omega t+\alpha)$, $\ddot{x} = -\omega^2 A\cos(\omega t+\alpha)$ ekanligini e'tiborga olib (5.50) ifodani va oxirgi ikki tenglikni (5.51) tenglamaga qo'yamiz. Natijada mazkur tenglama ayniyatga aylanadi va uning majburiy tebranish amplitudasi A ni aniqlaymiz:

$$-\omega^2 A\cos(\omega t+\alpha) - 2\delta\omega A\sin(\omega t+\alpha) + \omega_0^2 A\cos(\omega t+\alpha) = \frac{F_0}{m}\cos\omega t.$$

ma'lum trigonometrik formulalardan foydalanib (sinus va kosinuslarni yoyib chiqib) bu tenglamani quyidagicha yozish mumkin:

$$-\omega^2 A(\cos\omega t\cos\alpha - \sin\omega t\sin\alpha) - 2\delta\omega A(\sin\omega t\cos\alpha + \cos\omega t\sin\alpha) +$$

$$+\omega_0^2 A(\cos\omega t\cos\alpha - \sin\omega t\sin\alpha) = \frac{F_0}{m}\cos\omega t$$

bu tenglama ayniyatga aylanishi uchun chap va o'ng tomondagi $\cos\omega t$ va $\sin\omega t$ koeffitsiyentlar o'zaro teng bo'lishi kerak:

$$-\omega^2 A\cos\alpha = 2\delta\omega A\sin\alpha - \omega_0^2 A\cos\alpha + \frac{F_0}{m}$$

$$\omega^2 A\sin\alpha = 2\delta\omega A\cos\alpha + \omega_0^2 A\sin\alpha.$$

$$(\omega_0^2 - \omega^2)A\cos\alpha - 2\delta\omega A\sin\alpha = \frac{F_0}{m} \qquad (5.53)$$

$$(\omega_0^2 - \omega^2)A\sin\alpha + 2\delta\omega A\cos\alpha = 0 \qquad (5.54)$$

(5.53) va (5.54) ifodalarni alohida-alohida kvadratga ko'tarib, qo'shib chiqsak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$A^2\left[(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\delta^2\omega^2\right] = \frac{F_0^2}{m^2}$$

bundan majburiy tebranish amplitudasi

$$A = \frac{F}{m\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\delta^2\omega^2}} \qquad (5.55)$$

(5.54) tenglamadan esa majburiy tebranish

$$\operatorname{tg}\alpha = -\frac{2\delta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \qquad (5.56)$$

ifodadan ko'rinadiki, majburiy tebranish amplitudasi tashqi kuchning o'zgarish chastotasi (ω) ga (agar ω_0=const). Amplituda va faza tashqi chastotasiga qanday bog'liqligini qarab

qiymatga erishish uchun (5.55) ifodaning erishishi lozim. Maxraj eng kichik ildiz ostidagi ifodaning hosilasi nolga teng

$$4(\omega_0^2 - \omega^2)\omega + 8\delta^2\omega = 0 \text{ yoki } -(\omega_0^2 - \omega^2) + 2\delta^2 = 0$$

$$\omega^2 = \omega_0^2 - 2\delta^2$$

chastotasi

$$\omega_p = \sqrt{\omega_0^2 - 2\delta^2} \qquad (5.57)$$

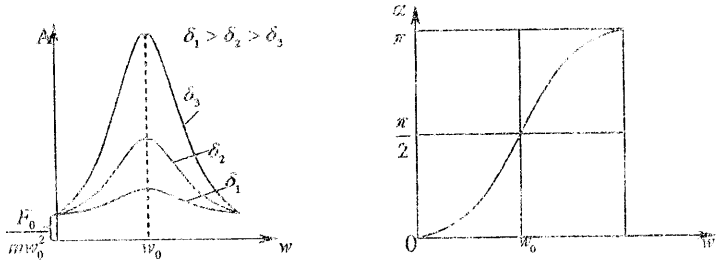
amplitudasi eng katta qiymatga *rezonans* deyiladi va tashqi kuchning bu deyiladi

majburiy tebranish amplitudasi nimaga (5.57) tenglikni (5.55) ga

$$A_r = \frac{F_0}{2m\delta\sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}} \qquad (5.58)$$

Ko'rinib turibdiki, δ kamaygan sari majburiy tebranish amplitudasi Ar oshib boradi. Xususiy holda, ya'ni so'nish bo'lmaganda (δ=0 bo'lganda) rezonans chastota tizimning xususiy tebranish chastotasiga teng bo'lishi va majburiy tebranish amplitudasi cheksiz katta qiymatga erishishi kerak. Tabiiy sharoitlarda esa δ ning qiymati noldan farqli, binobarin Ar cheksiz katta bo'la olmaydi. δ ning qiymati noldan farqli bo'lganligi tufayli tashqi kuchning chastotasi tizimning xususiy tebranish chastotasiga yaqinlashganda rezonans hodisasi sodir bo'ladi.

Binobarin rezonans hodisasi tashqi kuchning o'zgarish chastotasi tizimning xususiy tebranish amplitudasining keskin oshishidan iborat ekan.



5.4-rasm.

So'nish koeffitsiyenti har xil qiymatlarda majburiy tebranish amplitudasining tashqi kuch chastotasiga bog'liq egri chiziqlari bu egri chiziqlar *rezonans egri chiziqlari* deyiladi. Tashqi kuchning o'zgarish chastotasi nolga teng bo'lganda, ya'ni tizimga o'zgarmas kuch ta'sir qilganda, rezonans egri chiziqlari amplituda o'qini

$$A_0 = \frac{F_0}{m\omega^2} \qquad (5.59)$$

qiymatda kesib o'tadi. Bu tizimga o'zgarmas kuch (ω=0) ta'sir etib tursa, u o'zining muvozanat vaziyatidan (5.59) ifoda bilan aniqlanadigan masofaga chetlanib turadi degan ma'noni anglatadi

5.10. Mexanik to'lqinlarning elastik muhitda tarqalishi

Tebranishlarning elastik muhitda tarqalish jarayoni to'lqin deb ataladi. To'lqin tarqalayotgan muhitning zarralari to'lqin bilan birga ko'chmaydi, ular faqat o'z muvozanat holatlari atrofida tebranib turadi. Zarralarning tebranishi to'lqin tarqalayotgan yo'nalishga nisbatan qanday yo'nalganligiga qarab to'lqinlar bo'ylama va ko'ndalang to'lqinlarga ajraladi. Bo'ylama to'lqinda muhitning zarralari to'lqinning tarqalayotgan yo'nalishi bo'ylab tebranadi. Ko'ndalang to'lqinda muhitning zarralari to'lqinlar tarqalayotgan yo'nalishga perpendikulyar yo'nalishda tebranadi. Mexanik ko'ndalang to'lqinlar faqat siljish qarshiligiga ega bo'lgan muhitda vujudga kelishi mumkin. Shuning uchun suyuq va gaz holatdagi muhitlarda faqat bo'ylama to'lqinlar vujudga kelishi mumkin. Qattiq muhitda bo'ylama va ko'ndalang to'lqinlar vujudga kelishi mumkin.

Bir xil fazada tebranayotgan o'zaro yaqin zarralar orasidagi masofa *to'lqin uzunligi* deyiladi. To'lqin uzunligi, ravshanki, to'lqinning bir davr ichida tarqalgan masofasiga teng:

$$\lambda = \upsilon T$$

Bu munosabatda T ni 1/ν bilan (ν-tebranishlar chastotasi) almashtirsak, quyidagini topamiz:

$$\lambda\nu = \upsilon$$

To'lqin jarayon tebranish manbaidan tarqalib fazoning yangi-yangi nuqtalarini qamrab oladi. Tebranishlar vaqtning t momentiga yetib kelgan nuqtalarning geometrik o'rni *to'lqin fronti* deb ataladi. To'lqin jarayon tarqalgan qismidan tebranishlar hali yetib kelmagan nuqtalarni ajratib turuvchi sirtdan iborat.

Bir xil fazada tebranuvchi nuqtalarning geometrik o'rni *to'lqin sirtlari* deb ataladi. To'lqin sirtlari fazoning to'lqin jarayoni bo'layotgan barcha nuqtalarida o'tkazish mumkin. Demak, vaqtning har bir momentida cheksiz ko'p to'lqin sirtlari mos kelsa, to'lqin sirtlari cheksiz ko'p bo'ladi.

To'lqin sirtlari turli shaklda bo'lishi mumkin. Eng sodda shakllardan biri sferik shaklda bo'ladi. Bu hollarda to'lqin mos

ravishda *yassi yoki sferik to'lqin* deyiladi. Yassi to'lqinda to'lqin sirtlari bir-biriga parallel tekisliklardan, sferik to'lqinda esa konsentrik sferalardan iborat bo'ladi.

5.11. Yassi va sferik to'lqinlar tenglamalari

Faraz qilaylik x=0 tekislikda yotuvchi nuqtalarning tebranishi quyidagi ko'rinishga ega bo'lsin:

$$\xi(0,t) = a\cos\omega t.$$

Nuqtalarning x ning ixtiyoriy qiymatiga tegishli tekislikdagi tebranishlarning ko'rinishini topaylik. To'lqin x=0 tekislik bilan bu tekislik orasidagi yo'lni o'tishi uchun $\tau = \frac{x}{\upsilon}$ vaqt kerak, bu yerda υ-to'lqinning tarqalish tezligi. Demak, x tekislikda yotuvchi zarralarning tebranishi x=0 tekislikda yotgan zarralarning tebranishidan vaqt bo'yicha τ ga orqada qoladi, ya'ni quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\xi(x,t) = a\cos\omega(t-\tau) = a\cos\omega\left(t-\frac{x}{\upsilon}\right)$$

Shunday qilib, yassi to'lqin tenglamasi quyidagicha yoziladi.

$$\xi(x,t) = a\cos\omega\left(t-\frac{x}{\upsilon}\right) \qquad (5.60)$$

Bu yerda $\xi(x,t)$ – koordinatasi x bo'lgan nuqtaning vaqtning t momentidagi siljishi.

$\omega\left(t-\frac{x}{\upsilon}\right) = const$, deb faraz qilamiz va ifodani differensiallab quyidagini topamiz:

$$dt - \frac{1}{\upsilon}dx = 0, \quad \text{bundan} \quad \frac{dx}{dt} = \upsilon$$

Shunday qilib, tenglamadagi to'lqining tarqalish tezligi υ fazaning ko'chish tezligidan iborat ekan. Shu sababdan bu tezlik *faza tezligi* deb ataladi. Bundan to'lqinning tezligi musbat degan xulosa kelib chiqadi. Demak, tenglama x ning ortish tomoniga qarab tarqaluvchi to'lqinni ifodalar ekan. Qarama-qarshi tomonga qarab tarqaluvchi to'lqin quyidagi ko'rinishga ega

$$\xi = a\cos\omega\left(t+\frac{x}{\upsilon}\right)$$

To'lqin tenglamasiga t va x ga nisbatan simmetrik ko'rinish beruvchi miqdor. Buning uchun to'lqin soni deb ataluvchi k kattalikni kiritamiz:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

To'lqin soni, tebranish (siklik) chastotasi ω va to'lqinning faza tezligi orasida quyidagicha munosabat bor degan xulosa chiqadi.

$$\upsilon = \frac{\omega}{k}$$

Demak, muhitdagi to'lqinlarning faza tezligi ularning chastotasiga bog'liq bo'lar ekan. Bu hodisaga to'lqinlar dispersiyasi, bu hodisa kuzatiladigan muhitni dispersiyalovchi muhit deb ataladi. Tenglamadagi ω ning qiymati bilan almashtirib va qavs ichiga ω ni kiritib, yassi to'lqin tenglamasi quyidagi tenglamani topamiz

$$\xi = a\cos(\omega t - kx) \qquad (5.61)$$

Agar to'lqinning barcha yo'nalishlar bo'ylab tarqalish tezligi bir xil bo'lgan holda nuqtaviy manba hosil qilayotgan to'lqin sferik to'lqin deyiladi. Faraz qilaylik, manbaning tebranishlari fazasi ωt ga teng bo'lgan vaqtda r radiusli to'lqin sirtida yotuvchi nuqtalar $a(t-r/\upsilon)$ qonun bilan tebranadi (to'lqin r yo'lni o'tishi uchun $\tau = r/\upsilon$ vaqt kerak). Bu holda tebranishlar amplitudasi, hatto to'lqin energiyasi muhit tomonidan yutilmasa ham o'zgarishsiz qolmaydi, manbadan uzoqlashgan sari $1/r$ qonuniyat bilan kamaya boradi. Demak, sferik to'lqin tenglamasi quyidagi ko'rinishga ega bo'lar ekan:

$$\xi = \frac{a}{r}\cos\omega\left(t-\frac{r}{\upsilon}\right) \qquad (5.62)$$

5.12. Elastik to'lqin energiyasi

Elastik to'lqin tarqalayotgan muhitda cho qalar kichik hajmini ΔV ajratib olamizki, bu hajm barcha nuqtalarida bir xil zichlik va harakat tezliklarini bir xil va mos ravishda $\frac{d\xi}{dt}$ deb olish mumkin bo'lsin. Biz ajratib olgan hajm elastik deformatsiya potensial energiyasiga ega bo'ladi.

$$\Delta E_p = \frac{E\varepsilon^2}{2}\Delta V = \frac{E}{2}\left(\frac{\partial\xi}{\partial x}\right)^2 \Delta V,$$

bu yerda, $\varepsilon = \frac{\partial\xi}{\partial x}$ – nisbiy uzayish, E esa Yung moduli Yung modulini $\rho\upsilon^2$ (ρ-muhitning zichligi, υ-to'lqinning faza tezligi) bilan ifodalash mumkin. U vaqtda ΔV hajmning potensial energiyasi quyidagicha ifodalanadi.

$$\Delta E_p = \frac{\rho\upsilon^2}{2}\left(\frac{\partial\xi}{\partial x}\right)^2 \Delta V \qquad (5.63)$$

qaralayotgan hajm shuningdek kinetik energiyaga ham ega bo'ladi:

$$\Delta E_k = \frac{\rho}{2}\left(\frac{\partial\xi}{\partial t}\right)^2 \Delta V \qquad (5.64)$$

$\rho\Delta V$- hajm massasi, $\frac{\partial\xi}{\partial t}$ - uning tezligi.

(5.63) va (5.64) ifodalarning yig'indisi to'la energiyani beradi.

$$\Delta E = \Delta E_k + \Delta E_p = \frac{1}{2}\rho\left[\left(\frac{\partial\xi}{\partial t}\right)^2 + \upsilon^2\left(\frac{\partial\xi}{\partial x}\right)^2\right]\Delta V$$

ΔE energiyani u mujassamlashgan ΔV hajmga taqsimlasak, energiya zichligini topamiz:

$$u = \frac{1}{2}\rho\left[\left(\frac{\partial\xi}{\partial t}\right)^2 + \upsilon^2\left(\frac{\partial\xi}{\partial x}\right)^2\right] \qquad (5.65)$$

Yassi to'lqinning tenglamasini t va x bo'yicha differensiallasak:

$$\frac{\partial\xi}{\partial t} = -\omega a \sin\omega\left(t - \frac{x}{\upsilon}\right),$$

$$\frac{\partial\xi}{\partial x} = \frac{\omega}{\upsilon} a \sin\omega\left(t - \frac{x}{\upsilon}\right).$$

Bu ifodalarni (5.654) formulaga qo'ysak, quyidagini topamiz:

$$u = \rho a^2\omega^2 \sin^2\omega\left(t - \frac{x}{\upsilon}\right) = \rho a^2\omega^2 \sin^2(\omega t - kx) \qquad (5.66)$$

Ko'ndalang to'lqinning energiya zichligi uchun ham ana shunday ifoda kelib chiqadi.

(5.66) dan ko'rinib turibdiki, vaqtning har bir berilgan momentidagi energiya zichligi fazoning turli nuqtalarida turlicha ekan.

Bu nuqtaning o'zida energiya zichligi vaqt bo'yicha sinus kvadrati qonuni bilan o'zgaradi. Sinus kvadratining o'rtacha qiymati yarimga teng. Bo'lganligi uchun energiya zichligining muhitning har bir nuqtasidagi o'rtacha (vaqt bo'yicha) qiymati quyidagiga teng bo'ladi.

$$\bar{u} = \frac{1}{2}\rho a^2\omega^2 \qquad (5.67)$$

To'lqin biror sirt orqali vaqt birligi ichida tashib o'tgan energiya miqdori shu sirt orqali o'tuvchi energiya oqimi deyiladi.

Fazoning turli nuqtalarida energiyaning oqimini xarakterlash uchun energiya oqimining zichligi degan kattalik kiritiladi. Bu kattalikning qiymati berilgan nuqtada energiya ko'chayayotgan yo'nalishga perpendikular joylashgan birlik yuza orqali o'tuvchi energiya oqimiga teng.

To'lqin tarqalayotgan yo'nalishga perpendikular $\Delta S_\perp$ yuza orqali Δt vaqt ichida ΔE energiya oqib o'tadi, deb faraz qilaylik. U holda energiya oqimining zichligi j ta'rifga binoan quyidagiga teng bo'ladi:

$$j = \frac{\Delta E}{\Delta S_\perp \Delta t} \qquad (5.68)$$

Kattalik $\Delta S_\perp$ sirt orqali o'tuvchi energiya oqimi $\Delta\Phi$ kattalikni hisobga olib, quyidagi tenglikni yozish mumkin:

$$j = \frac{\Delta\phi}{\Delta S_\perp}$$

Yuza orqali Δt vaqt ichida asosi $\Delta S_\perp$ va balandligi $\upsilon\Delta t$ (υ-to'lqinning faza tezligi) bo'lgan silindr hajmi ichida energiya oqib o'tadi. Yasovchi silindrning barcha nuqtalarida energiya zichligini bir xil deb hisoblash mumkin bo'lishi uchun uning o'lchamlari yetarli darajada kichik ($\Delta S_\perp$ va Δt larning kichikligi hisobiga) bo'lsa, u vaqtda ΔE ni energiya zichligi u ni silindrning hajmiga ($u\ \Delta S_\perp \upsilon\Delta t$) ko'paytmasi sifatida ifodalash mumkin.

$$\Delta E = u\Delta S_\perp \upsilon\Delta t \qquad (5.69)$$

Bu ΔE uchun ifodani (5.68) formulaga qo'ysak, quyidagini topamiz:

$$j = u\upsilon \qquad (5.70)$$

Energiya oqimining yo'nalishi to'lqin tarqalishi yo'nalish bilan (izotrop muhitda to'lqin tarqalishi yo'nalishi bilan ham) ustma-ust tushuvchi vektor kattalik deb qaralsa, quyidagini yozishimiz mumkin:

$$\vec{j} = w\vec{v} \qquad (5.71)$$

Energiya oqimi zichligi vektorini birinchi marta buyuk rus fiziki N.A.Umov kiritgan bo'lib, uni *Umov vektori* deb ataladi. (5.71) vektor u energiya zichligi kabi fazoning turli nuqtalarida turlicha bo'lib, fazoning berilgan nuqtasida esa sinus kvadrati qonuni bilan o'zgaradi. Uning o'rtacha qiymati (5.67) ni hisobga olganda quyidagiga teng:

$$j = \overline{w}v = \frac{1}{2}\rho a^2\omega^2 v$$

5.13. Turg'un to'lqinlar

Ikkita bir xil amplitudali biri-biriga qarab yo'nalgan yassi to'lqinlar o'zaro qo'shilganda juda muhim interferensiya hodisasi kuzatiladi. Natijada yuzaga keluvchi tebranma jarayon turg'un to'lqin deyiladi. Ikkita o'zaro kogerent to'lqinlarning fazoning biror nuqtasida uchrashib bir-birlarini kuchaytirishi yoki susaytirishi hodisasiga to'lqin interferensiyasi deyiladi. Chastotalari bir xil va vaqt o'tishi bilan fazalar farqi o'zgarmaydigan to'lqinlar o'zaro kogerent bo'ladi.

Qarama-qarshi yo'nalishlarda tarqalayotgan ikkita yassi to'lqinning tenglamalarini yozaylik:

$$\xi_1 = a\cos(\omega t - kx)$$
$$\xi_2 = a\cos(\omega t + kx)$$

Bu ikkita tenglamani o'zaro qo'shib va natijani kosinuslar yig'indisi formulasiga asosan o'zgartirib quyidagini topamiz:

$$\xi = \xi_1 + \xi_2 = 2a\cos kx\cos\omega t$$

To'lqin soni k ni uning $2\pi/\lambda$ qiymati bilan almashtirib ξ ning ifodasiga quyidagi ko'rinishni berish mumkin:

$$\xi = (2a\cos 2\pi\frac{x}{\lambda})\cos\omega t \qquad (5.72)$$

bu tenglama turg'un to'lqin tenglamasidir. Undan ko'rinib turibdiki, turg'un to'lqinning har bir nuqtasida uchrayotgan to'lqinlarning chastotasiga teng chastota bilan tebranishlari sodir bo'ladi va bu tebranishlarning amplitudasi x ga bog'liq ekan:

$$A = \left(2a\cos 2\pi\frac{x}{\lambda}\right)$$

$$2\pi\frac{x}{\lambda} = \pm n\pi \qquad (n = 0,1,2,\cdots) \qquad (5.73)$$

Bu shartni qanoatlantiruvchi nuqtalarda tebranishlar amplitudasi maksimal $2a$ qiymatga erishadi. Bu nuqtalar *turg'un to'lqinning do'ngliklari* deb ataladi. (5.73) shartdan do'ngliklarning koordinatalarining qiymatlari kelib chiqadi.

$$X_{do'ng} = \pm n\frac{\lambda}{2} \qquad (n = 0,1,2,\cdots)$$

$$2\pi\frac{x}{\lambda} = \pm(n+\frac{1}{2})\pi \qquad (n = 0,1,2,\cdots) \qquad (5.74)$$

Bu shartni qanoatlantiruvchi nuqtalarda tebranishlar amplitudasi nolga teng bo'ladi. Bu nuqtalar turg'un to'lqinning tugunlari deyiladi. Muhitning tebranishlar tugunida joylashgan nuqtalari tebranmaydi. Tugunlarning koordinatalari quyidagi qiymatlarga ega bo'ladi.

$$X_{tug'} = \pm(n+\frac{1}{2})\frac{\lambda}{2} \qquad (n = 0,1,2,\cdots) \qquad (5.75)$$

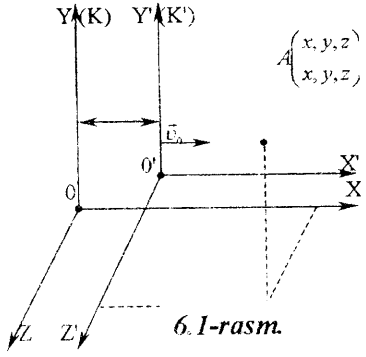
VI BOB
NISBIYLIK NAZARIYASI ASOSLARI

6.1. Mexanikada nisbiy harakat. Galiley almashtirishlari

Nyuton mexanikasi asosan «sekin» harakatlar ($\upsilon << c$) (c-yorug'likning bo'shliqdagi tezligi) mexanikasidir. Shu tufayli harakatdagi jismlar o'lchamlari va bu harakatlar sodir bo'layotgan vaqt oralig'i mutlaq hisoblanadi, ya'ni jismlarning o'lchamlari va vaqt oralig'i o'zgarmas bo'lib, harakat tezligiga bog'liq emas deb qaraladi.

Turli inersial sanoq tizimlarida biror mexanik hodisaning qanday kechishini qarab chiqaylik. Masalan: biror jism (moddiy nuqta) harakatini ikkita inersial K va K' Dekart koordinatalar tizimlarida olib qaraylik (ya'ni X,Y,Z va X', Y', Z' o'qlari bir-biriga mos ravishda parallel yo'nalgan bo'lib, faqat X va X' o'qlari ustma-ust tushgan bo'lsin).

Bu sanoq tizimlari birini, masalan, K tizimni shartli ravishda qo'zg'almas deb hisoblaylik; ikkinchi sanoq tizimi K' esa birinchisiga nisbatan OX yo'nalishda o'zgarmas tezlik bilan to'g'ri chiziqli harakat qilayotgan bo'lsin.



6.1-rasm.

Bir inersial tizimdan ikkinchisiga o'tganda moddiy nuqta koordinatalarining o'zgarishini aniqlaylik.

Ixtiyoriy t vaqtda harakatlanayotgan moddiy nuqta rasmda ko'rsatilgandek qandaydir A holatda bo'lsin; ayni paytda K' tizimning sanoq boshi (O' nuqta) K ning sanoq boshiga nisbatan $x=\upsilon_0 t$, $y = y', z = z'$ koordinatalar bilan aniqlanuvchi nuqtada joylashgan bo'ladi (chunki $OO'=\upsilon_0 t$). Fazo va vaqt haqidagi Nyuton mexanikasi tasavvuriga ko'ra har ikkala tizimda ham vaqt bir holda kechadi, ya'ni $t = t'$ bo'ladi.

Rasmdan ko'rinishicha moddiy nuqta (A) ning ixtiyoriy t paytda K sistemadagi holati quyidagi munosabatlar bilan aniqlanadi:

$$x=x'+\upsilon_0 t,\ y=y',\ z=z',\ t=t' \qquad (6.1)$$

Xuddi shuningdek, moddiy nuqtaning ayni o'sha t paytda K' tizimdagi holati quyidagicha ifodalanadi:

$$x'=x-\upsilon_0 t,\quad y'=y,\quad z'=z,\quad t'=t \qquad (6.2)$$

(6.1) va (6.2) formulalar *Galiley almashtirishlari* deyiladi. Galiley almashtirishlari biror inersial sanoq tizimida harakatlanayotgan moddiy nuqta koordinatalaridan boshqa inersial sanoq tizimidagi koordinatariga o'tishga (t=t' vaqt uchun) imkon beradi.

Shuni ta'kidlash lozimki, Galiley almashtirishlari uzunlik va vaqt oraliqlari mutlaqligi (o'zgarmasligi) haqidagi Nyuton mexanikasi tasavvurlariga asoslanadi.

Galiley almashtirishlari harakatlanayotgan moddiy nuqtaning biror inersial sanoq tizimidagi tezligi bilan boshqa inersial tizimdagi tezligi orasidagi bog'lanishini topishga imkon beradi.

$$\vec{\upsilon} = \vec{\upsilon}' + \vec{\upsilon}_0 \qquad (6.3)$$

Bu tenglik Nyuton mexanikasida tezliklarni qo'shish qonunini ifodalaydi va quyidagicha ta'riflanadi: *moddiy nuqtaning K sanoq tizimidagi tezligi (tezlik vektori) uning K' tizimdagi tezligi bilan K' tizimning K ga nisbatan tezligining vektor yig'indisiga teng.* Masalan, daryodagi kemaning qirg'oqqa nisbatan tezligi uning suvga nisbatan tezligi bilan suvning qirg'oqqa nisbatan tezliklarining vektor yig'indisiga teng.

Moddiy nuqtaning tezligidan vaqt bo'yicha olingan hosila uning tezlanishiga teng ekanligini nazarda tutib, (6.3) ni differensiallasak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\vec{a}=\frac{d\vec{\upsilon}}{dt}=\frac{d\vec{\upsilon}}{dt'}=\vec{a}'$$

yoki

$$\vec{a}=\vec{a}' \qquad (6.4)$$

(υ_0 const bo'lgani uchun uning vaqt bo'yicha hosilasi nolga teng ekanligi o'z-o'zidan ravshandir): bu yerda $\vec{a}$ – moddiy nuqtaning K tizimdagi tezlanishi, $\vec{a}'$esa uning K' tizimdagi tezlanishini ifodalaydi. Demak, hamma jismlar har xil inersial sanoq tizimlariga nisbatan bir xil tezlanish bilan harakat qilar ekan.

6.2. Nisbiylik prinsipi. Galiley almashtirishlarining invariantlari

Tajribalar natijalarini umumlashtirib, Galiley quyidagi xulosaga keladi: inersial sanoq tizimida o'tkazilgan mexanik tajriba vositasi bilan mazkur sanoq tizimining tinch turganligini yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatlanayotganligini aniqlab bo'lmaydi. Bu *Galileyning nisbiylik qoidasi* deyiladi. Masalan, kemaning ichidagi kishi kemaning tinch turganligini yoki uning to'g'ri chiziqli tekis harakat qilayotganini aniqlay olmaydi.

Barcha inersial sanoq tizimlarida bir xil son qiymatiga ega bo'lgan kattaliklar invariant kattaliklar deyiladi («invariant» lotincha so'z bo'lib «o'zgarmas» demakdir). Yuqorida ko'rdikki, harakatdagi moddiy nuqtaning ikkita inersial sanoq tizimi (K va K') dagi tezlanishi bir xil, ya'ni $\vec{a} = \vec{a}'$. Demak, moddiy nuqtaning tezlanishi Galiley almashtirishlariga nisbatan invariantdir.

Ma'lumki, fizik qonunlar har xil kattaliklarning miqdoriy munosabatlari tarzida ifoda qilinadi. Ya'ni bu qonunlar matematik formulalar orqali yoziladi. *Bir inersial sanoq tizimidan ikkinchisiga o'tilganda muayyan fizik qonuniyatni ifodalovchi tenglamaga tegishli kattaliklarning qiymatlari o'zgarsada, uning umumiy ko'rinishi o'zgarmasa, bunday tenglama qaralayotgan almashtirishlarga nisbatan invariant deyiladi.*

K va K' inersial sanoq tizimlarida $\vec{a} = \vec{a}'$, $m = m'$ va $\vec{F} = \vec{F}'$ ekanligini e'tiborga olsak, Nyuton qonunining mazkur sanoq tizimlaridagi ifodalari bir xil bo'lishini ko'ramiz: K tizimda F=ma tenglik o'rinli bo'lsa K' tizimda

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

tenglik o'rinli bo'ladi, ya'ni bir inersial sanoq tizimidan ikkinchisiga o'tilganda Nyutonning ikkinchi qonuni o'z ko'rinishini o'zgartirmas ekan.

Demak, dinamikaning asosiy qonuni Galiley almashtirishlariga nisbatan invariantdir.

Yuqorida aytilganlarni umumlashtirib, Galileyning nisbiylik prinsipini quyidagicha ta'riflash mumkin: *mexanika qonunlari barcha inersial sanoq tizimlarida bir xil ifodalanadi.*

6.3. Relyativistik mexanika elementlari. Maxsus nisbiylik nazariyasi

Relyativistik mexanika asosini A. Eynshteyn tomonidan yaratilgan maxsus nisbiylik nazariyasi tashkil qiladi va u kuchsiz gravitatsiya maydonlari mavjud bo'lgan hollar uchun fazo va vaqt haqidagi fizik nazariya hisoblanadi. Bu nazariya Nyuton fizikasining barcha tasavvurlarini qayta ko'rib chiqishni taqozo qiladi. Chunki Eynshteynning nisbiylik nazariyasida Nyuton mexanikasidan farqli o'laroq fazo va vaqt xossalari haqidagi tasavvur mazkur fazo va vaqt sohasida sodir bo'layotgan tabiat hodisalari bilan uzviy bog'langandir. Eynshteynning nisbiylik nazariyasida fizik hodisalar qonuniyatlari faqatgina inersial sanoq tizimlarida o'rganiladi. Bundan tashqari, umumiy nisbiylik nazariyasi ham mavjud bo'lib, u gravitatsiya maydonlari haqidagi nazariyadir.

A. Eynshteynning maxsus nisbiylik nazariyasi quyidagi ikkita postulatga (prinsipga) asoslangan: 1) nisbiylik prinsipi; 2) yorug'lik tezligining o'zgarmasligi prinsipi.

Birinchi postulat faqat mexanik hodisalarga taalluqli bo'lgan Galileyning nisbiylik prinsiplarini barcha fizik hodisalar uchun umumlashtirishdan iborat. Bu postulat quyidagicha ta'riflanadi: *har qanday fizik hodisa barcha inersial sanoq tizimlarida bir xil sodir bo'ladi. Boshqacha aytganda, barcha tabiat qonunlari va ularni tavsiflovchi tenglamalar, bir inersial sanoq tizimidan ikkinchisiga o'tganda o'zgarmaydi, ya'ni mazkur qonunlar inersial sanoq tizimlariga nisbatan invariantdir.*

Yorug'lik tezligining doimiyligi haqidagi ikkinchi postulat quyidagicha ta'riflanadi: *yorug'likning vakuumdagi tezligi yorug'lik manbaining harakatiga bog'liq emas va u barcha inersial sanoq tizimlarida bir xildir.*

Yorug'likning vakuumdagi tezligi tabiatdagi kuzatiladigan tezliklar ichida eng kattasidir. Har qanday jismlar o'zaro ta'sirining uzatilish tezligi yorug'likning bo'shliqdagi tezligidan katta bo'lishi mumkin emas.

Galiley almashtirishlaridan kelib chiqadigan tezliklarni qo'shish qoidasiga asosan bir sanoq tizimidan ikkinchisiga o'tganda yorug'likning tezligi $u = v + c$ ga teng bo'lishi kerak. Tezliklarni qo'shishning bu qonuni esa yorug'lik tezligini doimiylik prinsipiga

mutlaqo ziddir. Bu zidiyatning sababi Nyuton mexanikasida alohida olib qaralgan fazo va vaqtni mutlaq deb hisoblanganligidir.

Fazo va vaqtni mutlaq deb hisoblanganda jismlar nisbiy tezligini yorug'lik tezligidan katta bo'la olmasligini tushuntirish aslo mumkin emas. Shu boisdan Nyuton mexanikasidagi fazo va vaqt mutlaqdir degan tasavvurlardan voz kechishga to'g'ri keladi.

Shunday qilib, bir inersial sanoq tizimidan ikkinchisiga o'tganda, fazo va vaqtning o'zgarishini Galiley almashtirishlari vositasida emas, balki boshqacha almashtirishlar vositasida tasvirlash zarurati kelib chiqdi. Bunday almashtirish tenglamalarini birinchi bo'lib gollandiyalik olim G. Lorents (1853-1928) keltirib chiqargan.

6.4. Lorens almashtirishlari

Lorens almashtirishlarida bir inersial sanoq tizimidan ikkinchisiga o'tganda x,y,z, koordinatalar bilan bir qatorda vaqt ham o'zgaruvchan kattalik deb qaraladi, ya'ni bir inersial sanoq tizimida fazo va vaqt x,y,z,t bilan ifodalansa ikkinchi inersial sanoq tizimida bu kattaliklar x',y',z',t' qiymatlariga ega bo'ladi. Lorens almashtirishlarini keltirib chiqarish uchun, K va K' inersial sanoq tizimlarini olamiz va bu tizimlarni X,Y,Z va X', Y', Z' o'qlarini bir-biriga mos ravishda parallel joylashtiramiz. K sanoq tizimini shartli ravishda qo'zg'almas deb hisoblaylik, K' esa K ga nisbatan x o'qi bo'ylab $\vec{v}$ tezlik bilan tekis harakatlanayotgan bo'lsin. Datslabki paytda (ya'ni t=0 va t'=0 bo'lganda) ikkala tizim koordinatalarining boshi ustma-ust tushadi (x=x'=0) deb faraz qilamiz. Fazoda biror nuqtani olaylik va bu nuqta K' sanoq tizimini boshida joylashgan bo'lsin. U holda t=t'=0 bo'lganda, mazkur nuqtaning koordinatasi x'=0 bo'lishi tabiiy. Bu hol uchun Lorens almashtirishlarini oshkor ko'rinishini topish haqidagi masala yuqorida zikr etilgan fazodagi o'sha nuqta uchun x,y,z,t kattaliklar bilan x',y',z',t' kattaliklar orasidagi bog'lanishlar formulalarini topish masalasiga keltiriladi. Fazo va vaqt bir jinsliligi bu kattaliklar orasidagi bog'lanishlar chiziqli bog'lanishlar bo'lishlari kerakligini taqozo qiladi. Shu sababli K va K' inersial sanoq tizimlarini mos ravishda X va X' koordinatalari uchun Galiley almashtirishlarini ifodalovchi

$x=x'+vt'$; $x'=x-vt$

formulalar faqat mutanosiblik koeffitsiyenti γ bilan farq qiluvchi quyidagi

$$x=\gamma(x'+vt') \tag{6.5}$$

$$x'=\gamma(x-vt) \tag{6.6}$$

ifodalar bilan almashtirilishi lozim (K va K' tizimlar teng huquqli inersial sanoq tizimlari bo'lganligi tufayli mutanosiblik koeffitsiyenti ikkala formula uchun bir xil qilib olingan).

$$\gamma=\frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}}=\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}; \tag{6.7}$$

bu yerda $\beta=v/c$ belgilashni kiritdik. (6.7) ga asosan (6.5) va (6.6) tengliklarni quyidagicha yozamiz

$$x=\frac{x'+vt'}{\sqrt{1-\beta^2}}; \tag{6.8}$$

$$x'=\frac{x-vt}{\sqrt{1-\beta^2}} \tag{6.9}$$

Harakat faqat X va X' o'qlari yo'nalishida sodir bo'layotganligi tufayli bu yo'nalishga tik bo'lgan y, y', z, z' koordinatalar avvaliga o'zgarmay qolishini, ya'ni

$$y=y', \qquad z=z' \tag{6.10}$$

munosabatlar bajarilishini tushishi qiyin emas.

Endi, K inersial sanoq tizimidan K' tizimga o'tganda vaqt (t va t') uchun almashtirish formulalarini topaylik. Buning uchun (6.9) dagi x' uchun topilgan ifodani (6.8) formulaga qo'yamiz:

$$x=\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}\left(\frac{x-v\cdot t}{\sqrt{1-\beta^2}}+v\cdot t'\right)=\frac{x-v\cdot t}{1-\beta^2}+\frac{v\cdot t'}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

bu formulani $v\cdot t'$ ga nisbatan yozamiz.

$$vt'=x\sqrt{1-\beta^2}-\frac{x-vt}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

yoki

$$t'=\frac{x}{v}\sqrt{1-\beta^2}-\frac{x-vt}{v\sqrt{1-\beta^2}}=\frac{\left(1-v^2/c^2\right)x-x+vt}{v\sqrt{1-\beta^2}}$$

binobarin:

$$t' = \frac{t - (\upsilon/c^2)\cdot x}{\sqrt{1-\beta^2}}. \qquad (6.11)$$

(6.8)-(6.11)-formulalar bir-biriga nisbatan o'zgarmas tezlik bilan harakatlanayotgan tizimlar koordinatalarini o'zaro bog'laydi va ular Lorens almashtirishlari deyiladi. Koordinatalarni almashtirish formulalarida vaqt ishtirok etayapti, vaqtni almashtirish formulalarida vaqt ishtirok etayapti. Demak, Lorens almashtirishlarida fazo va vaqt bir-biri bilan uzviy bog'liq bo'lib, ularni alohida olib qarash ma'noga ega emas. Binobarin, nisbiylik nazariyasi bir-biri bilan uzviy bog'langan fazo va vaqt haqidagi nazariyadir.

6.5. Lorens almashtirishlaridan kelib chiqadigan natijalar

1) *Bir vaqtlilikning nisbiyligi.* Barcha inersial sanoq tizimlari teng huquqli bo'lishiga qaramay, ularda sodir bo'layotgan voqealarni bir vaqtliligi va ketma-ketligi har xildir. K va K' inersial sanoq tizimlarini olaylik va xuddi yuqoridagidek, K' sanoq tizimi K tizimga nisbatan X o'qi yo'nalishida o'zgarmas $\vec{\upsilon}$ tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsin. Tinch turgan K sanoq tizimini X_1 va X_2 nuqtalarida bir vaqtning o'zida ($t_1 = t_2, \Delta t = t_2 - t_1 = 0$) ikki voqea sodir bo'lsin: aytaylik, X_1 va X_2 nuqtalarida joylashgan ikkita miltiqdan bir vaqtda o'q otilsin.

Bu ikki voqea harakatdagi K' sanoq tizimini X'_1 va X'_2 nuqtalarida ayni bir vaqta yuz beradimi yoki vaqtning mos ravishda t'_1 va t'_2 paytlarida sodir bo'ladimi, degan savolga javob berish uchun Lorens almashtirishlaridan foydalanamiz. $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ ekanligini nazarda tutib x_1, x_2, x'_1, x'_2, t_1, t_2, t'_1 va t'_2 lar uchun Lorens almashtirishlarini quyidagicha yozamiz.

$$x_1 = \gamma(x'_1 + \upsilon t'_1), \qquad x_2 = \gamma(x'_2 + \upsilon t'_2),$$
$$x'_1 = \gamma(x - \upsilon t_1), \qquad x'_2 = \gamma(x_2 - \upsilon t_2),$$
$$t_1 = \gamma\left(t_1 - \frac{\upsilon}{c^2}x_1\right), \qquad t_2 = \gamma\left(t'_1 + \frac{\upsilon}{c^2}x'_2\right);$$

$$t'_1 = \gamma\left(t_1 - \frac{\upsilon}{c^2}x_1\right), \qquad t'_2 = \gamma\left(t_2 - \frac{\upsilon}{c^2}x'_2\right);$$

Bu tengliklardan $\Delta x = x_2 - x_1, \Delta x' = x'_2 - x'_1, \Delta t = t_2 - t_1, \Delta t' = t'_2 - t'_1$ kattaliklar uchun Lorens almashtirishlarini

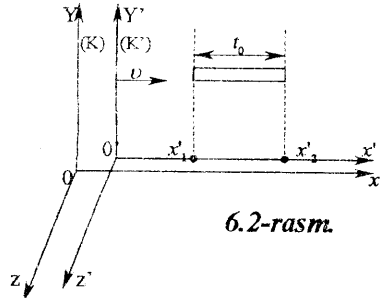
$$\Delta x = \gamma(\Delta x' + \upsilon \Delta t'); \qquad (6.12)$$
$$\Delta x' = \gamma(\Delta x - \upsilon \Delta t) \qquad (6.13)$$
$$\Delta t = \gamma\left(\Delta t' + \frac{\upsilon}{c^2}\Delta x'\right) \qquad (6.14)$$
$$\Delta t' = \gamma\left(\Delta t + \frac{\upsilon}{c^2}\Delta x\right) \qquad (6.15)$$

tarzda yozish mumkin: bu yerda, $\Delta t'$ – harakatlanayotgan K' sanoq tizimidagi kuzatuvchi nuqtayi nazarida ikki voqeaning sodir bo'lish paytlari oralig'i. Mazkur $\Delta t'$ nimaga teng ekanligini aniqlaylik. Tinch turgan K sanoq tizimida ikki voqea bir vaqtda amalga oshayotganligini (ya'ni $\Delta t = t_2 - t_1 = 0$ ekanligini) e'tiborga olsak, oxirgi (4) tenglikdan

$$\Delta t' = -\gamma \frac{\upsilon}{c^2}\Delta x \qquad (6.16)$$

bo'ladi. Bu tenglikdan ko'rinib turibdiki, bir inersial sanoq tizimining har xil nuqtalarida bir vaqtda ($t_1 = t_2$, $\Delta t = 0$) sodir bo'lgan ikki voqea boshqa inersial sanoq tizimida vaqtning har xil ($t'_1 \neq t'_2, \Delta t' \neq 0$) paytlarida sodir bo'lar ekan.

2) *Harakatdagi jismning uzunligi.* Lorens almashtirishlaridan kelib chiqadigan natijalaridan yana biri shundan iboratki, bir-biriga nisbatan harakatda bo'lgan turli inersial sanoq tizimlarida jismning uzunligi turlicha bo'ladi. Bunga ishonch hosil qilish uchun, yuqorida ko'rib o'tilganidek ikkita K va K' sanoq tizimlarini olaylik. K' sanoq tizimida O'X' o'qiga parallel qilib biror sterjenni joylashtiraylik va K' tizimi sterjen bilan birga K tizimga nisbatan rasmda ko'rsatilgan yo'nalishda υ tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsin.



6.2-rasm.

Ravshanki, sterjen K' tizimga nisbatan tinch holatda bo'ladi va bu tizimda sterjen uchlari koordinatalari x'_1 va x'_2 bo'lgani uchun uning K' tizimdagi uzunligi $l_0 = x'_2 - x'_1$ bo'ladi(6.2-rasm).

Endi sterjenning K tizimdagi uzunligi nimaga teng ekanligini aniqlaylik. Sterjen bu tizimga nisbatan harakatlanayotganligi tufayli uning uchlarining koordinatalarini aynan bir $t=t_1=t_2$ vaqtda o'lchash lozim. K tizimda sterjen uchlarining koordinatalari x_1 va x_2 bo'lgani uchun uning bu tizimdagi uzunligi $l=x_2-x_1$ bo'ladi, l_0 va l uzunliklar orasidagi bog'lanishni topish maqsadida x'_1 va x'_2lar uchun Lorents almashtirishlarini quyidagicha yozamiz:

$$x'_1 = \frac{x_1 - \upsilon t}{\sqrt{1-\beta^2}}, x'_2 = \frac{x_2 - \upsilon t}{\sqrt{1-\beta^2}}.$$

bu ikki tenglikdan:

$$l_0 = x'_2 - x'_1 = \frac{x_2 - \upsilon t}{\sqrt{1-\beta^2}} - \frac{x_1 - \upsilon t}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{x_2 - x_1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{l}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

ekanligi kelib chiqadi, ya'ni sterjenning K tizimga nisbatan υ tezlik bilan harakatlanayotgan vaqtdagi uzunligi bilan tinch turgan tizimdagi uzunligi orasidagi bog'liqlik

$$l = l_0\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}$$

munosabat bilan ifodalanadi. Sterjenning u tinch turgan tizimdagi uzunligi (l_0), uning *xususiy uzunligi* deyiladi. Oxirgi formuladan ko'rinib turibdiki, sterjenning K tizimdagi uzunligi K' tizimdagiga nisbatan qisqa bo'lar ekan va jismning tezligi (υ) qanchalik katta bo'lsa, uning uzunligi yuqoridagi ifodaga ko'ra shunchalik qisqarib borar ekan. Bu qisqarish Lorens qisqarish deb yuritiladi.

3)*Vaqt oralig'ining nisbiyligi.* Nyuton mexanikasining tasavvurlariga ko'ra vaqtning o'tishi barcha inersial sanoq tizimlarida aynan bir xildir. Nisbiylik nazariyasiga ko'ra aynan bir voqeaning yoki jarayonning davom etish vaqti turli inersial sanoq tizimlarida

turlicha bo'ladi. Faraz qilaylik harakatlanayotgan K' tizim X' koordinatasi bilan aniqlanayotgan nuqtasida joylashgan biror jism bilan bog'liq jarayon t'_1 paytda boshlanib, t'_2 paytda tugallansin. Ravshanki, jarayon $\Delta\tau = t'_2 - t'_1$ vaqt davom etgan bo'ladi va mazkur $\Delta\tau$ vaqt oralig'i K' sanoq tizimida o'rnatilgan soat vositasida o'lchangan, ya'ni vaqtni o'lchaydigan asbob ham K' tizimning X' nuqtasida joylashgan jism bilan birga $\vec{\upsilon}$ tezlik bilan harakatlanayapti. Shuning uchun τ vaqt jismning *xususiy vaqti* deyiladi.

Endi mazkur jarayon sodir bo'lishiga ketgan vaqt oralig'ini qo'zg'almas deb hisoblangan K sanoq tizimida olaylik. Bu sanoq tizimidagi kuzatuvchi shu tizimdagi soatning ko'rsatishiga ko'ra jarayonning boshlanishi t_1 paytda, tugallanishi t_2 paytda bo'lganini qayd etadi. Jarayon K' tizimning x' koordinatasi bilan aniqlanadigan nuqtasida sodir bo'layotganligi sababli t_1, t'_1, t_2 va t'_2 kattaliklar orasidagi bog'lanishni ifodalovchi Lorens almashtirishlarini quyidagicha yozish mumkin:

$$t_1 = \frac{t'_1 + \upsilon/c^2 x'}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad t_2 = \frac{t'_2 + \upsilon/c^2 x'}{\sqrt{1-\beta^2}};$$

bu tenglikdan

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{t'_2 - t'_1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{\Delta\tau}{\sqrt{1-\beta^2}}.$$

kelib chiqadi. Oxirgi formuladan

$$\Delta\tau = \Delta t \cdot \sqrt{1-\beta^2}$$

bu formuladan ko'rinib turibdiki, harakatdagi tizimda jarayonning davom etish vaqti tinch turgan tizimdagiga nisbatan $1/\sqrt{1-\beta^2}$ marta kam ekan (chunki $\sqrt{1-\beta^2} < 1$); boshqacha aytganda, tinch turgan sanoq tizimiga nisbatan harakatdagi tizimda vaqt sekin o'tadi. Bu hodisani *harakatdagi sanoq tizimlarida vaqt o'tishining sekinlashuvi* deyiladi. Demak, vaqt oralig'i ham nisbiydir.

6.6. Relyativistik mexanikada tezliklarni qo'shish

Galiley almashtirishlaridan kelib chiqadigan natijalardan biri shundan iboratki, K inersial sanoq tizimiga nisbatan OX yo'nalishida υ tezlik bilan tekis harakat qilayotgan K' inersial sanoq tizimidagi jism (moddiy nuqta) shu tizimga nisbatan $\vec{v}$ tezlik bilan harakatda bo'lsa, mazkur jismning K tizimdagi tezligi

$$\vec{u}=\vec{\upsilon}+\vec{v}$$

munosabat orqali ifodalanadi Lorens almashtirishlariga asoslangan relyativistik mexanikada yuqorida zikr etilgan tezliklar orasidagi bog'lanish boshqachadir. Bu bog'lanishni aniqlanish uchun moddiy nuqtaning K sanoq tizimidagi tezligining X o'qi yo'nalishidagi tashkil etuvchisi

$$u_x = \frac{dx}{dt} \tag{6.17}$$

ko'rinishida yozamiz. Mazkur tezlikning X' o'q yo'nalishi bo'yicha olingan tashkil etuvchisi

$$u'_x = \frac{dx'}{dt'} \tag{6.18}$$

tarzda yoziladi. Lorens almashtirishlariga asosan dx va dt kattaliklarni dx' va dt' lar orqali yozsak, ular

$$dx=\frac{dx'+\upsilon dt'}{\sqrt{1-\upsilon^2/\ c^2}}; \tag{6.19}$$

$$dt=\frac{dt'+(\upsilon/\ c^2)dx_2}{\sqrt{1-\upsilon^2/\ c^2}} \tag{6.20}$$

ko'rinishini oladi. Endi (6.19) ning (6.20) ga nisbatan olsak, u holda (6.17) ga asosan

$$u_x=\frac{dx}{dt}=\frac{dx'+\upsilon dt'}{dt'+\left(\upsilon/\ c^2\right)dx'} \tag{6.21}$$

ga ega bo'lamiz. Bu ifodaning o'ng tomonining surat va mahrajini dt' ga bo'lsak hamda dx'/dt'=u'x ekanligini nazarda tutsak (6.21) tenglik quyidagicha yoziladi:

$$u_x=\frac{u'_x+\upsilon}{1+u'_x\upsilon/\ c^2} \tag{6.22}$$

Agar moddiy nuqta X va X' o'qlariga parallel ravishda $\vec{v}$ tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsa, uning K tizimdagi tezligi (u) ning qiymati uning K' tizimdagi (ux') esa moddiy nuqtaning K' tizimdagi tezligi υ'ga teng bo'ladi. U holda (22) quyidagi ko'rinishni oladi

$$u=\frac{\upsilon'+\upsilon}{1+\upsilon'\upsilon/\ c^2} \tag{6.23}$$

(6.22) va (6.23) formulalar K' sanoq tizimidan K tizimga o'tishda ux yoki υ tezlikni topishga imkon beradi. Xuddi shuningdek, K sanoq tizimidan K' tizimga o'tishda u'x tezlikni topish.

$$u'_x=\frac{\upsilon_x-\upsilon}{1-\upsilon_x\cdot\upsilon/c^2} \tag{6.24}$$

ifoda vositasida amalga oshiriladi. Yuqorida keltirilgan (6.22)-(6.24) formulalar tezliklarni qo'shishning relyativistik qoidasini ifodalaydi.

6.7. Relyativistik impuls

Nyuton mexanikasida $\vec{\upsilon}$ tezlik bilan harakatlanayotgan va massasi m bo'lgan jism (zarra) larning impulsi $\vec{p}=m\vec{\upsilon}$ formula bilan ifodalanadi hamda jismlar o'tishidan iborat bo'lgan berk tizimning impulsi har bir alohida olingan inersial sanoq tizimida vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi. Bu natija kichik tezliklar ($\upsilon<<c$) uchun to'liq bo'lib, g'oyat katta tezliklar uchun, ayniqsa yorug'lik tezligiga yaqin tezliklar sohasiga xos bo'lgan relyativistik mexanikada zarra impulsining ifodasi fazo va vaqtning uzviy bog'liqlik xususiyatlarini aks ettirishi lozim, ya'ni bu ifoda nisbiylik nazariyasidan kelib chiqadigan xulosalarga asoslanishi kerak. Shu maqsadda klassik mexanikadagi impuls ifodasini quyidagicha yozamiz:

$$\vec{p}=m\vec{\upsilon}=m\frac{d\vec{r}}{dt} \tag{6.25}$$

bu yerda, $\vec{\upsilon}=\frac{d\vec{r}}{dt}$ massasi m bo'lgan zarraning qaralayotgan sanoq tizimidagi tezligi, $d\vec{r}$ – shu tizimda zarraning ko'chishi. (6.25) formula orqali ifodalagan zarra impulsining saqlanish qonuni Lorens

almashtirishlariga nisbatan invariant bo'lishi uchun undagi vaqt oralig'i dt o'rnida zarraning $d\vec{r}$ masofani bosib o'tishi uchun ketgan xususiy vaqt oralig'i $d\tau$ olinishi kerak, ya'ni (6.25) ifodani

$$\vec{p} = m\frac{d\vec{r}}{d\tau}$$

tarzda, vaqt oralig'ini esa:

$$d\tau = dt\sqrt{1-\upsilon^2/c^2} \qquad (6.26)$$

tarzda yozamiz.
Bu ifodani (6.25) ga qo'ysak:

$$\vec{p} = m\frac{d\vec{r}}{dt}\frac{1}{\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}}$$ ga ega bo'lamiz.

Bu formulada $d\vec{r}/dt = \vec{\upsilon}$ shartli ravishda qo'zg'almas deb hisoblangan sanoq tizimiga (K tizim)ga nisbatan zarraning tezligini ifodalanganligi tufayli bu tenglik

$$\vec{p} = \frac{m\vec{\upsilon}}{\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}} \qquad (6.27)$$

ko'rinishini oladi. Yuqorida aytilganidek, bu yerda m – zarraning massasi bo'lib, u invariant kattalikdir. (6.27) munosabat zarraning relyativistik impulsini ifodalaydi va tajribalarning ko'rsatishicha, shu tarzda aniqlangan zarraning impulsi haqiqatan ham barcha inersial sanoq tizimida impulsining saqlanish qonuni qanoatlantiradi.

6.8. Relyativistik zarraning harakat tenglamasi

Ma'lumki, Nyuton mexanikasida jismlarning harakat tenglamasi:

$$\vec{F} = m\frac{d\vec{\upsilon}}{dt} \qquad (6.28)$$

yoki

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} \qquad (6.29)$$

tenglik bilan ifodalanadi; bu yerda $\vec{F}$ -ta'sir etuvchi kuch, m va $\vec{\upsilon}$ - uning massasi hamda tezligi. Galiley almashtirishlaridan kelib

chiqadigan xulosa shundan iboratki, (6.28) tenglamadagi $\frac{d\vec{\upsilon}}{dt} = \vec{a}$ ham invariant kattalikdir, binobarin, zarrachaga ta'sir etuvchi kuch ham invariant kattalikdir.

Nisbiylik nazariyasining birinchi postulatiga ko'ra tabiatning barcha qonunlari turli inersial sanoq tizimlariga nisbatan invariant bo'lishi kerak. Boshqacha aytganda, fizik qonunlarning matematik ifodalari barcha inersial sanoq tizimlarida bir xil ko'rinishga ega bo'lishi lozim. Endi yuqorida keltirilgan (28) va (29) harakat tenglamalarini olib qaraylik. Kichik tezlik ($\upsilon << c$) larda bu ikki tenglama orasida mohiyatan farq yo'q, chunki ikkala tenglama ham faqat tezlik yoki tezlanishni o'lchashga keltiriladi. Lekin g'oyat katta tezliklarda zarraning tezligini deyarli o'zgarmas va qiymati jihatidan taxminan yorug'lik tezligiga teng deb qarash mumkin; uning impulsi esa tezlikka bog'liq bo'lgan va tajribada o'lchanadigan kattalik hisoblanadi. Shu mulohazalarga ko'ra relyativistik mexanikada zarraning harakat tenglamasini keltirib chiqarish uchun asos qilib (6.28) tenglik emas, balki (6.29) tenglik olinishi kerak, bundan tashqari (6.29) tenglikdagi zarraning impulsi ($\vec{p}$) sifatida nisbiylik postulatlaridan kelib chiqadigan xulosalarga asoslangan ifoda orqali aniqlanadigan relyativistik impuls olinishi lozim. Shunday qilib, zarrachaga ta'sir etayotgan kuch uchun quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\vec{F} = \frac{d}{dt}\left(\frac{m\vec{\upsilon}}{\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}}\right) \qquad (6.30)$$

Bu formula relyativistik dinamikaning asosiy tenglamasi bo'lib, *relyativistik zarraning harakat tenglamasini* ifodalaydi. Bu tenglama Galiley almashtirishlariga nisbatan invariant tenglamadir.

Agar vaqt o'tishi bilan zarra impulsining o'zgarish qonuni ma'lum bo'lsa, zarraga ta'sir etuvchi kuchning o'zgarish qonunini relyativistik dinamikaning asosiy tenglamasi (30) dan aniqlash mumkin. Ikkinchi tomondan, boshlang'ich shartlar (zarraning boshlang'ich tezligi $\vec{\upsilon}_0$ va vaziyati $\vec{r}_0$) berilgan bo'lsa va zarraga ta'sir etuvchi kuch ma'lum bo'lsa, uning harakat tenglamasini topish mumkin.

Ko'rinib turibdiki, kichik tezliklarda ($\upsilon << c$ va $\upsilon^2/c^2=0$) relyativistik zarraning harakat tenglamasi Nyuton mexanikasidagi jismning harakat tenglamasi ko'rinishini oladi.

Ma'lumki, Nyuton mexanikasida zarraga (jismga) ta'sir etuvchi kuch invariant kattalikdir. Relyativistik mexanikada esa bir inersial sanoq tizimidan ikkinchisiga o'tganda kuchning qiymati va yo'nalishi o'zgaradi; bundan tashqari kuch yo'nalishi bilan tezlanish vektorining yo'nalishlari bir to'g'ri chiziqda yotmaydi. Bu natijalar relyativistik mexanikada kuch invariant kattalik emasligini ko'rsatadi. Lekin bir inersial sanoq tizimidan ikkinchisiga o'tilganda almashtirish qoidalari kuch uchun o'ziga xos qonuniyatlar vositasida amalga oshiriladi.

6.9. Relyativistik ish va kinetik energiya

Nyuton mexanikasida kuch $\vec{F}$ ning zarrani $d\vec{r}$ ga ko'chirishda bajargan elementar ishi:

$$dA=\vec{F}d\vec{r}$$

Zarraning ko'chishi $d\vec{r}=\vec{\upsilon}dt$ ekanligini hisobga olsak bu ish

$$dA=\vec{F}\vec{\upsilon}dt \qquad (6.31)$$

bo'ladi. Zarra kinetik energiyasining relyativistik mexanikadagi ifodasini topish uchun relyativistik zarraning harakat tenglamasidan foydalanamiz.

$$dA=\vec{F}\vec{\upsilon}dt=\vec{\upsilon}\frac{d}{dt}\left(\frac{m\vec{\upsilon}}{\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}}\right)dt.$$

F kuch dt vaqt davomida zarra ustida dA ish bajarsa, zarraning kinetik energiyasi dE_k ga o'zgaradi, ya'ni $\vec{F}$ kuchning bajargan ishi zarraning kinetik energiyasining o'zgarishiga teng bo'ladi:

$$dA=dE_k.$$

Binobarin:

$$dE_k=\vec{\upsilon}\frac{d}{dt}\left(\frac{m\vec{\upsilon}}{\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}}\right)dt=\vec{\upsilon}d\left(\frac{m\vec{\upsilon}}{\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}}\right)$$

Oxirgi tenglikning o'ng tomonidagi differensial ishorasi ostidagi ko'paytma ikki funktsiyaning (ya'ni $m\vec{\upsilon}$ va $1/\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}$ ning) ko'paytmasi ekanligini nazarda tutgan holda uni differensiallaymiz. Differensiallashni amalga oshirib,

$$\frac{mc^2}{2(1-\upsilon^2/c^2)^{3/2}}d\left(\frac{\upsilon^2}{c^2}\right)=d\left(\frac{mc^2}{\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}}\right)$$

ekanligiga ishonch hosil qilamiz. Demak,

$$dE_k=d\left(\frac{mc^2}{\sqrt{1-\upsilon^2/c}}\right). \qquad (6.32)$$

Bu formula (zarra kinetik energiyasining differensiali) $\vec{F}$ kuch ta'sirida zarraning $d\vec{r}$ ga ko'chishida uning kinetik energiyasining o'zgarishini ifodalaydi. Binobarin, zarraning to'liq kinetik energiyasi (6.32) ni integrallash bilan aniqlanadi va bu tenglikni integrallash natijasida

$$E_k=\frac{mc^2}{\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}}+const$$

ifodaga ega bo'lamiz. Integrallash doimiysi nimaga teng ekanligini topaylik. Kinetik energiya-harakat energiyasi bo'lganligi tufayli zarraning tezligi $\upsilon=0$ bo'lganda, ravshanki, $E_k=0$ bo'lishi kerak. Bu mulohazalardan integrallash doimiysi $const=-mc^2$ ekanligi kelib chiqadi va integrallash doimiysining bu qiymatini yuqoridagi formulaga qo'ysak, ***relyativistik zarraning kinetik energiyasi*** quyidagicha ifodalanadi:

$$E_k=mc^2\left(\frac{1}{\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}}-1\right). \qquad (6.33)$$

Zarraning (jismning) kinetik energiyasini ifodalovchi (6.33) munosabat keng qamrovli ma'noga ega bo'lib, kichik tezliklarda u kinetik energiyaning Nyuton mexanikasidagi shaklini oladi. Bunga ishonch hosil qilish uchun (6.33) formuladagi $1/\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}$ nisbatni Teylor qatoriga yoyamiz:

$$\frac{1}{\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}}=\left[1-\left(\frac{\upsilon}{c}\right)^2\right]^{-\frac{1}{2}}=1+\frac{1}{2}\left(\frac{\upsilon}{c}\right)^2+\frac{3}{8}\left(\frac{\upsilon}{c}\right)^4+\ldots.$$

Kichik ($\upsilon << c$) tezliklarda υ/c nisbatining to'rtinchi, oltinchi va hokazo darajalari 1 ga nisbatan juda kichik sonni tashkil etganliklari tufayli, ularni hisobga olmasdan, mazkur qatorning dastlabki ikki hadi bilan chegaralanamiz. U holda (6.33) formula Nyuton mexanikasidagi $E_k=m\upsilon^2/2$ shaklni oladi. Juda katta tezliklarda esa zarraning (jismning) kinetik energiyasi (6.33) formula bilan ifodalanadi.

6.10. Relyativistik energiya, impuls va massa orasidagi bog'lanish

Yuqorida biz relyativistik zarraning kinetik energiyasini:

$$E_k = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}} - mc^2 \qquad (6.34)$$

tarzda ifodalagan edik; bu yerda, m – zarraning tinchlikdagi massasi, υ-uning K sanoq tizimiga nisbatan tezligi. Ko'rinib turibdiki, zarraning kinetik energiyasi ikkita kattalikning ayirmasi shaklida ifoda qilinayapti, ya'ni bu tenglikni:

$$E_k=E-E_0 \text{ yoki } E=E_k+E_0 \qquad (6.35)$$

ko'rinishida yozish mumkin. Oxirgi tenglikda E_k-zarraning kinetik energiyasi bo'lganligi uchun E_0-kattalik ham energiya ma'nosiga ega. Bu formulada E ikkita energiyaning yig'indisidan iborat bo'lib, u zarraning to'liq energiyasini ifodalaydi. (6.35) dagi belgilashlarga ko'ra zarraning to'liq energiyasi quyidagiga teng:

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}} \qquad (6.36)$$

(6.34) va (6.35) tengliklardan

$$E_0=mc^2 \qquad (6.37)$$

ekanligi ko'rinib turibdi. Bu kattalikning fizik ma'nosini aniqlaylik: zarraning to'liq energiyasini ifodalovchi (6.36) tenglikdan shu xulosa kelib chiqadiki, agar zarra tinch holatda bo'lsa, (uning tezligi $\upsilon=0$ bo'lsa) $E=E_0=mc^2$ bo'ladi. Shuning uchun ham (6.37) formula bilan ifodalangan energiya tinch holatda jismning (zarraning) energiyasi deyiladi. Tinch holatdagi jismning energiyasi uning ichki

energiyasini ifodalaydi. Ba'zan bu jismning xususiy energiyasi deb ham yuritiladi.

To'liq energiya E va impuls p zarraning tezligiga bog'liq kattaliklar bo'lganligi uchun bir inersial sanoq tizimidan ikkinchisiga o'tganda ularning qiymatlari o'zgaradi, ya'ni mazkur kattaliklar alohida alohida olinganda ular Lorens almashtirishlariga nisbatan invariant emas. Lekin E va r larning o'zaro bog'lanishini ifodalovchi kattalik invariant kattalik ekanligiga quyidagi mulohazalarga ko'ra ishonch hosil qilish mumkin. Zarraning mos ravishda to'liq energiyasi va impulsini ifodalovchi:

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}} \qquad (a)$$

$$p = \frac{m\upsilon}{\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}} \qquad (b)$$

tengliklardan $\upsilon = \frac{c^2}{E}p$ (6.38)

ekanligi kelib chiqadi. Endi (a) tenglikni kvadratga ko'tarib, tezlik (υ) o'rniga uning (6.38) dagi qiymatini qo'ysak, quyidagiga ega bo'lamiz

$$E^2-p^2c^2=m^2c^4 \qquad (6.39)$$

Bu tenglikning o'ng tomonidagi zarraning massasi (m) va yorug'likning vakuumdagi tezligi (c) invariant kattaliklardir. Bundan zarraning to'liq energiyasi (E) va impulsi (r) ni bog'lovchi (6.39) munosabat Lorens almashtirishlariga nisbatan invariant kattalik ekanligi kelib chiqadi. Ko'pincha mazkur invariant kattalik quyidagicha ifodalanadi:

$$\frac{E^2}{c^2} - p^2 = m^2c^2 = inv \qquad (6.40)$$

Yuqoridagi tenglikning Lorens almashtirishlariga nisbatan invariant ekanligi yana shundan ham ma'lum bo'ladiki, bu tenglik zarraning tezligiga bog'liq emas. Demak,

$$\frac{E^2}{c^2} - p^2 \qquad (6.41)$$

kattalik bir inersial sanoq tizimidan ikkinchisiga o'tilganda bir xil ($=m^2c^2$) qiymatga ega.

Yuqorida biz tinch holatdagi jismning (xususiy) energiyasini

$$E_0 = mc^2 \qquad (6.42)$$

tarzda ifodalagan edik. Bunda yorug'lik tezligi s ning bo'shliqdagi son qiymati jism massasiga nisbatan g'oyat katta bo'lganligi tufayli energiya son qiymatining ΔE_0 o'zgarishga massaning ozgina o'zgarishi mos keladi. Jism tinch holatdagi energiyasi boshqa turdagi energiyalarga aylanishi mumkin.

Nyuton mexanikasida massa jismning inersiya o'lchovi tarzida namoyon bo'lgan bo'lsa, relyativistik mexanikada jism massasi unda mavjud bo'lgan energiya miqdorining o'lchovi sifatida namoyon bo'ladi.

Agar biror jarayon tufayli jism massasi Δm ga kamaysa, bu jarayon natijasida

$$\Delta E_0 = c^2 \Delta m \qquad (6.43)$$

energiya ajralib chiqadi va aksincha, jism energiyasi bu jarayonda ΔE_0 ga oshsa, uning massasi Δm ga oshadi-*tinch holatdagi jism energiyasi va massasi bir-biriga mutanosib tarzda o'zgaradi.* (6.43) formula orqali ifodalangan munosabat *massa va energiyaning o'zaro bog'lanish qonuni* deyiladi.

Bu qonunga asosan biror usul bilan jismning energiyasini ΔE_0 ga o'zgartirsak (uni qizdirib yoki sovutib, yoxud uning tezligini o'zgartirib) shu o'zgargan energiyaga mos ravishda uning massasi ham Δm ga o'zgaradi. Masalan, qizdirib unga ΔE_0 ga teng energiya berilsa, uning massasi $\Delta m = \Delta E / c^2$ qadar oshadi; agar yorug'lik chiqarish natijasida jismning energiyasi ΔE_0 qadar kamaysa, uning massasi $\Delta m = \Delta E_0 / c^2$ qadar kamayadi.

6.11. Lorens almashtirishlariga nisbatan invariant kattaliklar

Bir inersial sanoq tizimidan ikkinchisiga o'tilganda fizik kattaliklarning qiymatlari o'zgaradi jismning koordinatalari, tezligi va vaqt oralig'i shular jumlasidandir. Shu bilan birga shunday kattaliklar ham borki, ularning qiymatlari bir inersial sanoq tizimidan ikkinchisiga o'tilganda o'zgarmaydi. Ma'lumki, bunday kattaliklar

Lorens almashtirishlariga nisbatan invariant (o'zgarmaydigan) kattaliklar deyiladi. Ular quyidagilardir:

1. Yorug'likning vakuumdagi tezligi (c) barcha inersial sanoq tizimlarida bir xil qiymatga ega.

2. Jismning (zarraning) massasi bir inersial sanoq tizimidan ikkinchisiga o'tilganda o'zgarmaydi.

3. Jism qaysi sanoq tizimida tinch turgan bo'lsa, uning xususiy soati u bilan birga harakatlanayotgan (boshqa inersial sanoq tizimiga nisbatan) soat vositasida o'lchanadi. Shu boisdan, jism harakatining davomliligini ifodalovchi vaqt oralig'i

$$\Delta\tau = \Delta t\sqrt{1 - v^2/\ c^2}$$

Lorens almashtirishlariga nisbatan invariant kattalikdir; bu formulada v harakatdagi jismga nisbatan shartli ravishda tinch holatda bo'lgan sanoq tizimida (K sanoq tizimida) o'lchangan vaqt oralig'i.

4. Voqealar oralig'i (interval)-relyativistik mexanikadagi asosiy invariantlardan hisoblanadi. Voqealar oralig'i (s) ning kvadrati K va K' sanoq tizimlarida quyidagicha ifodalanadi:

$$s^2 = c^2\Delta t^2 - \Delta x^2 - \Delta y^2 - \Delta z^2 = c^2 t'^2 - \Delta x'^2 - \Delta y'^2 - \Delta z'^2 = s'^2;$$

bu yerda

$$\Delta t = t_2 - t_1,\ \Delta x = x_2 - x_1,\ \Delta y = y_2 - y_1,\ \Delta z = z_2 - z_1,$$

$$\Delta t' = t'_2 - t'_1,\ \Delta x' = x'_2 - x'_1,\ \Delta y' = y'_2 - y'_1,\ \Delta z' = z'_2 - z'_1;$$

ya'ni

$$s^2 = s'^2 = inv$$

Demakdir, voqealar oralig'i va uning kvadrati bir inersial sanoq tizimidan ikkinchisiga o'tilganda o'zgarmaydi.

5. To'rt o'lchovli fazoda aniqlangan zarraning harakat tenglamasi

$$\vec{f} = \frac{d}{dx}(m\vec{u})$$

invariant kattalik hisoblanadi. Bu yerda $\vec{f}$ va $\vec{u}$ mos ravishda to'rt o'lchovli fazoda zarraga ta'sir etuvchi kuch hamda zarraning dunyoviy tezligi, dx-zarraning xususiy vaqt oralig'i.

6. Bir inersial sanoq tizimidan ikkinchisiga o'tilganda zarraning to'liq energiyasi (E) va impulsi (r) o'zgaradi, lekin E va r ni o'z ichiga olgan:

$$E^2 - p^2c^2$$

munosabat Lorens almashtirishlariga nisbatan invariant bo'lib, barcha inersial sanoq tizimlarida bir xil qiymatga ega, chunki bu munosabatning qiymati zarra tezligi (υ) ga bog'liq emas:

$$E^2 - p^2c^2 = m^2c^4 = inv$$

yoki

$$\frac{E^2}{c^2} - p^2 = m^2c^2 = inv.$$

7. Jismning tinch holatdagi energiyasi (ichki energiyasi)

$$E_0 = mc^2$$

barcha inersial sanoq tizimlarida bir xil qiymatga ega, chunki bu yerda m va c kattaliklarning har biri alohida invariant kattalikdir.

6.12. Energiya va impuls uchun Lorens almashtirishlari

Bir inersial sanoq tizimidan ikkinchisiga o'tilganda, yuqorida ko'rdikki, zarra to'liq energiyasi va uning impulsi o'zgaradi, ya'ni bu kattaliklarni bir-biridan ayrim holda olib qaralganda ular Lorens almashtirishlariga nisbatan invariant emas. Shu boisdan bir inersial sanoq tizimidan ikkinchisiga o'tilganda zarraning impulsi va energiyasi uchun Lorens almashtirishlari qanday ko'rinishga ega bo'lishini aniqlaylik. Impuls va to'liq energiya uchun mazkur almashtirishlar quyidagicha ifodalanadi:

$$p'_x = \frac{p_x - E\upsilon/c^2}{\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}};\quad p'_y = p_y,\ p'_z = p_z,\ E' = \frac{E - p_x\upsilon}{\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}}; \qquad (6.44)$$

bu yerda υ harakatdagi K' sanoq tizimining K ga nisbatan tezligi, p'_x, p'_y, p'_z va E' mos ravishda impuls va energiyaning K' dagi qiymatlari. (6.44) formula K sanoq tizimidan K' ga o'tishda zarra impulsining proyeksiyalari va uning energiyasi uchun Lorens almashtirishlarini ifodalaydi.

Shuningdek, K' sanoq tizimidan K ga o'tilganda (1) almashtirishlar quyidagi ko'rinishni oladi:

$$p_x = \frac{p'_x + E'\upsilon/c^2}{\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}};\quad p_y = p'_y,\ p_z = p'_z,\ E = \frac{E' - p'_x\upsilon}{\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}} \qquad (6.45)$$

O'zaro ta'sirlashuvchi zarralar berk tizimining to'liq impulsi va to'liq energiyasining saqlanish qonunlari biror inersial sanoq tizimida bajarilsa, mazkur qonunlar boshqa inersial sanoq tizimlarida ham bajarilar ekan.

Umuman olganda, impuls va energiyaning saqlanish qonunlari keng qamrovli mohiyatga ega bo'lib, bu qonunlar kichik (υ<<s) tezliklar uchun ham, relyativistik tezliklar (υ≈s) uchun ham o'rinlidir.

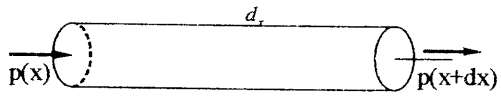
VII BOB
UZLUKSIZ MUHITLAR MEXANIKASI ELEMENTLARI

7.1 Suyuqliklarning harakat va muvozanat tenglamasi

Suyuqliklar va gazlar harakatining murakkab manzarasini tushunish uchun biz ularni dastlab yopishmaydigan va siqilmaydigan suyuqlik sifatida qarab chiqamiz.

Harakat tezliklari katta bo'lganida yengil siqiluvchi gazlar ham unda harakatlanuvchi jismlarga xuddi siqilmaydigan suyuqliklardek ta'sir ko'rsatadi. Kichik tezliklar bilan harakatlanuvchi suyuqlik ichiga kiritilgan jismlarga ta'sir etuvchi kuchlarning paydo bo'lishiga asosan yopishqoqlik sabab bo'ladi, katta tezliklarda esa suyuqliklarning inersiyasi ko'proq ta'sir ko'rsatadi. Bu kuchlarning miqdori va yo'nalishi suyuqlik bilan unga kiritilgan qattiq jismning bir-biriga nisbatan ko'chish tezligiga bog'liq bo'ladi.

Umuman suyuqliklarda ta'sir etuvchi kuchlarni hajmiy kuchlarga va sirt kuchlariga ajratish mumkin. *Hajmiy kuchlar* massa dm ga va u bilan bog'liq bo'lgan kuchga mutanosibdir. Bu kuchni $\vec{f}dV$deb belgilasak, $\vec{f}$ ni *hajmiy kuchlarning zichligi* deyish mumkin. Hajmiy kuchlarga og'irlik va inersiya kuchlar misol bo'la oladi. Ravshanki, og'irlik kuchining hajmiy zichligi $\vec{f} = \rho\vec{g}$, ρ – suyuqlik zichligi, g – erkin tushush tezlanishi. Sirt kuchlari esa suyuqlikning har bir kichik hajmiga uni o'rab turgan suyuqlik bo'laklari tomonidan ta'sir etuvchi tik va urinma tarzda yo'nalgan kuchlardan iborat. Tinch turgan suyuqlik uchun urinma kuchlarni e'tiborga olmay, faqat tik yo'nalgan bosim kuchlardan iborat holni ko'rib chiqaylik. Kichik hajm bo'lakchasi dV uchun uzinligi dx va ko'ndalang kesimi yuzasi dS bo'lgan silindrni olaylik.



7.1-rasm.

Bosim kuchining silindrning birinchi asosiga ta'sir etuvchisini $p(x)dS$ desak, ikkinchisi $p(x+dx)dS$ ga teng bo'ladi. Aslida $\vec{p}$ kuch y va z koordinatalarga hamda vaqtga ham bog'liq bo'ladi. Silindrning yon tomonlariga ta'sir etuvchi bosim kuchlari x o'qiga tik bo'lganda,

[illegible] va z o'qlar bo'ylab ta'sir etuvchi kuchlarni qarab [illegible] ham bo'ladi.

Qaralayotgan hajm bo'lakchasiga ta'sir etuvchi bosim kuchining [illegible] yo'nalishidagi tashkil etuvchisi $[p(x)-p(x+dx)]dS$ ga teng bo'ladi. Cheksiz kichik o'zgarishni differensial bilan almashtirish mumkinligidan,

$$p(x+dx)-p(x)=-dp=-\frac{dp}{dx}dx$$

deb yozish mumkin. y, z va t larni o'zgarmas deb qaralayotganda, $p(x, y, z, t)$ funksiyaning x bo'yicha olingan hosilasi xususiy hosiladan iborat bo'lgani tufayli,

$$-\frac{dp}{dx}dx=-\frac{\partial p}{\partial x}dx=T_x dx$$

deyish mumkin. Shunga o'xshash r ning y va z lar bo'yicha xususiy hosilalarining $\frac{\partial p}{\partial y}$ va $\frac{\partial p}{\partial z}$ desak, bosim kuchining X, Y va Z o'qlari bo'yicha tashkil etuvchilarni quydagicha yozish mumkin:

$$T_x=-\frac{\partial p}{\partial x},\quad T_y=-\frac{\partial p}{\partial y},\quad T_z=-\frac{\partial p}{\partial z}. \tag{7.1}$$

Shunday qilib, suyuqlikning birlik hajmiga bosim r tufayli vujudga kelgan quyidagi sirt kuchlari ta'sir etadi:

$$\vec{T}=-\frac{\partial p}{\partial x}\vec{i}-\frac{\partial p}{\partial y}\vec{j}-\frac{\partial p}{\partial z}\vec{k} \tag{7.2}$$

[illegible] kattalikning gradiyentini

$$grad\,p=\frac{\partial p}{\partial x}\vec{i}+\frac{\partial p}{\partial y}\vec{j}+\frac{\partial p}{\partial z}\vec{k} \tag{7.3}$$

[illegible] belgilasak, $\vec{T}=-grad p$ (7.4)

deb yozish mumkin, ya'ni $\vec{r}$ vektor r skalyar kattalikning teskari ishora bilan olingan gradiyentiga teng ekan. Shunday qilib, $\vec{r}$ vektor bosim r ning miqdori bilan emas, balki uning fazodagi yo'nalishlar bo'ylab o'zgarishi bilan aniqlanadi.

Suyuqliklarning muvozanat holatida T kuch hajmiy kuch $\vec{f}$ bilan muvozanatda bo'lishi tufayli quydagiga ega bo'lamiz:

$$grad\, p = \vec{f} \qquad (7.5)$$

Bu tenglama *gidrostatikaning asosiy tenglamasi* deyiladi (5) tenglamaning koordinatalar bo'yicha yozilgan ko'rinishi quyidagicha:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = f(x), \quad \frac{\partial p}{\partial y} = f(y), \quad \frac{\partial p}{\partial z} = f(z). \qquad (7.6)$$

Agar ideal suyuqlik qandaydir $\vec{v}$ tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsa, (7.4) va (7.5) formulalarni hisobga olib, suyuqlikning harakat tenglamasini quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$p\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{f} - grad\, p \qquad (7.7)$$

Bu tenglama *ideal suyuqlik gidrodinamikasining asosiy tenglamasi* bo'lib, u *Eyler tenglamasi* deb ham ataladi. Real suyuqliklarda suyuqlikning harakat tenglamalari ancha murakkablashadi.

7.2. Siqilmaydigan suyuqlik gidrostatikasi

Agar suyuqliklardagi hajmiy kuchlarini yo'q deb faraz qilsak, u holda $\vec{f}=0$ va demak, $\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\partial p}{\partial z} = 0$ bo'ladi, ya'ni hajmiy kuchlar bo'lmagan muvozanat sharoitida suyuqlikning barcha nuqtalarida bosim bir xil bo'ladi.

Xususan, hajmiy kuchlar bo'lmaganda suyuqlikning birdan-bir muvozanat sharti shundan iboratki, bu holda suyuqlik sirtining barcha nuqtalariga ta'sir etuvchi bosim bir xil va u tashqi bosimdan iborat bo'ladi. Aks holda suyuqlikning harakati vujudga keladi. Hajmiy kuchlar bo'lmaganda suyuqlik sirtga beriluvchi muayyan bosim suyuqlik ichidagi barcha nuqtalarda shunday bosimni vujudga keltiradi.

Agar suyuqlik og'irlik maydonida bo'lsa, u holda $\vec{f} = \rho\vec{g}$. Bu kuchni Z o'qi bo'ylab yo'nalgan deb hisoblasak, muvozanatdagi suyuqlikning asosiy tenglamasi quyidagidan iborat bo'ladi:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial y} = 0; \quad \frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \qquad (7.8)$$

Formuladan ko'rinib turibdiki, muvozanatda bo'lgan suyuqlikda bosim X va Y o'qlarga bog'liq bo'lmasdan faqat Z ga bog'liq bo'ladi. Z ga tik tekisliklar esa bir xil bosimli tekisliklar bo'ladi va bundan suyuqlikning zichligi faqat balandlikka bog'liq degan xulosa kelib chiqadi.

Endi faraz qilaylik, suyuqlik bir jinsli va siqilmaydigan (ρ=const) bo'lsin hamda erkin tushish tezlanishi $\vec{g}$ ham balandlikka bog'liq bo'lmasin. Bu sharoitlarni hisobga olgan holda (7.8) tenglamaning integrali quyidagini beradi:

$$p = p_0 - \rho g z \qquad (7.9)$$

Integrallash doimiysi P_0 ma'no jihatidan z=0 dagi suyuqlikning bosimidan iborat.

(7.9) formula idishdagi suyuqlikning tagiga va devorlariga hamda suyuqlikka botirilgan jismning sirtiga ta'sir etuvchi kuchlarni ham aniqlash imkonini beradi.

Ma'lumki, Arximed qonuniga binoan suyuqlik va gazga botirilgan ular qanday jismga u siqib chiqargan suyuqlik yoki gaz og'irligiga teng gidrostatik ko'tarish kuchi ta'sir qiladi. Bu kuch jism ustiga suyuqlik yoki gaz ta'sir qiluvchi bosim kuchlarning teng ta'sir etuvchisi bo'lib, tik ravishda yuqoriga yo'naladi. Jismning og'irligi ko'tarish kuchidan katta bo'lsa jism cho'kadi, kichik bo'lsa cho'kmaydi. Bu so'nggi xususiyat jismlarning suyuqlik va gazlarda suzish qonunining asosini tashkil etadi.

Agar suyuqlikka qandaydir jism kiritilgan bo'lsa va u mexanika nuqtayi nazaridan muvozanatda bo'lsa, u holda unga ta'sir etuvchi tashqi kuchlarni jismning og'irlik kuchi va jismga har tomondan ta'sir etuvchi bosim kuchlaridan – Arximed kuchlaridan iborat deb qarash mumkin. Bu kuchlar bir-biriga teng va qarama-qarshi yo'nalgan bo'lsa, jism muvozanatda bo'ladi. Masalan, kemaning turishini tekshiradigan bo'lsak, suv ustida bemalol suzib yurishi uchun kemaning suvga botirilgan qismi siqib chiqargan suvning

og'irligi kemaning yuki bilan birgalikdagi havodagi og'irligiga teng bo'lishi lozim.

7.3. Ideal suyuqlikning turg'un harakati.

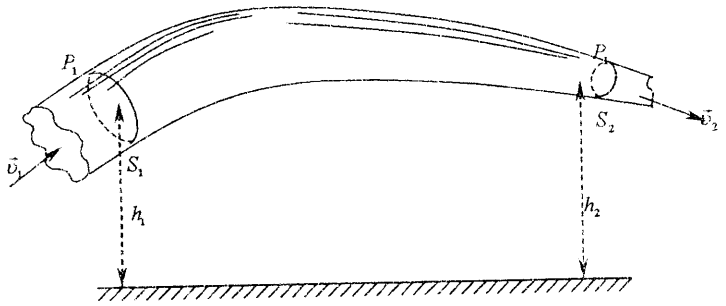
Bernulli tenglamasi

Real suyuqliklar harakatining qonunlarini o'rganish ancha murakkab bo'lgani uchun biz asosan yopishqoqlik kuchlarini hisobga olmasdan, ideal suyuqlikning harakatini qaraylik. Albatta, bu holda suyuqliklarda mavjud bo'ladigan ichki ishqalanishning tik va urinma kuchlarini cheksiz kichik deb qarash mumkin. Bu holda ideal suyuqlikdagi mavjud bo'lgan birdan-bir kuch – uning tik yo'nalgan bosim kuchidir. Bu bosim kuchi (p*) suyuqlikning zichligi bilan aniqlanadi.

Suyuqlikning ko'ndalang kesimi turlicha bo'lgan oqim nayida oqish jarayonini qarab chiqaylik. Ma'lumki, suyuqlik oqimining hech yerda uzilmasligi, ya'ni uning uzluksizligidan suyuqlik tezligining oqim nayining ko'ndalang kesimiga ko'paytmasining o'zgarmas ekanligi kelib chiqadi. Bu esa ma'lum vaqt oralig'ida nayning bir uchidan oqib kirayotgan suyuqlikning hajmi uning qarama-qarshi tomonidan oqib chiqayotgan suyuqlik hajmiga teng bo'lishini bildiradi:

$$\upsilon_1 S_1 = \upsilon_2 S_2,$$

ya'ni Δt vaqt oralig'ida S_1 kesim orqali oqib kirayotgan suyuqlikning tezligi υ_1 va bosimi p_1 bo'lsa, hududi shu vaqt ichida S_2 kesimdan υ_2



7.2-rasm.

tezlik va p_2 bosimlarda bir xil suyuqlik massasi oqib o'tar ekan.

Og'irlik kuchi ta'sirida ro'y beruvchi turg'un harakatni qarab chiqaylik. Bu harakat uchun energiyaning saqlanish qonunini tatbiq etish mumkin.

Oqim turg'un bo'lganligidan, nayning ajratib olingan qismlarida energiya to'planmaydi ham, sarf bo'lmaydi ham. Demak, Δt vaqt ichida S_1 kesim orqali uzatilayotgan energiya xuddi shu vaqtda S_2 kesim orqali uzatilayotgan energiyaga teng bo'lishi kerak. Bu holda 1 kesimdan oqib o'tayotgan m massali suyuqlikning kinetik energiyasi $m\upsilon_1^2/2$ va potensial energiyasi mgh_1 bo'lganidan, Δt vaqt ichida og'irlik kuchlari ta'sirida S_1 kesim orqali uzatiladigan energiya miqdori $\frac{m\upsilon_1^2}{2}+mgh_1$ bo'ladi. Bundan tashqari, orqadagi suyuqlik qismi o'zining oldidagi qismini siljitishi uchun p_1S_1 kuchning $\upsilon_1\Delta t$ o'tilgan ko'paytmasiga teng bo'lgan ish bajaradi. Shunday qilib, Δt vaqtda ko'ndalang kesim orqali uzatiladigan mexanik energiya miqdori quyidagiga teng bo'ladi:

$$E = \frac{m\upsilon_1^2}{2} + mgh_1 + p_1 S_1 \upsilon_1 \Delta t \qquad (7.10)$$

Nayning hech bir qismida energiya to'planmaganligi va sarf ham bo'lmaganligi sababli, S_2 kesim orqali Δt vaqtda uzatiladigan energiya ham xuddi shunday qo'shiluvchilar yig'indisiga teng bo'ladi.

Demak,

$$\frac{m\upsilon_1^2}{2} + mgh_1 + p_1 S_1 \upsilon_1 \Delta t = \frac{m\upsilon_2^2}{2} + mgh_2 + p_2 S_2 \upsilon_2 \Delta t. \qquad (7.11)$$

Oqimning uzluksizlik shartiga muvofiq Δt vaqtda nayga oqib kirayotgan suyuqlik hajmi $S_1\upsilon_1\Delta t$ ga, xuddi shu vaqt ichida undan oqib chiqayotgan suyuqlik hajmi $S_2\upsilon_2\Delta t$ ga teng. (11) ning ikki tomonini bu teng hajmlarga bo'lsak va $(m/S\upsilon\Delta t)=\rho$-suyuqlikning zichligi ekanligini hisobga olsak, (11) o'rniga quyidagini yozish mumkin:

$$\frac{\rho\upsilon_1^2}{2} + P_1 + \rho g h_1 = \frac{\rho\upsilon_2^2}{2} + P_2 + \rho g h_2$$

yoki $$\frac{\rho\upsilon^2}{2} + P + \rho gh = const \qquad (7.12)$$

Bu tenglama Bernulli tenglamasi deb ataladi. Bernulli tenglamasidan kelib chiqadigan xulosalardan biri shunday:

Oqim nayining ingichka qismida suyuqlikning tezligi boshqa qismlardagiga qaraganda katta bo'ladi.

7.4. Suyuqliklarning naylarda oqishi

Puazeyl formulasi

Real suyuqliklarda harakat ideal suyuqliklardagidan farqli bo'lib, ularda ichki ishqalanish kuchlari vujudga keladi. Bunday suyuqliklarda ichki ishqalanish kuchlari qatlamlarning harakatiga va demak, undagi jismlarning harakatiga ham, qarshilik ko'rsatuvchi kuch sifatida namoyon bo'ladi. Bu hodisani o'rganish uchun biz biror suyuqlik surtilgan ikki plastinkani olib, ustidagi plastinkani ostidagisiga nisbatan harakatlantiraylik. Bunda ularga tegib turgan suyuqlik qatlamlari ularga yopishadi, qolgan barcha qatlamlar esa bir-biriga nisbatan sirpanib ko'chadi. Bu holda plastinkalardan uzoqda turgan qatlamlarning sirpanish tezligi yaqin turganlarnikidan katta bo'ladi. Qatlamlar harakatining tezligini harakatga tik bo'lgan Z o'qqa nisbatan qaraylik. Bu holda harakatning Z o'qi bo'yicha o'zgarish tezligi (tezlik gradiyenti) $\frac{d\vec{\upsilon}}{dz}$ bo'ladi. Agar koordinata z ni orttirish bilan qatlamlarning tezligi bir tekisda ortsa, u holda tezlik gradiyenti suyuqlikning barcha massasi uchun bir xil bo'ladi. Bir-biridan Δz uzoqlikda turgan qatlamlarning tezliklari υ_1 va υ_2 bo'lsa, u holda tezlik gradiyenti $(\upsilon_2-\upsilon_1)/dz$ bo'ladi.

Suyuqlik qatlamlari orasida mavjud bo'lgan ishqalanish kuchi F uchun Nyuton quyidagi qonuniyatni aniqladi:

$$F=\eta \left|\frac{d\upsilon}{dz}\right| S \qquad (7.13)$$

bunda, η – suyuqlikning qovushoqlik koeffitsyenti; S – qatlamlar yuzasi; $d\upsilon/dz$ kattalik (tezlik gradiyenti) bir qatlamdan ikkinchi

qatlamga o'tganda suyuqlik qatlamlari tezliklarining o'zgarish tezligini ifodalaydi. Ishqalanish kuchi (F) ikki «qo'shni» qatlamning tezroq harakatlanayotganini to'xtatishga, sekinroq harakatlanayotganini esa tezlatishga intiladi.

(7.13) ga ko'ra η ning SI dagi birligi qilib shunday suyuqlikning qovushoqligi olinadiki, bunda tezlik gradiyenti $\frac{d\upsilon}{dz} = 1\frac{м}{см} = \frac{1}{c}$ bo'lganda, suyuqlikning ikki «qo'shni» qatlamlari orasidagi S=1 m^2 sirtida mavjud bo'lgan ishqalanish kuchi 1 N ga teng bo'ladi. Bu birlik paskal-sekund (Pa·s) deb ataladi.

Uncha katta bo'lmagan tezliklarda suyuqlik qatlam-qatlam bo'lib oqadi. Bunday oqish *laminar oqim* deyiladi. Laminar oqishda suyuqlik qatlamlari nay devorlaridan qancha uzoq tursa, bir-biriga nisbatan shuncha kattaroq tezlik bilan sirpanadi (suyuqlikning laminar oqishida nay ichiga yuborilgan bo'yoqli suyuqlik aniq chegaralangan shaklda qolaveradi). Tezlik ortishi bilan suyuqlik qatlamlarining aralashib oqishi vujudga keladi. Bunday oqish *turbulent oqim* deyiladi. Bunda toza va bo'yalgan suyuqliklar orasidagi keskin chegara yo'qolib, nayning hamma joylarida tartibsiz uyurmaviy harakatlar yuzaga keladi. Laminar oqim turbulent oqimga aylanish paytidagi tezlik *kritik tezlik* deb ataladi.

Texnika taraqqiyotining bugungi bosqichida suyuqliklarning har xil naylardagi o'rtacha tezliklarini bilish katta amaliy ahamiyatga ega. Tajribalarda aniqlanishicha, har xil diametrli naylarning ko'ndalang kesim yuzidan vaqt birligida oqib o'tadigan suyuqlik miqdori M o'rtacha oqish tezligi υ_o ning ko'ndalang kesimi yuzi S ga ko'paytmasiga teng ekan:

$$M=\upsilon_o \cdot S.$$

Fransuz olimi Puazeyl (1841 y.) suyuqliklarning naylarda oqish tezliklarini tajriba yo'li bilan o'rganib, suyuqlikning nay bo'ylab o'rtacha liminar oqish tezligi nay uzunlik birligidagi bosimning tushishi hamda nay radiusining kvadratiga to'g'ri mutanosib va qovushoqlik koeffitsiyentiga teskari mutanosib ekanligini aniqladi:

$$\upsilon_O = \frac{p_1 - p_2}{l} \frac{R^2}{8\eta} \qquad (7.14)$$

Shuning uchun ham bu qonun *Puazeyl qonuni* deb ataladi. Nay uchun $S=\pi R^2$ va $M=\upsilon_O \cdot S$ ekanligini hisobga olib Puazeyl qonunini, quydagicha yozish mumkin:

$$M=\frac{p_1-p_2}{l}\frac{\pi R^4}{8\eta} \qquad (7.15)$$

7.5. Suyuqlik va gazlarda jismlarning harakatiga ko'rsatiladigan qarshilik

Real suyuqlik yoki gazlarda ishqalanish kuchlari mavjudligi tufayli ularda harakatlanuvchi jismlarga ta'sir etuvchi qarshilik kuchlari paydo bo'ladi. Bu kuchlarning miqdori asosan jismning harakat tezligiga bog'liq bo'ladi. Stoks *katta bo'lmagan υ tezliklar bilan harakatlanuvchi r radiusli sharsimon jismlarga muhit tomonidan ta'sir etuvchi qarshilik kuchi F jismning tezligi va o'lchamlariga hamda muhitning qovushoqlik koeffitsiyenti η ga to'g'ri mutanosib* ekanligini ko'rsatdi:

$$F=6\pi\eta r\upsilon \qquad (7.16)$$

Stoks formulasi deyiladi. Bu formulaning amaliy ahamiyati shundan iboratki, u jismning qovushoq muhitda erkin tushish tezlanishini aniqlashda, har xil zichlikka ega bo'lgan muhitlarda tomchi yoki kichik zarralarning radiuslarini ularning bu muhitlarda erkin tushishini kuzatish orqali aniqlashda va shu kabi vazifalarni hal qilishda qo'llaniladi.

Katta tezliklarda gaz va suyuqliklarning qarshiligi asosan uyurma hosil qilish uchun ish bajarilishi natijasida yuzaga keladi. Bu qarshilik *peshona qarshilik* deb atalib, u Nyuton kashf qilgan qonunga binoan *harakat tezligining kvadrati bilan jism harakatiga tik bo'lgan ko'ndalang kesim yuzasiga mutanosibdir:*

$$F=C_x\frac{\rho\upsilon^2}{2}S \qquad (7.17)$$

bu yerda, ρ – muhitning zichligi; C_x – peshona qarshilik koeffitsiyenti bo'lib, uning qiymati jismning shakliga bog'liq.

Tezlikning kichik qiymatlarida qarshilik, Stoks formulasiga muvofiq, tezlikning ikkilamchi darajasiga emas, balki birlamchi darajasiga mutanosib bo'lar ekan. Tovush tezligiga yaqin tezliklarda

bu bog'lanish υ^3 ga, tovush tezligidan juda katta bo'lgan tezliklarda yana υ^2 ga mutanosib bo'lar ekan. Shunday qilib, har xil tezliklarda harakatlanuvchi suyuqlik va gazlardagi turli shakldagi jismlarga ta'sir etuvchi kuchlarni qarashda biz (7.17) formuladagi qarshilik koeffitsiyenti C_x ning muhitning qovushoqlik koeffitsiyenti (η), zichligi (ρ) va jismning harakat tezligi (υ) hamda o'lcham (r) ning qandaydir funksiyasidan iborat deyishimiz haqiqatga yaqin bo'ladi. Olib borilgan izlanishlar C_x ning faqat $\frac{pl\upsilon}{\eta}$ ga bog'liq ekanligini ko'rsatdi:

$$C_x=f(\mathrm{Re}), \qquad \mathrm{Re}=\frac{pl\ \upsilon}{\eta}, \qquad (7.18)$$

(7.18) dagi Re o'lchamsiz kattalik bo'lib, *Reynolds soni* deb ataladi. Muhit qovushoqlik koeffitsiyentining uning zichligiga nisbati η/p esa *kinematik qovushoqlik* deb ataladi:

$$\frac{\eta}{p}=\nu \qquad (7.19)$$

Amalda Reynolds soni qovushoqlik koeffitsiyenti orqali emas, balki kinematik qovushoqlik orqali ifodalanadi:

$$\mathrm{Re}=\frac{l\upsilon}{\nu} \qquad (7.20)$$

Yetarli darajali katta tezliklarda laminar oqishning buzilishi-laminar oqishning beqarorligi vujudga keladi. Buning natijasida harakat turbulent harakatga aylanadi. Turbulent harakatda suyuqlik yoki gazning gidrodinamik xossalari (tezlik, bosim, gazlar uchun esa zichlik va harorat) tez va tartibsiz holda o'zgarib turadi. Turbulent oqimga tog' daryolaridagi suvning harakati, tez suzuvchi kemaning orqasidagi suvning harakati hamda quvurlardan tartibsiz chiquvchi tutunlar va boshqalar misol bo'ladi. Bunday harakatlarning hammasi gidrodinamik noturg'unlik yuzaga keluvchi oqimlarda sodir bo'ladi. Turbulent oqimda suyuqlik zarralarining trayektoriyalari nay o'qiga parallel bo'lmasdan, murakkab egri chiziqlardan iborat bo'ladi. Trayektoriyalar vaqt davomida turg'un bo'lmasdan, o'zgarib turadi. Shunday qilib, tabiatan noturg'unlik, tezlikning suyuqlikning asosiy ko'chma harakat yo'nalishiga tik bo'lgan tashkil etuvchilari mavjudligi turbulent oqimni laminar oqimdan farqlab turuvchi muhim belgilar hisoblanadi.

VIII BOB
MOLEKULAR-KINETIK NAZARIYA VA STATISTIK FIZIKA ASOSLARI

8.1. Ideal gaz holatining tenglamasi

Biror gaz massasining holati **P** bosim, V hajm va **T** temperaturadan iborat uchta parametrning qiymatlari bilan aniqlanadi. Bu parametrlar bir-biriga qonuniy ravishda bog'langanki, ulardan birining o'zgarishi natijasida boshqalari ham o'zgaradi. Aytilgan bog'lanish

$$F(P,V,T)=0 \qquad (8.1)$$

funksiya ko'rinishida ifodalanishi mumkin.

Biror jismning parametrlari orasidagi bog'lanishni ifodalovchi munosabat shu jismning *holat tenglamasi* deb ataladi. Binobarin (8.1) munosabat berilgan gaz massasi holati tenglamasining oshkormas ko'rinishidir.

Agar (8.1) tenglamani parametrlaridan birontasiga, masalan P ga nisbatan yechsak, holat tenglamasi $P=f(V,T)$ ko'rinishiga keladi. Maktab kursidan ma'lum bo'lgan Boyl-Mariott va Gey-Lyussak qonunlari parametlardan biri o'zgarmas bo'lgan sharoitdagi holat tenglamalarini ifodalaydi. Masalan, Boyl-Mariott qonuniga ko'ra, temperatura o'zgarmaganda berilgan gaz massasi uchun gazning bosimi uning hajmiga teskari proporsional ravishda quydagicha yozish mumkin. $PV=const$ $(T=const)$.

Gazning o'zgarmas temperaturada bir holatdan boshqa holatga o'tishi izotermik protsess deb ataladi. *Gey-Lyussak* qonuniga ko'ra bosim o'zgarmas bo'lganda berilgan gaz massasining hajmi teperaturaga qarab chiziqli ravishda o'zgaradi.

$$V=V_0(1+\alpha t) \qquad (P=const)$$

Hajm o'zgarmas bo'lganda bosim uchun ham shunga o'xshash bog'lanishi o'rinli.

$$P=P_0(1+\alpha t) \qquad (V=const)$$

Bu tenglamalarda t-Selskiy shkalasi bo'yicha hisoblangan temperatura V_0 – 0^0Cdagi hajm, P_0 – 0^0Cdagi bosim. Ikkala tenglamada ham α koeffitsiyent bir xil bo'lib, uning qiymati 1/273 1/grad.

O'zgarmas bosimda yuz beradigan jarayon *«izobarik jarayon »* deb ataladi. O'zgarmas hajmda yuz beradigan jarayon *«izoxorik jarayon»* deb ataladi.

Absolyut shkalaning ta'rifiga binoan absolyut temperatura bilan Selsiy shkalasi bo'yicha hisoblangan temperatura o'rtasida quyidagi munosabat o'rinlidir:

$$T=t+\frac{1}{\alpha}=t+273{,}15$$

Boyl-Mariott va Gey-Lyussakning tenglamalarini birlashtirib, ideal gaz holatining tenglamasini topish mumkin. Buning uchun (P, V) diagrammada parametrning qiymatlari P_1, V_1, T_1 va P_2, V_2, T_2, bo'lgan ikkita ixtiyoriy holatni olamiz. 1-1' izotermadan va 1'-2 izoxoradan iborat bo'lgan 1 dan 2 ga o'tish protsessini ko'rib chiqamiz. Ravshanki, **1'** holatning temperaturasi 1 holatning temperaturasiga teng bo'ladi. 1' hajm 2 holatidagi hajmga teng. P' bosim, umuman aytganda, p_1 va p_2 bosimlardan farq qiladi. 1 va 1' holatlar ayni bir izotermada yotadi. Shuning uchun Boyl-Mariott qonuniga muvofiq ravishda $P_1V_1=P'V_2$ 1' va 2 holatlarda ayni bir izoxorada yotadi.

Binobarin, Sharl qonuniga muvofiq: $\frac{p_1}{p_2}=\frac{T_1}{T_2}$

Bu tenglamalarda p_1 ni yo'qotib, quyidagi tenglamani topamiz:

$$\frac{p_1V_1}{T_1}=\frac{p_2V_2}{T_2}$$

1 va 2 holatlar mutlaqo ixtiyoriy ravishda tanlab olinganligi uchun, har qanday holatda ham:

$$\frac{pV}{T}=B$$

bo'ladi deb ta'kidlash mumkin, bu yerda V – berilgan gaz massasi uchun o'zgarmas bo'lgan kattalikdir.

Avagadro kashf qilgan qonunga asosan bir xil sharoitda *(ya'ni bir xil temperaturada va bir xil bosimda)* barcha gazlarning bir moli bir xil hajmga ega bo'ladi. Jumladan normal sharoit deb ataluvchi sharoitda, ya'ni 0^0 C va 1 atm bosimda har qanday gazning bir molining hajmi 22,4m^3/molga teng. Bundan gaz miqdori bir molga teng bo'lganda V kattalik barcha gazlar uchun bir xil bo'ladi, degan

xulosa chiqadi. V kattalikning bir molga to'g'ri keladigan qiymatini R harfi bilan, molning hajmini V_m bilan belgilab, tenglamani quydagicha yozish mumkin.

$$\frac{pV_m}{T} = R$$

Bu tenglama *Klapeyron tenglamasi* deb ataladi. Bu tenglama ideal gaz molining parametrlarini bir-biri bilan bog'laydi va demak, u ideal gaz holati tenglamasining o'zginasidir.

Bu tenglama odatda $pV_m=RT$ ko'rinishda yoziladi R kattalik *universial gaz doimiysi* deb ataladi.

Bir molga tegishli tenglamadan har qanday m massali gazga tegishli tenglamaga o'tish oson, buning uchun bir xil bosim va bir xil temperaturada gazning ν moli bir molinikiga qaraganda ν marta ortiq hajm egallashni e'tiborga olish kerak: $V=\nu V_m$ni $\nu=m/\mu$ga ko'paytirib va νV_m o'rniga V ni qo'yib, quyidagi tenglamani topamiz.

$$pV = \frac{m}{\mu}RT,$$

bu yerda, m – gaz massasi, μ – molning massasi. Bu tenglama har qanday m massali ideal gaz holatining tenglamasidir.

8.2. Molekular-kinetik nazariyaning asosiy tenglamasi

Idish devoriga kelib urilganida molekula devorga impuls beradi, bu impulsning son qiymati molekula impulsning o'zgarishiga teng.

Devor sirtining har bir ΔS elementini ko'p miqdordagi molekulalar muttasil ravishda bombardimon qilib turadi. Buning natijasida ΔS element Δt vaqt ichida ΔS ga normal bo'yicha yo'nalgan ΔK yig'indi impuls oladi. Mexanikadan ma'lumki, ΔK ning Δt ga nisbati ΔS yuzaga ta'sir etuvchi kuchga, bu kuchning ΔS ga nisbati esa R bosimga teng.

Molekulalar tezliklar bo'yicha biror tarzda taqsimlangan deb faraz qilib, molekulalarning idish devoriga beradigan zarbalari sonini aniqlaymiz. Tezligining qiymati υ_1 bo'lgan molekulalar orasida turli xil yo'nalishlarda harakat qiluvchi molekulalar bor. Shuning uchun soddaroq qilib devorning ΔS elementiga qaragan yo'nalish bo'yicha bunday molekulalarning 1/6 qismi harakat qiladi, deb hisoblash

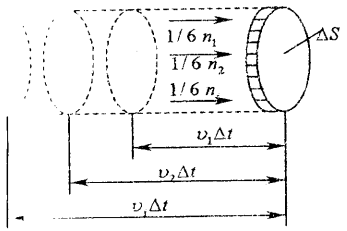
mumkin. Binobarin, tezligi υ_i bo'lgan molekulalardan Δt vaqt ichida ΔS elementga $\Delta N_i = \frac{1}{6}n_i\upsilon_i\Delta S\Delta t$ dona molekula yetib boradi, bu yerda n_i – hajm birligidagi molekulalar soni. Tezliklari har qanday bo'lgan molekulalar beradigan zarblarning to'liq soni:

$$\Delta N = \sum \Delta N_i = \frac{1}{6}\Delta S\Delta t \sum n_i\upsilon_i \text{ ga}$$

muvofiq ravishda $\sum n_i\upsilon_i$ ni $n\bar{\upsilon}$ bilan almashtirib, birlik yuzga vaqt birligi ichida beriladigan zarblarni quyidagicha ifodalaymiz:

$$\frac{\Delta N}{\Delta S\Delta t} = \frac{1}{6}n\bar{\upsilon}.$$

Bu ifoda biz oldin topgan ifodadan faqat shu bilan farq qiladiki, unda hamma molekulalar uchun bir xil bo'lgan υ tezlik o'rnida molekulalarning o'rtacha $\bar{\upsilon}$ tezligi qatnashadi.



8.1-rasm.

ΔN_i molekulalardan har biri devorga urilganida unga $2m\upsilon_i$-ga teng impuls beradi. U holda molekulalarning Δt vaqt ichida ΔS elementga beradigan natijaviy impulsi quyidagiga teng:

$$\Delta K = \sum 2m\upsilon_i\Delta N_i = \sum 2m\upsilon_i\frac{1}{6}n_i\upsilon_i\Delta S\Delta t.$$

Bosimni topish uchun ΔK ni ΔS va Δt ga bo'lish kerak.

$$P = \frac{2}{3}\sum n_i\frac{m\upsilon_i^2}{2} = \frac{2}{3}\sum n_i\varepsilon_i$$

bu yerda, $\varepsilon_i = m\upsilon_i^2/2$-tezligi υ_i bo'lgan molekula ilgarilanma harakatining kinetik energiyasi. Muvofiq ravishda $\sum n_i\varepsilon_i$ ni $n\bar{\varepsilon}$ bilan almashtirib p bosimni topamiz.

$$p = \frac{2}{3}n\bar{\varepsilon} = \frac{2}{3}n\frac{m\bar{\upsilon}^2}{2} \qquad (8.2)$$

Gazlarning kinetik nazariyasida (2) tenglama asosiy tenglama hisoblanadi. Bu tenglamaga asosan, bosim hajm birligidagi

molekulalar ilgarilanma harakati kinetik energiyasining uchdan ikki qismiga teng.

(2) dan shu narsa ko'rinadiki, n o'zgarmas bo'lganda (ya'ni berilgan gaz massasining hajmi o'zgarmas bo'lganda) bosim molekula ilgarilanma harakatining o'rtacha $\bar{\varepsilon}$ kinetik energiyasiga proporsionaldir.

Shu bilan birga ideal gaz shkalasi bo'yicha o'lchangan T temperatura ideal gazning hajm o'zgarmas bo'lgandagi bosimiga proporsional kattalik sifatida aniqlanadi. Bundan T temperatura $\bar{\varepsilon}$ ga proporsional degan xulosa chiqadi. T absolyut temperatura bilan $\bar{\varepsilon}$ orasidagi proporsionallik koeffitsiyentini topish uchun (2) tenglamani ideal gaz holatining tenglamasi bilan taqqoslaymiz. Buning uchun (2) tenglamani molning V_m hajmiga ko'paytiramiz:

$$PV_m = \frac{2}{3}(nV_m)\bar{\varepsilon}$$

Hajm birligidagi molekulalar sonining bir kilomolning hajmiga ko'paytmasi Avagadro soniga teng ekanligini hisobga olib, oxirgi yozilgan tenglikni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$PV_{km} = \frac{2}{3}N_A\bar{\varepsilon}$$

bu tenglamani bir mol ideal gazning $pV_m = RT$ holat tenglamasi bilan taqqoslab, quyidagi xulosaga kelamiz:

$$\frac{2}{3}NA\bar{\varepsilon} = RT \text{ bundan } \bar{\varepsilon} = \frac{2}{3}kT$$

bu tenglamada *Boltsman doimiysi* deb ataladigan R/Na kattalik k harfi bilan belgilangan. Uning qiymati.

$$k = \frac{R}{N_A} = \frac{8{,}31\cdot 10^3}{6{,}02\cdot 10^{26}} = 1{,}38\cdot 10^{-23}\frac{j}{grad} = 1{,}38\cdot 10^{-16}\frac{erg}{grad}$$

Ideal gaz holatining tenglamasidan R o'rniga N_A k qo'yib va N_A/V_m nisbatning n ga teng ekanligini hisobga olib, bosim uchun quyidagi muhim formulani topish mumkin:

$$P = nkT$$

Agar har xil gazdan iborat aralashma olsak, undagi massalari har xil bo'lgan molekulalarning o'rtacha tezligi har xil bo'lsada, biroq

molekulalarning o'rtacha energiyasi ayni bir xil bo'ladi. Bu holda bosim quyidagiga teng bo'ladi:

$$P = nkT = (n_1 + n_2 + \ldots)kT$$

bu yerda n_1 n_2 va hokazolar hajm birligidagi birinchi, ikkinchi va hokazo navli molekulalarning miqdorini bildiradi. Ifodani

$$P = n_1kT + n_2kT + \ldots$$

ko'rinishda tasvirlash mumkin. Lekin n_1kT ifoda-idishda faqat birinchi navli molekulalar bo'lganda yuzaga keladigan P_1 bosim, n_2kT ifoda-idishda faqat ikkinchi navli molekulalar yuzaga keladigan P_2 bosim va hokazo. Idishda biror navli molekulalarning faqat o'zlari aralashmadagicha miqdorda bo'lganda yuzaga keladigan bosim gaz aralashmasining tegishli komponentasining *parsial bosimi* deb ataladi. Parsial bosim tushunchasini kiritib quyidagi tenglikni yozish mumkin:

$$P = P_1 + P_2 + \ldots = \sum P_i$$

Shunday qilib, biz Dalton qonunini topdik, bu qonunga binoan: *ideal gazlar aralashmasining bosimi shu aralashmadagi gazlar parsial bosimlarining yig'indisiga teng.*

8.3. Gaz molekulalarining tezliklar bo'yicha taqsimlanishi

Gaz molekulalari juda xilma-xil tezliklar bilan harakat qiladi. Alohida olingan har bir molekula tezligi ham kattaligi jihatidan ham yo'nalishi jihatidan molekulalarning bir-biriga to'qnashuvi tufayli muttasil o'zgarib turadi.

Harakatning barcha yo'nalishlari teng ehtimolli bo'lgani uchun molekulalar yo'nalishlari bo'yicha bir tekis taqsimlanadi, har qanday orientirlangan, lekin kattaligi o'zgarmas bo'lgan $\Delta\sigma$ fazoviy burchak ichida har bir paytda o'rta hisobda bir xil $\Delta N_0\varphi$ sondagi molekulalarning harakati yo'nalishi yotadi.

Molekulalar tezligining υ-son qiymatiga kelganda ahvol boshqacharoq υ ning noldan cheksizlikkacha bo'lgan sohadagi mumkin bo'lgan qiymatlari bir xil ehtimollik bilan uchramaydi.

Gazning aynan bir xil sharoitlarda (R va T lari bir xil) turgan bir nechta porsiyasini olsak, ulardagi molekulalarning tezliklari bo'yicha taqsimoti ham aynan bir xil bo'ladi. Lekin nuqtalarning ι o'qida taqsimlanishi xarakteri bir xil bo'lgani holda, ularning zichligi molekulalarning tekshirilayotgan N soniga proporsional bo'ladi va binobarin, gazning har xil porsiyalari uchun turli xil bo'ladi. Istalgan miqdordagi gaz uchun quyidagi munosabat o'rinli bo'ladi;

$$f(\upsilon)=\frac{\rho(\upsilon)}{N}=\frac{1}{N}\frac{\Delta N_\upsilon}{\Delta\upsilon} \qquad (8.3)$$

Shu tarzda aniqlangan f(υ) funksiya gaz molekulalarning tezliklari bo'yicha taqsimlanishini xarakterlaydi va taqsimot funksiyasi deb ataladi. f(υ) funksiyaning shaklini bo'lgan holda berilgan N dona molekuladan tezliklari Δυ interval ichiga tushadigan molekulalar sonini, ya'ni tezliklarining qiymati υ dan υ+Δυ gacha sohada yotadigan molekulalarning ΔN_υ sonini topish mumkin;

Quyidagi

$$\Delta N_\upsilon = Nf(\upsilon)\Delta\upsilon \qquad (8.4)$$

$$\frac{\Delta N_\upsilon}{N}= f(\upsilon)\Delta\upsilon \qquad (8.5)$$

nisbat molekulaning tezligi tezliklarning berilgan Δυ itervali (υ bilan υ+Δυ orasida yotadigan intervali) ichidagi qiymatlariga ega bo'lishi ehtimolini ko'rsatadi.

Taqsimot funksiyasini nazariy yo'l bilan Maksvell topgan bo'lib, bu funksiya uning nomi bilan ataladi. Bu funksiyaning ko'rinishi quyidagicha;

$$f(\upsilon) = Ae^{\frac{m\upsilon^2}{2KT}}\upsilon^2 \qquad (8.6)$$

bu yerda, A – υ ga bog'liq bo'lmagan ko'paytuvchi, m – molekulalarning massasi, k – Boltsman doimiysi.

Hisoblash natijasida A ning qiymati $4\pi(\frac{m}{2\pi kT})^{3/2}$ ga teng ekanligi aniqlangan. Shunday qilib, Maksvell taqsimot funksiyasining ko'rinishi quyidagicha ekan;

$$f(\upsilon)= 4\pi\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m\upsilon^2}{2kT}}\upsilon^2 \qquad (8.7)$$

Molekulalarning tezliklari bo'yicha olingan.

$$dN_\upsilon = N4\pi\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{\frac{m\upsilon^2}{2kT}}\upsilon^2 d\upsilon \qquad (8.8)$$

taqsimotiga asoslanib turib, molekulalarning ilgarilanma harakat kinetik energiyasi qiymatlari bo'yicha taqsimlanishini topish mumkin. Buning uchun υ o'zgaruvchidan $m\upsilon^2/2$ ga teng bo'lgan ε o'zgaruvchiga o'tish kerak. (8.8) da $\upsilon=\sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}}$ va $d\upsilon=\frac{1}{\sqrt{2m\varepsilon}}d\varepsilon$ almashtirishlar kiritib quyidagini topamiz;

$$dN_\varepsilon = N\frac{2}{\sqrt{\pi}}\frac{1}{(kT)^{3/2}}e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}\sqrt{\varepsilon}d\varepsilon \qquad (8.9)$$

bu yerda, dN_ε – energiyasining qiymati ε dan ε+dε gacha oraliqda yotgan molekulalar soni.

Shunday qilib, molekulalarning ε qiymatlari bo'yicha taqsimlanishi;

$$f(\varepsilon)=A'e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}\sqrt{\varepsilon} \qquad (8.10)$$

funksiya bilan xarakterlanadi, bu yerda A'-normallovchi ko'paytuvchi bo'lib, u $\frac{2}{\sqrt{\pi}}\frac{1}{(kT)^{3/2}}$ ga teng.

8.4. Barometrik formula

Biror h balandlikdagi atmosfera bosimi gazning shu balandlikdan yuqorida yotuvchi qatlamlarining og'irligi ta'sirida yuzaga keladi.

h balandlikdagi bosimni p harfi bilan belgilaylik. U holda h+dh balandlikda bosim p+dp bo'ladi, lekin dh noldan katta bosim, u holda dp noldan kichik bo'ladi, chunki atmosferaning yuqorida yotgan qatlamlarining og'irligi va binobarin, bosimi balandlikka ko'tarilgan sari kamayadi. p va p+dp bosimlar orasidagi ayirma asosining yuzi birga teng va balandligi dh bo'lgan silindr hajmi ichidagi gaz og'irligiga teng;

$$p-(p+dp)=\rho g dh$$

bu yerda ρ-h balandlikdagi gazning zichligi, bundan;

$$dp = -\rho g dh \tag{8.11}$$

Holat tenglamasidan foydalanib, gaz zichligini bosimi va temperaturasi orqali ifodalash mumkin. Yuqorida aytib o'tganimizdek, normal sharoitga yaqin sharoitlarda atmosfera tarkibidagi gazlarning xossalari ideal gaz xossalaridan juda kam farq qiladi. Shuning uchun bu tenglamani m/v ga nisbatan yechib, ρ zichligini topamiz;

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{p\mu}{RT} \tag{8.12}$$

ρ ning bu ifodasini (1) ga qo'yib, dρ ni topamiz;

$$dp = -\frac{p\mu g}{RT} dh$$

bundan

$$\frac{dp}{p} = -\frac{\mu g}{RT} dh \tag{8.13}$$

T temperatura h ning biror funksiyasi bo'ladi. Agar bu funksiyaning ko'rinishi ma'lum bo'lsa (8.13) tenglamani yechib (integrallab), r ni h ning funksiyasi sifatida topish mumkin.

Temperatura o'zgarmas bo'lgan hol uchun (8.13) ni integrallasak, quyidagiga ega bo'lamiz;

$$\ln p = -\frac{\mu g h}{RT} + \ln C$$

bu yerda, C – o'zgarmas kattalik (integrallash doimiysi bu yerda lnC deb ifodalash qulay) topilgan ifodani potensirlab, p ni topamiz;

$$p = Ce^{-\frac{\mu g h}{RT}}$$

Bunga h=0 ni qo'ysak,

$$p_0 = C$$

ekanini topamiz, bu P_0 bosim h=0 balandlikdagi bosimni bildiradi.

Shunday qilib biz temperatura o'zgarmaydi, deb qilgan farazimiz asosida bosim bilan balandlik orasidagi bog'lanish uchun quyidagi formulani topdik;

$$p = p_0 e^{-\frac{\mu g h}{RT}} \tag{8.14}$$

Bu formula *barometrik formula* deb ataladi. Bundan gaz qancha og'ir (μ qancha katta) va temperatura qancha past bo'lsa, balandlik ortishi bilan bosim shunchalik tez kamayadi degan xulosa chiqadi.

8.5. Boltsman taqsimoti

Barometrik formulada r bosimni *nkT* bilan almashtirib hajm birligidagi molekulalar sonining balandlikka qarab o'zgarish qonunini topamiz;

$$n = n_0 e^{-\frac{\mu g h}{RT}}$$

bu yerda, n_0 balandligi nolga teng bo'lgan joyda hajm birligidagi molekulalar soni.

Topilgan bu ifodani o'zgartirish mumkin, buning uchun μ/R nisbatni unga teng bo'lgan m/k nisbatga almashtirish kerak, bu yerda m bitta molekulaning massasi k- Boltsman doimiysi;

$$n = n_0 e^{-\frac{mgh}{kT}} \tag{8.15}$$

(8.15) dan kelib chiqadiki, temperatura pasayishi bilan noldan farqli balandlikdagi zarralar soni kamaya borib, T=0 bo'lganda bu zarralar soni 0 ga aylanadi. Absolyut nol temperaturada barcha molekulalar Yer sirtiga tushib qolgan bo'lar edi. Yuqori temperaturalarda, aksincha, molekulalar soni (n) balandlikka qarab sekinroq kamayadi, natijada molekulalar balandlik bo'yicha deyarli tekis taqsimlanadi.

Bu faktning fizikaviy sababi juda oddiy molekulalarning balandlik bo'yicha har bir konkret taqsimoti ikkita tendensiya ta'siri natijasida qaror topadi.

1) molekulalarning mg kuch bilan xarakterlanadigan yerga tortilish kuchini Yer sirtiga tushirishga intiladi

2) kT kattalik bilan xarakterlanuvchi issiqlik harakati molekulalarni barcha balandliklar bo'ylab tekis sochib yuborishga intiladi. T qancha katta va T qancha kichik bo'lsa, birinchi tendensiya shuncha ko'rsatadi va molekulalar yer yuziga yaqinroq joyda to'planadi. T=0 bo'lgan pirovard holatda issiqlik harakati butunlay to'xtaydi va molekulalar yerning tortish kuchi ta'siri ostida yer yuziga tushadi. Temperatura yuqori bo'lganda issiqlik harakati ustunlik

qiladi va molekulalarning zichligi balandlikka ko'tarilgan sari sekin kamaya boradi.

Har xil balandlikda molekula har xil potensial energiya zonasiga ega bo'ladi:

$$\varepsilon_p = mgh \tag{8.16}$$

Binobarin, molekulalarning balandlik bo'yicha taqsimotini ko'rsatuvchi (8.14) formula ularning potensial energiya qiymatlari bo'yicha taqsimotini ham ifodalaydi. (8.16) ni hisobga olib, (8.15) formulani quyidagicha yozish mumkin;

$$n = n_0 e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} \tag{8.17}$$

bu yerda, n_0 – molekulaning potensial energiyasi nolga teng bo'lgan joyda olingan birlik hajmdagi molekulalar soni, n – fazoning molekulalar potensial energiyasi ε_r ga teng bo'lgan nuqtalardagi hajm birligidagi bor bo'lgan molekulalar soni.

(8.17) taqsimot *Boltsman taqsimoti* deb ataladi. (8.16) taqsimotlarni bitta Maksvell-Boltsman qonuni qilib birlashtirish mumkin, bu qonunga muvofiq tezliklarni υ bilan $\upsilon+d\upsilon$ orasida yotadigan molekulalarning hajm birligi ichidagi soni quyidagiga teng;

$$dn_\upsilon = n_0 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\varepsilon_p + \frac{m\upsilon^2}{2}}{kT}} \upsilon^2 d\upsilon - e^{-\frac{E}{kT}} \upsilon^2 d\upsilon \tag{8.18}$$

bu yerda n_0 son $-\varepsilon_r=0$ bo'ladigan nuqtada olingan hajm birligidagi molekulalar soni, E-molekulaning to'liq energiyasi bo'lib uning kinetik va potensial energiyalari yig'indisiga teng. (8.18) ni υ bo'yicha 0 dan ∞ gacha itegrallasak, (8.17) taqsimot qonuni bilan bir xil bo'lgan quyidagi ifoda hosil bo'ladi.

$$n = n_0 e^{-\frac{\varepsilon_p}{kT}}$$

IX BOB
TERMODINAMIKA ASOSLARI

9.1. Energiyaning molekula erkinlik darajalari bo'yicha tekis taqsimlanishi

Molekula o'rtacha energiyasining formulasi:

$$\overline{\varepsilon} = \frac{3}{2} \kappa T \tag{9.1}$$

ifodasi molekulaning ilgarilanma harakati energiyasinigina hisobga oladi. Lekin molekula ilgarilanma harakat qilishi bilan bir qatorda aylanishi va uning tarkibidagi atomlar tebranma harakat qilishi mumkin. Harakatning bu ikkala turiga energiyaning biror qiymati to'g'ri keladi. Bu energiya qiymati molekulaning erkinlik darajalari bo'yicha energiyaning tekis taqsimlanishi to'g'risidagi qonunga asosan aniqlanadi: bu qonun statistik fizikada aniqlanadi.

Harakat turlarining hech biri boshqalaridan afzal emas va binobarin, erkinlik darajalaridan ixtiyoriy bittasiga, ya'ni ilgarilanma, aylanma va tebranma erkinlik darajalaridan ixtiyoriy bittasiga o'rta hisobda bir xil va kT/2 ga teng energiya (aniqroq aytganda, kinetik energiya) to'g'ri kelishi kerak deb faraz qilish tabiiydir. Bu da'vo molekulaning erkinlik darajalari bo'yicha energiyaning tekis taqsimlanishi to'g'risidagi qonunning mazmunidan iborat.

Eneriyaning tekis taqsimlanishi to'g'risidagi qonunga asosan, molekula qanchalik murakkab, uning erkinlik darajalari qancha ko'p bo'lsa, bu molekula energiyasining $\overline{\varepsilon}$ o'rta qiymati (o'sha temperaturada) shuncha ko'proq bo'ladi. $\overline{\varepsilon}$ ni aniqlashda molekulaning tebranma erkinlik darajasining energetik sig'imi ilgarilanma yoki aylanma erkinlik darajasinikiga qaraganda ikki marta katta bo'lishi lozim ekanligini hisobga olish kerak. Buning sababi shundaki, molekulaning ilgarilanma va aylanma harakatida faqat kinetik energiya bor bo'lsa, tebranma harakatda kinetik energiya ham, potensial energiya ham bo'ladi: shu bilan birga, garmonik ostsillyatorda kinetik va potensial energiyaning o'rta qiymati bir xil bo'lar ekan. Shu sababdan har bir tebranma erkinlik

darajasiga o‘rta hisobda biri kinetik energiya tarzidagi va yana biri potensial energiya tarzidagi ikkita $kT/2$ to‘g‘ri kelishi kerak.

Shunday qilib, molekulaning o‘rtacha energiyasi quyidagiga teng bo‘lishi kerak:

$$\varepsilon = \frac{i}{2}kT \qquad (9.2)$$

bu yerda, i – molekulaning ilgarilanma, aylanma va ikkilangan tebranma erkinlik darajalari sonlarining yig‘indisi:

$$i = n_{ил} + n_{айл} + n_{теб} \qquad (9.3)$$

Atomlari orasidagi bog‘lanishi qattiq bo‘lgan molekulalarda i ning qiymati molekulaning erkinlik darajalari soni bilan bir xil bo‘ladi.

9.2. Gazning hajmi o‘zgarganda bajaradigan ishi

Jismning o‘ziga tegib turgan boshqa jismlar bilan qiladigan o‘zaro ta’sirini uning o‘sha jismlarga ko‘rsatadigan bosimi orqali xarakterlash mumkin. Gazning idish devorlari bilan, shuningdek qattiq yoki suyuq jismning atrofidagi muhit (masalan, gaz) bilan bo‘ladigan o‘zaro ta’sirini bosim orqali tavsiflash mumkin. O‘zaro ta’sir kuchlari qo‘yilgan nuqtalar ko‘chganda jismning hajmi o‘zgaradi. Binobarin, mazkur jismning tashqi jismlar ustida bajaradigan ishi bosim va jism hajmining o‘zgarishlari orqali ifodalanishi mumkin. Bu ifodani topish uchun quyidagi misolni ko‘rib chiqamiz:

Jips qilib ishlangan va oson sirpanadigan porshen bilan berkitilgan silindrik idish ichiga gaz to‘lgan bo‘lsin. Agar biror sabab bilan gaz kengaya boshlasa, u porshenni surib, porshen ustida ish bajaradi. Porshenni Δh masofaga ko‘chirish uchun gaz bajargan elementar ish quyidagiga teng:

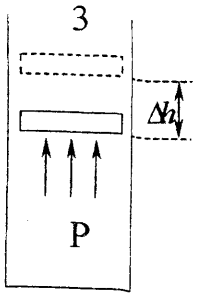
$$\Delta A' = f\Delta h,$$

bu yerda, f – gazning porshenga ko‘rsatadigan ta’sir kuchi. Bu kuchni gazning p bosimining porshenning S yuziga ko‘paytmasi bilan almashtirsak, quyidagini topamiz:

$$\Delta A' = pS\Delta h$$

lekin $S\Delta h$ ko‘paytma gaz hajmining ΔV ortirmasidan iborat. Shuning uchun elementar ishning ifodasini quyidagicha yozamiz:

$$\Delta A' = p\Delta V \qquad (9.4)$$



9.1-rasm.

Ravshanki, $\Delta A'$ kattalik algebraik kattalikdir. Darhaqiqat, gaz siqilayotganda Δh ko‘chish yo‘nalishi bilan gazning poshenga ko‘rsatadigan f ta’sir kuchi yo‘nalishi qarama-qarshi bo‘ladi, shu tufayli $\Delta A'$ elementar ish manfiy bo‘ladi. Bu holda hajmning ΔV orttirmasi ishorasi ham manfiydir. Shunday qilib, formula gazning hajmi har qanday o‘zgarganda ham ishni to‘g‘ri ifodalaydi.

Agar gazning bosimi doimiy bo‘lib qolaversa (buning uchun temperatura ayni vaqtda tegishlicha o‘zgarishi kerak), u holda hajm V_1 qiymatidan V_2 qiymatigacha o‘zgarganda bajarilgan ish:

$$A_{12} = p(V_2 - V_1) \qquad (9.5)$$

bo‘ladi. Agar hajm o‘zgarganda bosim doimiy qolmasa, u holda hajmning chekli o‘zgarishlarida bajariladigan ish (9) ko‘rinishdagi elementar ishlarning yig‘indisi sifatida, ya’ni integrallash yo‘li bilan hisoblanishi kerak:

$$A_{12} = \int_{V_1}^{V_2} pdV$$

Ishning topilgan ifodalari qattiq, suyuq va gaz holatdagi jismlar hajmining har qanday o‘zgarishlari uchun to‘g‘ri.

9.3. Ideal gazning ichki energiyasi

Biror jism ichki energiyasi deb, shu jismning energiyasidan bir butun deb olingan shu jismni kinetik energiyasi bilan jismning tashqi kuchlar maydonidagi potensial energiyasini ayirib tashlagandan qolgan energiyaga aytiladi. Masalan, biror gaz massasining ichki energiyasini aniqlagan vaqtda gazning idish bilan birgalikda qiladigan harakat energiyasi va gazning yer tortilish kuchlari maydonida turganligi natijasida ega bo‘ladigan energiyasi hisobga olinmasligi kerak.

Ichki energiya sistema holatining funksiyasidir. Demak, sistema tayinli bir holatga kelib qolgan har bir holatda uning ichki energiyasi, sistemaning oldingi holatlari qanday bo'lganidan qat'i nazar, mazkur holat uchungina xos bo'lgan qiymat qabul qiladi. Binobarin sistema bir holatdan boshqa holatga o'tishida uning ichki energiyasining o'zgarishi ichki energiyaning bu holatlardagi qiymatlari ayrmasiga hamisha teng bo'lib, bir holatdan boshqa holatga o'tilgan, ya'ni sistemaning bir holatidan boshqa holatga o'tishiga olib kelgan jarayonlarga yoki jarayonlar majmuiga bog'liq emas.

Ideal gaz molekulalari bir-biri bilan olisdan o'zaro ta'sirlashmaganligi sababli, bunday gazning ichki energiyasi ayrim molekulalar energiyalarining yig'indisiga teng bo'ladi. Binobarin, bir mol ideal gazning ichki energiyasi Avagadro soni bilan bitta molekulaning o'rtacha energiyasi ko'paytmasiga teng bo'ladi:

$$U_m = N_A\bar{\varepsilon} = \frac{1}{2}N_A kT = \frac{1}{2}RT \qquad (9.6)$$

Ixtiyoriy m massali gazning ichki energiyasi bir molning ichki energiyasi bilan m massadagi mollar sonining ko'paytmasiga teng bo'ladi.

$$U = \frac{m}{\mu}U_m = \frac{m}{\mu}\frac{i}{2}RT \qquad (9.7)$$

9.4. Termodinamika asoslari

Har qanday sistema temperaturasi, bosimi, hajmi, va hokazo parametrlari bilan farq qiluvchi turli xil holatlarda bo'lishi mumkin. Sistemaning holatini xarakterlaydigan bunday kattaliklar *holat parametrlari* deb ataladi.

Shunday qilib, sistemaning muvozanat holati deb shunday holatga aytiladiki, bu holatda sistemaning barcha parametrlari tayin bir qiymatga ega bo'ladi va bu qiymatlar tashqi sharoit o'zgarmas ekan, istalgan uzoq vaqt davomida o'zgarmay qolaveradi.

Har qanday protsess, ya'ni sistemaning bir holatidan boshqa holatga o'tishi sistema muvozanatining buzilishiga olib keladi. Binobarin, sistemada biror protsess yuz berayotganda sistema muvozanatsiz holatlardan birin-ketin o'tadi.

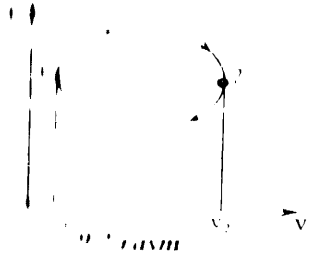
Muvozanat holatlarning uzluksiz ketma-ketligidan iborat bo'lgan jarayon *muvozanatli* jarayon deb ataladi. Aytilganlardan juda sekin o'tadigan jarayongina muvozanatli jarayon bo'ladi degan xulosa chiqadi.

Termodinamikaning dastlabki ikkita qonuni uning asosini tashkil qiladi. Birinchi qonuni energiyaning bir turdan boshqa turga aylanishi orasida bo'ladigan miqdoriy munosabatlarini aniqlaydi. Ikkinchi qonuni esa energiyaning bu aylanishlari mumkin bo'ladigan shart-sharoitlarini, ya'ni jarayonlar qanday yo'nalishda yuz berishi mumkinligini aniqlaydi.

Termodinamikada muvozanatli holat va qaytuvchan jarayon tushunchalari katta rol o'ynaydi.

Qaytuvchan jarayon deb shunday jarayonga aytiladiki, bu jarayon teskari yo'nalishda yuz berganda sistema jarayonning to'g'ri yo'nalishida o'tgan holatlardan endi faqat teskari tartibda o'tadi.

Aylanma jarayon (yoki sikl) deb shunday jarayonga aytiladiki, bu jarayonda sistema bir qator o'zgarishlardan keyin boshlang'ich holatiga qaytib keladi. Grafikda sikl yopiq egri chiziq bilan tasvirlanadi. Aylanma jarayonda bajariladigan ish son jihatdan egri chiziq o'rab olgan yuzaga teng.



2-1 qismdagi ish manfiy bo'lib, chapga og'dirib chizilgan shtrix bilan belgilangan yuzaga son jihatidan teng. Binobarin, bir sikl davomida bajariladigan ish son jihatidan egri chiziq o'rab olgan yuzaga teng bo'lib, to'g'ri siklda bajarilgan ishning (ya'ni soat strelkasi yo'nalishi bo'yicha yuz berayotgan siklda) hammasi musbat, eskari siklda esa manfiy bo'ladi.

Sikl bajarib bo'lgandan keyin sistema dastlabki holatiga qaytib keladi. Shuning uchun holatning har qanday funksiyasi, jumladan to'liq energiya siklning boshi va oxirida bir xil qiymatga ega bo'ladi. Ichki energiya asosan turlicha bo'lgan ikki jarayon hisobiga, ya'ni birinchisida A' ish bajarish va jismga Q issiqlik miqdori berish hisobiga o'zgarishi mumkin.

Bir jismning ikkinchi jismga uzatgan energiya miqdori ular orasida bir-biri ustida bajargan A ishi bilan aniqlangani kabi, bir

jismning ikkinchi jismga issiqlik uzatish yo'li bilan bergan energiyasi miqdori bir jismning ikkinchi jismga bergan Q issiqlik miqdori bilan aniqlanadi. Shunday qilib, sistema ichki energiyasining ortirmasi sistema ustida bajarilgan A′ ish bilan sistemaga berilgan Q issiqlik miqdori yig'indisiga teng bo'lishi kerak:

$$U_2 - U_1 = Q + A' \qquad (9.8)$$

bu yerda, U_1 va U_2 – sistema ichki energiyasining oldingi va keyingi qiymatlari. Odatda, tashqi jismlarning sistema ustida bajaradigan A′ ishi o'rniga sistemaning tashqi jismlar ustida bajaradigan A ishi (bu ish-A′ ga teng) tekshiriladi. (9.8) tenglamada A′ o'rniga –A qo'yib va uni Q ga nisbatan yechib, bu tenglamani quyidagi ko'rinishga keltirish mumkin:

$$Q = U_2 - U_1 + A \qquad (9.9)$$

tenglama energiyaning saqlanish qonunini ifodalaydi va u termodinamikaning birinchi qonuni (asosi)ning mazmunidan iborat. Uni so'z bilan bunday aytish mumkin: *sistemaga berilgan issiqlik miqdori sistemaning ichki energiyasini oshirishga va sistemaning tashqi jismlar ustida ish bajarishga sarflanadi.*

Sistema bajargan ishni yoki sistema olgan issiqlik miqdorini hisoblashda odatda tekshirilayotgan jarayon bir qator elementar jarayonlarga ajratiladiki, bu jarayonlarning har bir sistema parametrlarining juda kichik (pirovardida-cheksiz kichik) o'zgarishiga mos keladi. Elementar jarayon uchun, (9.9) tenglama

$$\Delta Q' = \Delta U + \Delta A' \qquad (9.10)$$

ko'rinishda bo'ladi, bu yerda $\Delta Q'$ – issiqlikning elementar miqdori, $\Delta A'$ – elementar ish va ΔU – sistema ichki energiyasining mana shu elementar jarayon davomidagi orttirmasi.

Hisoblash uchun tenglamada differensiallarga o'tiladi. Unda termodinamika birinchi asosining tenglamasi quyidagi ko'rinishga keladi:

$$dQ' = dU + dA'.$$

9.5. Ideal gazning issiqlik sig'imi

Agar jismga dQ′ issiqlik miqdori berilganda uning temperaturasi dT qadar ortsa, u holda ta'rifga ko'ra jismning issiqlik sig'imi quyidagicha bo'ladi:

$$C = \frac{dQ'}{dT} \qquad (9.11)$$

(9.11) kattalikning o'lchamligi j/grad bo'ladi.

Bir mol moddaning issiqlik sig'imi C harfi bilan belgilaymiz. C ning o'lchamligi j/grad·mol bo'ladi.

Modda massasi birligining issiqlik sig'imi *solishtirma issiqlik sig'imi* deb ataladi. Uni biz c harfi bilan belgilaymiz. c ning o'lchamligi j/grad·kg.

Bir mol moddaning issiqlik sig'imi bilan o'sha moddaning solishtirma issiqlik sig'imi o'rtasida quyidagi munosabat bor:

$$c = \frac{C}{\mu} \qquad (9.12)$$

Issiqlik sig'imining kattaligi jismni, xususan gazni isitish sharoitlariga bog'liq bo'ladi. Gaz hajmi o'zgarmaydigan sharoitda yoki bosimi o'zgarmaydigan sharoitda isitilgan holdagi issiqlik sig'imi eng ko'p qiziqish uyg'otadi. Birinchi holda o'zgarmas hajm sharoitidagi issiqlik sig'imi deb ataladi va C_V bilan belgilanadi, ikkinchi holda o'zgarmas bosim sharoitidagi issiqlik sig'imi deb ataladi va C_p bilan belgilanadi.

Agar gaz hajmi o'zgarmaydigan sharoitda isitilsa, bu jism tashqi jismlar ustida ish bajarmaydi va binobarin, termodinamikaning birinchi asosiga muvofiq, butun issiqlik gazning ichki energiyasini orttirishga sarf bo'ladi:

$$dQ'_V = dU \qquad (9.13)$$

(9.13) dan har qanday jismning o'zgarmas hajm sharoitidagi issiqlik sig'imi quyidagiga teng ekanligi kelib chiqadi:

$$C_V = \frac{dU}{dT} \qquad (9.14)$$

Binobarin, bir mol ideal gazning o'zgarmas hajm sharoitdagi issiqlik sig'imini topish uchun gaz ichki energiyasining (9.7) ifodasini temperatura bo'yicha differensiallash kerak. Differensiallab C_V ni topamiz.

$$C_V = \frac{i}{2}R \qquad (9.15)$$

Bu ifodadan ideal gazning o'zgarmas hajm sharoitidagi issiqlik sig'imi gaz holatining parametrlariga, jumladan temperaturaga bog'liq bo'lmagan o'zgarmas kattalik ekanligi kelib chiqadi.

Shuni eslatib o'tamizki, (9.15) ni e'tiborga olganda ideal gazning ichki energiyasini quyidagi ko'rinishda ifodalash mumkin:

$$U = \frac{m}{\mu}C_V T \qquad (9.16)$$

Agar gaz o'zgarmas bosim sharoitida isitilsa, u holda gaz kengayib, tashqi jismlar ustida musbat ish bajaradi. Binobarin, bu holda gazning temperaturasini bir gradusga oshirish uchun uni o'zgarmas hajm sharoitida isitilgandagiga qaraganda ko'proq issiqlik kerak; bu holda issiqlikning bir qismi gazning ish bajarishiga sarf bo'ladi. Shuning uchun o'zgarmas bosim sharoitida issiqlik sig'imi o'zgarmas hajm sharoitidagi issiqlik sig'imidan kattaroq bo'lishi kerak.

Bir mol gaz uchun termodinamika birinchi asosining tenglamasini yozamiz:

$$d'Q_P = dU_{KM} + PdV_{KM} \qquad (9.17)$$

Bu ifodada dQ′ yonida turgan r indeks issiqlik gazga r bosim o'zgarmas bo'lgan sharoitda berilayotganini ko'rsatadi. (9.17) ni dT ga bo'lib, bir mol gazning o'zgarmas bosim sharoitidagi issiqlik sig'imining quyidagi ifodasini topamiz:

$$C_P = \frac{dU_m}{dT} + P\left(\frac{dV_m}{dT}\right)_P \qquad (9.18)$$

Yuqorida ko'rib o'tganimizdek, $\frac{dU_m}{dT}$ had bir mol gazning o'zgarmas hajm sharoitidagi issiqlik sig'imidir. Shuning uchun (10) formula quyidagicha yozilishi mumkin:

$$C_P = C_V + P\left(\frac{dV_m}{dT}\right)_P \qquad (9.19)$$

$\left(\frac{dV_m}{dT}\right)_P$ kattalik R bosim o'zgarmaganda kilomolning temperaturasi bir gradusga ortganda uning hajmi olgan orttirmadan iborat.

$$V_m = \frac{RT}{P}$$

Bu ifodani T bo'yicha differensiallab (p=const), quyidagini topamiz:

$$\left(\frac{dV_m}{dT}\right)_P = \frac{R}{P}$$

Nihoyat, bu natijani (9.19) munosabatga qo'yib quyidagini topamiz

$$C_P = C_V + R \qquad (9.20)$$

Shunday qilib, bosim o'zgarmaganda bir mol ideal gazning temperaturasi bir gradusga ortganda bajaradigan ishi universal gaz doimiysiga teng bo'lar ekan.

Shuni qayd qilamizki, (9.20) munosabat ideal gaz holatining tenglamasidan foydalanib topildi va binobarin, u faqat ideal gaz uchungina to'g'ridir.

(9.18) formulani e'tiborga olib, C_P ni quyidagicha ifodalash mumkin

$$C_P = \frac{i}{2}R + R = \frac{i+2}{2}R \qquad (9.21)$$

(9.21) ni (9.15) ga bo'lib, har bir gaz uchun o'ziga xos bo'lgan C_P ning C_V ga nisbatan topamiz

$$\gamma = \frac{C_P}{C_V} = \frac{i+2}{i} \qquad (9.22)$$

(9.22) dan ko'rinib turibdiki, γ kattalik molekula erkinlik darajalarining soni va xarakteri bilan aniqlar ekan.

9.6. Termodinamika birinchi qonunining izojarayonlarga tatbiqi

Izoxorik jarayonda ($V = const$) hajm o'zgarmaganligi sababli gaz tashqi jismlar ustida ish bajarmaydi. U holda bu jarayon uchun termodinamikaning birinchi qonuni quyidagicha yoziladi:

$$dQ = dU + dA = dU \quad (dA = 0).$$

Bundan ko'rinadiki, izoxorik jarayonda gazga berilgan issiqlik miqdorining hammasi uning ichki energiyasining ortishiga sarf bo'ladi. Bizga ma'lum bo'lgan $dU_m = C_V dT$ ifodani esga olsak, ixtiyoriy massali gaz uchun:

$$dQ = \frac{m}{\mu}dU_m = \frac{m}{\mu}C_V dT.$$

Izobarik jarayonda ($P=const$) gaz hajmining V_1 dan V_2 ga o'zgarishida bajarilgan ish:

$$A=\int_{V_1}^{V_2} PdV = P(V_2-V_1).$$

Bu ikki holat uchun ideal gaz holati tenglamasidan $V_2-V_1=\frac{m}{\mu}\frac{R}{P}(T_2-T_1)$ ekanligini e'tiborga olsak izobarik jarayonda bajarilgan ish:

$$A=\frac{m}{\mu}R(T_2-T_1). \qquad (9.23)$$

Bu tenglamadan universal gaz doimiysi R ning fizik ma'nosi kelib chiqadi. Agar $T_2-T_1=1^0K$ bo'lsa, bir mol gaz uchun: $R=A$, ya'ni universal gaz doimiysi bir mol ideal gazni 1^0K ga qizdirilganda gaz hajmini kengaytirishdagi bajarilgan ishga son jihatdan teng bo'lar ekan.

Izobarik jarayonda m massali gazga

$$dQ=\frac{m}{\mu}C_P dT$$

issiqlik miqdori berilganda uning ichki energiyasi miqdorga o'zgaradi va gaz (9.23) bilan ifodalanadigan ish bajaradi.

$$dU=\frac{m}{\mu}C_V dT$$

Izotermik jarayonda ($T=const$) bajarilgan ish ideal gaz holati tenglamasini e'tiborga olsak

$$A=\int_{V_1}^{V_2} PdV=\int_{V_1}^{V_2}\frac{m}{\mu}RT\frac{dV}{V}=\frac{m}{\mu}RT\ln\frac{V_2}{V_1}=\frac{m}{\mu}RT\ln\frac{P_1}{P_2}$$

ifoda bilan aniqlanadi. Bu jarayonda $T=const$ bo'lganligi uchun $dU=\frac{m}{\mu}CdT=0$ va gazga berilgan issiqlik miqdori tashqi kuchlarga qarshi ish bajarishga sarf bo'ladi, ya'ni:

$dQ=dA$ yoki

$$Q=A=\frac{m}{\mu}RT\ln\frac{P_2}{P_1}=\frac{m}{\mu}RT\ln\frac{V_2}{V_1}$$

9.7. Adiabatik jarayon

Adiabatik jarayon deb tizim bilan uni o'rab turgan tashqi muhit orasida issiqlik almashinuvi sodir bo'lmaydigan jarayonga aytiladi. Odatda tez yuz beradigan jarayonlarni adiabatik jarayon deb qarash mumkin.

Termodinamika I qonunini adiabatik jarayon uchun yozadigan bo'lsak

$$dQ=0;\quad dA=-dU$$

ya'ni tashqi kuchlarga qarshi bajarilgan ish tizim ichki energiyasi hisobiga bo'lar ekan. Shunday qilib, adiabatik jarayon izotermik jarayonga teskari jarayon ekan, chunki izotermik jarayonda isitkichdan olingan issiqlik miqdori hisobiga bajariladi.

$dA=PdV$, $dU_m=C_V dT$ ekanligini e'tiborga olsak, ixtiyoriy massa uchun

$$PdV=-\frac{m}{\mu}C_V dT.$$

Ideal gaz holati tenglamasini differensiallasak quyidagini hosil qilamiz

$$PdV+VdP=\frac{m}{\mu}RdT.$$

Oxirgi ikki tenglamada dT ni yo'qotamiz:

$$\frac{PdV+VdP}{PdV}=-\frac{R}{C_V}=-\frac{C_P-C_V}{C_V}$$

$\frac{C_P}{C_V}=\gamma$ ekanligini e'tiborga olib o'zgaruvchilarni ajratamiz:

$$\frac{dP}{P}=-\gamma\frac{dV}{V}.$$

Bu tenglamani P_1 dan P_2 gacha va V_1 dan V_2 gacha integrallab topamiz:

$$\frac{P_2}{P_1}=\left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma}\quad \text{yoki}\quad P_1V_1^{\gamma}=P_2V_2^{\gamma}$$

Holatlar ixtiyoriy tanlanganligi uchun bu tenglamalarni umumiy holda quyidagicha yozishimiz mumkin

$$PV^{\gamma}=const$$

Bu oxirgi tenglama adabatik jarayon uchun gaz holati tenglamasi yoki Puasson tenglamasi deyiladi.

Bu tenglamani V,T va P,T o'zgaruvchilar orqali Mendeleyev-Klapeyron tenglamasi yordamida ifodalasak, quyidagi tenglamalarni hosil qilamiz:

$$TV^{\gamma-1} = const \quad \text{va} \quad T^{\gamma}P^{1-\gamma} = const .$$

Bu tenglamalardagi o'lchamsiz kattalik $\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{c_p}{c_v} = \frac{i+2}{i}$ - Puasson koeffitsiyenti hisoblanadi.

P,V – diagrammada adiabata chizig'i giperboladan iborat bo'lib izoterma chizig'idan tikroq bo'ladi. Buning sababi adiabatik jarayonda gaz bosimining oshishi faqat uning hajmi kamayishi hisobiga bo'lmasdan, balki harorat oshishi hisobiga ham bo'ladi.

Adiabatik jarayonda bajarilgan ishni topamiz. Agar gaz hajmi V_1 dan V_2 gacha adiabatik kengaysa, uning temperaturasi T_1 dan T_2 gacha pasayadi. Bu holda kengayishda bajarilgan ish

$$A = -\frac{m}{\mu}C_V\int_{T_1}^{T_2} dT = \frac{m}{\mu}C_V(T_1 - T_2).$$

Puasson tenglamalaridan foydalanib bajariladigan ish uchun boshqa ifodani olish mumkin:

$$A = \frac{P_1V_1}{\gamma-1}\left[1-\left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1}\right] = \frac{RT_1}{\gamma-1}\frac{m}{\mu}\left[1-\left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1}\right].$$

Adiabatik jarayonda gazning bajargan ishi izotermik jarayondagidan kam. Chunki adiabatik kengayishda gaz sovuydi, izotermik kengayishda esa harorat tashqaridan olinadigan issiqlik miqdori hisobiga o'zgarmaydi.

X BOB
QAYTAR VA QAYTMAS JARAYONLAR

10.1 Aylanma jarayonlar. Termodinamikaning ikkinchi asosi

Har qanday dvigatel biror aylanma jarayonni (siklni) ko'p marta bajaradigan sistemadan iborat. Sikl davomida ish bajaruvchi modda (masalan, gaz) oldin V_2 hajmga qadar kengaysin, so'ngra esa yana boshlang'ich V_1 hajmga kelguncha siqilsin deb faraz qilaylik. Bir sikl davomidagi ish noldan katta bo'lishi uchun kengayish jarayonida bosim (binobarin, temperatura ham) siqilish jarayonidagi bosimdan katta bo'lishi kerak. Buning uchun ish bajaruvchi moddaga kengayish jarayonida issiqlik berish, siqilish jarayonida esa undan issiqlik olishi kerak.

Sikl bilan ikkala qismi uchun termodinamika birinchi qonunining tenglamasini yozamiz. Kengayishli ichki energiya U_1 qiymatdan U_2 qiymatgacha o'zgaradi. Bunda sistema Q_1 issiqlik oladi va A_1 ish bajaradi. Birinchi qonunga muvofiq:

$$Q_1 = U_2 - U_1 + A_1 \qquad (10.1)$$

Siqilishda sistema A_2 ish bajaradi va Q'_2 issiqlik berish bilan bu holda (binobarin,

$$-Q'_2 = U_1 - U_2 + A_2 \qquad (10.2)$$

(10.1) va (10.2) tenglamalarni qo'shib quyidagilarni topamiz:

$$Q_1 - Q'_2 = A_1 + A_2$$

Yoki $A_1 + A_2$ yig'indi sistemaning sikl davomida bajaradigan to'liq A ish ekanini hisobga olib quyidagicha yozish mumkin:

$$A = Q_1 - Q'_2 \qquad (10.3)$$

Tashqaridan oladigan issiqlik hisobiga ish bajaruvchi davriy ishlaydigan dvigatel *issiqlik mashinasi* deb ataladi.

Termodinamikaning birinchi asosi ba'zan quyidagicha ta'riflanadi: *birinchi tur perpetuum mobile (abadiy dvigatel) yaratish, ya'ni tashqaridan oladigan energiyadan ortiq miqdorda ish bajara oladigan davriy ishlaydigan dvigatel yaratish mumkin emas.*

(10.2) dan ko'rinadiki, tashqaridan olinadigan Q_1 issiqlik miqdorining hammasi ham foydali ishga sarflanmaydi. Dvigatel sikl bo'yicha ishlash uchun issiqlikning Q'_2 ga teng bo'lgan qismi tashqi

muhitga qaytarib berilishi kerak va binobarin, u foydali ish bajarilishiga sarflanmaydi. Ravshanki, issiqlik mashinasi tashqaridan oladigan Q_1 issiqlikni foydali A ishga qanchalik to'laroq aylantirsa bu mashina shunchalik foydaliroq bo'ladi. Shuning uchun issiqlik mashinasini η foydali ish koeffitsiyenti bilan xarakterlash qabul qilingan. F. I. K. sikl davomida bajarilgan A ishning sikl davomida olinadigan Q_1 issiqlikka nisbati sifatida aniqlanadi:

$$\eta = \frac{A_1}{Q_1}$$

(10.3) ga asosan $A=Q_1-Q'_2$ bo'lgani uchun F.I.K ning ifodasini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\eta = \frac{Q_1 - Q'_2}{Q_1}$$

Termodinamikaning ikkinchi asosi, birinchi asosi kabi, bir qancha ta'riflanishi mumkin. Ikkinchi asosning ta'rifi bunday o'qiladi: *kamroq isigan jismdan ko'proq isigan jismga issiqlik o'z-o'zidan o'ta olmaydi*. Yanada aniqroq ta'rifi: *yagona oxirgi natijasi kamroq isigan jismdan ko'proq isigan jismga issiqlik berishdan iborat bo'lgan jarayonlar amalga oshmaydi*.

Ikkinchi asos bunday ta'riflanishi ham mumkin: *birdan-bir oxirgi natijasi biror jismdan ma'lum miqdor issiqlik olish va bu issiqlikni butunlay ishga aylantirib yuborishdan iborat bo'ladigan jarayonlar amalga oshmaydi*.

Issiqlik mashinasida issiqlik ishga aylanganda albatta qo'shimcha jarayon yuz beradi. Bu qo'shimcha jarayon sovuqroq jismga biror miqdor Q_2 issiqlik berish jarayonidir. Buning natijasida ko'proq isigan jismdan olinadigan Q_1 issiqlik miqdori ishga butunlay emas qisman aylantiriladi.

10.2. Karno sikli va uning f.i.k.

Biror jism temperaturalari T_1 va T_2 bo'lgan va issiqlik sig'imi cheksiz katta bo'lgan ikkita issiqlik rezervuari bilan issiqlik almasha oladigan bo'lsin, deb faraz qilaylik. Bu esa rezervuarlarning chekli miqdorida issiqlik olish yoki berish ularning temperaturasini o'zgartirmasligini bildiradi. Bunday sharoitlarda jism qanday qaytuvchan sikl bajara olishini aniqlaylik.

Ravshanki, qaralayotgan sikl shunday jarayonlardan tuziladiki, bu jarayonlarning ba'zilari davomida jism rezervuarlar bilan issiqlik almashishi mumkin, ba'zilaridan esa jism tashqi muhit bilan issiqlik almashmaydigan bo'lishi (adiabatik jarayon) mumkin.

Issiqlik almashishi yuz beradigan jarayon davomida jismning temperaturasi tegishli rezervuarning temperaturasiga teng bo'lib qolgandagina bu jarayon qaytuvchan jarayon bo'lishi mumkin. Dastlabki masalan, jismning temperaturasi rezervuarning T_1 temperaturasidan kichik bo'lganda jism undan issiqlik olsa, u holda bu jarayonning o'zi teskari yo'nalishda yuz berganda jismning temperaturasi, har qalay T_1 dan past bo'lmagan holdagina rezervuardan olgan issiqligini unga qaytarib bera oladi. Binobarin, to'g'ri va teskari yo'nalishda yuz berganda jismning temperaturasi har xil ketma-ketligidan (bir xil bo'lmagan temperaturalar bilan harakatlanadigan) o'tadi va bu jarayon qaytmas jarayon bo'ladi.

Shunday qilib, issiqlik almashinishi bilan yuz beradigan jarayon qaytuvchan bo'lishi uchun jism rezervuardan issiqlik olayotganida borishi va uni jarayonning teskari yo'nalishida borishi qaytarib berayotganda ham jismning temperaturasi rezervuar temperaturasiga teng bo'lishi kerak. Aniqroq aytganda, issiqlik olishda jismning temperaturasi rezervuar temperaturasidan cheksiz kichik miqdorga quyi kichik bo'lishi kerak (aks holda rezervuardan jismga issiqlik o'tmaydi), issiqlik qaytarib berishda esa jismning temperaturasi rezervuar temperaturasidan cheksiz kichik miqdor qadar ortiq bo'lish kerak.

Binobarin, temperaturasi doimiy qolaveradigan rezervuar bilan issiqlik almashish yuz beradigan yagona qaytuvchan jarayon rezervuar temperaturasi sharoitida yuz beradigan izotermik jarayondir.

Shunday qilib, issiqlik sig'imi cheksiz katta bo'lgan ikki issiqlik rezervuari bilan issiqlik almashishida qatnashadigan jism (yoki ishchi jism) bajaradigan qaytuvchan sikl faqat ikkita izotermik (rezervuar temperaturasida) va ikkita adibatadan iborat bo'la oladi, degan xulosaga keldik. Bunday siklni birinchi bo'lib fransuz injeneri S. Karno tekshirgan bo'lib, u Karno sikli, qaytuvchan sikldir.

Buning uchun Karno siklni qarab chiqamiz.

Agar biz bunday siklning F.I.K ni T_1 va T_2 temperatura orqali ifodasini sifatida topa olsak, shu bilan biz barcha qaytuvchan mashinalarning F.I.K. ifodasini topgan bo'lamiz.

Ta'rifga ko'ra, issiqlik mashinasining F.I.K quyidagiga teng,

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \tag{10.4}$$

bu yerda, Q_1 – sikl davomida isitkichdan olinadigan issiqlik, Q_2 – sikl davomida sovitkichga beradigan issiqlik.

Izotermik jarayonda ideal gazning ichki energiyasi o'zgarmay qolaveradi. Shuning uchun gaz olgan Q_1 issiqlik miqdori gazning 1 holatdan 2 holatga o'tishida bajaradigan A_{12} ishga teng. Bu ish quyidagiga teng;

$$Q_1 = A_{12} = \frac{m}{\mu} RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} \tag{10.5}$$

bu yerda m mashinadagi, ideal gaz massasi. Sovutgichga beriladigan Q_2 issiqlik miqdori gazni 3-holatdan 4-holatga o'tkazishda uni siqish uchun sarf bo'ladigan A_{34} ishga teng.

Bu ish quyidagiga teng;

$$Q_2 = A_{34} = \frac{m}{\mu} RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4} \tag{10.6}$$

Sikl yopiq bo'lishi uchun 4 va 1 holatlar ayni bir adibatada yotishi kerak. Bundan:

$$T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_4^{\gamma-1} \tag{10.7}$$

shart kelib chiqadi.

Xuddi shuningdek 2 va 3 holatlar ayni bir adibatada yotgani uchun.

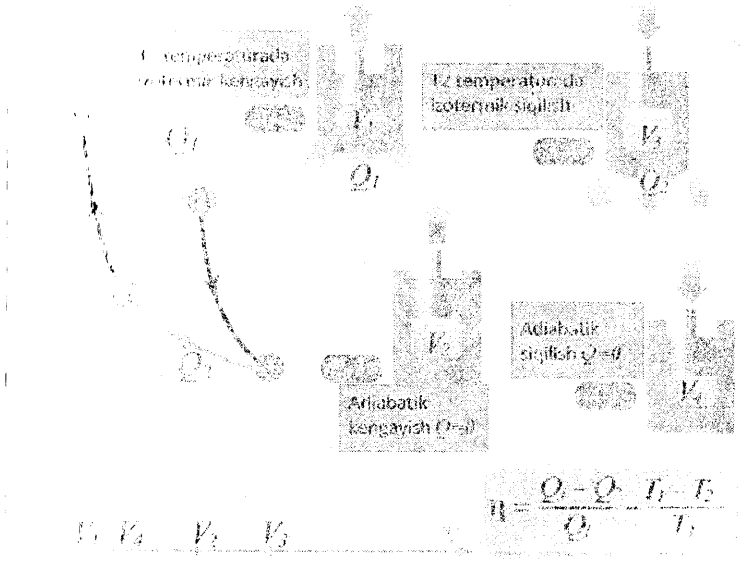
$$T_1 V_2^{\gamma-1} = T_2 V_3^{\gamma-1} \tag{10.8}$$

shart bajariladi. (10.8) ni (10.7) ga bo'lib, siklning yopiq bo'lish shartini topamiz:

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4} \tag{10.9}$$

Endi (10.5) va (10.6) ni F.I.K ning (4) ifodasiga qo'yamiz, nihoyat (10.9) ni hisobga olib η ni topamiz:

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \tag{10.10}$$



10.1-rasm.

Shunday qilib, ideal gaz uchun Karno siklining F.I.K haqiqatan ham faqat isitkich bilan sovitkichning temperaturasiga bog'liq ekan.

Yuqorida aytib o'tganimizdek, (10.10) ifoda har qanday qaytuvchan mashina F.I.K ning maksimal qiymatini ko'rsatadi.

10.3. Keltirilgan issiqlik miqdori. Klauzius tengsizligi

Har qanday issiqlik mashinasi jismlarning ayni bir siklni ko'p marta takrorlaydigan sistemasidan iborat. Bu faktni analitik ravishda quyidagicha yozish mumkin;

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \le \frac{T_1 - T_2}{T_1} \tag{10.11}$$

Bu tengsizlikning chap tomonda F.I.K ning har qanday mashina uchun o'rinli bo'lgan ta'rifi turibdi, o'ng tomonda esa qaytuvchan mashina F.I.K ning temperatura orqali topilgan ifodasi turibdi.

(10.11) da tenglik belgisi qaytuvchan mashinaga, tengsizlik belgisi qaytmas mashinaga tegishlidir. (10.11) ifodadan quyidagi munosabat kelib chiqadi; $\frac{Q_2}{Q_1} \geq \frac{T_2}{T_1}$ Uni $\frac{Q}{T_2}$ musbat kattalikka ko'paytirib quyidagini topamiz: $\frac{Q_2}{T_2} \geq \frac{Q_1}{T_1}$. Nihoyat, buning chap va o'ng tomonlaridan $\frac{Q_2}{T_2}$ ni ayirib,

$$\frac{Q_1}{T_1} - \frac{Q_2}{T_2} \leq O \qquad (10.12)$$

ifodani hosil qilamiz.

Temperaturasi T_2 bo'lgan jismga beriladigan Q_2 issiqlikni biz shu jismdan olinadigan va-Q_2 ga teng bo'lgan issiqlik bilan belgilaymiz. Unda (12) ifoda nihoyat quyidagi ko'rinishga keladi

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} \leq O \qquad (10.13)$$

Bu munosabat *Klauzius tengsizligi* deb ataladi.

Sistemaning qandaydir bir jismdan olgan issiqlik miqdorining shu jism temperaturasiga nisbatini Klauzius keltirilgan issiqlik miqdori deb atagan. Klauzius terminalogiyasidan foydalanib (10.13) ni quyidagicha o'qish mumkin: *agar biror sistema sikl bajarar ekan, bu sikl davomida temperaturalari doimiy bo'lgan ikkita issiqlik rezervuari (jism) bilan issiqlik almashsa, bu sikl qaytuvchan bo'lganda keltirilgan issiqlik miqdorlarining yig'indisi nolga teng bo'ladi, sikl qaytmas sikl bo'lganda esa bu yig'indi noldan kichik bo'ladi.*

10.4. Entropiya

Keltirilgan issiqlik miqdorlarining yig'indisini sikl uchungina emas, balki aylanma bo'lmagan har qanday jarayon uchun ham hosil qilish mumkin, shu bilan birga bir holatdan ikkinchi holatga qaytuvchan o'tishda bu yig'indining bir ajoyib xossasi namoyon bo'ladi.

Qaytuvchan biror sikl olib, unda ikkita ixtiyoriy 1 va 2 holatlarni ajratamiz. Bu holatlar siklni rasmda 1 va 2 raqamlari bilan berilgan ikkita tarmoqqa ajratadi.

Bundan oldingi paragrafda ko'rsatganimizdek keltirilgan issiqlik miqdorlarining butun sikl (sikl qaytuvchan) bo'yiga olingan yig'indisi nolga teng:

$$\sum_{q} \frac{\Delta Q}{T} = 0 \qquad (10.14)$$

(10.14) yig'indiga kiruvchi barcha qo'shiluvchilarni ikki guruhga ajratish mumkin, birinchi guruh 1 tarmoqqa tegishli qo'shiluvchilarni, ikkinchi guruhga esa 2 tarmoqqa tegishli qo'shiluvchilarni kiritamiz. Undan (10.13) ifoda quyidagicha yozilishi mumkin,

$$\sum_{1\to 2} \frac{\Delta Q}{T} + \sum_{2\to 1} \frac{\Delta Q}{T} = 0 \qquad (10.15)$$

Birinchi yig'indi 1 holatdan 2 holatga 1 tarmoq bo'yicha o'tishga, ikkinchi yig'indi esa 2 holatdan 1 holatga 2 tarmoq o'tishga mos keladi.

1 holatdan 2 holatga biror qaytuvchan o'tishga mos keladigan quyidagi yig'indini ko'rib chiqamiz,

$$\sum_{\substack{1\to 2 \\ (qaytar)}} \frac{\Delta Q}{T} \qquad (10.16)$$

Agar o'tish yo'nalishi o'zgartirilsa, jarayon qaytuvchan ekanligi uchun (10.16) yig'indining ishorasi o'zgarishi kerak.

Darhaqiqat, masalan jarayon 1→2 yo'nalishida bo'lganda sistema temperaturasi T bo'lgan biror jismdan $\Delta'Q$ issiqlik miqdori oladi. Ikkinchi qismda jarayonning yo'nalishi 2→1 bo'lganda sistema temperaturasi T bo'lgan o'sha jismga xuddi shunday $\Delta'Q$ miqdorida issiqlik berish, ya'ni-$\Delta'Q$ issiqlik olishi kerak. Shunday qilib o'tish yo'nalishi o'zgarganda (10.16) dagi barcha qo'shiluvchilarning ishorasi qarama-qarshisiga o'zgaradi, natijada:

$$\sum_{1\to 2} \frac{\Delta Q}{T} = -\sum_{2\to 1} \frac{\Delta Q}{T} \qquad (10.17)$$

bo'ladi.

(10.17) xossaga asoslanib (10.15) ifodani quyidagicha yozamiz;

$$\sum_{1\to 2} \frac{\Delta Q}{T} - \sum_{1\to 2} \frac{\Delta Q}{T} = 0$$

bundan quyidagi natija kelib chiqadi;

$$\sum_{1-2}\frac{\Delta Q}{T}=\sum_{2-1}\frac{\Delta Q}{T} \qquad (10.18)$$

Boshida olingan qaytuvchan sikini biz mutlaqo ixtiyoriy ravishda olganimiz uchun (10.15) munosabat 1 va 2 holatlarni o'z ichiga olgan har qanday qaytuvchan sikl uchun bajarilishi kerak.

Shunday qilib, biz juda muhim xulosaga keldik, sistemaning bir holatdan (boshlang'ich) ikkinchi (oxirgi) holatga qaytuvchan o'tishida keltirilgan issiqlik miqdorlarining yig'indisi o'tish yo'liga bog'liq emas va binobarin, sistemaning boshlang'ich va oxirgi holatlarigagina bog'liq.

Biz bilamizki, ichki energiya orttirmalari yig'indisining ham shunday xossasi bor. Energiya holat funksiyasi bo'lganligi tufayli, 1-holatdan 2-holatga har qanday o'tishdagi ichki energiya orttirmalarining yig'indisi energiyaning bu holatlardagi qiymatlari ayirmasiga teng bo'lishi kerak;

$$\sum_{1\to 2}\Delta U=U_2-U_1 \qquad (10.19)$$

Ravshanki, yuqorida aytilganlar holatning har qanday funksiyasi uchun, ya'ni sistemaning holati bilan bir qiymatli aniqlanadigan har qanday kattalik uchun to'g'ri bo'ladi;

$$\sum_{1\to 2}\Delta f(holatn)=f(2)-f(1) \qquad (10.20)$$

Agar kattalik holatning funksiyasi bo'lmasa, u holda uning elementar miqdorlarning yig'indisi sistemaning bir holatdan boshqa holatga o'tishi yo'liga bog'liq bo'lib qoladi. Bunday kattaliklar jumlasiga, masalan ish kiradi. Bizga ma'lumki, $A=\sum_{1-2}\Delta A$ ish shu jarayonni tasvirlovchi egri chiziq qamrab olgan yuzaga teng va o'tish yo'liga bog'liq bo'lishi kerak.

Sistema oladigan issiqlik miqdori uchun ham xuddi shunday bo'ladi. Termodinamikaning birinchi asosiga muvofiq ravishda,

$$Q=\sum_{1-2}\Delta Q=\sum_{1-2}\Delta U+\sum_{1-2}\Delta A \qquad (10.21)$$

(10.21) ning o'ng tomonidagi yig'indilardan birinchisi o'tilgan bog'liq emas, ikkinchisi esa o'tilgan bog'liq. Binobarin, $\sum\Delta Q$ kattalik o'tish yo'liga bog'liq. Quyidagi $\sum_{1-2}\frac{\Delta Q}{T}$ yig'indining 1 holatdan 2 holatga qaytuvchan o'tishdagi o'tilgan bog'liq emasligi

qaytmas jarayonda $\Delta Q/T$ nisbat biror holat funksiyasining orttirmasini, deb aytishga asos beradi. Bu funksiya *entropiya* deb ataladi va S harfi bilan belgilanadi. Shunday qilib;

$$\left(\frac{\Delta Q}{T}\right)_{qaytuv}=\Delta S \qquad (10.22)$$

Demak, biror sistema entropiyaning orttirmasi qaytuvchan jarayonda sistemaning tashqaridan oladigan elementar issiqlik miqdorining shu sistema joylashgan paytdagi temperaturaga nisbatiga teng.

Entropiya holat funksiyasi bo'lgani uchun entropiya orttirmalarining, yig'indisi entropiyaning oxirgi va boshlang'ich holatlardagi qiymatlarining ayirmasiga teng bo'lishi kerak (10.19) bilan solishtiring;

$$\sum_{1-2}\frac{\Delta Q}{T}=\sum_{1-2}\Delta S=S_2-S_1 \qquad (10.23)$$

Yuqorida aniqroq hisoblanganda (10.23) yig'indilar integrallar bilan almashtirilishi kerak;

$$\int_1^2\frac{dQ}{T}=\int_1^2 dS=S_2-S_1 \qquad (10.24)$$

Entropiya-additiv kattalik. Bu esa sistemaning entropiyasi uning qismlarining entropiyalari yig'indisiga teng ekanini bildiradi.

10.6. Entropiyaning xossalari

Qaytuvchan jarayonda keltirilgan issiqlik miqdorlarining (10.24) yig'indisi entropiyaning orttirmasiga teng. Endi qaytmas jarayonda keltirilgan issiqlik miqdorlarining yig'indisi bilan entropiya orttirmasi orasidagi munosabat qanday ekanligini aniqlaymiz. Buning uchun qaytmas va qaytuvchi tarmoqlardan iborat sikl ni ko'rib chiqamiz. Butun sikl qaytmas sikl bo'lgani uchun keltirilgan issiqlik miqdorlarining butun sikl bo'yicha olingan yig'indisi noldan kichik bo'lishi kerak:

$$\sum_{0}\frac{\Delta Q}{T}<0$$

Bu yig'indini har xil tarmoqlarga tegishli bo'lgan ikki qismga yozamiz;

$$\sum_{1-2}\frac{\Delta Q}{T}+\sum_{2-1}\frac{\Delta Q}{T}<0 \qquad (10.25)$$

(10.23) ga muvofiq ravishda, bu yig'indilarning ikkinchisi entropiyaning 1 va 2 holatlardagi qiymatlari ayirmasiga teng. Shuning uchun (10.25) munosabatni quyidagicha yozish mumkin:

$\sum_{1-2} \frac{\Delta Q}{T} + (S_1 - S_2) < 0$ bundan quyidagi xulosa kelib chiqadi:

$$S_2 - S_1 > \sum_{1-2} \frac{\Delta Q}{T} \qquad (10.26)$$

(10.23) va (10.26) ifodalarni birlashtirib, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$S_2 - S_1 \geq \sum_{1-2} \frac{\Delta Q}{T} \qquad (10.27)$$

bu yerda, tenglik belgisi 1-holatdan 2-holatga har qanday qaytuvchan o'tishga tegishli, tengsizlik belgisi esa $1 \to 2$ yo'nalishdagi har qanday qaytmas o'tishga tegishli. (10.27) dagi T temperatura sistemaga ΔQ issiqlik bergan jismning temperaturasini bildiradi. Qaytuvchan jarayonda bu temperatura tizimning temperaturasi bilan bir xil bo'ladi.

Ravshanki (10.27) munosabat har bir elementar jarayon uchun bajarilish kerak:

$$\Delta S \geq \frac{\Delta Q}{T} \quad (4) \quad yoki \quad dS \geq \frac{dQ}{T} \qquad (10.28)$$

Shuni qayd qilib o'tamizki, entropiya holat funksiyasi bo'lgani uchun:

$$S_2 - S_1 = \sum_{1-2} \Delta S$$

ifoda (10.17) va (10.18) ifodalar kabi, tegishli o'tish qaytuvchan yoki qaytmas bo'lishidan qat'i nazar hamisha to'g'ri bo'ladi. Quyidagi:

$$S_2 - S_1 = \sum_{1-2} \frac{\Delta Q}{T}$$

formula esa faqat qaytuvchan o'tish uchungina to'g'ri bo'ladi.

Agar tizim tashqi muhitdan izolatsiyalangan bo'lsa, ya'ni tashqi muhit bilan issiqlik almashsa, u holda (10.27) dagi hamma ΔVQ lar nolga teng bo'ladi, uning natijasida esa

$$S_2 - S_1 \geq 0 \qquad (10.29)$$

yoki mos ravishda

$$\Delta S \geq 0 \qquad (10.30)$$

Shunday qilib, izolatsiyalangan tizimning entropiyasi (agar tizimda qaytmas jarayon yuz berayotgan bo'lsa) faqat ortishi yoki

doimiy qolaverishi (agar tizimda qaytuvchan jarayon yuz berayotgan bo'lsa) mumkin. Izolatsiyalangan tizimning entropiyasi kamayishi mumkin emas.

Biz bilamizki, tashqi muhit bilan issiqlik almashmasdan yuz beradigan jarayon *adiabatik jarayon* deb ataladi. Binobari, qaytuvchan adiabatik jarayon davomida entropiya o'zgarmaydi. Shuning uchun qaytuvchan adiabata izentropiya deb atalishi mumkin.

Yangi terminalogiyadan foydalanib, Karno sikli ikkita izoterma va ikkita izentropadan iborat, deb aytish mumkin. Ravshanki, (T,S) diagrammada Karno sikli to'g'ri to'rtburchak shaklida bo'ladi. Bu to'rtburchakning yuzi son jihatidan tizimning bir sikl davomida oladigan issiqlik miqdoriga teng. Darhaqiqat (10.27) ga asosan, tizimning qaytuvchan jarayonda oladigan elementar issiqlik miqdori quyidagiga teng:

$$\Delta Q = T\Delta S \qquad (10.31)$$

Binobarin, tizimning qaytuvchan izotermik jarayonda oladigan issiqlik miqdori quyidagicha ifodalanishi mumkin:

$$Q = T(S_2 - S_1) \qquad (10.32)$$

bu yerda, S_1 – jarayonning boshidagi enropiya, S_2 – oxiridagi entropiya.

(10.32) dan foydalanib, tizimning sikl hosil qiluvchi izotermik jarayonlar davomida oladigan issiqlik miqdorlarini quyidagicha yozish mumkin:

$$Q_{12} = T_1(S_1 - S_2),\ Q_{34} = T_2(S_2 - S_1)$$

Sikl davomida olinadigan to'liq issiqlik miqdori quyidagiga teng;

$$Q = Q_{12} + Q_{34} = T_1(S_1 - S_2) + T_2(S_2 - S_1) = (T_1 - T_2)(S_1 - S_2)$$

Ko'rsatib turibdiki, bundagi oxirgi ifoda siklning yuziga teng.

Entropiyaning kamaya olmasligini bildiruvchi (10.30) munosabat faqat izolatsiyalangan tizimlarga tegishlidir. Agar tizim tashqi muhit bilan issiqlik almashsa uning entropiyasining o'zgarish ishorasi har qanday bo'lishi mumkin. Jumladan, agar tizim tashqi muhitga issiqlik bersa (tizim oladigan ΔQ issiqlik miqdori manfiy bo'lsa), tizimning entropiyasi kamayadi.

Agar izolatsiyalanmagan tizim sikl bajarsa, u holda uning entropiyasi holat funksiyasi bo'lganligi uchun ham siklning oxirida boshlang'ich qiymatini qabul qiladi. Lekin siklning borishi davomida entropiya, umuman aytganda, o'zgaradi. Shu bilan birga, u siklning ba'zi qismlarida ortishi, ba'zi qismlarda esa kamayishi mumkin, chunki entropiyaning bir siki davomidagi o'zgarishlari yig'indisi nolga teng bo'lishi kerak.

Entropiyaning qaytuvchan izotermik jarayon vaqtida o'zgarishini topaylik. (10.26) ga muvofiq entropiya orttirmasi quyidagiga teng:

$$S_2 - S_1 = \sum_{1\to 2} \frac{\Delta Q}{T}$$

O'zgarmas temperaturani yig'indi ishorasi ostidan chiqarib, entropiya orttirmasini quyidagicha ifodalaymiz:

$$S_2 - S_1 = \frac{1}{T}\sum_{1\to 2} \Delta Q = \frac{Q_{12}}{T} \qquad (10.33)$$

bu yerda, Q_{12} – sistemaning 1-holatdan 2- holatga qaytuvchan izotermik o'tishi davomida olgan issiqlik miqdori. Agar bu issiqlik miqdori manfiy bo'lsa $S_2 < S_1$ bo'ladi.

Entropiyaning qaytmas jarayondagi o'zgarishini topish uchun sistemani ayni o'sha oxirgi holatga keltiruvchi qandaydir bir qaytuvchan jarayonni ko'rib chiqish va bu jarayon uchun keltirilgan issiqlik miqdorlarining yig'indisini topish lozim. Buni quyidagi misolda tushuntirib o'tamiz. Temperaturalari har xil T_1 va T_2 bo'lgan ($T_1 > T_2$) ikkita jismdan iborat izolatsiyalangan sistemani tekshiramiz. Jismlar o'rtasida issiqlik almashinish yuz berganligi tufayli ularning temperaturalari tenglashadi. Bu jarayon, ravshanki qaytmas jarayon bo'lib, uning davomida sistemaning entropiyasi ortib borishi kerak.

Soddalik uchun ikkala jismning issiqlik sig'imi bir xil va C ga teng deb faraz qilamiz. Unda ikkala jismning issiqlik muvozanati holatiga kelgandagi oxirgi temperaturasi quyidagiga teng bo'ldi:

$$T_0 = \frac{T_1 + T_2}{2} \qquad (10.34)$$

Sistema entropiyasining o'zgarishini hisoblab topish uchun sistemani ikkala jism uchun bir xil bo'lgan T_0 temperaturali holatga keltiruvchi qaytuvchan jarayonni ko'rib chiqamiz. Bu jarayon sistemaning birinchi jismning qandaydir bir tashqi jismga biror

miqdor issiqlikni qaytuvchan tarzda berib, temperaturasi T_0 qiymatga erishishidan va ikkinchi jismning tashqaridan xuddi shunday miqdorda qaytuvchi tarzda issiqlik olib, temperaturasi T_0 qiymatga erishishidan iborat.

Bu ikkala jarayon qaytuvchan jarayon bo'lishi uchun ular quvonay sodir bo'lishi kerakki, sistemaning jismlaridan har birining xar qanday tashqi jismning temperaturasi har bir paytda bir xil bo'lishi kerak.

Birinchi jism sovuganda uning entropiyasi quyidagicha orttirmaga ega bo'ladi:

$$\Delta S_1 = \int_{T_1}^{T_0} \frac{dQ}{T} = \int_{T_1}^{T_0} \frac{cdT}{T} = C \ln \frac{T_0}{T_1}$$

Ikkinchi jism isiganda esa uning entropiyasi olgan orttirmasi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\Delta S_2 = \int_{T_2}^{T_0} \frac{dQ}{T} = \int_{T_2}^{T_0} \frac{CdT}{T} = C \ln \frac{T_0}{T_2}$$

Buni qayd qilib o'tamizk, $T_1 > T_0 > T_2$ bo'lgani uchun ΔS_1 manfiy, ΔS_2 musbat bo'ladi.

Sistema entropiyasining o'zgarishi ayrim jismlar entropiyasi o'zgarishlari yig'indisiga teng:

$$\Delta S = \Delta S_1 + \Delta S_2 = C \ln \frac{T_0}{T_1} + C \ln \frac{T_0}{T_2} = C \ln \frac{T_0^2}{T_1 T_2}$$

L. Boltsman entropiya tizim holatining termodinamik ehtimoli bilan bog'liq deb faraz qilib uning fizik ma'nosini ochib berdi. Tizim holatining termodinamik ehtimolligi W-makroskopik tizimning berilgan holatini yuzaga keltirishi mumkin bo'lgan usullar soni yoki berilgan makroholatni yuzaga keltiruvchi mikroholatlar sonidir. Entropiya uchun Boltsman quyidagi ifodani taklif qildi:

$$S = k \ln W ,$$

Shunday qilib entropiyaga quyidagi statistik talqin berish mumkin:

Entropiya sistemaning tartibsizlik o'lchovini ifodalaydi.

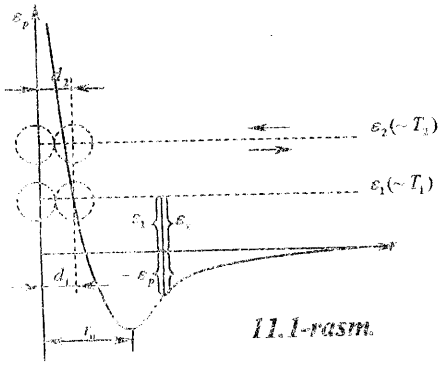
XI BOB
REAL GAZLAR

11.1. Gazlarning ideallikdan chetlanishi

Real gazlarning xarakteri bosim uncha yuqori bo'lmagan, temperatura esa yetarlicha yuqori bo'lgan hollardagina

$$pV=\frac{m}{\mu}RT$$

tenglama bilan ancha yaxshi tavsiflanadi. Bosim ortishi va temperatura kamayishi bilan bu tenglamadan ancha chetlanishlar kuzatiladi. Bosim ortganda gazning zichligi ortadi, bu esa molekulalar orasidagi o'rtacha masofaning kamayishiga olib keladi, shuning uchun molekulalarning hajmi va ular orasidagi o'zaro ta'sir muhim rol o'ynay boshlaydi.



11.1-rasm.

Molekulalar orasidagi o'zaro ta'sir xarakterini 1-rasmda keltirilgan egri chiziq yordamida ko'rsatish mumkin. Bu egri chiziq ikki molekulaning o'zaro potensial energiyasini shu molekulalarning markazlari orasidagi r masofaning funksiyasi sifatida tasvirlaydi. Bu egri chiziqni yasashda bir-biridan cheksiz katta masofada turgan molekulalarning potensial energiyasi nolga teng deb olingan.

Potensial energiyaning r masofa funksiyasi sifatidagi ifodasini bilgan holda molekulalar bir-biridan har xil masofada turganida qanday kuch bilan o'zaro ta'sirlashishini aniqlash mumkin. Buning uchun mexanikadan ma'lum bo'lgan

$$F=-\frac{d\varepsilon_p}{dr}$$

munosabatdan foydalanish kerak. Bu yerdagi "–" ishora shuni bildiradiki, molekulalarning o'zaro ta'sir kuchlari ularni eng kichik potensial energiyali holatga keltirishga intiladi. Binobarin,

molekulalar orasidagi masofalar r_0 dan ortiq bo'lganda ular orasida o'zaro tortish kuchlari ta'sir qiladi, molekulalar orasidagi masofalar r_0 dan kichik bo'lganda esa ular orasida itarish kuchlari ta'sir qiladi. Egri chiziqning tegishli joydagi tikligi kuchning kattaligini ko'rsatadi.

Molekulalar orasidagi o'rtacha masofa kamaygani sari, ya'ni gaz zichligi ortgani sari molekulalar orasida tortishish kuchlarining roli oshib ortadi.

11.2. Van-der-Vaals tenglamasi

Real gazlarning xarakterini ifoda etish uchun berilgan juda ko'p tenglamalar ichida Van-der-Vaals tenglamasi eng sodda bo'lishi bilan birga juda yaxshi natijalar beradi. Bu tenglama $pV_m=RT$ tenglamaga tuzatmalar kiritish yo'li bilan hosil qilingan bo'lib, quyidagicha ko'rinishga egadir:

$$\left(p+\frac{a}{V_m^2}\right)(V_m-b)=RT \qquad (11.1)$$

bu yerda, p – gazga tashqaridan ko'rsatilayotgan bosim (bu bosim gazning idish devorlariga ko'rsatadigan bosimiga teng), a va b -Van-der-Vaals doimiylari bo'lib, har xil gazlar uchun har xil qiymatga ega, bu qiymatlar tajriba yo'li bilan topiladi. Agar bosim kvadrat metrga nyuton hisobida, hajm molga kub metr hisobida ifodalansa, a doimiyning o'lchamligi $n{\cdot}m^4/mol^2$, b doimiyning o'lchamligi m^3/mol bo'ladi. Ba'zan a doimiy am^3/mol^2 bilan, b doimiy esa litr/mol bilan ham ifodalanadi.

b doimiy molekulalar o'lchamlari cheklı bo'lgani tufayli gazning molekulalar harakat qilolmaydigan qismini aniqlaydi. Bu qism 4 molekulalar hajmining to'rtlanganiga baravar.

a/V_m^2 tuzatma molekulalarning bir-biriga o'zaro tortishishi tufayli hosil bo'ladigan p_i ichki bosimni ifodalaydi. Agar molekulalar orasida o'zaro ta'sir to'satdan yo'q bo'lib qolsa edi, u holda gazni shu hajmda saqlab qolish uchun tashqi bosimni p_i ichki bosimga teng miqdorda orttirishga to'g'ri kelgan bo'lar edi.

(11.1) tenglama bir mol gaz uchun yozilgan. z mol gazga mos keluvchi ixtiyoriy m massali ($z=m/\mu$) gazga oid tenglamaga o'tish uchun o'sha sharoitda uning z marta ortiq hajm egallashini, ya'ni:

$$V=zV_m$$

bo'lishini hisobga olish kerak.

(11.1) da V_m o'rniga V/z qo'yib, quyidagi tenglamani topamiz:

$$\left(p+\frac{z^2a}{V^2}\right)\left(\frac{V}{z}-b\right)=RT$$

Bu tenglamani z ga ko'paytirib va quyidagi

$$a'=z^2a, \quad b'=zb \qquad (11.2)$$

belgilarni kiritib, z mol gazga oid Van-der-Vaals tenglamasini hosil qilamiz.

$$\left(p+\frac{a'}{V^2}\right)(V-b')=zRT \qquad (11.3)$$

Van-der-Vaalsning z molga oid doimiylari a' va b' harflari bilan belgilangan. Bu doimiylar bilan a va b orasidagi bog'lanish (11.2) munosabatlar orqali beriladi. a' ning o'lchamliligi $n \cdot m^4$, b' doimiyning o'lchamligi hajmning o'lchamligi bilan bir xil.

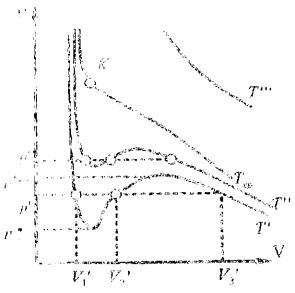
Zichligi kamayganda barcha real gazlarning xossalari ideal gaz xossalariga yaqinlashgani uchun, hajm cheksizlikka intilgandagi limitda Van-der-Vaals tenglamasi ideal gaz holati tenglamasiga aylanadi. Bunga ishonch hosil qilish uchun, pV ko'paytma taxminan m qavsdan tashqariga chiqarmoq kerak:

$$pV\left(1+\frac{1}{pV}\frac{a'}{V}\right)\left(1-\frac{b'}{V}\right)=zRT$$

(11.3) tenglamada qavslarni ochib chiqish va hosil bo'lgan ifodani V^2 ga ko'paytirib, Van-der-Vaals tenglamasini:

$$pV^3-(b'p+zRT)V^2+a'V=a'b' \qquad (11.4)$$

ko'rinishga keltirish mumkin. Hosil bo'lgan bu tenglama V ga nisbatan kubik tenglama bo'lib, uning koeffitsiyentlari p va T parametrlarga bog'liq. Koeffitsiyentlari haqiqiy bo'lgan ozod hadli kub tenglama uchta yechimga ega bo'ladi. Koeffitsiyentlar orasidagi munosabatning qanday bo'lishiga qarab uchala yechim haqiqiy bo'lishi yoki bittasi haqiqiy, qolgan ikkitasi kompleks bo'lishi



11.2-rasm.

mumkin. Hajm faqat haqiqiy bo'la olgani uchun kompleks yechimlar fizik ma'noga ega emas.

11.2-rasmda temperaturaning bir qancha qiymatlariga oid Van-der-Vaals izotermalari tasvirlangan. Temperatura T' bo'lib, bosim p'_1 dan p'_2 gacha sohada o'zgarganda (11.4) tenglamaning koeffitsiyentlari shunday bo'ladiki, uning uchala yechimi ham haqiqiy bo'ladi, bosimlar qiymati boshqacha bo'lganda uning faqat bitta yechimigina haqiqiy bo'ladi. Temperatura kamayishi bilan tenglamaning uchta haqiqiy yechimi orasidagi farq kamayadi (T' va T'' izotermalarni solishtiring: $T'' > T'$). Har bir modda uchun o'ziga xos bo'lgan ma'lum bir T_{kr} temperaturadan boshlab har qanday bosimda (4) tenglamaning faqat bitta yechimi haqiqiy bo'lib qolaveradi. T_{kr} temperatura **kritik temperatura** deb ataladi. Agar temperatura orttira borilsa, tenglamaning V'_1, V'_2 va V'_3 yechimlarga mos keluvchi nuqtalar bir-biriga tobora yaqinlashib, kritik nuqtada ustma-ust tushadi, bu nuqta 2-rasmda K harf bilan belgilangan. K nuqta kritik nuqta deb ataladi. Tegishli izoterma uchun K nuqta burilish nuqtasidir. Bu nuqtada (11.4) tenglamaning uchala haqiqiy yechimi bir xil bo'ladi. Kritik izotermaga K nuqtada o'tkazilgan urinma temperatura kritik temperaturaga intilgan holda p', p'' va hokazo kesuvchilar intiladigan limitdir.

Binobarin, bu urinma barcha kesuvchilar kabi, V o'qiga paralleldir, shuning uchun $\frac{dp}{dV}$ hosila K nuqtada nolga teng. Undan tashqari, burilish nuqtasida $\frac{d^2p}{dV^2}$ ikkinchi hosila nolga teng bo'lishi kerak.

(11.1) tenglamani p ga nisbatan yechamiz:

$$p=\frac{RT}{V_m-b}-\frac{a}{V_m^2} \qquad (11.5)$$

Bu ifodani V_m bo'yicha differensiallaymiz:

$$\frac{dp}{dV_m}=-\frac{RT}{(V_m-b)^2}+\frac{2a}{V_m^3}$$

$$\frac{d^2p}{dV_m^2} = \frac{2RT}{(V_m - b)^3} - \frac{6a}{V_m^4}$$

Kritik nuqtada, ya'ni ularga $T=T_{kr}$, $V_m = V_{m,kr}$ qiymatlar qo'yilganda bu ifodalar nolga aylanishi kerak:

$$-\frac{RT}{(V_{m,kp} - b)^2} + \frac{2a}{V_{m,kp}^3} = 0$$

$$\frac{2RT_{KP}}{(V_{m,kp} - b)^3} - \frac{6a}{V_{m,kp}^4} = 0$$

Bu tenglamalar K nuqta uchun yozilgan:

$$p_{kp} = \frac{RT_{kp}}{V_{m,kp} - b} - \frac{a}{V_{m,kp}^2}$$

(11.5) tenglama bilan birga P_{kp}, $V_{m,kr}$ va T_{kr} noma'lumli uchta tenglama hosil qiladi. Bu tenglamalar sistemasining yechimi quyidagicha:

$$V_{m,kp} = 3b$$

$$p_{kp} = \frac{a}{27b^2}$$

$$T_{kp} = \frac{8a}{27bR}$$

Shunday qilib, Van-der-Vaalsning a va b doimiylari bilgan holda kritik nuqtaga tegishli $V_{m,kr}$, R_{kr} va T_{kr} kattaliklarni topish mumkin ekan, ular **kritik kattaliklar** deb ataladi. Aksincha, kritik kattaliklarning qiymatlariga qarab Van-der-Vaals doimiylarining qiymatlarini topish mumkin.

Kritik kattaliklarning ifodalaridan:

$$P_{kp}V_{m,kp} = \frac{3}{8}RT_{kp}$$

ekanligi kelib chiqadi, vaholanki ideal gazning holat tenglamasiga asosan:

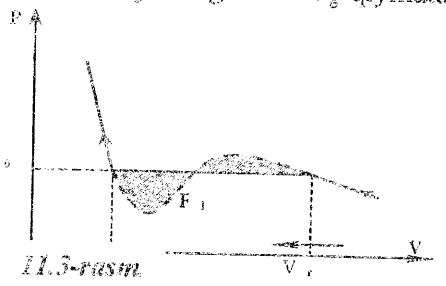
$$P_{kp}V_{m,kp} = RT_{kp}$$

tenglik bajarilishi kerak edi.

11.3. Eksperimental izotermalar

Tajribalardan kritik temperaturalardan past temperaturada olingan izotermalar 11.3-rasmda ko'rsatilgan.

Dastlab hajm kamayishi bilan gazning bosimi ortadi, shu bilan birga izotermaning borishi Van-der-Vaals tenglamasiga juda mos keladi. Lekin hajmning biror V_g qiymatidan boshlab eksperimental izoterma (11.3) tenglamaga bo'ysunmay qo'yadi. Hajmning shu qiymatidan boshlab idishdagi bosim o'zgarishi to'xtaydi, bunda moddaning o'zi esa bir jinsli bo'lmay qoladi, gazning bir qismi kondensatsiyalanib suyuqlikka aylanadi. Modda ikkita fazaga suyuq va gaz fazasiga ajraladi. Hajm yanada kamaya borgan sari moddaning tobora ko'proq qismi suyuq fazaga o'tadi, bu o'tish jarayonida bosim o'zgarmay turadi, rasmda bu bosim $p_{to'y}$ bilan belgilangan.



11.3-rasm

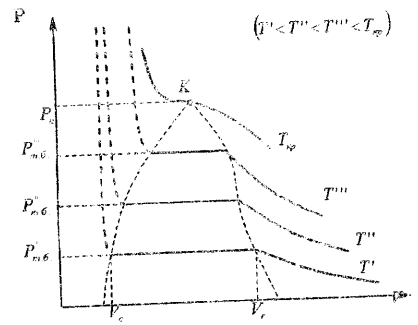
Moddaning kondensatsiyalanib, suyuqlikka aylanish jarayoni tugallangan bo'lgach hajmning bundan keyingi kamayishida bosim tez ortadi. Bundan izoterma yana (3) tenglamaga taxminan bo'ysunadi. Izotermaning bu qismga tegishli holatlarda modda yana bir jinsli bo'ladi, lekin gaz holatida emas, balki suyuq holatda bo'ladi.

Shunday qilib, Van-der-Vaals tenglamasi moddaning gaz holatinigina emas, balki moddaning suyuq holatga o'tish jarayonini va suyuqlikning siqilish jarayonini ham tavsiflaydi.

Eksperimental izotermani Van-der-Vaals izotermasiga solishtirish shu narsani ko'rsatadiki, bu izotermalar moddaning bir xil holatlarga tegishli qismlarda ancha yaxshi mos tushib, moddaning ikki fazaga qatlamlanish sohasida mutlaqo har xil bo'ladi. Bu sohada Van-der-Vaals izotermasidagi S shaklidagi bukilishga eksperimental izotermada to'g'ri chiziqli gorizontal qism mos keladi.

Rasmda temperaturaning bir qancha qiymatlariga oid eksperimental izotermalar ko'rsatilgan.

Rasmdan ko'rinib turibdiki, temperatura ko'tarilishi bilan izotermaning gorizontal qismi qisqaradi va T_{kr} kritik temperaturada bu qism nuqtaga aylanib qoladi. Shunga muvofiq ravishda suyuqlik va to'yingan bug'ning solishtirma hajmlari farqi va binobarin, ularning zichliklari farqi kamayadi. Kritik temperaturada bu farq butunlay yo'qoladi. Ayni vaqtda suyuqlik bilan bug' orasidagi har qanday farq ham yo'qoladi.



11.4-rasm.

Agar izotermalarning gorizontal qismlarining chetki nuqtalari orqali chiziq o'tkazilsa moddaning ikki fazali holatlari sohasini chegaralovchi qo'ng'iroqsimon egri chiziq hosil bo'ladi. Kritik temperaturadan yuqori temperaturalarda modda har qanday bosim sharoitida bir jinsli bo'ladi. Bunday temperaturalarda moddani har qancha qisgan bilan suyultirib bo'lmaydi. Qo'ng'iroqsimon egri chiziq va kritik izotermaning K nuqtadan chapda yotgan qismi (p, V) diagrammani uch sohaga bo'ladi. Moddaning bir jinsli suyuq holatlari sohasi qiya shtrix chiziq bilan belgilangan. Biz bilamizki, qo'ng'iroqsimon egri chiziq tagida ikki fazali holatning sohasi yotadi va nihoyat, qo'ng'iroqsimon egri chiziqdan va kritik izotermaning yuqorigi tarmog'idan o'ng tomonda yotadigan soha moddaning bir jinsli gaz holatlarini ifodalaydi. Oxirgi sohada kritik izotermaning o'ng tarmog'i tagida yotuvchi qismni alohida ajratib, uni bug' sohasi deb atash mumkin.

Bu sohadagi har qanday holat gaz holidagi boshqa holatlardan shu jihatdan farq qiladiki, boshqa bunday holatda bo'lgan modda uni izotermik siqqanda suyuqlanadi. Kritik temperaturadan yuqori temperaturada biror holatda turgan modda har qancha siqilganda ham suyuqlikka aylanmaydi.

11.4. Real gazning ichki energiyasi

Real gazning molekulalari orasidagi o'zaro ta'sir natijasida molekulalarning o'zaro E_p potensial energiyasi yuzaga keladi va bu

...iya molekulalar harakatining E_k kinetik energiyasi bilan birga ...ning ichki energiyasini tashkil etadi:

$$U=E_k+E_p.$$

...iz bilamizki, bir mol gazdagi molekulalarning kinetik ...giyasi $E_k=C_vT$ga teng, ya'ni temperaturaning funksiyasidir. ...ekulaning o'zaro potensial energiyasi ularning orasidagi ...sha masofaga bog'liq. Shuning uchun E_p potensial energiya V ...hajmining funksiyasi bo'lishi kerak. Binobarin, real gazning ichki ...giyasi T va V dan iborat ikki parametrning funksiyasi bo'ladi.

Gaz kengayayotganda molekulalar orasidagi tortishish kuchlarini ...gish uchun ish bajarish kerak. Mexanikadan ma'lumki, ichki ...chlarga qarshi bajarilgan ish sistemaning potensial energiyasining ...shiga sarf bo'ladi. Tashqi kuchlarga qarshi bajarilgan ish $dA=PdV$ ifoda bilan aniqlangani kabi, bir mol gaz molekulalari ...sida ta'sir qiluvchi ichki kuchlarga qarshi bajariladigan ish $dA=P_idV_m$ ifoda ko'rinishida yozish mumkin, bu yerda P_i – Van-der-...als tenglamasiga bo'ysunadigan gaz uchun a/V^2_m ga teng ichki ...sim. dA ni molekulalar o'zaro potensial energiyasining dE_P ...tirmasiga tenglab, quyidagi ifodani topamiz:

$$dE_p = PdV_m = \frac{a}{V_m^2}dV_m$$

Bu ifodani integrallab, E_p potensial energiya uchun quyidagi ...dani topamiz:

$$E_p = -\frac{a}{V_m} + const$$

Integrallash doimiysining qiymatini shunday tanlab olish ...rakki, hajm cheksizlikka intilgan vaqtda ichki U energiyaning ...fodasi ideal gaz ichki energiyasining ifodasiga aylanadigan bo'lsin. Bu mulohazalarga asoslanib, integrallash doimiysini nolga teng deb olish kerak. U holda real gazning ichki energiyasi quyidagicha ...odalanadi:

$$U_m = C_vT - \frac{a}{V_m}, \qquad (11.6)$$

...ndan ko'rinadiki, temperatura ko'tarilganda ham, hajm ortganda ...um ichki energiya ortar ekan.

Agar gaz tashqi muhit bilan issiqlik almashmasdan va tashqi ish bajarilmasdan kengaysa yoki siqilsa, u holda termodinamikaning birinchi qonuniga muvofiq, gazning ichki energiyasi o'zgarmay qolaverishi kerak. Energiyasi (11.6) formula bilan aniqlanuvchi gaz uchun bu holda quyidagi shart bajarilishi kerak:

$$dU_m = C_V dT + \frac{a}{V_m^2} dV_m = 0.$$

bundan dT va dV_m ning ishoralari har xil ekanligi kelib chiqadi.

Binobarin, bunday sharoitlarda gaz hamisha kengayganda sovishi, siqilganda isishi kerak.

11.5. Joul-Tomson effekti

Joul bilan Tomson gazni issiqlik izolatsiyasiga ega bo'lgan va ichida g'ovak to'sig'i bor trubkadan o'tkazilganda gaz to'siq orqali o'tib kengayishi natijasida temperaturasi bir oz o'zgarishini payqaganlar. Temperatura ΔT o'zgarishning ishorasi boshlang'ich bosim va temperaturaga qarab manfiy yoki musbat bo'lishi va jumladan, nolga teng bo'lib qolishi ham mumkin. Bu hodisa *Joul-Tomson effekti* deb ataladi. Agar gaz temperaturasi pasaysa ($\Delta T<0$), effekt musbat ishorali deb hisoblanadi; agar gaz isisa ($\Delta T>0$), effekt manfiy ishorali deb hisoblanadi.

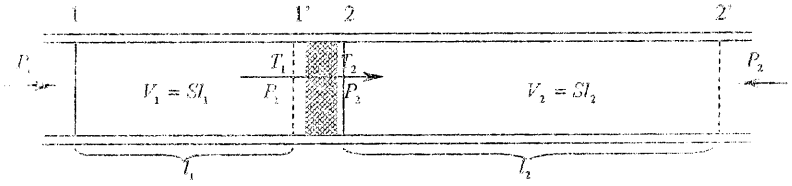
Joul-Tomson tajribasining sxemasi rasmda ko'rsatilgan. Devorlari issiqlikni juda yomon o'tkazadigan trubka ichida gazning barqaror (vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydigan) oqimi hosil qilinadi. Trubka ichida mayda teshiklari bo'lgan to'siq (paxtadan qilingan tiqin) bor bo'lib, mana shu tiqinda bosim eng katta P_1 qiymatdan eng kichik P_2 qiymatga qadar o'zgargan. Buning natijasida gaz keskin kengaygan. Tajribada temperaturalar ayirmasi $\Delta T=T_2-T_1$ o'lchab borilgan.

Gazning 1 va 2 kesimlar bilan chegaralangan qismini fikran ajratib olaylik. Gaz trubka ichida harakat qilgani sari bu kesimlar ko'cha boradi. Bir oz vaqt o'tgandan keyin bu kesimlar mos ravishda 1' va 2' vaziyatlarga kelib qoladi deb faraz qilamiz. Gazning o'sha miqdori to'siqdan keyin to'siqdan oldinga qaraganda kattaroq hajm egallagani uchun 2 kesim 1 kesimga qaraganda kattaroq kesimga siljiydi. Gazning fikran ajratib olingan miqdori uchun termodinamika

asosining tenglamasini yozamiz. Gaz tashqi muhit bilan issiqlik almashmasdan (adiabatik) kengayadi. Shuning uchun gaz ichki energiyasining orttirmasi gaz ustida bajarilgan ishga teng bo'lishi kerak:

$$U_2-U_1=A' \qquad (11.7)$$

Gazning mazkur miqdori ustida bajariladigan bu ishni unga tegishli gaz bajaradi. Gazning ajratib olingan qismiga chap tomondan P_1 kuch ta'sir qiladi (S-trubkaning kesimi), bu kuch harakat tomoniga yo'nalgan. O'ng tomonidan esa, harakatga qarshi yo'nalgan p_2S kuch ta'sir qiladi. Natijada *a* gazning biz ajratayotgan qism ustida A' ish bajariladi:



11.5-rasm.

$$A'=p_1Sl_1-p_2Sl_2$$

Sl_1 ko'paytma gazning kengayishidan oldin egallab turgan V_1 hajmi, Sl_2 ko'paytma esa gazning kengaygandan keyin egallab turgan V_2 hajmi ekanligini hisobga olib, ishni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$A'=p_1V_1-p_2V_2$$

Bu ifodani (11.7) ga qo'yib, quyidagi munosabatni topamiz.

$$U_1+P_1V_1=U_2+P_2V_2 \qquad (11.8)$$

Shunday qilib, Joul-Tomson tajribasi sharoitida gazning ichki energiyasi emas, balki holat funksiyasi bo'lgan $U+PV$ kattalik o'zgarmas ekan.

Kengaygandan keyin gazning hajmi katta bo'ladi, shuning uchun gazni yetarlicha darajadagi aniqlik bilan ideal gaz deb hisoblash mumkin. Shuning uchun P_2V_2 ni RT_2 ga teng deyish, $U_2=C_vT_2$ deb olish mumkin.

$$p_1V_1=\left[\frac{RT_1}{V_1-b}-\frac{a}{V_1^2}\right]V_1.$$

Bu ifodalarning hammasini (11.2) ga qo'yamiz:

$$C_V T_1 - \frac{a}{V_1} + \frac{RT_1V_1}{V_1 - b} - \frac{a}{V_1} = C_V T_2 + RT_2$$

Uchinchi qo'shiluvchini quyidagicha yozish mumkin:

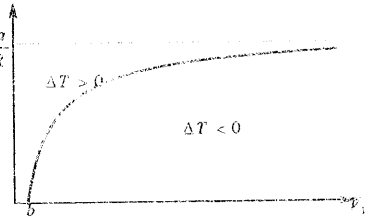
$$\frac{RT_1V_1}{V_1 - b} = \frac{RT_1(V_1 - b + b)}{V_1 - b} = RT_1 + \frac{RT_1 b}{V_1 - b}.$$

ΔT ni topamiz

$$\Delta T = T_2 - T_1 = \frac{1}{C_V + R}\left(\frac{RT_1 b}{V_1 - b} - \frac{2a}{V_1}\right) \qquad (11.9)$$

ΔT ning ishorasi qavslar ichidagi ifodaning ishorasi bilan aniqlanadi. Quyidagi shart bajarilganda noldinchi effekt ($\Delta T=0$) o'rinli bo'ladi:

$$\frac{RT_1 b}{V_1 - b} - \frac{2a}{V_1} = 0 \qquad (11.10)$$



11.6-rasm.

(V_1,T_1) tekislikda (11.10) tenglama rasmda tasvirlangan egri chiziq bilan ifodalanadi. Bu egri chiziqning nuqtalari T_1 va V_1 parametrlarning $\Delta T=0$ bo'lgan vaqtdagi qiymatlarini aniqlaydi. Egri chiziqdan yuqorida yotuvchi nuqtalar T_1 va V_1 ning $\Delta T>0$ bo'lgan vaqtdagi qiymatlarini aniqlaydi (egri chiziqdan yuqoriga qarab ko'chilganda qavs ichidagi birinchi qo'shiluvchi ortadi va qavs ichidagi ifoda noldan katta bo'lib qoladi). Egri chiziqdan pastda yotuvchi nuqtalar T_1 va V_1 parametrlarning effekt musbat ($\Delta T<0$) bo'lgandagi qiymatlarini aniqlaydi. (11.2) tenglama bilan ifodalanuvchi egri chiziq *inversiya egri chizig'i* deb ataladi.

Shunday qilib, effektning ishorasi va kattaligi gazning boshlang'ich temperaturasi va boshlang'ich hajmi (yoki boshlang'ich bosimi) bilan aniqlanadi. $T_1 > \frac{2a}{bR}$ bo'lganda effekt hamisha manfiy bo'ladi. $T_1 < \frac{2a}{bR}$ bo'lgan holda boshlang'ich hajm yetarlicha katta bo'lgandagina (ya'ni boshlang'ich bosim yetarlicha kichik bo'lgandagina) effekt musbat bo'ladi.

XII BOB
ELEKTROSTATIK MAYDON VA UNING XUSUSIYATLARI

12.1. Elektr zaryadlari. Elektr zaryadining saqlanish qonuni

Bir-biriga ishqalanishi natijasida jismlarning elektrlanishini kuzatgansiz. Masalan, gilam yoki linoleum to'shalgan xonada oyoq yalang'och, so'ng biror metall jismga qo'lingizni tekkizsangiz, shovqindan iltiraysiz. Bundan tashqari, ishqalanuvchi sintetik materiallarning turli qismlari bir-biriga tegishi natijasida vujudga keladigan uchqunlarni kuzatish mumkin. Bu hodisalarga sabab ishqalanayotgan jismlarning *zaryadlanishi* va bu zaryadlarning o'zaro ta'sirlashuvidir.

Jismlarda zaryadlar mavjud edimi yoki ular ishqalanish natijasida paydo bo'ldimi?

Ma'lumki, atomlar musbat zaryadlangan yadro va yadro atrofida berk orbitalar bo'yicha aylanadigan elektronlardan iborat. Zaryadlanmagan jism atomlarida elektronlarning manfiy zaryadlari yig'indisi yadroning musbat zaryadiga teng. Bunday jismlarni *elektroneytral jismlar* deb ataladi. Agar biror ta'sir natijasida elektroneytrallik buzilsa, bunday jism zaryadlangan bo'ladi. Jismdagi manfiy zaryadlar musbat zaryadlardan ortiq bo'lsa, jism *manfiy* zaryadlangan, aksincha, kam bo'lsa, jism *musbat* zaryadlangan deyiladi. Har qanday manfiy (yoki musbat) zaryadlangan jismning zaryadi elektron (yoki proton) ning zaryadiga karrali, ya'ni kvantlangan bo'ladi. Boshqacha aytganda, jismlarning zaryadi faqat $0, \pm e, \pm 2e, \pm 3e, \ldots \pm Ne$ qiymatlarga ega bo'ladi, bunda e – elektronning zaryadi. Elektron va protonning zaryadlari kattaliklari jihatidan teng, ishoralari esa qarama-qarshi. Shuning uchun elektron (yoki proton) ning elektr zaryadini *elementar zaryad* deb atash mumkin.

Elektr zaryadning o'lchov birligi sifatida XB tizimida Kulon (Kl) qabul qilingan: tok kuchi 1 amper (A) bo'lgan o'zgarmas elektr tok o'tayotgan o'tkazgichning ko'ndalang kesimidan 1 sekund davomida oqib o'tadigan zaryad miqdori 1 Kulondir, ya'ni

1 Kl=1 A·s.

Tok kuchining o'lchov birligi (A) tokli o'tkazgichlarning o'zaro ta'siri asosida qabul qilingan. Bu birlik bilan elektromagnetizm hodisalarini o'rganayotganda tanishamiz.

Tajribalar asosida elementar zaryad kattaligi $e=1,6\times10^{-19}$ Kl ekanligi aniqlangan.

Ikki jismning bir-biri bilan o'zaro ta'sirlashuvi tufayli bir jismda ma'lum miqdorda manfiy zaryad vujudga kelsa, ikkinchi jismda xuddi shuncha miqdorda musbat zaryad vujudga keladi. Masalan, ikki xil jismning bir-biriga tegishi (kontakti) natijasida birinchi jism atomlarining valent elektronlari ikkinchi jismga o'tadi. Lekin ikkala jismdagi barcha manfiy zaryadlar va barcha musbat zaryadlarning miqdorlari o'zgarmaydi.

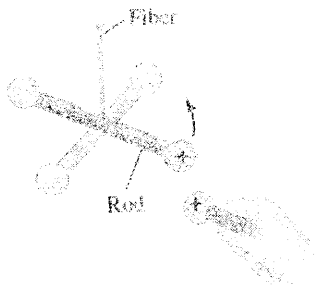
Demak, *zaryadlar yangidan paydo bo'lmaydi ham, yo'qolmaydi ham. Ular jismlarda mavjud, faqat bir jismdan ikkinchi jismga yoki jismning bir qismidan ikkinchi qismiga ko'chadi,* xolos. Bu xulosa *zaryadlarning saqlanish qonuni* deyiladi. Bu qonunni yana bunday ham ta'riflash mumkin:

har qanday izolatsiyalangan (tashqi jismlar bilan elektr zaryad almashinmaydigan) sistemada elektr zaryadlarning algebraik yig'indisi o'zgarmaydi:

$$\Sigma q_i=const, \qquad (12.1)$$

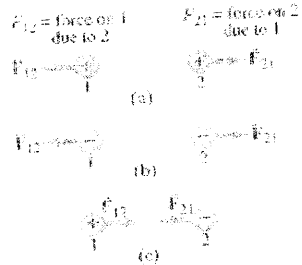
bunda, q_i – sistema tarkibidagi ayrim jismlar elektr zaryadlarining miqdori.

12.2. Kulon qonuni



12.1-rasm.

Tajribalarning ko'rsatishicha, bir xil ishorali zaryadlangan jismlar o'zaro itarishishadi, qarama-qarshi ishorali zaryadlangan jismlar esa o'zaro tortishishadi. Nuqtaviy zaryadlar orasidagi o'zaro ta'sir kuchi kattaligini fransuz fizigi Sharl Kulon tajribalar asosida aniqladi. *Nuqtaviy zaryadlar* deganda shunday zaryadlangan jismlar tushuniladiki, bu jismlarning o'lchamlari ular orasidagi masofaga nisbatan ancha kichik. Kulon tajribasining mohiyati quyidagidan iborat. Ingichka simga shisha shayin osilgan. Shayinning bir uchiga metall sharcha, ikkinchi uchiga esa posangi o'rnatilgan (12.1-rasm).



12.2-rasm.

Shayinning uchidagi metall sharchani zaryadlab, unga ikkinchi zaryadlangan metall sharchani yaqinlashtirsak, zaryadlangan jismlar (sharchalar) orasida ta'sir etuvchi elektr kuchi tufayli shayin biroz burchakka buriladi. Shayinning burilish burchagi orqali elektr ta'sir kuchini aniqlash mumkin. Kulon zaryadlangan sharchalar orasidagi ta'sir kuchining sharchalardagi zaryad miqdorlariga va ular orasidagi masofaga bog'liqligini tekshirdi. Natijada u fizikada Kulon qonuni nomi bilan mashhur bo'lgan quyidagi qonunni aniqladi.

Vakuumdagi ikki nuqtaviy elektr zaryadning o'zaro ta'sir kuchi bir-biriga ta'sirlashayotgan har bir zaryad kattaliklari ko'paytmasiga to'g'ri proporsional, zaryadlar orasidagi masofaning kvadratiga teskari proporsionaldir, ya'ni

$$\vec{F}_{12}=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q_1q_2}{r^2}\frac{\vec{r}_{12}}{r},$$
$$\vec{F}_{21}=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q_1q_2}{r^2}\frac{\vec{r}_{21}}{r}, \qquad (12.2)$$

bu ifodalarda q_1 va q_2 – mos ravishda birinchi va ikkinchi nuqtaviy zaryadlarning miqdorlari, r – zaryadlar orasidagi masofa, r_{12} birinchi nuqtaviy zaryaddan ikkinchi nuqtaviy zaryadga o'tkazilgan radius-vektor, r_{21} esa, aksincha, ikkinchi nuqtaviy zaryaddan birinchi nuqtaviy zaryadga o'tkazilgan radius-vektor. $r_{12}=-r_{21}$ bo'lganligi uchun $F_{12}=-F_{21}$.

Bir xil ishorali zaryadlar itarishishadi (12.2–*a* va *b* rasmlar), qarama-qarshi ishorali zaryadlar esa tortishadi (12.2–*c* rasm).

(12.2) ifodalardagi ε_0 – elektr doimiy deb ataladi. U asosiy fizik doimiylarning biridir:

$$\varepsilon_0=8{,}85\cdot10^{-12}\ \text{Kl}^2/(\text{N}\cdot\text{m}^2),$$

yoki

$$\varepsilon_0=8{,}85\cdot10^{-12}\ \text{F/m}.$$

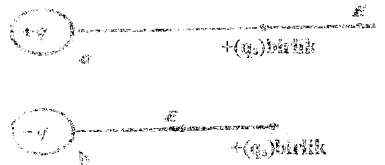
12.3. Elektr maydon va uning kuchlanganligi

Elektr zaryadlarning o'zaro ta'sirlashishi elektr maydon orqali sodir bo'ladi. *Qo'zg'almas elektr zaryad atrofidagi elektr kuchlar ta'siri seziladigan faza sohasi mazkur zaryadning elektr maydoni* deb ataladi. Bu maydon, ba'zan, aniqlik kiritish maqsadida *elektrostatik maydon* deb ham yuritiladi, bundagi «statik» qo'shimchasi maydonning vaqt o'tishi bilan o'zgarmasligini anglatadi. Elektr maydon zaryadlarning o'zaro ta'siri tufayli vujudga kelmaydi. Aksincha, har qanday zaryad o'z atrofida mavjud bo'ladigan elektr maydonga ega. Elektr maydonning mavjudligi fazoning mazkur sohasida boshqa elektr zaryadlarning joylashganligiga bog'liq emas. Mazkur holni Yerning gravitatsiya (tortish) maydoni boshqa jismlardan mustaqil ravishda mavjudligiga o'xshatish mumkin. Boshqa jismlar esa Yer gravitatsion maydonini tekshirish uchun «sinov jismlari» vazifasini bajarar edi. Zero, jism atrofidagi gravitatsion maydon ham, elektr zaryad atrofidagi elektr maydon ham inson ongiga bog'liq bo'lmagan holda mavjud. Ularning mavjudligini insonning tabiiy sezgi organlari bevosita seza olmaydi. Bunday hollarda inson o'zining tabiiy sezgi organlariga yordamchi vazifasini o'taydigan qurilma va asboblardan foydalanadi. Xususan, elektr maydonni tekshirish uchun «sinov zaryad» dan foydalaniladi. Fazoning sinov zaryad kiritilgan nuqtasida elektr maydon mavjud

bo'lsa, sinov zaryadga elektr kuch ta'sir etadi. Aksincha, sinov zaryadga hech qanday elektr kuch ta'sir etmasa, fazoning tekshirilayotgan sohasida elektr maydon mavjud emas, degan xulosaga kelinadi. Tabiiyki, sinov zaryadning miqdori mumkin qadar kichik bo'lishi kerak, chunki u tekshirilayotgan maydonning xususiyatlarini sezilarli darajada o'zgartira olmasin.

q zaryad tufayli vujudga kelayotgan elektr maydonning ixtiyoriy nuqtasini tanlab olaylik. Bu nuqtaga miqdori q_s bo'lgan sinov zaryad olib kiraylik. Sinov zaryadga maydon tomonidan ta'sir etuvchi kuch q va q_s zaryadlar orasida Kulon qonuniga asosan ta'sir etuvchi kuchdir, ya'ni

$$\vec{F}=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{qq_s}{r^2}\cdot\frac{\vec{r}}{r}. \qquad (12.3)$$



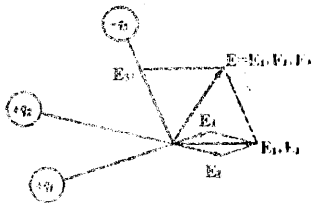
12.3-rasm.

Bu ifodadan ko'rinadiki, elektr maydonning ayni bir nuqtasida sinov zaryadga ta'sir etuvchi kuch, sinov zaryad miqdori q_s ga bog'liq. Shuning uchun elektr maydon muayyan nuqtasining kuch xarakteristikasi sifatida shu nuqtaga kiritilgan birlik musbat sinov zaryadga ta'sir etuvchi kuch qabul qilinishi lozim, uni elektr maydonning tekshirilayotgan nuqtasining *kuchlanganligi* deb ataladi va $\vec{E}$ bilan belgilanadi. Demak, *elektr maydonning ixtiyoriy nuqtasidagi maydon kuchlanganligi deganda shu nuqtaga olib kirilgan birlik musbat zaryadga ta'sir etuvchi kuch* (12.3-rasm) *bilan xarakterlanuvchi fizik kattalik tushuniladi.* Elektr maydon kuchlanganligi vektor kattalik bo'lib, uning yo'nalishi maydonning tekshirilayotgan nuqtasiga olib kirilgan birlik musbat zaryadga ta'sir etuvchi kuchning yo'nalishi bilan aniqlanadi.

Agar elektr maydon nuqtaviy q zaryad tufayli vujudga kelayotgan bo'lsa, undan r masofadagi maydon nuqtasining kuchlanganligi

$$\vec{E}=\frac{\vec{F}}{q_s}=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{q}{r^2}\cdot\frac{\vec{r}}{r} \qquad (12.4)$$

bo'lib, uning yo'nalishi q zaryad va maydonning tekshirilayotgan nuqtasini birlashtiruvchi to'g'ri chiziq bo'ylab zaryaddan tashqariga (q musbat bo'lganda) yoki zaryad tomonga (q manfiy bo'lganda) yo'nalgan bo'ladi.



12.4-rasm.

(12.4) dan foydalanib, elektr maydon kuchlanganligining birligini nyuton taqsim Kulon (N/Kl) deb hisoblasa ham bo'ladi. Lekin **elektr maydon kuchlanganligining o'lchov birligi sifatida volt taqsim metr (V/m) qabul qilingan.**

Agar elektr maydonni bir necha zaryad vujudga keltirayotgan bo'lsa (12.4-rasm), natijaviy maydonning kuchlanganligi alohida zaryadlar tufayli vujudga kelayotgan elektr maydon kuchlanganliklarining vektor yig'indisiga teng bo'ladi, ya'ni:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \ldots + \vec{E}_n = \sum_{i=1}^{n} \vec{E}_i \qquad (12.5)$$

(12.5)ifoda maydonlar superpozitsiyasi (qo'shish) prinsipini ifodalaydi.

12.5-rasm.

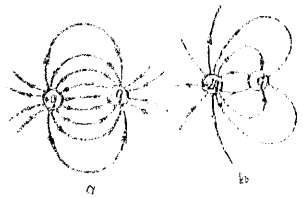
Elektr maydonning har bir nuqtasida maydonni xarakterlovchi kuchlanganlik vektori E aniq qiymatlarga va yo'nalishlarga ega bo'ladi. Shuning uchun elektr maydonni grafik usulda tasvirlamoqchi bo'lsak, biror masshtabga asoslanib turli nuqtalar uchun E vektorlarni o'tkazish lozim bo'lardi. Lekin bunda vektorlar bir-birlari bilan kesishib, nihoyatda chalkash manzara vujudga keladi. Shu sababli elektr maydonni kuchlanganlik vektorlari bilan emas, balki *kuchlanganlik chiziqlari* bilan ifodalash odat bo'lgan (12.5-rasm). Kuchlanganlik chiziqlari elektr maydonni tasvirlashda qo'llaniladigan tushuncha bo'lib, uni quyidagi ikki shartga asoslanib o'tkaziladi:

1) kuchlanganlik chizig'ining ixtiyoriy nuqtasiga o'tkazilgan urinma elektr maydonning shu nuqtasidagi kuchlanganlik vektorining yo'nalishi bilan mos tushishi kerak;

2) kuchlanganlik chiziqlarining zichligi shunday bo'lishi lozimki, chiziqlar yo'nalishiga perpendikulyar qilib joylashtirilgan

birlik yuzadan o'tuvchi chiziqlar soni maydonning o'sha nuqtasidagi kuchlanganlik vektori E ning qiymatiga teng bo'lishi lozim.

Bu ikki shartga rioya qilib kuchlanganlik chiziqlari o'tkazilganda elektr maydonning ixtiyoriy nuqtasidagi kuchlanganlik vektorining yo'nalishi (1-shart asosida) va qiymati (2-shart asosida) aniq tasvirlangan bo'ladi. 12.6-*a* va *b* rasmlarda musbat va manfiy nuqtaviy zaryadlar tufayli vujudga kelgan elektr maydonning grafik manzaralari tasvirlangan. Nuqtaviy zaryaddan bir xil masofadagi nuqtalarda E har bir xil qiymatlarga ega bo'lib, zaryad va nuqtani birlashtiruvchi chiziq bo'ylab yo'nalgan bo'ladi. Shuning uchun nuqtaviy zaryadlarning kuchlanganlik chiziqlari radial to'g'ri chiziqlardan iborat bo'lib, ular yo zaryadlangan jism sirtidan boshlanib cheksizlikka davom etadi (zaryad musbat bo'lgan holda), yo cheksizlikdan boshlanib zaryadlangan jism sirtida tugallanadi (zaryad manfiy bo'lgan holda). Agar elektr maydon nuqtaviy zaryadlar sistemasi tufayli vujudga kelayotgan bo'lsa, manzara murakkabroq bo'ladi.

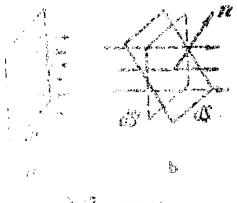


12.6-rasm.

12.6-*a* va *b* rasmlarda ikkita nuqtaviy zaryad tufayli vujudga kelayotgan elektr maydonning grafik tasvirlari ifodalangan. Har xil zaryadlar sistemasi tufayli vujudga kelgan elektr maydon kuchlanganlik chiziqlarining manzarasi turlicha bo'ladi, lekin kuchlanganlik chiziqlari hech qayerda bir-biri bilan kesishmaydi va zaryadlar orasida uzilmaydi.

12.4. Kuchlanganlik vektorining oqimi. Gauss teoremasi va uni tatbiqi

Elektr maydon kuchlanganlik chiziqlarining yo'nalishiga perpendikulyar qilib joylashtirilgan dS elementar yuzchani olaylik (12.7-*a* rasm). Bu yuzchani kesib o'tayotgan kuchlanganlik chiziqlarining soni EdS ga teng bo'lib, uni dS yuzchadan o'tayotgan *kuchlanganlik vektorining oqimi* deyiladi. Umuniy holda yuzcha kuchlanganlik chiziqlariga perpendikulyar bo'lmasligi mumkin.



12.7-rasm.

Bu holda dS yuzchaga o'tkazilgan normal p bilan kuchlanganlik chiziqlari orasidagi burchakni α deb belgilaylik.12.7-*b* rasmdan ko'rinishicha, E vektorning dS yuzcha orqali oqimi kuchlanganlik chiziqlariga perpendikular bo'lgan $dS'=dS\cdot\cos\alpha$ yuzcha (bu yuzcha rasmda punktir chiziq bilan tasvirlangan) orqali oqimga, ya'ni $EdS\cdot\cos\alpha$ ga teng. Lekin $E\cos\alpha$ ifoda E vektorning dS ga o'tkazilgan normal n yo'nalishidagi proyeksiyasini ifodalaydi. Natijada E vektorning kuchlanganlik chiziqlari bilan ixtiyoriy burchak hosil qilib o'tkazilgan elementar yuzcha orqali oqimi

$$d\Phi_E = E_n dS \qquad (12.6)$$

bo'ladi. Elektr maydon kuchlanganligi vektorining oqimi algebraik kattalik haqiqatan, E vektor va dS ga o'tkazilgan normal n orasidagi α burchak o'tkir bo'lsa, $E_n=E\cdot\cos\alpha$ ifoda musbat qiymatga ega bo'ladi. Shuning uchun $d\Phi$ ham musbat bo'ladi. Aksincha, α burchak o'tmas bo'lganda, E_n va unga bog'liq bo'lgan $d\Phi$ manfiy qiymatga ega bo'ladi.

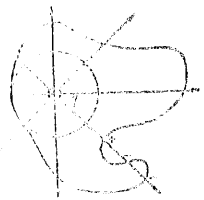
Agar E vektorning ixtiyoriy sirt orqali oqimini topish lozim bo'lsa, S sirtni dS elementar yuzchalarga ajratib, bu yuzchalar orqali o'tayotgan dF oqimlarning yig'indisini olish kerak. Bu masala integrallash amaliga keltiriladi:

$$\Phi = \int_S d\Phi = \int_S E_n dS. \qquad (12.7)$$

$+q$ nuqtaviy zaryad tufayli vujudga kelayotgan elektr maydon kuchlanganlik vektori E ning radiusi r bo'lgan sferik sirt orqali oqimni topaylik (12.8-rasm). Masalani yanada soddalashtirish maqsadida sferaning markazini zaryad joylashgan ortiq deb faraz qilaylik. Bu misolda kuchlanganlik chiziqlari radial to'g'ri chiziqlardan iborat bo'lgani uchun E vektor va sferik sirtning elementar bo'lakchasi dS yuzga o'tkazilgan normal orasidagi α burchak nolga teng bo'ladi. Shuning uchun

12.8-rasm.

$$E_n=|E|=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r^2}.$$


12.9-rasm.

Ikkinchi tomondan, r radiusli sferik sirtning to'liq yuzi $4\pi r^2$ ga teng. Natijada

$$\Phi=\oint_S E_n dS=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r^2}\cdot 4\pi r^2=\frac{q}{\varepsilon_0}. \qquad (12.8)$$

Bu ifoda faqat sferik sirt uchungina emas, balki nuqtaviy zaryadni o'rab turgan ixtiyoriy berk sirt orqali o'tuvchi E vektorning oqimini topish uchun ham qo'llanilishi mumkin. Haqiqatdan, elektr maydon kuchlanganlik chiziqlarining har biri (12.9-rasmga qarang) sferik sirtni ham, ixtiyoriy berk sirtning «qirqsiz» qismlarini ham faqat bir martadan kesib o'tayapti. Ixtiyoriy sirtning «ajinli» qismlarini esa tok marta kesadi. Ammo E vektorning oqimi algebraik kattalik bo'lib, u sirtdan tashqariga chiqayotganda musbat qiymatga ega bo'ladi (chunki $E_n>0$), aksincha, sirtni teshib ichkariga kirayotganda manfiy qiymatga ega bo'ladi (chunki $E_n<0$). Shuning uchun ixtiyoriy sirtning «ajinli» qismini kesib o'tayotgan kuchlanganlik chizig'i oqimga navbatma-navbat goh musbat, goh manfiy hissa qo'shadi. Natijada sirtni tok marta kesib o'tayotgan bunday kuchlanganlik chizig'ining oqimga qo'shgan natijaviy hissasi xuddi sirtni faqat bir martagina kesib o'tgan kuchlanganlik chizig'ining oqimga qo'shgan hissasidek bo'ladi. Biz yuqorida faqat bitta nuqtaviy zaryad uchun mulohazalar yuritgandik. Agar ixtiyoriy berk sirt ichida k ta nuqtaviy zaryadlar joylashgan bo'lsa,

$$E_n=E_{n1}+E_{n1}+\ldots+E_{nk}=\sum_{i=1}^{k}E_{ni} \qquad (12.9)$$

ekanligidan foydalanib (12.8) ni quyidagicha yozamiz:

$$\Phi=\oint_S E_n dS=\oint_S\sum_{i=1}^{k}E_{ni}dS=\sum_{i=1}^{k}\oint_S E_{ni}dS. \qquad (12.10)$$

Bu ifodadagi oxirgi integral i nuqtaviy zaryad tufayli vujudga kelgan elektr maydon kuchlanganligi vektorining shu zaryadni o'rab turuvchi ixtiyoriy berk S sirt orqali oqimni xarakterlaydi. Bu kattalik (12.8) ifodaga asosan

$$\oint_S E_{ni}dS=\frac{q_i}{\varepsilon_0}.$$

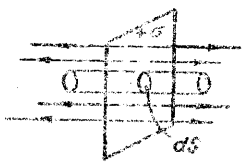
Shuning uchun (12.10) ifoda quyidagi ko'rinishda yozilishi mumkin:

$$\Phi = \oint_S E_n dS = \frac{1}{\varepsilon_0}\sum_{i=1}^{n} q_i \qquad (12.11)$$

Bu ifoda Gauss teoremasining analitik ko'rinishidir. Gauss teoremasi quyidagicha ta'riflanadi:

Elektr maydon kuchlanganlik vektorining ixtiyoriy shakldagi berk sirt orqali oqimi shu sirt ichida joylashgan zaryadlar (faqat sirt ichidagi) *algebraik yig'indisining* ε_0 *ga bo'lgan nisbatiga tengdir.*

Gauss teoremasidan foydalanib, oddiy mulohazalar asosida ba'zi elektr maydonlarning kuchlanganligini topish mumkin. Masalan, tekis zaryadlangan cheksiz tekislik berilgan bo'lsin. Bu tekislikning birlik yuziga to'g'ri keluvchi zaryad miqdori, ya'ni zaryadning sirt zichligi $+\sigma$ bo'lsin. Shu zaryadlangan tekislik tufayli vujudga kelgan elektr maydon kuchlanganligini topish lozim bo'lsin. Bu maydonni grafik usulda tasvirlamoqchi bo'lsak, kuchlanganlik chiziqlari tekislikka perpendikular bo'lgan o'zaro parallel to'g'ri chiziqlardan iborat bo'ladi (12.10-rasm). Bu chiziqlar tekislikdan boshlanib ikkala tomonga cheksiz davom etadi. Tekislikdan dS yuzchani ajratib olaylik va uni asos qilib olib, tekislikning ikki tomoniga davom etuvchi silindrni shunday o'tkazaylikki, bu silindrning yon tomonlari tekislikka perpendikular bo'lsin. Bu silindrik berk sirtga Gauss teoremasini qo'llaylik. Sirt ichidagi zaryad miqdori zaryadlangan tekislikning silindr ichidagi dS bo'lakchasida mujassamlangan zaryad miqdoriga, ya'ni σdS ga teng. Sirt orqali oqim silindrning ikki asosi orqali oqimdan iborat, chunki silindrning yon tomonlari E vektorga paralleldir. Har bir asos orqali oqim EdS ga teng bo'lgani uchun silindrik sirt orqali natijaviy oqim $2EdS$ ga teng. Natijada Gauss teoremasi quyidagi ko'rinishda yoziladi:



12.10-rasm.

$$2EdS = \sigma dS/\varepsilon_0.$$

Demak,

$$E = \sigma/(2\varepsilon_0) \qquad (12.12)$$

bo'ladi.

Endi ikkita cheksiz parallel tekisliklarni olaylik. Ulardagi zaryadlarning sirt zichliklari miqdoran bir xil, ishoralari esa qarama-qarshi bo'lsin. Bu holda (12.10-rasm) natijaviy maydon ikkala

zaryadlangan tekislik tufayli vujudga kelayotgan maydonlarning superpozitsiyasidan iborat, xususan, ikki tekislik oralig'idagi elektr maydon kuchlanganligi

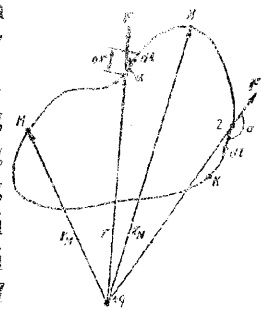
$$E = E_+ + E_- = \sigma/2\varepsilon_0 + \sigma/2\varepsilon_0 = \sigma/\varepsilon \qquad (12.13)$$

ga teng. Musbat zaryadlangan tekislikdan chapda va manfiy zaryadlangan tekislikdan o'ngda qo'shiluvchi maydonlar kuchlanganliklari qarama-qarshi yo'nalgan. Shuning uchun bu sohalarda natijaviy maydon kuchlanganligi nolga teng. Ikki tekislik oralaridagi hajmning hamma nuqtalarida elektr maydon kuchlanganliklari zaryadlangan tekisliklarning faqat sirt zichligiga bog'liq bo'lgan doimiy kattalikdir. Bu sohada kuchlanganlik chiziqlari musbat zaryadlangan tekislikdan boshlanib manfiy zaryadlangan tekislikda tugallanadi. Bunday maydon, ya'ni barcha nuqtalarda E ning qiymati va yo'nalishi bir xil bo'lgan maydon *bir jinsli maydon* deb ataladi.

12.11 - rasm.

12.5. Elektr maydonida bajarilgan ish va potensial

Nuqtaviy q zaryad tufayli vujudga kelgan elektr maydonning M nuqtasidan N nuqtasiga q' zaryad ko'chirilayotgan bo'lsin (12.12-rasm). Bu ko'chirilishda maydon kuchlarining bajargan ishi hisoblaylik. M nuqtaning zaryaddan uzoqligini r_M bilan, N nuqtaning uzoqligini esa r_N bilan belgilaylik. q' zaryadni ko'chirilish yo'li MN ixtiyoriy shakldagi egri chiziqdan iborat bo'lsin. MN yo'lni kichik dl elementar bo'lakchalarga ajratamiz. Shu elementar masofada bajarilgan ish quyidagicha aniqlanadi:



12.12-rasm.

$$dA = F \cdot dl\cos\alpha. \qquad (12.14)$$

Bu ifodada F kuch q zaryad tufayli vujudga kelgan elektr maydonda q' zaryadga ta'sir etuvchi kuch, uning miqdori $\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{qq'}{r^2}$ ga teng, α esa F kuch bilan elementar ko'chirilish dl orasidagi burchak.

Shuning uchun $dl\cos\alpha=dr$ bo'ladi. Natijada (12.14) ifodani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$dA=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{qq'}{r^2}dr. \qquad (12.15)$$

MN ko'chirilishda bajarilgan ish A_{MN} esa barcha elementar ko'chirilishlarda bajarilgan dA ishlarning yig'indisiga tengdir. Bu yig'indi quyidagi integrallashga keltiriladi:

$$A_{MN}=\int dA=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}qq'\int_{r_M}^{r_N}\frac{dr}{r^2}=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}qq'\left(\frac{1}{r_M}-\frac{1}{r_N}\right). \qquad (12.16)$$

Bu ifodadan ko'rinib turibdiki, elektr maydonda q' zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish ko'chirilayotgan zaryadning boshlang'ich va oxirgi vaziyatlariga bog'liq, xolos. Bunday xususiyatga ega bo'lgan maydonni *potensial maydon* deb atagandik. Potensial maydonda berk kontur bo'yicha ko'chirilish ishi nolga teng bo'lishi lozim. Haqiqatan, $MNKM$ yo'l bo'yicha q' zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish (12.16) ifodaga asosan nolga teng, chunki q' zaryadning boshlang'ich holatdagi o'rni ham, oxirgi holatdagi o'rni ham M nuqta joylashgandir. $MNKM$ berk yo'lda bajarilgan ish nolga teng bo'lishi uchun bu yo'lning ba'zi bo'lakchalarida bajarilgan ish musbat, ba'zi bo'laklarida esa manfiy bo'lishi kerak. Haqiqatan, 1 vaziyatda F va dl lar orasidagi α, burchak o'tkir, 2 vaziyatda esa burchak o'tmas. Shuning uchun 1 vaziyatda bajarilgan dA elementar ish (12.16) ifodaga asosan musbat, 2 vaziyatda esa manfiydir. Demak, 1 vaziyatda q' zaryadni maydon kuchlari ta'sirida ko'chirilsa, 2 vaziyatda q' zaryadni ko'chirish uchun maydon kuchlariga qarshi ish bajariladi.

Yuqoridagi mulohazalardan, q' zaryadni elektr maydonda berk yo'l bo'yicha ko'chirishda bajarilgan ish nolga teng ekanligiga ishonch hosil qildik, ya'ni

$$A_{MNKM}=\oint_l dA=\oint_l Fdl\cos\alpha=0. \qquad (12.17)$$

Ikkinchi tomondan, q' zaryadga kuchlanganligi E bo'lgan elektr maydonda ta'sir etuvchi kuch $F=q'E$ ga teng. Bundan foydalanib (12.17) ifodani quyidagicha yozish mumkin:

$$\oint_l q'Edl\cos\alpha=0,$$

bu tenglikni q' ga qisqartirib va $E\cos\alpha=E_l$ (E_l – E vektorning dl urinmaga proyeksiyasi) ekanligini hisobga olsak, quyidagi munosabat kelib chiqadi:

$$\oint_l E_l dl=0. \qquad (12.18)$$

Shunday qilib, *elektr maydon – potensial maydondir va bu maydon kuchlanganlik vektorining ixtiyoriy berk kontur bo'yicha sirkulyatsiyasi nolga teng bo'ladi.*

MN ko'chirilishda bajarilgan ish M va N vaziyatlardagi zaryadning potensial energiyalari farqiga teng, ya'ni

$$A_{MN}=W_{PM}-W_{PN}. \qquad (12.19)$$

Bu ifodani (12.16) bilan taqqoslash natijasida q zaryad tufayli vujudga kelgan elektr maydonning M va N nuqtalarida joylashgan q' zaryadning potensial energiyalari

$$W_{PM}=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{qq'}{r_M};\ W_{PN}=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{qq'}{r_N}$$

ekanligi kelib chiqadi. Bundan q' zaryad maydonning r masofa bilan harakterlanuvchi ixtiyoriy nuqtasida joylashganda uning potensial energiyasi

$$W_P=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{qq'}{r}. \qquad (12.20)$$

bo'lishi kerak. Elektr maydonning biror nuqtasida joylashgan turlicha miqdorlardagi sinov zaryadlarning potensial energiyalari ham turlicha bo'ladi, lekin potensial energiyaning sinov zaryad kattaligiga nisbati ayni nuqta uchun o'zgarmas kattalikdir. Bu kattalikni *potensial* deb ataladi va φ harfi bilan belgilanadi:

$$\varphi=W_P/q'. \qquad (12.21)$$

Demak, *elektr maydon biror nuqtasining potensiali deganda shu nuqtaga olib kirilgan birlik musbat zaryadning potensial energiyasi tushuniladi.*

(12.20) ifoda asosida nuqtaviy zaryadning potensiali quyidagicha aniqlanadi:

$$\varphi=W_P/q'=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r}. \qquad (12.22)$$

Agar elektr maydon zaryadlar sistemasi tufayli vujudga kelayotgan bo'lsa, natijaviy maydon biror nuqtasining potensiali sistemaga kiruvchi alohida zaryadlar tufayli vujudga kelgan

maydonlarning tekshirilayotgan nuqtadagi potensiallarining algebraik yig'indisiga teng bo'ladi:

$$\varphi=\varphi_1+\varphi_2+\ldots=\sum\varphi_i. \qquad (12.23)$$

Bu ifodada i – zaryadning nomeri. Agar nuqtaviy zaryadlar sistemasi tufayli vujudga keladigan maydon potensialini topish lozim bo'lsa, (12.22) dan foydalanib (12.23) quyidagicha yoziladi.

$$\varphi=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\sum\frac{q_i}{r_i},$$

bunda q_i – nuqtaviy zaryad kattaligi, r_i – shu zaryaddan potensiali tekshirilayotgan nuqtagacha masofa.

(12.23) ifoda turli shakldagi va turli o'lchamli zaryadlangan jismlar elektr maydonlarining potensiallarini hisoblashga yordam beradi. Jumladan, bir-biridan l masofada joylashgan miqdorlari teng, lekin qarama-qarshi ishorali zaryadlar ($|q_+|=|q_-|=q$) sistemasi (*elektr dipol*) ning potensiali

$$\varphi=\frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r_+}-\frac{1}{r_-}\right)$$

bo'ladi, bunda r_+ va r_- – mos ravishda musbat va manfiy zaryadlardan tekshirilayotgan nuqtagacha masofalar.

Umumiy zaryadi q bo'lgan sferaning markazidan r masofa uzoqlikdagi nuqtaning potensiali esa xuddi nuqtaviy zaryad maydonining potensialidek bo'ladi:

$$\varphi=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r}.$$

Sfera sirtidagi nuqtalar (ya'ni $r=R$ bo'lganda) uchun potensial

$$\varphi_s=\frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R}=\sigma R/\varepsilon_0, \qquad (12.24)$$

bo'ladi, bunda $\sigma=q/(4\pi R^2)$ sferadagi zaryad zichligi.

(12.24) ifoda asosida $W_P=q'\varphi$ ekanligidan foydalansak, q' zaryadni M nuqtan N nuqtaga ko'chirishda bajarilgan ish

$$A_{MN}=W_{PM}-W_{PN}=q'(\varphi_M-\varphi_N)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Xuddi shu q' zaryadni M nuqtan cheksizlikka ko'chirishda bajarilgan ish esa

$$A_{M\infty}=q'(\varphi_M) \qquad (12.25)$$

bo'ladi, chunki $\varphi_\infty=0$.

(12.25) ifoda asosida potensialni quyidagicha ta'riflash mumkin: *Elektr maydon ixtiyoriy nuqtasining potensiali deganda shu nuqtadan birlik musbat zaryadni cheksizlikka ko'chirish uchun lozim bo'ladigan ish bilan xarakterlanuvchi kattalik tushuniladi.*

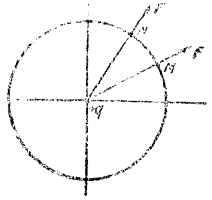
(12.25) dan foydalanib potensialning o'lchov birligini keltirib chiqarish mumkin. Xalqaro birlik sistemasi (XBS) da potensialning o'lchov birligi sifatida elektr maydon shunday nuqtasining potensiali qabul qilinganki, bu nuqtadan 1 Kl zaryadni cheksizlikka ko'chirish uchun 1 J ish bajarish kerak. Elektr maydon bunday nuqtasining potensialini 1 volt (V) deyiladi.

Ko'p hollarda maydon nuqtalarining potensiali emas, balki maydonning ikki nuqtasi orasidagi potensiallar farqi (kuchlanish) katta ma'noga ega bo'ladi. Bu holda voltga quyidagicha ta'rif berish mumkin: 1 volt – elektr maydonning shunday ikki nuqtasining potensiallar farqi, 1 Kulon zaryadni bu ikki nuqta orasida ko'chirish uchun 1 joul ish bajarish lozim.

12.6. Elektr maydonning potensiali va kuchlanganligi orasidagi bog'lanish

Teng potensialli nuqtalarning geometrik o'rinlaridan tashqil topgan sirt *ekvipotensial sirt* deyiladi ("ekvi" – lotincha so'z bo'lib, "teng" degan ma'noni anglatadi). Demak, ekvipotensial sirt nuqtalari uchun

$$\varphi=const.$$



12.13-rasm.

Masalan, nuqtaviy zaryad uchun ekvipotensial sirtlar markazlari zaryadda joylashgan sferik sirtlardan iboratdir. Elektr maydonni ekvipotensial sirtlar yordamida grafik usulda (12.13-rasm) tasvirlash mumkin. q' zaryadni ekvipotensial sirtning M nuqtasidan N nuqtasiga ko'chirishda bajarilgan ish quyidagicha aniqlanadi:

$$A_{MN}=q'(\varphi_M-\varphi_N)$$

Tekshirilayotgan xususiy holda M va N nuqtalar bir ekvipotensial sirt ustida joylashganligi uchun bu nuqtalarning potensiallari o'zaro teng bo'ladi, ya'ni

$$\varphi_M = \varphi_N$$

Shuning uchun

$$A_{MN} = 0.$$

q zaryad tufayli vujudga kelgan maydonda q' zaryadni MN yul bo'yicha ko'chirishda bajarilgan ish ko'chirish yo'nalishi bilan ta'sir etuvchi kuch yo'nalishi o'zaro perpendikular bo'lgandagina nolga teng bo'ladi. Shuning uchun zaryadga ta'sir etuvchi kuch va kuchlanganlik vektori doimo ekvipotensial sirtga perpendikular bo'ladi, degan xulosaga kelamiz. Miqdori $+q$ bo'lgan nuqtaviy zaryadning elektr maydonida q' zaryad bir ekvipotensial sirtdan ikkinchi ekvipotensial sirtga ko'chirilayotgan bo'lsin. Ko'chirish boshlanganda q' zaryadning maydon markazidan uzoqligi r radius-vektor bilan aniqlangan bo'lsa (12.14-rasm), ko'chirish oxirida esa $r+dr$ radius-vektor bilan aniqlanadi. Shunday ekan q' zaryadni maydon kuchlari ta'sirida radius bo'ylab ko'chirib, dr ga uzoqlashtirishda bajarilgan ish Fdr ga teng bo'ladi. Bu ish q' zaryadning potensial energiyasini dW_P qadar kamaytiradi, chunki markazdan uzoqlashilgan sari, (12.21) ga asosan, potensial energiya kamayib boradi. Boshqacha aytganda, Fdr ish q' ni zaryad potensial energiyasini $-dW_P$ ga o'zgartiradi. Demak, $Fdr=-dW_P$ yoki

12.14-rasm.

$$F=-dW_P/dr. \qquad (12.26)$$

Mazkur ifodaning ikkala tomonini ko'chirilayotgan zaryad miqdori q' ga bo'laylik:

$$F/q'=-d(W_P/q')/dr. \qquad (12.27)$$

Bu tenglikning chap tomonidagi kattalik, $+q$ nuqtaviy zaryad maydonining markazdan r uzoqlikdagi nuqtasining kuchlanganligidir. O'ng tomondagi W_P/q' esa (12.21) ifodaga asosan, elektr maydonning xuddi shu nuqtasining potensialidir. Shuning uchun (12.27) ni

$$E=-d\varphi/dr. \qquad (12.28)$$

ko'rinishda yozish mumkin. **Bundagi $d\varphi/dr$ – elektr maydon kuchlanganlik chizig'i yo'nalishida potensialning o'zgarish tezligini ifodalovchi va *potensial gradiyenti* deb ataluvchi kattalikdir.** Shuni esda tutaylikki, skalyar funksiya gradiyenti –

vektor, uni vektor yo'nalishi funksiya qiymatining eng tez o'sish yo'nalishi bilan aniqlanadi. Vektor analizdagi mazkur tushunchalar asosida elektr maydon kuchlanganligi va potensiali orasidagi bog'lanishni quyidagicha ifodalay olamiz:

$$\vec{E} = -grad\varphi. \qquad (12.29)$$

Demak, elektr maydon kuchlanganligi – potensial gradiyenti-ning manfiy ishora bilan olinganidir. Manfiy ishora E vektor potensial eng tez ortib boradigan tomonga teskari (ya'ni potensial eng tez kamayib boradigan tomonga) yo'nalganligini ko'rsatadi.

(12.28) ifodadan elektr maydon kuchlanganligining o'lchov birligi kelib chiqadi:

$$[E]=V/m,$$

1 V taqsim metr (V/m) – kuchlanganlik chizig'i bo'ylab bir-biridan 1 m uzoqlikda joylashgan ikki nuqtaning potensiallar farqi 1 V bo'lgan bir jinsli elektr maydon kuchlanganligidir. Bunday maydonga kiritilgan 1 Kl zaryadga kuch ta'sir etadi. Haqiqatan,

$$1\ V/m=1\ J/Kl\cdot 1/m=1\ N/Kl.$$

XIII BOB
ELEKTROSTATIK MAYDONDAGI DIELEKTRIKLAR VA O'TKAZGICHLAR

13.1.Dielektriklarning qutblanishi va elektr maydonda dipol

Dielektriklarga (izolatorlarga) erkin zaryadlari juda kam bo'lgan moddalarga aytiladi va ular eletr tokini juda kam miqdorda o'tkazadi. Ana shunday modda tarkibida faraz qilaylik elektr zaryad joylashgan bo'lsin. Uning elektr maydonini bilish uchun modda tuzilishini ko'rib chiqish zarur.

Modda tuzilish ta'limotiga asosan, atom diametri ~ 10^{-15} m bo'lgan yadro va diametri ~ 10^{-10} m bo'lgan elektron qobiqdan iborat ekanligini hisobga olaylik. Yadroning o'lchami elektron qobiq o'lchamidan 10^5 marta kichik. Shuning uchun yadroni elektron qobiqni markazida joylashgan nuqta deb va uni musbat zaryadlarning markazi deb hisoblash mumkin.

Elektron qobiqni o'zi esa berk orbitalar bo'yicha nihoyat katta tezliklar bilan harakatlanuvchi manfiy zaryadlangan elektronlardan iborat. Bu elektronlarning ta'siri xuddi ularning barchasini qandaydir bir nuqtaga to'plangandagi ta'sirga ekvivalent bo'ladi. Bu xayoliy nuqtani manfiy zaryadlarning markazi deyiladi. Dielektrikning atom yoki molekulasidagi barcha musbat zaryadlar manfiy zaryadlarga miqdor jihatidan teng bo'ladi. Bu holda molekulalarni elektroneytral sistema deb qarash mumkin. *Agar musbat zaryadlarning markazi manfiy zaryadlarning markazi bilan ustma-ust tushsa, molekulani qutbsiz, aksincha, zaryadlarning markazlari bir-biridan l masofa uzoqlikda joylashgan bo'lsa, bunday molekulani qutbli molekula deyiladi.* Umuman miqdori teng, lekin qarama-qarshi ishorali, bir-biridan *l* masofa uzoqlikda joylashgan +q va - q zaryadlardan iborat sistemani elektr dipol deyiladi.

Qutbsiz molekula elektr maydon ta'sir etmaguncha elektr momenti $r_e = q\,l = 0$ ga teng bo'ladi, chunki $l = 0$. Agar tashqi elektr maydon E ta'sirida qutbsiz molekula musbat zaryadlarining markazi maydon yo'nalishida, manfiy zaryadlarning markazi esa maydonga qarama-qarshi yo'nalishda siljiydi. Demak, dielektrikdagi barcha molekulalarning elektr momentlarining yo'nalishlari bir xil bo'lib, E

bo'ladi. Bu hodisani deformatsion yoki elektron qutblanish deyiladi.

Dielektrikning qutblanganlik darajasini xarakterlash uchun *qutblanish vektori* deb ataladigan kattalik qo'llaniladi. *Qutblanish vektori (P) deganda dielektrikning birlik hajmidagi barcha dipollar elektr momentlarining vektor yig'indisi tushuniladi.* Dielektrikning barcha nuqtalari bir jinsli bo'lmagan hollarda dielektrikning istalgan biror nuqtasidagi qutblanish vektori to'g'risida fikr yuritish mumkin. Buning uchun shu nuqta atrofida xayolan elementar hajm ΔV ni ajratib olaylik. Bu hajm ichidagi barcha dipollar elektr momentlarining vektor yig'indisini ΔV hajmga nisbati, ya'ni

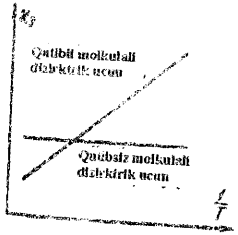
$$\vec{P} = \lim_{\Delta V \to 0} \frac{\Sigma \vec{p}_i}{\Delta V} \qquad (13.1)$$

dielektrikning ayni nuqtasidagi qutblanish vektorini ifodalaydi. Bu yerdagi $\vec{p}_i$ – i – dipolning elektr momenti.

Tajribalarning ko'rsatishicha, izotrop dielektriklarda qutblanish vektori bilan maydon kuchlanganligi orasida quyidagi munosabat mavjud ekan.

$$\vec{P} = \chi \varepsilon_o \vec{E} \qquad (13.2)$$

Bu ifodada χ – *dielektrik qabul qiluvchanlik.* U maydon qutblanganligi $\vec{E}$ ga bog'liq emas. Qutbsiz molekulalardan iborat dielektrik uchun (13.1-rasm) χ temperaturaga bog'liq emas. Lekin dielektrik qutbli molekulalardan iborat bo'lganda temperatura ortishi bilan (rasmda $1/T$ ning kamayuviga mos keladi) issiqlik harakati molekulalarni elektr maydon bo'ylab yo'nalishiga to'sqinlik qiladi. Buning uchun bu holda χ ning qiymati T ga teskari proporsional ekan. χ ning o'lchov birligi to'g'risida axborot olish uchun (13.2) ifodaning chap tomonidagi P ning va o'ng tomonidagi $\varepsilon_o E$ ning o'lchov birliklarini solishtirsak, χ – o'lchamsiz kattalik, degan xulosaga kelamiz.



13.1-rasm.

13.2. Elektr maydonidagi dielektriklar uchun Gauss teoremasi

Dielektrikdagi elektr maydon erkin va bog'langan zaryadlar tufayli vujudga keladi. Lekin bog'langan zaryadlar vujudga kelishi uchun erkin zaryadlar tufayli mavjud bo'ladigan elektr maydon bo'lishi shart. Shuning uchun dielektrikdagi elektr maydonning birlamchi manbai erkin zaryadlardir.

Erkin zaryadlar tufayli vujudga keladigan elektr maydon kuchlanganligini E_0 bilan, bog'langan zaryadlar tufayli vujudga keladigan elektr maydon kuchlanganligini E' bilan belgilasak, dielektrikdagi natijaviy elektr maydon kuchlanganligi:

$$E=E_0+E' \tag{13.3}$$

Dielektrikdagi elektr maydon kuchlanganlik vektori uchun Gauss teoremasini qo'llayotganda ixtiyoriy S berk sirt ichidagi erkin va bog'langan zaryadlarning algebraik yig'indisini olish kerak, ya'ni:

$$\Phi_E=\oint_S E_n dS=(\Sigma q+\Sigma q')/\varepsilon_0 \tag{13.4}$$

yoki bu ifodani quyidagicha ham yozish mumkin:

$$\varepsilon_0 \Phi_E=\oint_S (\varepsilon_0 E)_n dS=\Sigma q+\Sigma q'. \tag{13.5}$$

Bu ifodani

$$\Phi_P=\oint_S P_n dS=-\Sigma q'$$

ifodaga hadma-had qo'shaylik:

$$\varepsilon_0 \Phi_E+\Phi_P=\oint_S (\varepsilon_0 E+P)_n dS=\Sigma q+\Sigma q'-\Sigma q'=\Sigma q. \tag{13.6}$$

(6) da quyidagi belgilash kiritaylik.

$$\varepsilon_0 E+P=D. \tag{13.7}$$

D elektr induksiya (elektr siljish) vektori deb ataladi. Izotrop muhitlarda D ning yo'nalishi E va P larning yo'nalishi bilan bir xil. (13.7) asosida D ning o'lchov birligi haqida xulosaga kelish mumkin:

$$[D]=Kl/m^2.$$

Elektr maydonni grafik tasvirlashda elektr induksiya chiziqlaridan foydalaniladi. Bu chiziqlarni ham kuchlanganlik chiziqlarini o'tkazishda foydalanilgan shartlar asosida o'tkaziladi. Yuqoridagi belgilashdan foydalanib, (13.6) ifodani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\Phi_D=\oint_S D_n dS=\Sigma q. \tag{13.8}$$

(13.8) induksiya vektori uchun Gauss teoremasi bo'lib, quyidagicha ta'riflanadi: *elektr induksiya vektorining ixtiyoriy yopiq sirt orqali oqimi shu sirt ichida joylashgan erkin zaryadlarning algebraik yig'indisiga teng.* Demak, elektr induksiyasi faqat erkin zaryadlar tufayli vujudga keladigan elektr maydonni ifodalaydi. [illegible] o'lchov birligi – Kulon (Kl).

(13.7) ni hisobga olib, (13.7) ifodani o'zgartirib yozamiz:

$$D=\varepsilon_0 E_0+\chi\varepsilon_0 E=\varepsilon_0(1+\chi)E=\varepsilon_0\varepsilon E. \tag{13.9}$$

Bunda $1+\chi=\varepsilon$ belgilash kiritdik. ε ni muhitning *dielektrik singdiruvchanligi* deb ataladi. χ kabi ε ham o'lchamsiz kattalik. ε [illegible] qiymatdi turlicha, lekin birdan katta. Faqat vakuumda $\varepsilon=1$, chunki [illegible]. Natijada vakuum uchun (14.9) ifoda

$$D=\varepsilon_0 E_0+\chi\varepsilon_0 E=\varepsilon_0(1+\chi)E=\varepsilon_0\varepsilon E \tag{13.10}$$

[illegible] keladi. Bu ifodani (13.9) ga bo'lsak,

$$1=E_0/(\varepsilon E) \text{ yoki } \varepsilon=E_0/E.$$

Demak, *muhitning dielektrik singdiruvchanligi* [illegible] *kiritilgan dielektrikdagi maydon vakuumdagi maydon [illegible] nisbatan necha marta susayishini ifodalaydi.* [illegible] uchun dielektrik singdiruvchanligi ε bo'lgan muhitdagi [illegible] zaryad maydonining bu zaryaddan r uzoqlikdagi nuqtasida [illegible] vektori

$$E=E_0/\varepsilon=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon}\frac{q}{r^2}\frac{\vec{r}}{r} \tag{13.11}$$

[illegible]. Shuningdek, dielektrik singdiruvchanligi ε bo'lgan muhitda [illegible] $|r_{12}|=r$ masofada joylashgan q_1 va va q_2 zaryadlar o'zaro

$$F_{12}=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon}\frac{q_1 q_2}{r^2}\frac{\vec{r}}{r} \tag{13.12}$$

[illegible], ya'ni vakuumdagiga nisbatan ε marta kichik kuch bilan [illegible].

Dielektrikdagi elektr maydonning susayishini sifat jihatdan [illegible] tushuntirish mumkin: elektr maydon ta'sirida [illegible] qutblanishi tufayli bog'langan zaryadlar vujudga [illegible]. Bog'langan zaryadlarning elektr maydoni tashqi qutblovchi

maydonga qarshi yo'nalgan. Shuning uchun bog'langan zaryadlarning elektr maydoni tashqi maydonni susaytiradi, lekin uni butunlay yo'qotolmaydi.

Shunday qilib, elektr maydonni xarakterlashda kuchlanganlik vektori E yoxud induksiya (siljish) vektori D dan foydalaniladi.

Elektr induksiya vektoridan foydalanishning boisi nimada?

Bu savolga javob berish uchun quyidagi misol bilan tanishaylik: ikki qarama-qarshi ishorali, lekin miqdor jihatidan teng zaryadlar bilan zaryadlangan o'zaro parallel tekisliklar orasida vujudga kelgan bir jinsli elektr maydonga dielektrik singdiruvchanligi ε_1, ε_2, ε_3, ... bo'lgan dielektriklarni parallel qatlamlar shaklida joylashtiraylik (13.2-rasmga qarang). Bu rasmdagi qatlamlardan biri vakuumdan iborat. Vakuumdagi elektr maydon kuchlanganligi E_o bo'lsin. Dielektrik qatlamlarda esa elektr maydon susayadi. Shuning uchun bu qatlamlarda elektr maydon kuchlanganligi mos ravishda

13.2 - rasm.

$$E_1=E_o/\varepsilon_1,\ E_2=E_o/\varepsilon_2,\ E_3=E_o/\varepsilon_3,\ \ldots$$

qiymatlarga ega bo'ladi. Bu dielektrik qatlamlardagi elektr induksiyasi esa, (13.9) ga asosan, mos ravishda

$$D_1=\varepsilon_o\varepsilon_1E_1=\varepsilon_oE_o,$$
$$D_2=\varepsilon_o\varepsilon_2E_2=\varepsilon_oE_o,$$
$$D_3=\varepsilon_o\varepsilon_3E_3=\varepsilon_oE_o$$

larga teng bo'ladi. Demak, elektr maydon kuchlanganligi turli dielektriklarda turlicha qiymatlarga ega bo'lsa, elektr induksiya esa turli dielektriklarda ham, vakuumda ham bir xil qiymatga ega. Shuning uchun elektr maydonni grafik usulda tasvirlaganda dielektrik singdiruvchanliklari turlicha bo'lgan muhitlar chegaralarida kuchlanganlik chiziqlarining zichligi o'zgaradi, induksiya chiziqlarining zichligi esa o'zgarmaydi. Demak, elektr induksiya vektori vakuumdagi elektr maydon kuchlanganlik vektori E_o dan ε_o marta katta bo'lib, undan foydalanish turli muhitdagi elektr

maydonlarni hisoblashda qulaylik tug'diradi. xususan, nuqtaviy q zaryad maydonining zaryaddan r uzoqlikdagi nuqtasida elektr induksiya vektori

$$D=\frac{1}{4\pi}\frac{q}{r^2}\frac{\vec{r}}{r} \qquad (13.13)$$

bo'ladi.

13.3. Segnetoelektriklar

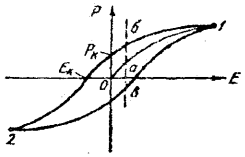
Yuqorida dielektriklarning qutblanishiga oid mulohazalar yuritganimizda, hatto qutbli molekulalardan iborat bo'lgan dielektrikda ham dipollar tartibsiz joylashganligi tufayli tashqi elektr maydon ta'sir etmaguncha qutblanish vektori nolga teng bo'ladi, degan edik. Aksariyat dielektriklar uchun o'rinli bo'lgan bu hol *segnetoelektriklar* deb ataluvchi moddalar gruppasi uchun istisnodir. Bu gruppaning birinchi vakili – segnet tuzidir, shuning uchun ham bu gruppa moddalarini segnetoelektriklar deb atalgan.

Segnetoelektriklar uchun xarakterli bo'lgan xususiyatlar quyidagilardan iborat:

1. Segnetoelektriklarning dielektrik singdiruvchanligi nihoyatda katta qiymatlarga ega bo'ladi. Masalan, segnet tuzi uchun $\varepsilon \approx 10000$, bariy titanati uchun $\varepsilon=7000$.

2. Segnetoelektriklarning dielektrik singdiruvchanligi tashqi maydon kuchlanganligiga bog'liq. Shuning uchun QUTBLANISH vektori P ning E ga bog'liqligi chiziqli emas (13.3-rasmdagi 01 qismi).

3. Segnetoelektriklarning qutblanish vektori P ning qiymati bu segnetoelektrik dastlab qanday sharoitda bo'lganligiga ham bog'liq. Masalan, 13.3-rasmda E ning bir xil qiymatiga R ning uch xil qiymati to'g'ri kelyapti.



13.3 - rasm.

Segnetoelektriklarning bu xarakterli xususiyatlari ularda *domenlar* deb ataluvchi spontan (o'z-o'zidan) qutblanish sohalari mavjudligi bilan tushuntiriladi. Tashqi elektr maydon ta'sir etmaganda ham domenlar tarkibidagi barcha dipollar bir tomonga yo'nalgan bo'ladi. Lekin turli domenlarning elektr momentlari tartibsiz yo'nalganligi (orientatsiyalanganligi) uchun bir-

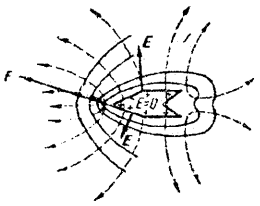
birini kompensatsiyalaydi. Shuning uchun segnetoelektrik parchasi qutblanmagan bo'ladi. Tashqi elektr maydon ta'sirida har bir domendagi barcha dipollar xuddi yaxlit dipoldek maydon yo'nalishiga mos ravishda joylashadi. Tashqi elektr maydonning biror qiymatida barcha domenlar maydon yo'nalishiga moslashadi, natijada qutblanish vektorining to'yinishi sodir bo'ladi. Agar elektr maydonni kamaytirib borsak, P ning kamayishi 1*b*2 egri chiziq bo'yicha ro'y beradi. E=0 da segnetoelektrikda qutblanish P_k ga teng bo'ladi. Bu qiymat *qoldiq qutblanish* deb ataladi. Qoldiq qutblanishni butunlay yo'qotish uchun segnetoelektrikka teskari yo'nalishdagi E_k maydon ta'sir etishi kerak. Maydonning bu qiymati (E_k) *koertsitiv kuch* deb ataladi. E ni davriy ravishda o'zgartirsak, segnetoelektrikdagi P ning o'zgarish grafigi *gisterezis sirtmog'i* (1*b*21) deb ataladigan berk egri chiziqdan iborat bo'ladi ("gisterezis" yunoncha so'z bo'lib, "kechikish" degan ma'noni anglatadi).

Segnetoelektriklarning bu ajoyib xususiyatlari faqat har bir segnetoelektrik uchun xos bo'lgan temperaturalar oralig'ida namoyon bo'ladi. Bu temperaturalarni *Kyuri nuqtalari* deyiladi. Masalan, segnet tuzining Kyuri nuqtalari 258 K va 298 K.

Boshqacha qilib aytganda segnet tuzining 258 K dan 298 K gacha bo'lgan temperaturalar oralig'idagina segnetoelektriklarga xos xususiyatlari sodir bo'ladi.

13.4. O'tkazgichlarda zaryadlarning taqsimlanishi

Avvalo, zaryadlangan qattiq metall o'tkazgichlarning xususiyatlari bilan tanishaylik. O'tkazgichlarning dielektriklardan asosiy farqi ularda zaryad tashuvchilar vazifasini bajaruvchi erkin elektronlarning mavjudligidir. O'tkazgichning tarkibidagi musbat va manfiy zaryadlar teng bo'lsa, bunday o'tkazgichni *zaryadlanmagan* deyiladi. Zaryadlangan o'tkazgichda esa, zaryadlash usulidan qat'i nazar, musbat va manfiy zaryadlarning tengligi buzilgan bo'ladi. Turli shakldagi metall o'tkazgichlarda zaryadlarning taqsimlanishini tekshirish asosida quyidagi xulosalarga kelingan (13.4-rasm):



13.4- rasm.

1. O'tkazgichlardagi ortiqcha zaryad uning tashqi sirtlari bo'ylab shunday taqsimlanadiki, bunda o'tkazgich tashqi sirtining egriligi kattaroq bo'lgan qismlarida zaryadlarning sirt zichligi σ kattaroq va aksincha, kichikroq bo'lgan qismlarda esa kichikroq bo'ladi.

2. Ichi xavol o'tkazgichlarning ichki sirtlarida ortiqcha zaryad bo'lmaydi (σ=0).

Yuqoridagi xulosalarni bunday tushunsa ham bo'ladi: o'tkazgichdagi ortiqcha zaryad zichligi σ ayniqsa, o'tkazgich sirtining bo'rtib chiqqan joylarida, uchliklarida katta qiymatlarga ega bo'ladi. Chuqurchalar yaqinida esa σ ning qiymati kamayib borib, chuqurchaning ichida nolga teng bo'ladi. Shuning uchun ortiqcha zaryad faqat sferik sirt bo'ylabgina tekis tarqalgan bo'ladi.

O'tkazuvchi jismga biror q zaryad berilsa, bu zaryad nihoyat qisqa vaqt ichida o'tkazgichning tashqi sirti bo'ylab taqsimlanib bo'ladiki, natijada zaryadlarning muvozanati vujudga keladi. O'tkazgichdagi zaryadlar muvozanatda bo'lganda quyidagi shartlar bajariladi:

1. Maydon kuchlanganligining qiymati o'tkazgich ichidagi nuqtalarda nolga teng (E=0).

2. O'tkazgichning tashqi sirtiga yaqin ixtiyoriy nuqta elektr maydon kuchlanganlik vektori o'tkazgich sirtiga o'tkazilgan normal bo'ylab yo'nalgan ($E=E_n$).

Kuchlanganlik vektorining yo'nalishi o'tkazgich sirtiga o'tkazilgan normalga parallel bo'lmagan taqdirda $\boldsymbol{E}$ vektorni sirtga perpendikular bo'lgan $\boldsymbol{E}_n$ va sirt bo'ylab yo'nalgan $\boldsymbol{E}_t$ tashkil etuvchilarga ajratish mumkin bo'lardi. $\boldsymbol{E}_t$ ta'sirida o'tkazgich sirtidagi zaryadlar harakatlanib, ularning muvozanati buzilgan bo'lardi.

3. O'tkazgichning ichidagi va sirtidagi barcha nuqtalarning potensiallari bir xil bo'ladi. Agar o'tkazgichdagi turli nuqtalarning potensiallari bir-biridan farq qilsa, zaryadlar potensiali yuqoriroq nuqtadan potensiali pastroq nuqta tomon harakatlanar, natijada o'tkazgichdagi zaryadlar muvozanati buzilgan bo'lardi.

Shuning uchun o'tkazgich barcha nuqtalarining potensiallari teng va o'tkazgich sirti ekvipotensial sirt bo'lishi kerak.

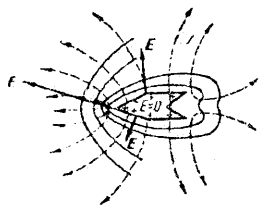
birini kompensatsiyalaydi. Shuning uchun segnetoelektrik parchasi qutblanmagan bo'ladi. Tashqi elektr maydon ta'sirida har bir domendagi barcha dipollar xuddi yaxlit dipoldek maydon yo'nalishiga mos ravishda joylashadi. Tashqi elektr maydonning biror qiymatida barcha domenlar maydon yo'nalishiga moslashadi, natijada qutblanish vektorining to'yinishi sodir bo'ladi. Agar elektr maydonni kamaytirib borsak, P ning kamayishi 1*b*2 egri chiziq bo'yicha ro'y beradi. E=0 da segnetoelektrikda qutblanish P_k ga teng bo'ladi. Bu qiymat *qoldiq qutblanish* deb ataladi. Qoldiq qutblanishni butunlay yo'qotish uchun segnetoelektrikka teskari yo'nalishdagi E_k maydon ta'sir etishi kerak. Maydonning bu qiymati (E_k) *koertsitiv kuch* deb ataladi. E ni davriy ravishda o'zgartirsak, segnetoelektrikdagi P ning o'zgarish grafigi *gisterezis sirtmog'i* (1*b*21) deb ataladigan berk egri chiziqdan iborat bo'ladi ("gisterezis" yunoncha so'z bo'lib, "kechikish" degan ma'noni anglatadi).

Segnetoelektriklarning bu ajoyib xususiyatlari faqat har bir segnetoelektrik uchun xos bo'lgan temperaturalar oralig'ida namoyon bo'ladi. Bu temperaturalarni *Kyuri nuqtalari* deyiladi. Masalan, segnet tuzining Kyuri nuqtalari 258 K va 298 K.

Boshqacha qilib aytganda segnet tuzining 258 K dan 298 K gacha bo'lgan temperaturalar oralig'idagina segnetoelektriklarga xos xususiyatlari sodir bo'ladi.

13.4. O'tkazgichlarda zaryadlarning taqsimlanishi

Avvalo, zaryadlangan qattiq metall o'tkazgichlarning xususiyatlari bilan tanishaylik. O'tkazgichlarning dielektriklardan asosiy farqi ularda zaryad tashuvchilar vazifasini bajaruvchi erkin elektronlarning mavjudligidir. O'tkazgichning tarkibidagi musbat va manfiy zaryadlar teng bo'lsa, bunday o'tkazgichni *zaryadlanmagan* deyiladi. Zaryadlangan o'tkazgichda esa, zaryadlash usulidan qat'i nazar, musbat va manfiy zaryadlarning tengligi buzilgan bo'ladi. Turli shakldagi metall o'tkazgichlarda zaryadlarning taqsimlanishini tekshirish asosida quyidagi xulosalarga kelingan (13.4-rasm):



13.4-rasm.

1. O'tkazgichlardagi ortiqcha zaryad uning tashqi sirtlari bo'ylab shunday taqsimlanadiki, bunda o'tkazgich tashqi sirtining egriligi kattaroq bo'lgan qismlarida zaryadlarning sirt zichligi σ kattaroq va aksincha, kichikroq bo'lgan qismlarda esa kichikroq bo'ladi.

2. Ichi xavol o'tkazgichlarning ichki sirtlarida ortiqcha zaryad bo'lmaydi (σ=0).

Yuqoridagi xulosalarni bunday tushunsa ham bo'ladi: o'tkazgichdagi ortiqcha zaryad zichligi σ ayniqsa, o'tkazgich sirtining bo'rtib chiqqan joylarida, uchliklarida katta qiymatlarga ega bo'ladi. Chuqurchalar yaqinida esa σ ning qiymati kamayib borib, chuqurchaning ichida nolga teng bo'ladi. Shuning uchun ortiqcha zaryad faqat sferik sirt bo'ylabgina tekis tarqalgan bo'ladi.

O'tkazuvchi jismga biror q zaryad berilsa, bu zaryad nihoyat qisqa vaqt ichida o'tkazgichning tashqi sirti bo'ylab taqsimlanib bo'ladiki, natijada zaryadlarning muvozanati vujudga keladi. O'tkazgichdagi zaryadlar muvozanatda bo'lganda quyidagi shartlar bajariladi:

1. Maydon kuchlanganligining qiymati o'tkazgich ichidagi nuqtalarda nolga teng (E=0).

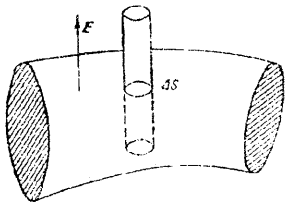
2. O'tkazgichning tashqi sirtiga yaqin ixtiyoriy nuqta elektr maydon kuchlanganlik vektori o'tkazgich sirtiga o'tkazilgan normal bo'ylab yo'nalgan ($E=E_n$).

Kuchlanganlik vektorining yo'nalishi o'tkazgich sirtiga o'tkazilgan normalga parallel bo'lmagan taqdirda $\boldsymbol{E}$ vektorni sirtga perpendikular bo'lgan $\boldsymbol{E}_n$ va sirt bo'ylab yo'nalgan $\boldsymbol{E}_t$ tashkil etuvchilarga ajratish mumkin bo'lardi. $\boldsymbol{E}_t$ ta'sirida o'tkazgich sirtidagi zaryadlar harakatlanib, ularning muvozanati buzilgan bo'lardi.

3. O'tkazgichning ichidagi va sirtidagi barcha nuqtalarning potensiallari bir xil bo'ladi. Agar o'tkazgichdagi turli nuqtalarning potensiallari bir-biridan farq qilsa, zaryadlar potensiali yuqoriroq nuqtadan potensiali pastroq nuqta tomon harakatlanar, natijada o'tkazgichdagi zaryadlar muvozanati buzilgan bo'lardi.

Shuning uchun o'tkazgich barcha nuqtalarining potensiallari teng va o'tkazgich sirti ekvipotensial sirt bo'lishi kerak.

O‘tkazgich sirti yaqinidagi elektr maydon kuchlanganligi bilan zaryadlarning sirt zichligi orasidagi bog‘lanishni topaylik. Buning uchun o‘tkazgich sirtidan, xayolan, doiracha shaklidagi dS yuzchani ajratib olamiz (13.5-rasm) va asoslari shu yuzchaga teng bo‘lgan, yon tomonlari esa o‘tkazgich sirtiga perpendikulyar bo‘lgan ixtiyoriy Δl uzunlikdagi silindrchani shunday o‘tkazaylikki, bu silindrchaning bir qismi o‘tkazgich ichida, ikkinchi qismi esa o‘tkazgich tashqarisida bo‘lsin.



13.5- rasm.

Elektr induksiya vektorining $\boldsymbol{D}$ shu silindrcha sirti orqali oqimni topaylik. $\boldsymbol{E}$ va $\boldsymbol{D}$ vektorlar bir xil yo‘nalishdagi vektorlar bo‘lgani uchun $\boldsymbol{D}$ vektor silindrchaning yon tomonlariga parallel. Shuning uchun $\boldsymbol{D}$ vektorning silindrcha yon tomonlari orqali oqimi nolga teng bo‘ladi. Silindrchaning o‘tkazgich ichida joylashgan asosi orqali oqim ham nolga teng, chunki o‘tkazgich ichida $E=0$ edi. Demak, $\boldsymbol{D}$ vektorning silindrcha orqali oqimi faqat silindrchaning o‘tkazgich tashqarisida joylashgan asosi orqali oqimi $D\Delta S$ ga teng bo‘ladi. Ikkinchi tomondan, silindrcha ichida joylashgan o‘tkazgich sirtidagi zaryad miqdori $q=\sigma\Delta S$ bo‘lgani uchun Gauss teoremasiga asosan $D\Delta S=\sigma\Delta S$ yoki

$$D=\sigma. \qquad (13.14)$$

Elektr maydon induksiyasi va kuchlanganligi orasidagi bog‘lanish $\boldsymbol{D}=\varepsilon_0\varepsilon\boldsymbol{E}$ dan foydalanib (13.14) ni quyidagicha yozish mumkin:

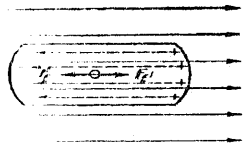
$$\varepsilon_0\varepsilon E=\sigma,$$

yoki

$$E=\sigma/\varepsilon_0\varepsilon. \qquad (13.15)$$

Demak, o‘tkazgich tashqarisidagi uning sirtiga yaqin bo‘lgan nuqtalarda elektr maydon kuchlanganligi o‘tkazgichdagi ortiqcha zaryadlarning sirt zichligi σ ga to‘g‘ri proporsionaldir. Shuning uchun o‘tkazgichning qirrali uchlari yaqinida (ya’ni σ ning qiymati katta bo‘lgan joylarda) elektr maydon kuchli bo‘ladi.

13.5. Elektrostatik induksiya qonuni



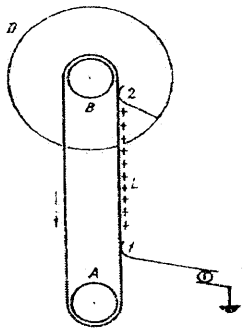
13.6- rasm.

Biror metall o‘tkazgichni kuchlanganligi $\boldsymbol{E}$ bo‘lgan elektr maydonga olib kiraylik (13.6-rasm). O‘tkazgich tarkibidagi erkin elektronlarga maydon tomonidan $\boldsymbol{F}_E=-e\boldsymbol{E}$ kuch ta’sir qiladi. Bu kuchning yo‘nalishi maydon yo‘nalishiga qarama-qarshi, chunki elektron manfiy zaryadli zarradir. Bu kuch ta’sirida elektron $\boldsymbol{E}$ ga qarshi yo‘nalishda siljiydi va o‘tkazgichning chap tomonida ortiqcha manfiy zaryad, o‘ng tomonida esa ortiqcha musbat zaryad vujudga keladi. Natijada o‘tkazgich ichida ichki elektr maydon vujudga keladi. Ichki elektr maydonning kuchlanganligi $\boldsymbol{E}'$ ($\boldsymbol{E}'$ chiziqlari punktir bilan ifodalangan) tashqi elektr maydon kuchlanganligi $\boldsymbol{E}$ ga qarama-qarshi yo‘nalgandir. Shuning uchun o‘tkazgichning ichidagi erkin elektronga $\boldsymbol{F}_{E'}=-e\boldsymbol{E}'$ kuch ta’sir qiladi, $\boldsymbol{F}_E$ va $\boldsymbol{F}_{E'}$ kuchlar antiparallel. $F_E>F_{E'}$ tengsizlik bajarilganda o‘tkazgichning ikki chetida qarama-qarshi ishorali ortiqcha zaryadlarning to‘planishi davom etaveradi, bu esa o‘z navbatida ichki maydonning kuchayishiga va bu maydon tomonidan erkin elektronga ta’sir etayotgan $\boldsymbol{F}_{E'}$ kuchning ortib borishiga sabab bo‘ladi.

Biror muddatdan so‘ng tashqi va ichki maydon kuchlanganliklari hamda mos ravishda $\boldsymbol{F}_E$ va $\boldsymbol{F}_{E'}$ kuchlar tenglashadi. Natijada o‘tkazgich ichida natijaviy maydon kuchlanganligi nolga teng bo‘ladi, ya’ni tashqi elektr maydonga kiritilgan o‘tkazgichda zaryadlarning qayta taqsimlanishi tugallanadi va zaryadlar muvozanati vujudga keladi. Yuqorida qayd qilingan hodisa, ya’ni tashqi elektr maydonga kiritilgan o‘tkazgichning uchlarida qarama-qarshi ishorali zaryadlarning vujudga kelishi elektrostatik induksiya hodisasi deyiladi. Vujudga kelgan zaryadlarni esa *induksiyalangan zaryadlar* deyiladi. Elektrostatik induksiya hodisasi asosida tushuntirish mumkin bo‘lgan quyidagi misol bilan tanishaylik:

Yer taxminan yarim million Kulonga teng manfiy zaryadga ega. Bu zaryadga teng musbat hajmiy zaryad Yer sirtidan bir necha o‘n kilometr balandlikdagi atmosferada mavjud. Bu zaryadlar tufayli

fazoning inson istiqomat qilayotgan sohasida elektr maydon mavjud bo'lib, uning kuchlanganligi Yer sirtiga yaqin fazo sohalarida ~130 V/m ga teng. Bunday elektr maydonda vertikal holatda turgan bo'yi 1,8 metr bo'lgan odamning boshi va oyog'i turgan nuqtalarning potensiallar farqi 230 V ga teng. U holda nima uchun bunday kuchlanish tufayli «tok urishi» deb ataladigan, odam organizmi uchun xavfli bo'lgan hodisa sezilmaydi? Buning sababi-odam organizmi o'tkazgich ekanligidadir. Elektrostatik induksiya hodisasi tufayli Yerning elektr maydonidagi odamning sirti ekvipotensial sirt bo'ladi, ya'ni bosh va oyoq joylashgan nuqtalar orasida potensiallar farqi vujudga kelmaydi.



13.7- rasm.

Birinchi marta Van-de-Graaf tomonidan ko'rilgani uchun, odatda, *Van-de-Graaf generatori* deb ataladigan elektrostatik generatorda ichi xavol o'tkazgichga berilgan ortiqcha zaryad bu o'tkazgichning tashqi sirti bo'ylab joylashish hodisasi o'z aksini topgan. Bu generatorning ishlash prinsipi 13.7-rasmda ko'rsatilgan. Biror dielektrik materialdan yasalgan L lenta ikki A va B roliklar yordamida harakatlanib turadi (roliklar esa biror elektromotor yordamida aylantiriladi). Lentaning bir qismi (B rolikni aylanib o'tayotgani) D metall shar ichiga kiradi. Lentaning ikkinchi uchi elektr mashina yordamida zaryadlanadi. Lenta harakat jarayonida metall shar ichiga kirib boradi va lentadagi zaryad taroq 2 orqali sharga beriladi. Bu zaryad shu zahotiyoq sharning tashqi sirti bo'ylab taqsimlanadi. Shu tariqa sharga uzluksiz ravishda zaryad uzatilaveradi.

Shardagi zaryad miqdorining ko'payishi potensialning ortishiga sabab bo'ladi. Shar potensialining ortishi sharni o'rab turgan havoda elektr razryadi vujudga kelishi tufayli oqib ketadigan zaryad miqdori bilan oqib kelayotgan zaryad miqdori tenglashguncha davom etadi. Shunday usul bilan shar va Yer orasida bir necha million volt potensiallar farqini vujudga keltirish mumkin. Van-de-Graaf generatori zaryadli zarralarni tezlatishda keng qo'llaniladi.

13.6. O'tkazgichning elektr sig'imi. Kondensatorlar

Boshqa jismlardan yetarlicha uzoq joylashgan o'tkazgich olib, unga q zaryad beraylik. Bu zaryad miqdori o'tkazgichning sirti bo'ylab uning shakliga bog'liq ravishda taqsimlanadi, ya'ni bu zaryadlangan o'tkazgichda zaryadlar muvozanati vujudga keladi. Xuddi shu zaryadlangan o'tkizgichga yangi-yangi portsiya zaryadlar berilsa, bu zaryadlar ham xuddi oldingisidek o'tkazgich sirti bo'ylab taqsimlanadi. Har bir yangi portsiya zaryad tufayli o'tkazgichning potensiali ortadi, albatta. Tajribalarning ko'rsatishicha, o'tkazgichdagi zaryad miqdori q bilan bu zaryad tufayli vujudga kelgan o'tkazgichning potensiali φ orasida to'g'ri proporsional bog'lanish mavjud:

$$q=C\varphi. \qquad (13.16)$$

Bu ifodadagi C *o'tkazgichning elektr sig'imi* deb ataladi. U o'tkazgichning shakli, o'lchamlari va tashqi sharoitlarga (masalan, o'tkazgichni o'rab turgan muhitga) bog'liq kattalikdir. (13.16) ifodani

$$C=q/\varphi \qquad (13.17)$$

shaklida o'zgartirib yozish mumkin. Bundan elektr sig'imning fizik ma'nosi kelib chiqadi: *yakkalangan o'tkazgichning elektr sig'imi shu o'tkazgichning potensialini bir birlikka oshirish uchun lozim bo'ladigan zaryad miqdori bilan xarakterlanuvchi fizik kattalikdir.* (13.17) ifodadan foydalanib XBS da elektr sig'imning o'lchov birligini hosil qilish mumkin:

$$[C]=Kl/V=F.$$

Bu birlik *farad* deb ataladi. Demak *1 farad shunday o'tkazgichning elektr sig'imi ekanki, bu o'tkazgichga 1 Kl zaryad berilganda uning potensiali 1 V ga ortadi.*

Agar o'tkazgich muntazam geometrik shaklga ega bo'lsa, uning elektr sig'imini nazariy yo'l bilan hisoblash mumkin. Masalan, radiusi R bo'lgan shar shaklidagi o'tkazgichni olaylik. Bu sharni o'rab turgan muhitning nisbiy dielektrik singdiruvchanligi ε bo'lsin. Agar bu sharsimon o'tkazgichga q zaryad berilsa, uning potensiali

$$\varphi=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{\varepsilon R} \qquad (13.18)$$

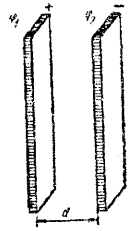
bo'ladi (13.17) ifodadagi φ o'rniga (13.18) ni qo'ysak:

$$C_{shar}=q/\varphi=4\pi\varepsilon_o\varepsilon R. \qquad (13.19)$$

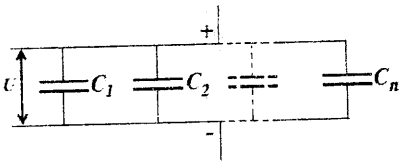
Demak, sharsimon o'tkazgichning elektr sig'imi sharning radiusiga va bu sharni o'rab turgan muhitning dielektrik singdiruvchanligiga to'g'ri proporsional ekan.

(13.19) ifodadan $\varepsilon_o=C/(4\pi\varepsilon R)$. Shuning uchun elektr doimiy *F/m* larda ham o'lchanadi.

Endi bir-biridan dielektrik bilan ajratilgan, ishoralari qarama-qarshi, ammo miqdorlari teng zaryad (q) bilan zaryadlangan ikki yassi parallel plastinkadan iborat sistemani ko'raylik (13.8-rasm). Bunday qurilma elektrotexnikada keng qo'llanadigan yassi kondensatordir.



13.8- rasm.



13.9 - rasm.

Tajribalarning ko'rsatishicha, kondensatorning elektr sig'imi uning qoplamasi (kondensator plastinkasini qoplama deb ham ataladi) dagi zaryad miqdorining qoplamalar orasidagi potensiallar farqiga bo'lgan nisbatiga teng, ya'ni

$$C=q/(\varphi_1-\varphi_2)=q/U. \qquad (13.20)$$

Boshqacha qilib aytganda, *kondensatorning elektr sig'imi uning qoplamalari orasidagi potensiallar farqini bir birlikka oshirish uchun zarur bo'lgan elektr zaryad bilan xarakterlanuvchi kattalikdir.* Texnikada eng ko'p qo'llaniladigan kondensatorlar yassi kondensatorlardir. Uning qoplamalari yassi plastinkalardan iborat. Kondensator qoplamalarining o'lchamlari bu qoplamalar orasidagi masofa (d) ga nisbatan ancha katta bo'lishi kerak. Bu shart bajarilganda vujudga keladigan elektr maydon faqat qoplamalar orasida mujassamlashgan bo'ladi (chunki qarama-qarshi ishorali, lekin miqdoran teng zaryadlarga ega bo'lgan ikki yassi parallel tekislik tashqarisidagi elektr maydon kuchlanganligi nolga teng edi) va bu maydonni bir jinsli maydon deyish mumkin. U holda kondensator qoplamalaridagi potensiallar farqi $\varphi_1-\varphi_2=U$ va qoplamalar orasida vujudga kelgan bir jinsli maydon kuchlanganligi E orasida quyidagi munosabat o'rinlidir:

$$U=Ed. \qquad (13.21)$$

Ikkinchi tomondan, qoplamalar orasidagi maydon kuchlanganligi

$$E=\sigma/\varepsilon_o\varepsilon=q/(\varepsilon_o\varepsilon S \qquad (13.22)$$

Bu ifodada S – qoplamaning yuzi, σ – qoplamadagi zaryadning sirt zichligi, ε – qoplamalar orasidagi muhitning dielektrik singdiruvchanligi. (13.21) dan foydalanib, (13.22) ni quyidagicha yozamiz:

$$U=qd/(\varepsilon_o\varepsilon S). \qquad (13.23)$$

U ning bu qiymatini (13.20) ifodaga qo'yib, yassi kondensatorning elektr sig'imini topamiz:

$$C=q/U=\varepsilon_o\varepsilon S/d. \qquad (13.24)$$

Bu ifodadan yassi kondensatorning elektr sig'imi kattaroq bo'lishi uchun, qoplamalarining yuzini kattaroq olish, qoplamalarni mumkin qadar yaqinroq joylashtirish va qoplamalar orasiga dielektrik singdiruvchanligi kattaroq bo'lgan dielektrik joylashtirish lozim, degan xulosaga kelamiz. Qoplamalar orasidagi dielektrik ikkita vazifani bajaradi. Birinchidan, dielektrik qutblanadi va xususiy elektr maydon vujudga keltiradi. Shuning uchun qoplamalar orasidagi elektr maydon susayadi. Natijaviy maydonning susayishi esa o'z navbatida qoplamalar orasidagi potensiallar farqini kamaytiradi (chunki $U=Ed$) va kondensatorning elektr sig'imining oshishiga sabab bo'ladi. Ikkinchidan, dielektrik zaryadlarni bir qoplamadan ikkinchisiga o'tishiga to'sqinlik qiladi, ya'ni o'zining izolatsion xususiyatlarini namoyon qiladi. Lekin kondensatorlarda qo'llaniladigan dielektriklar uchun shunday bir chegaraviy kuchlanish mavjudki, agar kondensator qoplamalari bu chegaraviy qiymatdan ortiq kuchlanishgacha zaryadlansa, bir qoplamadagi zaryad dielektrikni teshib ikkinchi qoplamaga o'tishi mumkin, ya'ni kondensatorning dielektrik orqali razryadlanishi kuzatiladi. Bunday kondensatorni boshqa ishlatib bo'lmaydi.

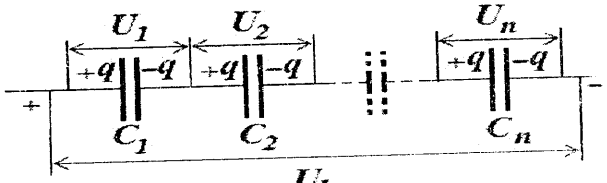
Ba'zan kerakli elektr sig'imni hosil qilish maqsadida bir necha kondensatorlarni bir-biriga ulanadi, ya'ni kondensatorlar batareyasi hosil qilinadi. Barcha ulanishlarni parallel va ketma-ket ulanishlarga bo'lish mumkin.

Kondensatorlar parallel ulanganda (13.9-rasm) barcha kondensatorlardagi kuchlanishning qiymati (U) bir xil, lekin batareyaning umumiy zaryadi (q_b) alohida kondensatorlardagi zaryadlar (q_i) ning yig'indisiga teng:

$$q_b=\Sigma q_i=\Sigma C_i U=U\Sigma C_i. \qquad (13.25)$$

Bu ifodadan foydalanib, parallel ulangan kondensatorlar batareyasining umumiy sig'imini topamiz:

$$C_b=q_o/U=\Sigma C_i. \qquad (13.26)$$



13.10 - rasm.

Kondensatorlar ketma-ket ulanganda (13.10-rasm) alohida kondensatorlardagi zaryad miqdorlari teng bo'ladi. haqiqatan, birinchi kondensatorning birinchi qoplamasiga $+q$ zaryad beraylik. Bu zaryad ta'sirida birinchi kondensatorning ikkinchi qoplamasida va ikkinchi kondensatorning birinchi qoplamasida (ularni yagona o'tkazgich deb qarash mumkin, chunki ular sim orqali tutashtirilgan) mos ravishda $-q$, va $+q$ induksion zaryadlar vujudga keladi. Ikkinchi kondensatorning birinchi qoplamasida $+q$ zaryadning mavjudligi o'z navbatida ikkinchi kondensatorning ikkinchi qoplamasi va uchinchi kondensatorning birinchi qoplamasida (endi bularni yagona o'tkazgich deb qarash kerak) mos ravishda $-q$ va $+q$ induksion zaryadlarni vujudga keltiradi. Demak, ketma-ket ulangan har bir kondensatorning zaryadi q ga teng. Lekin har bir kondensatordagi kuchlanish ushbu kondensatorning elektr sig'imiga bog'liq, ya'ni

$$U_i=q/C_i. \qquad (13.27)$$

Batareyaning kuchlanishi (birinchi kondensatorning birinchi) qoplamasi bilan oxirgi kondensatorning ikkinchi qoplamasi orasidagi potensiallar farqi) esa alohida kondensatorlardagi kuchlanishlarning yig'indisiga teng:

$$U_b=\Sigma U_i=\Sigma q/C_i=q\Sigma(1/C_i). \qquad (13.28)$$

Bu ifodani quyidagicha ham yozish mumkin:

$$U_b/q=\Sigma(1/C_i). \qquad (13.29)$$

(13.29) ning chap tomonidagi ifoda kondensatorlar batareyasi elektr sig'imining teskari qiymatidir. Haqiqatan:

$$C_b=q/U_b \quad \text{yoki} \quad 1/C_b=U_b/q.$$

Shuning uchun (13.29) ni quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$1/C_b=\Sigma(1/C_i). \qquad (13.30)$$

13.7. Elektrostatik maydon energiyasi

Zaryadi q, sig'imi C, potensiali φ bo'lgan o'tkazgich sirtiga cheksizlikdan dq zaryadni ko'chirish uchun mazkur zaryadlangan o'tkazgich atrofidagi fazo sohasida mavjud bo'lgan elektr maydon kuchlariga qarshi

$$dA=\varphi dq \qquad (13.31)$$

ish bajarish lozim. Agar $q=C\varphi$ tenglikni e'tiborga olsak, (15.18) ni quyidagicha o'zgartirib yoza olamiz:

$$dA=\varphi d(C\varphi)=C\varphi d\varphi.$$

Bu ifoda o'tkazgich potensialini $d\varphi$ qadar orttirish uchun bajarilishi lozim bo'lgan ishni ifodalaydi. Zaryadlanmagan (ya'ni potensiali nol bo'lgan) o'tkazgich potensialini φ ga yetkazish uchun bajarilishi kerak bo'ladigan ishni esa quyidagi integrallash yordamida aniqlaymiz:

$$A=\int_0^{\varphi} C\varphi d\varphi=C\varphi^2/2. \qquad (13.32)$$

Zaryadlangan o'tkazgich energiyasi shu o'tkazgichni zaryadlash uchun bajariladigan ish bilan aniqlanadi. Zero, zaryadlangan o'tkazgich energiyasini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$W=C\varphi^2/2=q^2/2C=q\varphi/2. \qquad (13.33)$$

Zaryadlangan kondensator energiyasini topish uchun quyidagicha mulohaza yuritamiz. Kondensatorni zaryadlash deganda uning bir qoplamasidan q zaryadni ikkinchi qoplamasiga ko'chirish tushuniladi. Natijada erkin elektronlarini yo'qotgan qoplama musbat zaryadlanib qoladi. Ikkinchi qoplamada esa erkin elektronlar ortiqcha, shuning uchun u manfiy zaryadlangan bo'ladi. Zaryadlangan kondensator qoplamalari orasida U kuchlanish mavjud bo'lgan holda bir qoplamadan ikkinchi qoplamaga dq zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish

$$dA=Udq \qquad (13.34)$$

yoki kondensatordagi kuchlanish, zaryad va elektr sig'im orasidagi munosabat ($q=CU$) dan foydalansak:

$$dA=Ud(CU)=CUdU. \qquad (13.35)$$

Mazkur ifodani integrallasak, zaryadlanmagan (ya'ni $U=0$ bo'lgan) kondensatorni zaryadlash (ya'ni uning qoplamalari orasida U kuchlanishni vujudga keltirish) uchun bajariladigan ishni (ya'ni zaryadlangan kondensator energiyasini) topgan bo'lamiz:

$$W=A=\int_0^U CUdU=CU^2/2=q^2/2C=qU/2. \qquad (13.36)$$

(13.33) va (13.36) ifodalar bilan aniqlanuvchi zaryadlangan o'tkazgich va zaryadlangan kondensator energiyasi o'tkazgichdagi yoki kondensator qoplamalaridagi zaryadlar energiyasimi yoxud mazkur zaryadlar tufayli vujudga kelgan elekrostatik maydon energiyasimi? Avvalo, shuni qayd qilaylikki, elektrostatik maydon va uning manbai – qo'zg'almas elektr zaryadlar bir-biri bilan uzviy bog'liq. Boshqacha aytganda, qo'zg'almas elektr zaryad atrofidagi fazo sohasida elektrostatik maydon vujudga keladi yoki elektrostatik maydon mavjud bo'lsa, uni vujudga keltirgan qo'zg'almas elektr zaryad ham mavjuddir. Shunday ekan, qo'zg'almas elektr zaryad va elektrostatik maydonni bir-biridan ajralgan holda tasavvur etib bo'lmaydi. Shuning uchun elektrostatikaga oid bilimimizga tayangan holda yuqoridagi savolga uzil-kesil javob bera olmaymiz. Keyinchalik, elektromagnit maydon bilan tanishamiz. Elektromagnit maydonning fazoda elektromagnit to'lqinlar tarzida tarqalishi va bu to'lqinlar bilan birgalikda energiyaning ko'chishi elektromagnit maydonning energiyaga egaligini ko'rsatadi. Zero, yuqorida qayd qilingan energiyalar elektrostatik maydonlar energiyasidir, deb hisoblashimiz mumkin.

Yassi kondensatorning elektr sig'imi $C=\varepsilon_o\varepsilon S/d$ va uning qoplamalari orasidagi kuchlanish $U=Ed$ ekanligidan foydalanib yassi kondensator qoplamalari orasida mujassamlashgan elektrostatik maydon energiyasi (W_e) ni aniqlovchi (13.36) ifodani quyidagicha yoza olamiz:

$$W_e=\frac{\varepsilon_o\varepsilon S}{2d}E^2d^2=\varepsilon_o\varepsilon E^2Sd/2. \qquad (13.37)$$

Qoplamalar orasidagi hajm $V=Sd$. Shuning uchun (13.37) ifoda V hajmdagi elektr maydon energiyasini xarakterlaydi. Agar (13.37) ifodani V ga bo'lsak, birlik hajmga to'g'ri keluvchi elektr maydon energiyasini topamiz. Bu kattalik ***elektr maydon energiyasining zichligi*** deyiladi:

$$\omega_e=W_e/V=\varepsilon_o\varepsilon E^2/2. \qquad (13.38)$$

Agar elektr induksiyasi $D=\varepsilon_o\varepsilon E$ ekanligini hisobga olsak:

$$\omega_e=ED/2 \qquad (13.39)$$

bo'ladi. Elektr induksiya (D) va Qutblanish (P) vektorlari orasida $D=\varepsilon_oE+P$ bog'lanish mavjud edi. Shuning uchun

$$\omega_e=E(\varepsilon_oE+P)/2=\varepsilon_oE^2/2+EP/2. \qquad (13.40)$$

Bu ifodadagi $\varepsilon_oE^2/2$ had elektrostatik maydonning vakuumdagi energiya zichligini, $EP/2$ had esa dielektrik muhitning birlik hajmini qutblash uchun sarflanadigan energiyani xarakterlaydi.

Kondensator plastinkalari orasidagi maydon bir jinslidir. Shuning uchun bu maydon energiyasining zichligi ham maydonning turli sohalarida doimiy qiymatga ega. Elektrostatik maydon zaryadlangan o'tkazgich tufayli vujudga kelgan holda esa maydonning turli sohalarida energiya zichligi ham turlicha, chunki zaryaddan uzoq bo'lgan sohalarda maydon kuchsizroq, yaqinroq bo'lgan sohalarda esa maydon kuchliroqda.

13.8. Ponderomotor kuchlar. O'zaro ta'sir nazariyalari

Yana yassi kondensator misoliga qaytaylik. Kondensator plastinkalaridagi zaryadlarning ishoralari qarama-qarshi bo'lganligi uchun bu plastinkalar bir-biriga tortiladi. Zaryadlangan makroskopik jismlar orasida vujudga keladigan bunday mexanik kuchlar *ponderomotor kuchlar* (F_p) deb ataladi. Ponderomotor kuchlar ta'sirida kondensator plastinkalari Δd masofaga yaqinlashsa, bunda bajarilgan ish

$$\Delta A=F_p\Delta d$$

ga teng bo'ladi. Bu ish elektrostatik maydon energiyasining kamayuvi hisobiga bajariladi. Shuning uchun

$$-\Delta W_e=F_p\Delta d. \qquad (13.41)$$

Yassi kondensator oralig'idagi elektrostatik maydon energiyasi esa ($q=const$ hol uchun), (13.36) va $C=\varepsilon_o\varepsilon S/d$ ifodalar asosida

$$W_e=q^2/2C=q^2d/(2\varepsilon_o\varepsilon S)$$

bo'ladi. Bundan elektrostatik maydon energiyasi kamayuvining miqdori

$$\Delta W_e=q^2\Delta d/(2\varepsilon_o\varepsilon S). \qquad (13.42)$$

ga teng.

(13.41) va (13.42) larni solishtirib, quyidagi formulani hosil qilamiz:

$$F_p=-q^2/(2\varepsilon_o\varepsilon S)=-\sigma^2 S/(2\varepsilon_o\varepsilon). \qquad (13.43)$$

Bu ifodadagi minus ishorasi F_p kuch tortishish xarakteriga egaligini, ya'ni qoplamalar orasidagi d masofani kichraytirishga intilishini anglatadi.

Demak, zaryadlangan yassi kondensator plastinkalari bir-biri bilan plastinkalardagi zaryadlar sirt zichligi σ ning kvadratiga proporsional bo'lgan kuch bilan o'zaro ta'sirlashadi.

"Ta'sirlashadi", "ta'sirlashuv" so'zlaridan ko'p foydalandik, lekin ta'sirlashuvning o'zi nima?

Zaryadlangan jismlarning ta'sirlashuvi (Kulon qonuni), umuman har qanday jismlarning ta'sirlashuvi (butun olam tortishish qonuni) to'g'risidagi qonunlarda ta'sirlashuv kuchlarining matematik ifodasi topildi. Ta'sirlashuvning tabiati to'g'risidagi mulohazalar esa keyinchalik rivojlandi. Bu mulohazalar asosida quyidagi ikki nazariya yaratildi.

Yaqindan ta'sir nazariyasiga asosan, ikki jism orasidagi o'zaro ta'sir bu jismlar orasidagi moddiy muhit orqali uzatiladi. Masalan, harakatlanayotgan avtomobilni haydovchi to'xtatish maqsadida tormoz pedalini bosadi. Natijada g'ildirak diskiga yarim halqasimon plastinkaning tegishi tufayli tormozlanish vujudga keladi. Bu misolda tormoz pedaliga berilgan ta'sir yarim halqasimon plastinkaga naychalar orqali oquvchi suyuqlik yordamida uzatiladi.

Demak, yaqindan ta'sir nazariyasiga asosan, jism bevosita moddiy muhitga ta'sir qiladi. Bu muhit esa ikkinchi jismga ta'sir ko'rsatadi.

Lekin zaryadlangan kondensator plastinkalari orasida vakuum bo'lganda ham ponderomotor kuchlar namoyon bo'ladi-ku! Samoviy jismlar orasida o'zaro tortishish, bu jismlar oralari havosiz fazo bo'lishiga qaramay, mavjud-ku! Buni qanday tushunmoq kerak?

Bu muammo *olisdan ta'sir* nazariyasini vujudga kelishiga sabab bo'ldi. Bu nazariyaga asosan, ta'sir bir jismdan ikkinchi jismga ular oralarida hech qanday muhit bo'lmaganda ham bir onda uzatiladi.

Fanning rivojlanishi olisdan ta'sir to'g'risidagi fikr asossiz ekanligini ko'rsatdi. Maydonlar to'g'risidagi tasavvurlarni fanga kiritishi yaqindan ta'sir qilish nazariyasi tomon keskin burilish yasadi. Bu tasavvurlarga asosan, butun olam tortishish qonunida aks etgan, ikki jism orasidagi ta'sirlashuvni uzatuvchi maydonni tortishish maydoni deyiladi. Kulon qonunida o'z aksini topgan, bir qo'zg'almas elektr zaryadning ikkinchi qo'zg'almas elektr zaryadga ta'sirini uzatuvchi maydonni elektrostatik maydon ba'zan esa oddiygina elektr maydon deb ataldi.

Yuqorida elektrostatik maydon energiyasi bilan tanishdik. Bu o'z navbatida elektrostatik maydon – obyektiv borliq ekanligini tasdiqlovchi dalillardan biridir. Axir yo'q narsa energiyaga ega bo'la olmaydida!

XIV BOB
O'ZGARMAS TOK QONUNLARI

14.1. O'zgarmas tok. Tok kuchi va zichligi

Elektr tok deganda zaryadlangan zarralarning tartibli harakati tushuniladi. "*Tok*" so'zining o'zbek tiliga aynan tarjimasi "*oqim*" dir. Demak, elektr tok – elektr zaryadlarning oqimidir. Elektr tokning asosiy belgisi – harakatdagi zaryadlar tufayli paydo bo'luvchi magnit maydonning mavjudligidir. Bundan tashqari elektr tok modda orqali o'tganda issiqlik, optik va kimyoviy hodisalar kuzatiladi.

O'tkazgichlardagi elektr tokni *o'tkazuvchanlik toki* deb ataladi. Lekin elektr tokni bunday tor ma'noda tushunish kerak emas. Masalan, biror zaryadlangan jism fazoning bir nuqtasidan ikkinchi nuqtasiga ko'chirilayotgan bo'lsin. Bu jism bilan birgalikda undagi zaryad ham fazoning bir nuqtasidan ikkinchi nuqtasi tomon harakat qiladi. Demak, elektr tok vujudga keladi. Lekin bu tok zaryadlangan jismning harakati bilan bog'liq. Bunday tokni boshqa turdagi toklardan farq qilish maqsadida *konveksion tok* deb ataymiz.

Elektr tokning yo'nalishi sifatida musbat zaryadlarning tartibli harakat yo'nalishi qabul qilingan. Elektr tokni xarakterlovchi asosiy kattalik – tok kuchidir. Kuzatilayotgan biror S yuz orqali o'tuvchi *elektr tokning kuchi* deganda, shu yuz orqali birlik vaqt ichida o'tayotgan zaryad miqdori bilan xarakterlanuvchi skalyar kattalik tushuniladi. Agar kuzatilayotgan yuz orqali dt vaqt davomida dq zaryad o'tayotgan bo'lsa, bunday tokning kuchi

$$I=dq/dt \qquad (14.1)$$

bo'ladi. Vaqt o'tishi bilan tokning yo'nalishi va kuchi o'zgarmasa, bunday tokni *o'zgarmas tok* deyiladi. Zaryad tashuvchilarning harakat yo'nalishiga perpendikular bo'lgan birlik yuzga mos keluvchi tok kuchiga *tok zichligi* deb ataladi:

$$j=I/S. \qquad (14.2)$$

Tok zichligi musbat tok tashuvchilarning tartibli harakati yo'nalishidagi vektor kattalik bo'lib, uning miqdori tok yo'nalishiga perpendikular bo'lgan birlik yuz orqali birlik vaqtda oqib o'tuvchi zaryad miqdori bilan xarakterlanadi. Agar tok ikkala ishorali

zaryadlarning tartibli harakati tufayli vujudga kelayotgan bo'lsa, tok zichligining ifodasini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$j=q^+n^+v^++q^-n^-v^-, \qquad (14.3)$$

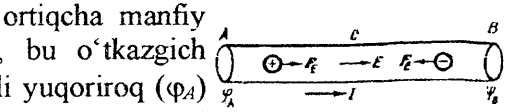
bunda q^+ va q^- – mos ravishda musbat va manfiy tok tashuvchilarning zaryad miqdorlari, n^+ va n^- – ularning kontsentratsiyasi (ya'ni birlik hajmdagi soni), v^+ va v^- esa ularning tartibli harakatidagi o'rtacha tezliklari.

XBS da tok kuchining o'lchov birligi – amper (A) bo'lib, u asosiy birlik sifatida qabul qilingan. Bu birlik to'g'risida toklarning o'zaro ta'siri bilan tanishganda to'xtalamiz.

Tok zichligi birligi – amper taqsim metr kvadrat (A/m^2) bo'lib, u kuchi 1 A bo'lgan elektr tok o'tqazgichning 1 m^2 ko'ndalang kesimi bo'yicha tekis taqsimlangan holdagi tok zichligini ifodalaydi.

14.2. Elektr yurituvchi kuch va kuchlanish

Biror o'tkazgichning (14.1-rasm) A uchida ortiqcha musbat zaryad, B uchida esa ortiqcha manfiy zaryad mavjud bo'lsa, bu o'tkazgich bo'ylab uning potensiali yuqoriroq (φ_A) qismidan potensiali pastroq (φ_B) qismi tomon yo'nalgan elektr maydon vujudga keladi. Bu maydon kuchlari ta'sirida musbat zaryadlar A dan B ga qarab, manfiy zaryadlar esa B dan A ga qarab tartibli harakatga keladi, ya'ni o'tkazgich bo'ylab elektr tok o'tadi. Natijada qarama-qarshi ishorali zaryadlarning birlashuvi va o'tkazgich barcha nuqtalari potensiallarining tenglashuvi sodir bo'ladi. Bu esa o'tkazgichda elektr maydonning yo'nalishiga va elektr tokning to'xtashiga sabab bo'ladi. O'tkazgichda uzluksiz ravishda elektr tok mavjud bo'lishi uchun bu o'tkazgichni o'z ichiga olgan berk zanjirda shunday maxsus qurilma (14.2-rasmda M deb belgilangan) ishlab turishi kerakki, bu qurilma muntazam ravishda qarama-qarshi ishorali zaryadlarni ajratib turishi va o'tkazgichning A uchini musbat zaryad bilan, B uchini esa manfiy zaryad bilan doimiy ravishda ta'minlab turishi kerak. Natijada, o'tkazgich uchlarida har doim potensiallar farqi mavjud bo'lib, uzluksiz elektr tok vujudga kelishiga sharoit



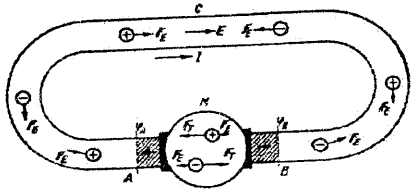
14.1-rasm.

yaratilgan bo'ladi. Bunday qurilmani *elektr tokning manbai* deyiladi. Tok manbaida zaryadlarning ajralishi biror kuch ta'sirida sodir bo'ladi albatta. Lekin bu kuch elektrostatik xarakterga ega emas, chunki elektrostatik kuch ta'sirida zaryadlar ajralmaydi, aksincha birlashadi (masalan, 2-rasmdagi tok zanjirining *ACB* qismida). Bu kuchni tashqi kuch deb atash odat bo'lgan. Elektr zaryadlarni ajratish va ko'chirish uchun tashqi kuchlar bajargan ish tok manbai energiyasining sarflanishi hisobiga (masalan, generator rotorni aylantirish uchun sarf bo'layotgan mexanik ish hisobiga yoki akkumulator va galvanik elementlarda elektrodlarning elektrolitlarda erishi jarayonida ajralib chiqadigan energiya hisobiga va hokazo) sodir bo'ladi.

Demak, berk zanjirning *BMA* qismida, ya'ni tok manbai (*M*) ning ichida boshqa turdagi (masalan, mexanik yoki kimyoviy) energiyalar hisobiga elektr energiya olinadi. Zanjirning *ACB* qismida esa elektr energiya sarflanadi, ya'ni boshqa turdagi energiyalarga aylanadi. Berk zanjirda zaryadga ham tashqi kuchlar, ham elektr maydon kuchlari ta'sir etadi. Ammo elektr maydonning q zaryadni berk zanjir bo'ylab ko'chirishda bajargan umumiy ishi nolga teng. Shuning uchun berk zanjirda bajarilgan umumiy ish faqat tashqi kuchlar manbaining energiyasi hisobiga tok manbai ichida sodir bo'ladi. 14.2-rasmdagi berk zanjir bo'ylab q zaryadni ko'chirishda tashqi kuchlar A_T ish bajargan bo'lsa, u holda

$$A_T/q=\varepsilon \qquad (14.4)$$

kattalik *tok manbaining elektr yurituvchi kuchi* deyiladi. Boshqacha qilib aytganda, *tok manbaining elektr yurituvchi kuchi tashqi kuchlar ta'sirida birlik musbat zaryadni manbani o'z ichiga olgan berk zanjir*



14.2-rasm.

bo'ylab ko'chirishda bajarilgan ish bilan xarakterlanadi. (14.4) ifodadan elektr yurituvchi kuch (qisqacha EYUK) potensial o'lchov

birliklarida o'lchanadi, degan xulosaga kelamiz, chunki potensial ham birlik zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish bilan xarakterlanar edi.

Demak, XBS da EYUK birligi qilib volt (V) qabul qilinadi: 1 V - shunday tok manbaining elektr yurituvchi kuchi (EYUK) ki, bu manbani o'z ichiga olgan berk zanjir bo'ylab 1 Kl zaryadni ko'chirishda 1 J ish bajariladi. q zaryadga ta'sir etayotgan F_T tashqi kuchni

$$F_T=qE_T \qquad (14.5)$$

ko'rinishda ifodalash mumkin. Bunda E_T bilan tashqi kuchlar maydonining kuchlanganligi belgilandi. U holda q zaryadni berk zanjir bo'ylab ko'chirishda tashqi kuchlar bajargan ish

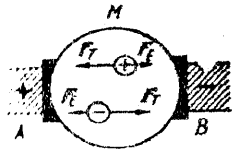
$$A_T=\oint \vec{F}_T d\vec{l}=q\oint \vec{E}_T d\vec{l}$$

bo'ladi. Shuning uchun (14.4) ifodaga asoslanib

$$\varepsilon=A_T/q=\oint \vec{E}_T d\vec{l} \qquad (14.6)$$

munosabatni hosil qilamiz. Demak, berk zanjirda ta'sir etuvchi EYUK ni tashqi kuchlar maydoni kuchlanganligi vektorining sirkulatsiyasi tarzida ifodalash mumkin.

Agar zanjirni uzsak, ya'ni *ACB* o'tkazgichni olib tashlab ochiq zanjir hosil kilsak (14.3-rasm), tashqi kuchlar ta'sirida *BMA* qismda zaryadlarning ko'chishi tufayli A nuqta musbat, B nuqta esa manfiy zaryadlar yig'ilib, bu nuqtalar orasida potensiallar farqi vujudga keladi. A va B nuqtalar orasidagi potensiallar farqi zaryadlarga ta'sir etuvchi elektr va tashqi kuchlar tenglashguncha ortib boradi. Bu kuchlar tenglashganda $\Delta\varphi=\varphi_A-\varphi_B$ maksimal qiymatga erishadi. Ochiq zanjirdagi tok manbaining EYUK manbaning qutblaridagi potensiallar farqiga teng:



14.3-rasm.

$$\varepsilon=\varphi_A-\varphi_B.$$

Endi kuchlanish tushunchasi bilan tanishaylik. Elektrostatikada A va B nuqtalar orasidagi kuchlanish deganda A va B nuqtalardagi elektr maydon potensiallarining farqi tushunilar edi. Zanjirning *BMA*

qismidagi kuchlanishning tushishi yoki oddiygina kuchlanish (U_{AB}) deganda Kulon (elektr) kuchlari va tashqi kuchlar, ya'ni $F_E+F_T=q(E+E_T)$ ta'sirida birlik musbat zaryadni zanjir bo'ylab A nuqtani B nuqtaga ko'chirishda bajarilishi lozim bo'ladigan ish bilan xarakterlanuvchi fizik kattalik tushuniladi:

$$U_{AB}=A_{AB}/q=\frac{1}{q}\left(\int_A^B \vec{F}_E d\vec{l}+\int_A^B \vec{F}_T d\vec{l}\right)=\int_A^B \vec{E}d\vec{l}+\int_A^B \vec{E}_T d\vec{l}\,. \qquad (14.7)$$

Kulon kuchlari ta'sirida birlik musbat zaryadni A dan B gacha ko'chirishda bajariladigan ish A va B nuqtalar potensiallarining farqi $\varphi_A-\varphi_B$ ga teng. Tashqi kuchlar ta'sirida birlik musbat zaryadni zanjirning tekshirilayotgan qismida ko'chirishda bajarilgan ish zanjirning shu qismidagi manbaning elektr yurituvchi kuchi ε_{AB} ga teng. Shuning uchun

$$U_{AB}=(\varphi_A-\varphi_B)+\varepsilon_{AB} \qquad (14.8)$$

Demak, zanjirning tekshirilayotgan qismidi EYUK ta'sir etmaydigan xususiy holda (ya'ni $\varepsilon_{AB}=0$ bo'lganda)

$$U_{AB}=(\varphi_A-\varphi_B)$$

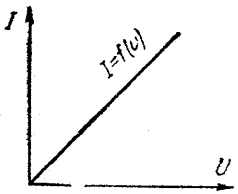
bo'ladi.

Kuchlanish ham, xuddi EYUK kabi, potensialning birliklarida, ya'ni volt (V) da o'lchanadi.

14.3. Om qonuni va uning differensial hamda integral ko'rinishi

Om qonuni zanjirning bir qismidan o'tayotgan tok kuchini shu qismning uchlaridagi kuchlanishga bog'liqligini ifodalaydi. Agar zanjirning tekshirilayotgan qismida EYUK ta'sir etmasa, zanjirning bir jinsli qismi bilan, aksincha, EYUK ta'sir etsa, zanjirning bir jinsli bo'lmagan qismi bilan ish tutayotgan bo'lamiz. Om qonuni tajribalar asosida kashf etilgan qonundir. Uning to'g'riligi ko'pgina tajribalar asosida isbotlandi. Bu qonunning mohiyati quyidagidan iborat: bir jinsli metall o'tkazgich orqali o'tayotgan elektr tokning kuchi ushbu o'tkazgichning uchlaridagi kuchlanishga to'g'ri proporsional:

$$I=U/R. \qquad (14.9)$$



14.4-rasm.

Tok kuchining kuchlanishga bog'liqlik $I=f(U)$ grafigi metall o'tkazgichlar uchun (14.4-rasm) koordinata boshidan o'tuvchi to'g'ri chiziqdan iborat bo'lar ekan. Bu to'g'ri chiziqning U o'qi bilan hosil qilgan burchagi (14.9) ifodadagi R ga bog'liq. R – o'tkazgichning elektr qarshiligi, u zaryadlarning tartibli harakatiga o'tkazgich ko'rsatadigan qarshilikni xarakterlaydi. O'tkazgich qarshiligining birligini (14.9) ifodadan foydalanib topish mumkin: ikki uchidagi kuchlanish 1 V bo'lganda 1 A tok o'tadigan o'tkazgichning elektr qarshiligi birligi sifatida qabul qilingan va unga 1 Om deb nom berilgan.

Elektr qarshilikka teskari bo'lgan $1/R$ – kattalikni *elektr o'tkazuvchanlik* deb ataladi, uning o'lchov birligi simens (Sm): 1 Sm elektr qarshiligi 1 Om bo'lgan o'tkazgichning elektr o'tkazuvchanligidir.

O'tkazgichning qarshiligi uning o'lchamlariga va ichki tuzilishiga bog'liq kattalik. Agar o'tkazgich silindrsimon shaklda bo'lsa, uning qarshiligi uzunligi l ga to'g'ri va ko'ndalang kesimi S ga teskari proporsionaldir:

$$R=\rho l/S\,, \qquad (14.10)$$

bu yerda, ρ – o'tkazgichning solishtirma elektr qarshiligi. U o'tkazgich materialining ichki xususiyatlariga va tashqi sharoitlarga bog'liq. Solishtirma elektr qarshilikka teskari bo'lgan

$$\sigma=1/\rho \qquad (14.11)$$

kattalikni *o'tkazgichning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi* deb ataladi.

Solishtirma elektr qarshilikning o'lchov birligi – Om-metr (Om·m): 1 Om·m – ko'ndalang kesimi 1 m^2, uzunligi 1 m bo'lganda 1 Om elektr qarshilikka ega bo'ladigan o'tkazgichning solishtirma elektr qarshiligidir.

O'tkazgich qarshiligi temperaturaga mos ravishda quyidagi qonuniyat bo'yicha o'zgaradi:

$$R=R_o(1+\alpha t), \qquad (14.12)$$

bundagi R_o va R – mos ravishda 0°C va t°C va temperaturadagi qarshilikning qiymatlari; α – qarshilikning temperatura koeffitsiyenti, u 1 K ga isitilganda o'tkazgich qarshiligining nisbiy o'zgarishiga miqdoran teng kattalik, sof metallar uchun $\alpha \approx 1/273$ grad^{-1}. Termodinamik temperatura T dan foydalanganda (12) munosabat quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$R=\alpha R_o T. \qquad (14.13)$$

Elektr zanjir o'zaro ulangan bir necha qarshiliklardan iborat bo'lishi mumkin. Elektr zanjirning R_1, R_2, R_3,... qarshiliklar ketma-ket ulangan qismining umumiy qarshiligi ($R_{k.k.}$) ayrim qarshiliklar yig'indisiga teng bo'ladi:

$$R_{k.k.}=R_1+R_2+R_3+... \qquad (14.14)$$

Qarshiliklari R_1, R_2, R_3,... bo'lgan o'tkazgichlarni parallel ulash tufayli vujudga kelgan zanjir qismining umumiy qarshiligiga teskari miqdor ayrim qarshiliklarga teskari bo'lgan miqdorlar yig'indisiga teng:

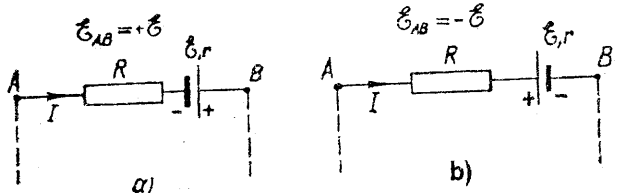
$$1/R_{par.}=1/R_1+1/R_2+1/R_3+... \qquad (14.15)$$

Tabiiyki, $R_{par.}$ ning qiymati ayrim qarshiliklarning eng kichigidan ham kichik bo'ladi.

Endi, zanjirning bir jinsli bo'lmagan qismi uchun Om qonuni bilan tanishaylik. Bu holda kuchlanish $U_{AB}=(\varphi_A-\varphi_B)+\varepsilon_{AB}$ ifoda bo'yicha aniqlanar edi. Bundan tashqari, zanjirning umumiy elektr qarshiligi ($R_{um.}$) ni hisoblayotganda tok manbaining ichki qarshiligi r ni ham hisobga olish kerak. Natijada zanjirning bir jinsli bo'lmagan qismi uchun Om qonuni quyidagi ko'rinishda ifodalanadi:

$$I=U_{AB}/R_{um.}=(\varphi_A-\varphi_B+\varepsilon_{AB})/(R+r). \qquad (14.16)$$

Mazkur ifodada I va ε_{AB} algebraik kattaliklar ekanligini nazarda tutishimiz kerak. Tekshirilayotgan zanjir qismida $\varphi_A>\varphi_B$ bo'lsin



14.5-rasm.

(14.1-rasm). U holda tokning A dan B tomon yo'nalishini musbat deb, B dan A tomon yo'nalishini esa manfiy deb qabul qilamiz. Shunga muvofiq $A \to B$ yo'nalishda ta'sir etuvchi EYUK ni musbat, $B \to A$ yo'nalishdagini esa manfiy deb olamiz. (14.16) ni, odatda, Omning umumlashgan qonuni deb ham ataladi, chunki uni elektr zanjirning ixtiyoriy qismi uchun qo'llash mumkin.

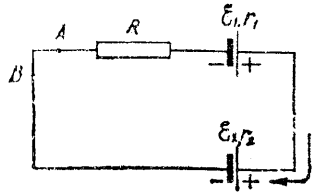
1. Zanjirning tekshirilayotgan qismida tok manbai bo'lmagan ($\varepsilon_{AB}=0$) holda (14.16) zanjirning bir jinsli qismi uchun taalluqli (14.9) ga aylanadi.

2. (14.16) ni berk zanjir uchun qo'llash maqsadida zanjirdagi A nuqtani (14.6-rasm) qo'zg'atmasdan V nuqtani A nuqta bilan ustma-ust tushguncha zanjir bo'ylab suraylik. U holda (14.16) dagi $\varphi_A-\varphi_B$ nolga teng bo'lib, berk zanjir uchun Om qonunining ifodasi quyidagi ko'rinishga keladi:

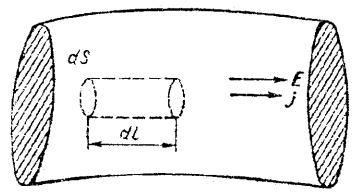
$$I=\varepsilon/(R+r), \qquad (14.17)$$

bunday ajrataylikki (14.7-rasm), bu silindrchaning yasovchilari j ga parallel bo'lsin. Bu silindrchaning ikki asosi orasidagi kuchlanish dU asosidan o'tayotgan tokning kuchi $I=jdS$. Silindrchaning qarshiligi esa $R=\rho dl/dS$. Shuning uchun bu silindrchaga Om qonunini qo'llab quyidagi ifodani yoza olamiz:

$$jdS=EdS/\rho. \qquad (14.18)$$



14.6-rasm.



14.7-rasm.

Agar $\boldsymbol{j}$ va $\boldsymbol{E}$ vektorlarning yo'nalishlari bir xil ekanligini hisobga olsak,

$$\boldsymbol{j}=\boldsymbol{E}/\rho, \qquad (14.19)$$

bo'ladi. O'tkazgich materialining solishtirma qarshiligi ρ ga teskari bo'lgan kattalikni, ya'ni $\sigma=1/\rho$ ni materialning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi deb atagandik. Zero (14.19) ifoda quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\boldsymbol{j}=\sigma\boldsymbol{E}. \qquad (14.20)$$

Bu ifoda zanjirning bir jinsli qismi uchun Om qonunining differensial ko'rinishidir. Agar zanjirning tekshirilayotgan qismi bir jinsli bo'lmasa, u holda zanjirda Kulon kuchlari bilan bir qatorda tashqi kuchlar ham ta'sir etayotgan bo'ladi. Shuning uchun zanjirning bir jinsli bo'lmagan qismi uchun Om qonunining differensial ko'rinishi quyidagicha yoziladi:

$$\boldsymbol{j}=\sigma(\boldsymbol{E}+\boldsymbol{E}_T), \qquad (14.21)$$

bundagi $\boldsymbol{E}_T$ – zanjirning tekshirilayotgan qismidagi tok manbaida ta'sir etayotgan tashqi kuchlar maydonining kuchlanganligi.

14.4. Tokning ishi va quvvati

Zanjirning bir jinsli qismidagi U kuchlanish tufayli vujudga kelgan elektr maydon o'tkazgichning ko'ndalang kesimidan dt vaqt davomida Idt zaryadni ko'chiradi. Elektr tokning dt vaqt davomida bajargan ishi

$$dA=IUdt=I^2Rdt=U^2dt/R \qquad (14.22)$$

bo'ladi. Elektr tokning quvvati esa quyidagicha aniqlanadi:

$$P=dA/dt=IU=I^2R=U^2/R. \qquad (14.23)$$

Elektr tokning ishi joul (J) larda, quvvati esa vatt (Vt) larda o'lchanadi. Lekin, amalda, elektr tokning sistemaga oid bo'lmagan vatt-soat (Vt·soat) va kilovatt-soat (kVt·soat) deb nomlangan birliklaridan keng foydalaniladi:

$$1\ \text{Vt·soat}=3{,}6\cdot10^3\ \text{J};$$
$$1\ \text{kVt·soat}=3{,}6\cdot10^6\ \text{J}.$$

Elektr tok qo'zg'almas metall o'tkazgichdan o'tayotgan holda tokning bajargan barcha ishi shu o'tkazgichning ichki energiyasining ortishiga, ya'ni issiqlik energiyasiga aylanadi. Joul va Lents aniqlagan qonunga asosan, o'tkazgichda ajralib chiqadigan issiqlik miqdori o'tkazgichning qarshiligiga, tok kuchining kvadratiga va vaqtga proporsional, ya'ni:

$$dQ=I^2Rdt. \qquad (14.24)$$

Bu qonuniyatdan foydalanib, rasmda ifodalangan elementar silindrda dt vaqtda ajralib chiqadigan issiqlik miqdorini topaylik:

$$dQ=I^2Rdt=\rho j^2dl\cdot dS\cdot dt. \qquad (14.25)$$

Agar $dl\cdot dS=dV$ – silindrchaning hajmi ekanligini hisobga olsak,

$$dQ=\rho j^2dVdt. \qquad (14.26)$$

Bu ifoda o'tkazgichning dV hajmida dt vaqt ichida ajralib chiqqan issiqlik miqdorini ifodalaydi. Shuning uchun (14.26) ni $dVdt$ ga bo'lsak, o'tkazgichning birlik hajmida birlik vaqtda ajralib chiquvchi issiqlik miqdorini xarakterlovchi kattalikni topamiz. Bu kattalik *tok issiqlik quvvatining zichligi* deb ataladi:

$$w=dQ/(dVdt)=\rho j^2. \qquad (14.27)$$

(14.19) va (14.20) ifodalardan foydalanib (14.27) ni quyidagicha ham yozish mumkin:

$$w=\boldsymbol{jE}=\sigma E^2. \qquad (14.28)$$

Bu ifoda Joul–Lents qonunining differensial ko'rinishidir.

14.5. Kirxgof qoidalari

Kirxgof qoidalari tarmoqlangan murakkab zanjir qismlarini hisoblashda qo'llaniladi.

Elektr zanjirining kamida uchta o'tkazgich tutashgan nuqtasi *tugun* deyiladi. Odatda, tugunga kelayotgan toklarni musbat ishora bilan, ketuvchi toklarni esa manfiy ishora bilan olinadi. Kirxgofning

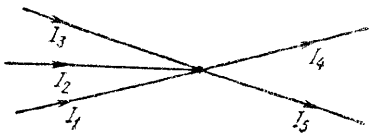
birinchi qoidasiga asosan, *tugunda uchrashuvchi toklarning algebraik yig'indisi nolga teng yoki tugunga keluvchi toklarning arifmetik yig'indisi tugundan ketuvchi toklarning arifmetik yig'indisiga teng* bo'ladi.

14.8-rasmdagi elektr tugun uchun Kirxgofning birinchi qoidasi quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$\sum_k I_k = I_1+I_2+I_3-I_4-I_5=0, \qquad (14.29)$$

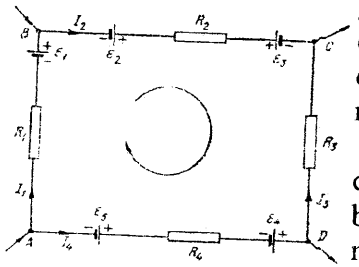
yoki

$$I_1+I_2+I_3=I_4+I_5.$$



14.8-rasm.

Kirxgof ikkinchi qoidasining analitik ko'rinishini keltirib chiqarish uchun biror murakkab tarmoqlangan elektr zanjirdan ixtiyoriy *ABCDA* berk konturni ajratib olaylik (14.9-rasm). Bu konturni ixtiyoriy yo'nalishda aylanganda qo'shni tugunlar orasidagi zanjir qismlari uchun Om qonuni (14.16) ni qo'llaymiz. Bunda quyidagi shartlarga rioya qilish kerak:


14.9-rasm.

1) zanjirning har bir qismining qarshiligi (R) deganda shu qismdagi barcha tashqi qarshiliklar va tok manbalari ichki qarshiliklarining yig'indisi tushuniladi;

2) zanjirning ayrim qismlaridagi tokning yo'nalishi konturni aylanish yo'nalishi bilan mos tushsa, bunday tokni musbat, aks holda manfiy deb hisoblanadi;

3) zanjirdagi tok manbalarining manfiy qutbidan musbat qutbi tomon yurish konturni aylanish yo'nalishi bilan mos tushsa, manbaning EYUK musbat ishora bilan, aks holda manfiy ishora bilan olinadi.

Shunday qilib,

AB qism uchun $I_1R_1=\varphi_A-\varphi_B+\varepsilon_1$,

BC qism uchun $I_2R_2=\varphi_B-\varphi_C+\varepsilon_2-\varepsilon_3$,

CD qism uchun $-I_3R_3=\varphi_C-\varphi_D$,

DA qism uchun $-I_4R_4=\varphi_D-\varphi_A-\varepsilon_4-\varepsilon_5$,

Bu tenglamalarni qo'shsak,

$$I_1R_1+I_2R_2-I_3R_3-I_4R_4=\varepsilon_1+\varepsilon_2-\varepsilon_3-\varepsilon_4-\varepsilon_5 \qquad (14.30)$$

yoki I va ε lar algebraik kattaliklar ekanligini hisobga olib, (14.30) ni quyidagi ko'rinishda yoza olamiz:

$$\sum_k I_kR_k=\sum_k \varepsilon_k. \qquad (14.31)$$

Bu ifoda Kirxgofning ikkinchi qoidasining analitik ko'rinishidir: *tarmoqlangan elektr zanjirdagi ixtiyoriy berk kontur uchun bu kontur ayrim qismlardagi tok kuchlarining mos qismlaridagi qarshiliklarga ko'paytmalarining algebraik yig'indisi ushbu konturdagi barcha EYUK larning algebraik yig'indisiga teng.*

(14.31) tenglamalar sistemasidan va tugunlar uchun yozilgan (14.29) tenglamalardan foydalanib har qanday murakkab elektr zanjir parametrlarini hisoblash mumkin.

XV BOB
MUHITLARDA ELEKTR TOKI

15.1. Metallarda elektr toki. Metallar klassik elektron nazariyasi

Metallarda elektr tok tashuvchilar elektronlar ekanligi tajribada tasdiqlangan. Metallar klassik elektron nazariyasiga Drude 1900-yil asos solgan, (1904) Lorens tomonidan rivojlantirilgan.

Kristall panjaradagi erkin elektronlar va ionlar T=0 K dan farqli t-rada issiqlik harakatda bo'ladi. Erkin elektronlar kristall panjara hajmi bo'yicha turli yo'nalishda turli to'siqlar bilan erkin harakat qiladilar, shuning uchun ularni elektron gaz deb qarab ideal gaz qonunlarini qo'llash mumkin. $\vartheta_{o'r} \sim 10^5$ *m/s*. Erkin elektronlarning issiqlik harakati tartibsiz bo'lganligi sababli o'tkazgichda elektr toki hosil bo'lmaydi.

O'tkazgichlar uchiga $\Delta\varphi$-qo'yilganda elektronlarni tartibli harakat o'rtacha tezlik $\vartheta_{o'r}=10^{-3}m/s$. Metall o'tkazgichlarda elektr signallarning bir lahzada uzatilishiga sabab, ularda elektr maydon $c=3\cdot10^8$ *m/s* tezlik bilan tarqalishidadir. E- ta'sirida elektron tezligini oladi.

$$a=\frac{F}{m}=\frac{e}{m}F \qquad (15.1)$$

Erkin elektronni ionlar bilan ketma-ket to'qnashish orasidagi vaqtni τ, bosib o'tgan masofasini l deb belgilaymiz. l-erkin yugurish yo'li

$$\tau=\frac{l}{\vartheta}$$

Ikki to'qnashish orasida elektron quyidagi maksimal tezlikka erishadi. ϑ-issiqlik harakat tezligi

$$U_{max}=a\tau=\frac{el}{m\vartheta}E$$

$$U_{o'r}=\frac{0+U_{max}}{g}=\frac{el}{2m\vartheta}E \qquad (15.2)$$

$$j=enU_{o'r}=\frac{e^2nl}{2m\vartheta}E$$

$$j=\sigma E, \qquad \sigma=\frac{e^2nl}{2m\vartheta}$$

σ - solishtirma elektr o'tkazuvchanlik, erkin yugurish yo'li proporsional bo'ladi.

15.2. Vakuumdagi elektr toki

Metall kristall panjaradan iborat bo'lib, uning tugunlarida musbat ionlar joylashgan. Ionlar orasida valent elektronlar metall ichida erkin harakat qiladi.

Metall sirtiga yaqin joylashgan va kinetik energiyasi katta bo'lgan elektronlar metalldan ajratib chiqa oladilar, natijada metall atrofida manfiy zaryadlangan qatlam hosil bo'ladi. Metall sirti esa elektronlarning bir qismini yo'qotgani uchun musbat zaryadlanadi. Shunday qilib metall-vakuum chegarasida musbat va manfiy zaryadlangan 2 ta elektr qatlam hosil bo'ladi. Bu qatlamlar potensiallar ayirmasiga metall-vakuum chegarasidagi kontakt potensiallar ayirmasi deyiladi va $\Delta\varphi$ - bilan belgilanadi.

Bu ikki qatlam orasidagi elektrostatik kuchlarni yengib elektronni metalldan ajratib chiqarish uchun ma'lum miqdorda ish bajarish kerak bo'ladi. Metalldan elektronlarni chiqarish uchun bajarilgan ishga elektronni metalldan chiqish ishi deyiladi. Chiqish ishi metallning kimyoviy tarkibiga va metall sirtining holatiga bog'liq bo'ladi.

$A = e\Delta\varphi$ - chiqish ishi quyidagi formula bilan aniqlanadi.

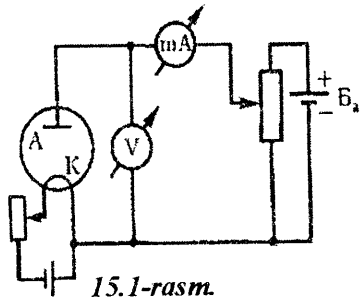
Metalldan tashqarida elektronning potensial energiyasini nol deb olsak, metall ichida $W_n=-A=-e\Delta\varphi$ ga teng bo'ladi.

Metallardagi elektronlarning potensial energiyasini grafik ravishda potensial chuquriik yordamida ifodalash mumkin.

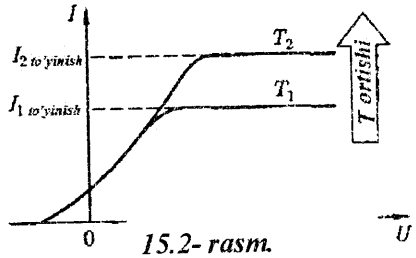
Elektronlarning energiyasi chiqish ishidan katta yoki teng bo'lgandagina ular metalldan chiqish mumkin.

$\frac{m\vartheta^2}{2} \geq A$ Bu energiyani elektronga turli usullar bilan berish mumkin. Bulardan biri metallni qizdirish. Metallarning temperaturasi ortganda undagi elektronlarning kinetik energiyasi ortadi va potensial to'siqni yenga oladigan elektronlarning soni ko'payadi. Qizdirilgan

jismlardan elektronlarning ajralib chiqish hodisasiga termoelektron emissiya hodisasi deyiladi.



15.1-rasm.



15.2- rasm.

Termoelektron emissiya hodisasini tekshirish quyidagi sxema(15.1-rasm) yordamida amalga oshiriladi.

R_n –reostat yordamida cho'g'latish tok kuchini boshqarib, cho'g'lanish temperaturasini o'zgartirish mumkin.(15.2-rasm)

U_a=0 ham katoddan ajralib chiqqan elektronlarning oz qismi anodga yetib keladi. Shuning uchun lampali diodning VAX noldan boshlanmay, balki koordinata boshidan bir oz chaproqdan boshlanadi. U_a anod kuchlanishining kichik musbat qiymatlarida anod tokining kuchi kuchlanishning $U_a^{3/2}$ ga proporsional ravishda o'zgaradi, ya'ni

$$J_a = B \cdot U_a^{3/2} \qquad (15.3)$$

bunga Lengmyur-Boguslovskiy qonuni deyiladi.

Anod kuchlanishi ortishi bilan anod tok kuchi ortib boradi va uning biror qiymatidan boshlab anod toki ortishi to'xtaydi, tokning bu qiymatiga to'yinish toki deyiladi. Anod kuchlanishining bu qiymatda berilgan temperatura uchun katoddan bir vaqtda ajralib chiqqan elektronlarning hammasi anodga o'z vaqtida yetib borib turadi va anod toki to'yinadi.

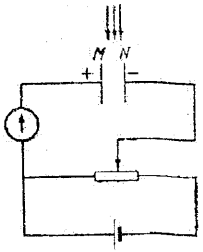
To'yinish toki temoelektron emissiyani xarakterlaydi. To'yinish tokining zichligi Richerdson-Deshman formulasi orqali aniqlanadi.

$$j_T = AT^2 e^{-\frac{e\varphi}{KT}} \qquad (15.4)$$

Bu yerda, $e\varphi$ – chiqish ishi. A – o'zgarmas kattalik.

15.3. Gazlardagi elektr toki

Gazlar orqali elektr tokning o'tishini tekshirish uchun 15.3-rasmda tasvirlangan sxema asosida elektr zanjir tuzaylik. Bu zanjirning bir qismi, ya'ni M va N plastinalar (elektrodlar) orasidagi qismi biror gazdan iborat bo'lsin. Sxemadagi galvanometr zanjir bo'ylab elektr tok oqmayotganligini ko'rsatadi, chunki oddiy sharoitlarda gazda zaryad tashuvchilar bo'lmaydi. Demak, zanjir M va N elektrodlar orasida uzilgan bo'ladi. Shuning uchun zanjir orqali elektr tok oqishini ta'minlamoqchi bo'lsak, elektrodlar oralig'iga zaryad tashuvchilar kiritish yoki biror usul bilan elektrodlar oralig'idagi gazda zaryad tashuvchilar vujudga keltirish kerak. Gazda zaryad tashuvchilar vujudga keltirishning barcha usullarini ikki guruhga ajratish mumkin:



15.3-rasm.

a) gazdagi zaryad tashuvchilar tashqi faktorlar tufayli vujudga kelishi natijasida kuzatiladigan elektr tokni *nomustaqil gaz razryad* deyiladi;

b) M va N elektrodlar orasidagi elektr maydon ta'sirida vujudga kelgan zaryad tashuvchilar tufayli kuzatiladigan elektr tokni *mustaqil gaz razryad* deyiladi.

15.4. Nomustaqil gaz razryad

Agar M va N elektrodlar orasidagi gazni qizdirsak yoki α, β, γ, rentgen, ultrabinafsha nurlar bilan nurlantirsak, gaz molekulalarining ionlashuvi sodir bo'ladi. Ionlashuv protsessining mohiyati quyidagidan iborat. Tashqi faktorlardan olgan energiya tufayli gaz molekulasidagi bir yoki bir necha elektron molekuladan ajralib chiqadi. Natijada molekula musbat zaryadlangan ionga aylanib qoladi. Ajralib chiqqan elektronlarning bir qismi neytral molekulalar bilan birlashib manfiy zaryadlangan ionlarni vujudga keltiradi. Shuning uchun ham gazdagi (ionlashish protsessiga sababchi bo'lgan tashqi faktorni *ionizator* (ionlashtiruvchi) deb ataladi.

Ionlanish protsessi bilan bir qatorda gazda rekombinatsiya protsessi ham sodir bo'ladi. Rekombinatsiya ionlanishga teskari

protsess bo‘lib, bunda musbat va manfiy ionlarning yoki elektron va musbat ionning to‘qnashuvi natijasida neytral molekulalar hosil bo‘ladi.

Shunday qilib, gazlarda ionlanish protsessida manfiy zaryad tashuvchilar (elektronlar va manfiy ionlar) hamda musbat zaryad tashuvchilar (musbat ionlar) teng miqdorda hosil bo‘ladi, rekombinatsiya protsessida esa teng miqdorda yo‘qoladi.

Ionizator ta’sirida gazning birlik hajmida birlik vaqtda n_+ dona musbat va n_- dona manfiy zaryad tashuvchilar vujudga kelayotgan bo‘lsin. Odatda $n_+=n_-$ bo‘lganligi uchun, oddiygina qilib, n juft zaryad tashuvchilar vujudga kelyapti, deylik.

Rekombinatsiya protsessi tufayli $\Delta n'$ juft ion kamayayotgan bo‘lsin. Elektr maydon tufayli musbat zaryad tashuvchilar manfiy zaryadlangan N elektrodga, manfiy zaryad tashuvchilar esa musbat zaryadlangan M elektrodga tortiladi va ularda neytrallanadi. Buning natijasida $\Delta n''$ juft ionlar kamayotgan bo‘lsin. U holda gazning birlik hajmida birlik vaqtda kamayayotgan ionlarning umumiy soni

$$\Delta n=\Delta n'+\Delta n'' \qquad (15.5)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Bu ifodadagi qo‘shiluvchilarning hissalari elektr maydonga bog‘liqligi. Ikki chegaraviy holni ko‘raylik.

1. Elektrodlarga berilgan kuchlanishning ancha kichik qiymatlarida, ya’ni kuchsiz elektr maydonlarda ionlar asosan rekombinatsiya tufayli kamayadi ($\Delta n'>>\Delta n''$). Lekin bir qism ionlar elektr maydon tufayli qarama-qarshi zaryadlangan elektrodlarga yetib boradi va kuchsiz elektr tokni vujudga kelishiga sababchi bo‘ladi. Elektr maydon ta’sirida musbat va manfiy zaryad tashuvchilar mos ravishda quyidagi tezliklar bilan harakat qiladi:

$$v_+=u_+E,$$
$$v_-=u_-E, \qquad (15.6)$$

bu ifodalarda E – elektr maydon kuchlanganligi, u_+ va u_- lar esa mos ravishda musbat va manfiy zaryad tashuvchilarning harakatchanliklari. Ionning harakatchanligi – kuchlanganligi 1 V bo‘lgan elektr maydon ta’sirida ion erishgan tezlik bilan xarakterlanib, turli gazlar uchun turlicha qiymatlarga ega bo‘ladi.

(15.6) ifoda bilan aniqlanuvchi tezliklar bilan tartibli harakat qiluvchi ionlar Δt vaqt ichida plastinalarga quyidagi zaryadlarni yetkazadi:

$$Q_+=qnv_+S\Delta t=qnu_+ES\Delta t,$$
$$Q_-=qnv_-S\Delta t=qnu_-ES\Delta t, \qquad (15.7)$$

Bunda Q_+ va Q_- – mos ravishda manfiy va musbat zaryadlangan elektrodlarga ionlar tashib yetkazayotgan zaryad miqdorlari, q – ionning zaryadi, S – elektrodning yuzi. Elektr maydon tomonidan ko‘chirilgan umumiy zaryad miqdori

$$Q=|Q_+|+|Q_-|=qn(u_++u_-)ES\Delta t \qquad (15.8)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Birlik yuz orqali birlik vaqtda ko‘chirilgan zaryad tok zichligi j ni ifodalar edi. Shuning uchun

$$j=\frac{Q}{S\Delta t}=qn(u_++u_-)E, \qquad (15.9)$$

bu ifodadagi q, u_+, u_- – lar ayni tajriba sharoiti uchun doimiy kattaliklardir. n esa unchalik katta bo‘lmagan elektr maydonlar uchun o‘zgarmas hisoblanadi. Demak, kuchsiz elektr maydonlarda (15.9) ifodadagi $qn(u_++u_-)=\sigma$ Ko‘paytuvchini o‘zgarmas kattalik deb hisoblash mumkin. U holda (15.9) ifoda gazlar orqali o‘tuvchi elektr tok uchun Om qonunini ifodalaydi:

$$j=\sigma E. \qquad (15.10)$$

2. Endi M va N elektrodlarga berilgan kuchlanish yetarlicha katta bo‘lgan holni ko‘raylik. Bu holda elektr maydon ta’sirida ionlar ancha katta tezliklarga erishadi. Shuning uchun ionizator ta’sirida vujudga kelayotgan ionlarning deyarli hammasi rekombinatsiyalashishga ulgurmasdanoq elektrodlarga yetib oladi.

Ionizator ta’sirida gazning birlik xajmida birlik vaqtda n juft ion vujudga keladi, deb hisoblangan edi. U holda bir-biridan l uzoqlikda joylashgan S yuzli ikki elektrod orasidagi hajm $S\cdot l$ ga teng bo‘lganligi uchun, bu ikki elektrod oralig‘ida Δt vaqt ichida umumiy zaryadi

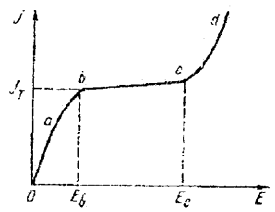
$$Q=qnSl\Delta t \qquad (15.11)$$

bo‘lgan ionlar vujudga keladi. Bu ionlarning hammasi tok tashishda qatnashayotganligi uchun gaz orqali o‘tayotgan elektr tokning

qiymati ***to'yinish toki*** deyiladi va bu to'yinish tokining zichligi uchun quyidagi ifoda o'rinlidir:

$$j_{tuy}=\frac{Q}{S\Delta t}=qnl. \qquad (15.12)$$

15.4-rasmda nomustaqil gaz razryadda elektr maydon kuchlanganligi qiymatiga bog'liq ravishda tok zichligining o'zgarishini tasvirlovchi grafik chizilgan. Grafikning *Oa* qismi kuchsiz elektr maydonga mos keladi. Bunday maydonlarda zaryad tushuvchilar kichik tezliklar bilan harakatlanib, ko'pincha elektrodlarga yetib bormasdanoq, rekombinatsiyalashadi. Lekin elektr maydon kuchaygan sari ionlar tezligi ortib ularning rekombinatsiyalashuv ehtimolligi kamayib boradi. Bu esa tokning ortishiga sabab bo'ladi. Bu sohada j va E orasidagi bog'lanish Om qonuniga bo'ysunadi, *ab* qismda esa j ning E ga chiziqli bog'liqligi buziladi. Grafikning bu qismini *oraliq soha* yoki *o'tish sohasi* deyiladi. *bc* qismi to'yinish tokiga mos keladi. Maydon kuchlanganligi $E_b \le E \le E_c$ bo'lganda ionizator ta'sirida vujudga kelgan ionlarning hammasi tok tashishda qatnashadi. Lekin maydon kuchlanganligi E_c dan ortganda zarbdan ionlanish tufayli tok keskin ortib ketadi (rasmdagi *cd* qism).



15.4-rasm.

15.5. Mustaqil gaz razryad

Tashqi ionizator ta'sir qilmasa ham, nihoyat kuchli elektr maydonlar ta'sirida zaryad tashuvchilar vujudga kelishi mumkin. Zaryad tashuvchilarning vujudga kelishini ta'minlovchi asosiy protsesslar quyidagilardan iborat.

1. *Zarbdan ionlanish.* Oddiy sharoitlardagi gazda turli sabablar tufayli vujudga kelgan elektronlar va ionlar mavjud. Lekin ularning soni nihoyat darajada kam bo'lganligi uchun oddiy sharoitlardagi gaz amalda elektr tokni o'tkazmaydi, deyish mumkin. Kuchlanganligi E bo'lgan elektr maydonga q zaryadli tok tashuvchi (ion yoki elektron) ga qE kuch ta'sir etadi. Bu kuch ta'sirida tok tashuvchi ikki ketma-ket to'qnashuv orasida erkin bosib o'tilgan l yo'lda

$$W_k=qEl \qquad (15.13)$$

kinetik energiyaga erishadi. Agar bu energiya gaz molekulasining ionlanishi uchun bajarilishi lozim bo'lgan A_i ishdan katta bo'lsa, ya'ni

$$W_k \ge A_i \qquad (15.14)$$

ish bajarilsa, tok tashuvchining neytral molekula bilan to'qnashishi natijasida molekula ikki qismga – erkin elektronga va musbat zaryadlangan ionga ajraladi. Bu protsessni *zarbdan ionlanish* deyiladi. Yangi vujudga kelgan tok tashuvchilar ham o'z navbatida elektr maydon tomonidan tezlatiladi. Shuning uchun ular yana ionlanishiga sababchi bo'lishi mumkin. Shu tariqa gazda ionlanish nihoyat katta qiymatlarga erishadi. Bu hodisa tog'lardagi qor ko'chkisini eslatadi. Ma'lumki, qor ko'chkisining vujudga kelishiga bir siqimgina qor sababchi bo'la oladi. Shuning uchun yuqorida bayon etilgan protsess ionlar ko'chkisi (quyuni) deyiladi.

2. *Ikkilamchi elektron emissiya.* Gazdagi musbat zaryadli ionlar elektr maydon ta'sirida ancha katta energiyalarga erishgach, manfiy elektrodga urilishi natijasida elektroddan elektronlar ajralib chiqadi. Bu hodisani ikkilamchi elektron emissiya deyiladi.

3. *Avtoelektron emissiya.* Bu hodisa nihoyat kuchli elektr maydonlarda ($E \sim 10^8$ V/m) sodir bo'ladi. Bunda nihoyat kuchli elektr maydon metallardan elektronlarni yulib (tortib) oladi, deyish mumkin.

4. *Fotoionlanish.* Zarbdan ionlanish natijasida vujudga kelgan ion uyg'otilgan holatda bo'lishi mumkin (uyg'otilgan holatdagi sistemaning energiyasi asosiy holatdagiga qaraganda kattaroq bo'ladi). Bu ion uyg'otilgan holatdan asosiy holatga o'tayotganda qisqa to'lqin uzunlikli nur chiqaradi. Bunday nur energiyasi molekulaning ionlanishiga yetarli bo'lib qolganda fotoionlanish hodisasi ro'y beradi.

5. *Termoelektron emissiya.* Manfiy elektrod temperaturasi yetarlicha yuqori bo'lgan hollarda termoelektron emissiya tufayli anchagina elektronlar vujudga keladi.

Mustaqil gaz razryadlarning ba'zi turlari bilan tanishaylik. Oldin oddiy atmosfera bosimlaridagi gazlarda ro'y beradigan razryadlarni tekshiramiz.

1. *Toj razryad.* Razryadning bu turi vujudga kelganda elektrodlar yaqinida xuddi quyosh tojiga o'xshagan nurlanish kuzatiladi. Toj razryad vujudga kelishi uchun nihoyat kuchli notekis

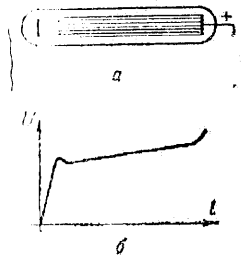
elektr maydon mavjud bo'lishi shart. Masalan, katta kuchlanishli elektr toklarni o'tkazuvchi simlarni ko'raylik. Sim va yerni kondensatorning ikki qoplamasi deb qarash mumkin. Bu kondensatordagi elektr maydon notekis bo'lib, maydon kuchlanganligi sim yaqinida juda katta qiymatga erishadi. Bu sohadagi gaz elektr maydon ta'sirida nihoyat intensiv ravishda ionlashadi. Shuning uchun bu sohada simni har tomondan o'rab olgan nurlanish, ya'ni mustaqil gaz razryad kuzatiladi. Bu esa elektr energiyaning isrof bo'lishiga sabab bo'ladi. Toj razryad faqat simlar atrofidagina emas, balki kuchli va notekis elektr maydon vujudga kelgan elektrodlar atrofida ham vujudga keladi. Masalan, elektrodning biror qismi egrilik radiusi kichik bo'lgan uchlikka ega bo'lsa, bu sohada (uchlikda) elektr zaryadning konsentratsiyasi juda ortib ketadi. Shuning uchun bu uchlik atrofida nurlanish kuzatiladi. Toj razryad kema machtalarining, daraxtlarning uchlarida ham kuzatiladi. Qadim vaqtlarda bu hodisalarni «avliyo Elma chiroqlari» deb atashgan.

2. *Uchqunli razryad* (*uchqun*). Kondensator qoplamalari yoki induksion g'altak chulg'amining ikki uchi orasidagi kuchlanish nihoyat katta ($3 \cdot 10^6$ V/m) bo'lganda gazning turtki ravishda zarbdan ionlanishi natijasida qisqa vaqtli razryad – uchqun vujudga keladi. Eng ulkan uchqun razryad – yashindir. Yashin bulutlar orasida yoki bulut bilan Yer oralig'ida katta potepsiallar farqi vujudga kelishi natijasida paydo bo'ladi. Uchqun yaqinidagi gaz yuqori temperaturalargacha qiziydi va keskin kengayadi. Bu esa o'z navbatida tovush to'lqinlarining vujudga kelishiga sababchi bo'ladi. Yashinning uzunligi 50 kilometrgacha, tok kuchi 20000 A gacha yetadi. Shuning uchun ham yashin tufayli vujudga keladigan tovush, ya'ni momakaldiroq juda kuchli bo'ladi.

15.5-rasm.

3. Yoy *razryad* (*elektr yoyi*). Agar 15.5-rasmda tasvirlangan elektrodlarni bir-biriga tegizsak va elektr tok o'tkazsak, elektrodlarning bir-biriga tegib turgan uchlari qiziydi. So'ng ularni bir-biridan bir oz uzoqlashtiraylik. Katod bo'lib xizmat qiluvchi elektrod juda ko'p termoelektronlar chiqaradi. Bu termoelektronlar elektrodlar oralig'idagi gazni ionlashtiradi. Natijada elektrodlar orasida yoy shaklidagi kuchli (ko'zni qamashtiradigan darajada yorug') shu'la

paydo bo'ladi. Buni elektr yoyi yoki Petrov yoyi deyiladi. Elektr yoyi uchqundan farqli o'laroq, uzluksiz davom etadi. Tajribalar asosida yoy razryad unchalik katta bo'lmagan kuchlanishlarda (~40 V) sodir bo'lishi aniqlandi. Lekin tok kuchi katta (~3000 A) bo'lishi mumkin. Elektrodlarning temperaturalari (2500÷4000)°C gacha ko'tariladi. Temperaturaning bu qadar ko'tarilishi metallarni elektr payvandlashda, kuchli yorug'lik tarqatilishi esa yoy lampalarda foydalaniladi.



15.6-rasm.

Endi siyraklashtirilgan gazlarda kuzatiladigan razryad bilan tanishaylik. 15.6*a*-rasmda tasvirlangan shisha naychaning ikki tomoniga metall elektrodlar kavsharlangan. Bu naycha ichidagi gaz bosimi 0,1 mm simob ustuniga, elektrodlarga berilgan kuchlanish bir necha yuz voltga teng bo'lganda naychadagi gazda mustaqil razryad kuzatiladi. Razryad tuzilishining mayda tafsilotlari bilan qiziqmay, uni ikki qismdan iborat deb ko'rishimiz mumkin. Katodga yaqin joylashgan nurlanish sodir bo'lmayotgan sohani katod qorong'i fazosi deyiladi. Razryadning qolgan (anodgacha davom etgan) qismida miltillagan nurlanish kuzatiladi. Razryadning bu qismini nurlanuvchi anod ustuni deyiladi. *Lekin razryad* deb nomlangan bu razryadda katod hamma vaqt sovuqligicha qoladi. U holda ionlar qanday vujudga keladi? Bu savolga javob berish uchun katod bilan anod oralig'idagi nuqtalarda potensialning o'zgarishi bilan tanishaylik. 15.6*b*-rasmda katod va naycha ichidagi tekshirilayotgan nuqta orasidagi kuchlanish U ni katoddan ushbu nuqtagacha bo'lgan masofa l ga bog'liqlik grafigi tasvirlangan. Bu grafikdan ko'rinishicha, potensialning asosiy tushuvi katod qorong'i fazosiga to'g'ri keladi. Shuning uchun ham uni katod potensial tushuvi deb ataladi. Katod tomon tortilayotgan musbat ionlar bu sohada katta energiyalarga erishadi va katodga urilgach, undan bir necha elektron ajralib chiqishiga sababchi bo'ladi. Bu elektronlar o'z navbatida katod potensiali ta'sirida tezlashib gaz molekulalari bilan to'qnashganda zarbdan ionlanishni vujudga keltiradi. Vujudga kelgan yangi ionlar yana katod tomon intiladi, katod potensiali ta'sirida yana tezlashadi, katoddan elektronlarni urib chiqaradi va hokazo. Demak, elektrodlar oralig'ida kuchlanish

mavjud bo'lsa, razryad uzluksiz davom etaveradi. Shuni ham qayd qilib o'taylikki, fanda elektronlar bilan birinchi tanishuv yuqorida bayon etilgan tajribadagi katoddan ajralib chiqayotgan elektronlar oqimini tekshirish natijasida ro'y bergan. Shuning uchun bu elektronlar oqimi katod nurlari deb atalgan. Katoddan elektronlarni urib chiqarayotgan musbat ionlar esa anod nurlari deb atalgan.

Naychadagi gazni o'zgartirganda nurlanishning rangi ham o'zgaradi. Masalan, neon – qizil, argon – ko'kish, geliy – sariq rangdagi nurlanish beradi. Lekin razryadning bu xususiyatlaridan kunduzgi yorug'lik lampalarida, vitrinalarni yoritish, bezash maqsadlarida foydalaniladi.

15.6. Plazma va uning xossalari

Yuqori darajada ionlashgan, lekin kichik makroskopik hajmda elektroneytral bo'lgan gaz *plazma* deb ataladi. Agar gazning barcha molekulalari ionlashgan bo'lsa, ya'ni ionlashganlik darajasi birga teng bo'lsa, *to'liq ionlashgan plazma* deyiladi. Boshqa hollarda qisman ionlashgan plazma bilan ish ko'rilayotgan bo'ladi. Plazmani ikki usul bilan hosil qilish mumkin:

1. O'ta yuqori temperaturalargacha qizdirilgan gaz molekulalari o'zaro to'qnashuvi tufayli ionlanish sodir bo'ladi. Masalan, $T \geq 10000$ K da har qanday jism plazma holatida bo'ladi. Barcha yulduzlar, xususan quyosh ham, ana shunday yuqori temperaturali plazmadan iboratdir.

2. Gazdan elektr tok o'tishi (elektr razryad) jarayonida ham plazma hosil bo'ladi. Gaz razryadli plazma elektronlar va ionlar gaz razryadni vujudga keltirayotgan elektr tok manbaidan doimo energiya olib turadi. Natijada ionlar va elektronlarning temperaturalari keskin farq qiladi, chunki elektronlar elektr maydonda ko'proq tezlashadi. Masalan, yolqin razryadda elektronlar temperaturasi ~10000 K bo'lsa, ionlar temperaturasi ~2000 K dan ortmaydi.

Yerning ionosferasidagi plazma Quyosh nurlanishi tufayli atmosferadagi gaz molekulalarining fotoionlashuvi natijasida vujudga keladi. Shuning uchun plazmaning bu turi gaz razryadli plazmadan farq qiladi.

Plazma zarralari, xuddi oddiy gaz molekulalariga o'xshash bo'lib harakatda bo'ladi. Lekin neytral molekulalardan tashkil topgan oddiy gazdan farqli ravishda plazma radioto'lqinlarni qaytaradi. Buning sababi plazmaning elektromagnit maydon bilan o'zaro ta'sirlashuvidir.

Plazmaning eng asosiy xususiyati – uning kvazineytralligidir. *Kvazineytrallik* tushunchasi bilan elektronlar bir xil ionlardan iborat bo'lgan plazma misolida tanishaylik. Bunday plazmada elektronlarning issiqlik harakat tezliklari ionlarnikidan kattaroq bo'ladi. Shuning uchun elektronlar plazmadan tezroq chiqib ketishi va natijada plazmada ionlar miqdorining ortib ketishi tufayli elektr maydon vujudga kelishi lozim edi. Lekin plazmada katta elektr maydonlar vujudga kelmas ekan. Buning sababi quyidagida: plazmaning biror qismida ionlarning to'planib qolishi natijasida vujudga kelgan elektr maydon chiqib ketayotgan elektronlarga to'sqinlik qiluvchi ta'sir ko'rsatadi, so'ng ularni orqasiga qaytaradi. Shu tufayli elektronlarning tebranma harakati vujudga keladi. Bu tebranishlarning chastotasi va amplitudasini topaylik.

Zichligi n_e bo'lgan elektronlarning x masofaga siljishi natijasida vujudga kelgan elektr maydon (bu maydonni birinchi yaqinlashuvda yassi kondensator plastinkalari oralig'idagi elektr maydonga o'xshatsa bo'ladi) kuchlanganligi

$$E=\sigma/\varepsilon_0=-\frac{en_e x}{\varepsilon_0} \qquad (15.15)$$

ga teng bo'ladi. Bu maydonda elektronga

$$F=eE=-\frac{e^2 n_e x}{\varepsilon_0} \qquad (15.16)$$

kuch ta'sir etadi. Bu kuch miqdoran siljishga proporsional va siljish yo'nalishiga qarama-qarshi yo'nalgan. U garmonik tebranishlarni vujudga keltiruvchi kvazielastik kuch ($F=-kx$)ga o'xshashdir. Shuning uchun bu kuch ta'sirida elektron oldinga va orqaga

$$\omega_{pl}=\sqrt{\frac{e^2 n_e}{\varepsilon_0 m_e}} \qquad (15.17)$$

chastota bilan harakat qiladi. Bu harakatni *plazma tebranishlari*, ω_{pl} ni esa *plazma chastotasi* yoki *lengmyur chastotasi* deyiladi. Albatta, elektronlar bilan ionlar to'qnashuvi natijasida elektronlarning tebranma harakati so'nadi.

Plazma tebranishlari sodir bo'ladigan masofani quyidagi mulohazalar asosida topamiz: elektr maydonda x masofaga siljigan elektron

$$A=F\cdot x=\frac{e^2 n_e x^2}{\varepsilon_o} \qquad (15.18)$$

ish bajaradi. Bu ish shu elektron kinetik energiyasining o'rtacha o'zgarishi (taxminan kT_e ga teng) hisobiga bajariladi. Shuning uchun

$$\frac{e^2 n_e x^2}{\varepsilon_o}=kT_e.$$

Bundan

$$x^2=\frac{\varepsilon_o kT_e}{e^2 n_e}. \qquad (15.19)$$

Bu ifoda issiqlik harakati tufayli plazmada zaryadlar fazoviy ajraladigan masofaning maksimal qiymatini aniqlaydi. Odatda, uni *debay radiusi* (λ_D) deb ataladi:

$$\lambda_D=\sqrt{\frac{\varepsilon_o kT_e}{e^2 n_e}}. \qquad (15.20)$$

Shunday qilib, debay radiusi zaryadlarning fazoviy ajralish masshtabini, plazma chastotasi esa zaryadlarning ajralmagan holatga qaytish davrini, ya'ni plazmaning zaryad jihatdan neytralligini tiklash davrini xarakterlaydi. Bu ikki kattalik plazmaning asosiy xarakteristikalari hisoblanadi.

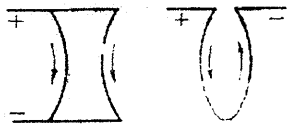
Xulosa qilib aytganda, elektronlar va ionlardan iborat gazni, bu gaz egallagan hajmning chiziqli o'lchamlari debay radiusidan katta bo'lgandagina (faqat shu holdagina kvazineytrallik sharti bajariladi) plazma deb atash mumkin.

Hozirgi vaqtda plazmadan ikki yo'nalishda foydalanish mo'ljallanyapti: 1) boshqariluvchi termoyadro reaksiyalarida; 2) magnitogidrodinamik generatorlarda (MGDG).

XVI BOB
VAKUUMDAGI MAGNIT MAYDONI

16.1. Magnit maydon induksiya vektori

Oddiy magnit hodisalar bizning eramizdan ilgari ham ma'lum bo'lgan. Lekin elektr tok va magnit hodisalar orasida bog'lanish borligi to'g'risidagi faktlar XVIII asrga taalluqlidir. Fransuz fizigi Arago «Momakaldiroq va yashin» deb nomlangan kitobda yashin urgan kemadagi magnit kompaslarning ishdan chiqqanligini, ya'ni bu kompaslardan ikkitasi shimol o'rniga janubni, bittasi esa g'arbni ko'rsatadigan bo'lib qolganligini yozadi. Shu kitobda yashin urgan uydagi po'latdan yasalgan pichoq, vilka kabi buyumlarning magnitlanib qolganligi to'g'risida ham axborotlar bor. Hozirgi vaqtda o'rta maktab fizika kursi hajmida ma'lumoti bo'lgan har bir odam Aragoning kitobida bayon etilgan bu hodisalarni oddiygina tushuntira oladi: yashin – gaz orqali o'tuvchi elektr tok, yuqorida bayon etilgan hodisalar esa elektr tokning magnit ta'siridir.



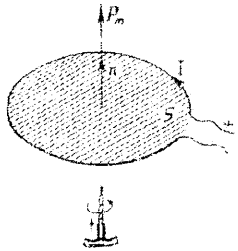
16.1-rasm.

Lekin elektr tokning bu xususiyati faqat 1820-yilda daniyalik fizik Ersted tomonidan aniqlandi va o'rganildi. Erstedning bu kashfiyoti fizika fanining rivojlanishida katta turtkilardan biri bo'ldi. Natijada Amper, Bio, Savar, Laplas, Faradey kabi olimlar elektromagnetizm hodisalarini o'rganib, muhim kashfiyotlar qildilar. Biz elektromagnetizm hodisalarini o'rganishni birinchi marta Amper tomonidan aniqlangan parallel toklarning o'zaro ta'siridan boshlaymiz. Agar ikki parallel uzun o'tkazgichlardan o'tuvchi toklarning yo'nalishlari bir xil bo'lsa (16.1*a*-rasm), bu o'tkazgichlar bir-biri tomon tortiladi. Aksincha, o'tkazgichlardagi toklarning yo'nalishlari qarama-qarshi bo'lsa (16.1*b*-rasm), bu tokli o'tkazgichlar bir-biridan qochadi. Toklarning o'zaro ta'siriga sabab – toklar atrofidagi fazoda alohida tabiatli *magnit maydonning* paydo bo'lishidir. Boshqacha aytganda, toklarning har biri o'z atrofidagi fazoda magnit maydon hosil qiladi va bu maydon ikkinchi tokka ta'sir ko'rsatadi. Ikkinchi tomondan, har qanday elektr tok elektr zaryadlarning tartibli harakati deb qaralmog'i lozim. Shuning uchun

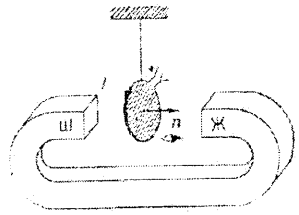
elektr tokning barcha turlari, ya'ni o'tkazgich orqali elektr tok, elektrolit va gazlardagi elektr tok, vakuumdagi elektr tok, konveksion toklar atrofidagi fazoda magnit maydon vujudga keladi. Haqiqatan, 1901-yilda Eyxenvald o'z tajribasida zaryadlangan jismlarning harakati tufayli sodir bo'ladigan konveksion tokning magnit ta'siri o'tkazgich orqali o'tuvchi elektr tokning magnit ta'siriga ekvivalent ekanligini tasdiqladi. 1911-yilda Ioffe vakuumda harakatlanayotgan elektronlar oqimi ustida tajriba o'tkazib, elektronlar oqimi va o'tkazgich orqali o'tuvchi elektr tokning magnit ta'siri bir xil ekanligini tasdiqladi. Magnit maydon, shuningdek, doimiy magnitlar tufayli ham vujudga keladi.

Magnit maydon, xuddi elektr maydon kabi, fazoning qandaydir modda yoki maydon ishg'ol etgan qismlarida ham mavjud bo'laveradi. Oldin havosiz bo'shliq – vakuumdagi magnit maydon bilan shug'ullanaylik.

Elektrostatik maydonni tekshirganimizda, maydonning biror tekshirilishi lozim bo'lgan nuqtasiga kiritilgan nuqtaviy «sinov zaryad» dan foydalangan edik. Bu zaryadga maydon tomonidan ta'sir etuvchi kuch maydonning ushbu nuqtasining xarakteristikasi sifatida qabul qilingan edi. Magnit maydonni tekshirishda sinovchilik vazifasini magnit strelka (strelka shaklidagi kichkina doimiy magnit) yoki «sinov kontur» deb ataladigan tokli berk kontur (16.2-rasm) bajaradi. Sinov konturning o'lchamlari mumkin qadar kichik bo'lishi, undan o'tayotgan tok kuchi ham yetarlicha zaif bo'lishi kerak, chunki sinov kontur tekshirilayotgan magnit maydon xususiyatlarini sezilarli darajada o'zgartirmasligi lozim. Sinov konturning fazodagi vaziyati uning sirtiga o'tkazilgan normal bilan aniqlanadi. Normalning musbat yo'nalishi tarzida konturdagi tok yo'nalishi bilan O'ng vint



16.2-rasm.



16.3-rasm.

qoidasi asosida bog'langan yo'nalish qabul qilinadi. Buning uchun kontur sirtiga o'tkazilgan normal bo'ylab o'ng vintni joylashtirish va uni konturdagi tok yo'nalishida burash kerak. Vintning ilgarilanma harakati musbat normal yo'nalishini ko'rsatadi.

Konturning xarakteristikasi sifatida (xuddi sinov zaryadning xarakteristikasi – uning zaryad miqdori q kabi) konturdan o'tuvchi tok kuchi I bilan kontur yuzi S ko'paytmasiga miqdoran teng bo'lgan va konturning musbat normali bo'ylab yo'nalgan

$$\boldsymbol{p}_m = I \cdot S \cdot \boldsymbol{n} \qquad (16.1)$$

vektordan foydalaniladi. $\boldsymbol{p}_m$ ni konturning magnit momenti deb ataladi. (16.1) dagi $\boldsymbol{n}$ – musbat normal yo'nalishidagi birlik vektor.

Magnit maydon, masalan, doimiy magnit qutblari orasida mavjud bo'lgan magnit maydon (16.3-rasm) biror nuqtasini tanlaylik. Bu nuqtadaga magnit momentlari turlicha bo'lgan sinov konturlarni navbatma-navbat kiritib o'tkazilgan kuzatuvlar asosida quyidagi xulosalarga kelindi:

1. Sinov kontur magnit maydonda shunday muvozanat vaziyatni egallaydiki, bunda uning musbat normalining yo'nalishi magnit maydonga kiritilgan magnit strelka yo'nalishiga mos bo'ladi. Bu yo'nalishni magnit maydonning tekshirilayotgan nuqtadagi yo'nalishi deb qabul qilinadi;

2. Muvozanat vaziyatidan chiqarilgan sinov konturga magnit maydon tomonidan aylantiruvchi moment $\boldsymbol{M}$ ta'sir etadiki, natijada kontur muvozanat vaziyatiga qaytadi. Maydon yo'nalishi va konturning musbat normali orasidagi burchak $\pi/2$ ga teng bo'lgan vaziyatdagi konturga magnit maydon tomonidan ta'sir etuvchi aylanma moment moduli maksimal qiymat $|\boldsymbol{M}|_{maks}$ ga erishadi;

3. Magnit maydonning ixtiyoriy tanlab olingan nuqtasiga magnit momentlarining qiymatlari $|\boldsymbol{p}_m|$ turlicha bo'lgan sinov konturlarni navbatma-navbat kiritsak, ularga ta'sir etadigan aylantiruvchi momentlarning maksimal qiymatlari $|\boldsymbol{M}|_{maks}$ ham turlicha bo'ladi. Lekin, har bir sinov konturga ta'sir etuvchi $|\boldsymbol{M}|_{maks}$ ning $|\boldsymbol{p}_m|$ ga nisbati magnit maydonning ayni nuqtasi uchun o'zgarmas kattalik bo'ladi. Magnit maydonning miqdoriy xarakteristikasi vazifasini bajaradigan bu nisbat magnit induksiyasi $\boldsymbol{B}$ deb ataladigan vektor kattalikning qiymatidir:

$$|\boldsymbol{B}| = |\boldsymbol{M}|_{maks} \times \rightarrow \cdot |\boldsymbol{p}_m| \qquad (16.2)$$

Magnit induksiya vektori B ning yo'nalishi esa M va p_m yo'nalishlari bilan quyidagicha bog'langan:

$$M=[p_m B]. \qquad (16.3)$$

Demak, magnit induksiya vektor kattalik bo'lib, uning yo'nalishi maydonning tekshirilayotgan nuqtasiga kiritilgan sinov konturning muvozanat vaziyatidagi musbat normalining yo'nalishi bilan, qiymati esa sinov konturga magnit maydon tomonidan ta'sir etadigan aylantiruvchi moment maksimal qiymatini sinov kontur magnit momentining qiymatiga nisbati bilan aniqlanadi.

XBS da kontur magnit momentining birligi – amper-metr kvadrat ($A \cdot m^2$), aylanma moment birligi esa nyuton-metr ($N \cdot m$). Shuning uchun, (16.2) ga asosan, magnit induksiya birligi sifatida magnit maydon shunday nuqtasining magnit induksiyasi qabul qilinishi kerakki, bu nuqtaga kiritilgan magnit momenti 1 $A \cdot m^2$ bo'lgan yassi konturga magnit maydon tomonidan ta'sir etadigan aylantiruvchi momentning maksimal qiymati 1 $N \cdot m$ ga teng bo'lishi lozim. Bu birlik tesla (Tl) deb ataladi:

$$1\ \text{Tl}=1\ \text{N}/(\text{A}\cdot\text{m}).$$

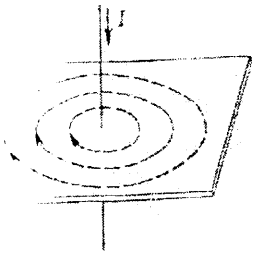
16.2. Magnit maydonni grafik usulda tasvirlash

Magnit maydonni grafik usulda tasvirlash uchun *magnit induksiya chiziqlaridan* foydalaniladi. Magnit induksiya chiziqlarini o'tkazishda quyidagi ikki shart bajarilishi kerak:

1. Magnit induksiya chizig'ining har bir nuqtasiga o'tkazilgan urinma shu nuqtagi magnit induksiya vektorining yo'nalishi bilan ustma-ust tushishi lozim;

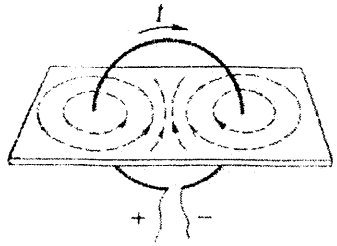
2. Magnit induksiya chiziqlarining zichligi (magnit induksiya vektoriga normal bo'lgan sirtning birlik yuzi orqali o'tuvchi magnit induksiya chiziqlarining soni) maydonning ushbu sohasidagi magnit induksiya vektorining qiymatiga proporsional bo'lishi lozim.

To'g'ri o'tkazgichdan o'tayotgan tok (bundan keyin bu tokni oddiygina qilib to'g'ri tok deb ataymiz) tufayli vujudga kelayotgan magnit maydonning grafik tasvirini quyidagi tajribada kuzatish mumkin. Gorizontal tekislik shaklidagi kartondan vertikal o'tkazgich o'tkazaylik (16.4-rasm) va kartonga yupqa qatlam qilib temir

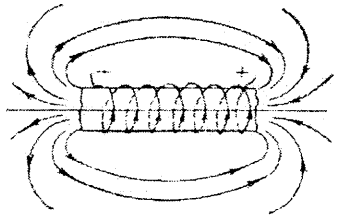


16.4-rasm.

qipiqlarini sepaylik. Agar o'tkazgichdan elektr tok o'tkazsak, kartondagi temir qipiqlari o'tkazgich atrofidagi berk chiziqlar bo'ylab joylashadi. Agar kartonni yuqoriga yoki pastga siljitsak, magnit induksiya chiziqlarining shakli o'zgarmaydi. Magnit induksiya chiziqlaridan birini tanlab olaylik va bu chiziqning turli nuqtalarida sinov konturning muvozanat vaziyatini



16.5-rasm.



16.6-rasm.

kuzatsak, ixtiyoriy nuqta konturning musbat normali magnit induksiya chizig'iga o'tkazilgan urinma bilan ustma-ust tushadi. Shunday qilib, to'g'ri tokning magnit induksiya chiziqlari markazlari o'tkazgich ustida yotgan konsentrik aylanalardan iboratdir. Magnit induksiya chiziqlarining yo'nalishini aniqlashda o'ng vint qoidasidan foydalanish kerak: agar o'ng vintning ilgarilanma harakati tokning yo'nalishi bilan mos tushsa, vint dastasining aylanish yo'nalishi magnit induksiya chiziqlarining yo'nalishini ko'rsatadi.

Aylana shaklidagi o'tkazgichdan o'tayotgan tok (bunday tokni *aylanma tok* deb ataymiz) tufayli vujudga kelayotgan magnit maydonning grafik tasviri 16.5-rasmda ko'rsatilgan. Rasmdan ko'rinishicha, magnit induksiya chiziqlari konsentrik aylanalar bo'lmasada, lekin berk chiziqlardan iborat. Bu holda o'ng vint qoidasidan quyidagicha foydalanish kerak: *agar o'ng vint dastasini aylanma tok yo'nalishida aylantirsak, vintning ilgarilanma harakati aylanma tok ichidagi magnit induksiya chiziqlarining yo'nalishini ko'rsatadi.*

Endi, bir necha o'ram izolatsiyalangan simdan iborat g'altakni ko'raylik. Bunday g'altakni *solenoid* deb ataladi. Solenoiddan o'tayotgan tokni umumiy o'qqa ega bo'lgan aylanma toklar sistemasi deb qarash mumkin. Solenoidning magnit maydoni 16.6-rasmda tasvirlangan manzarani beradi. Solenoidning ichki qismida magnit induksiya chiziqlari solenoid o'qiga parallel bo'lgan to'g'ri chiziqlar sistemasini tashkil etadi. Bu to'g'ri chiziqlar solenoid uchlariga yaqinlashgan sari egri chiziqlarga aylanib, solenoidning tashqarisida tutashadi. Solenoidning ichki qismidagi magnit maydon bir jinsli maydondir. Bu holda magnit induksiya chiziqlarining yo'nalishini, xuddi aylanma tokdagi kabi o'ng vint qoidasi asosida aniqlanadi.

Xulosa qilib aytganda, *magnit induksiya, chiziqlari magnit maydonni vujudga keltiruvchi tokli, o'tkazgichlarning shaklidan qat'i nazar berk chiziqlardir.*

16.3. Bio – Savar – Laplas qonuni

Bio va Savar turli shakldagi tokli o'tkazgichlar atrofidagi magnit maydonlarni tekshirish natijasida tokli o'tkazgichdan r masofa uzoqlikdagi nuqtaning magnit induksiyasi o'tkazgichdagi tok kuch I ga to'g'ri proporsional, r ga esa teskari proporsional ekanligini aniqladilar. Keyinchalik, Laplas ixtiyoriy shakldagi tokli o'tkazgich atrofidagi nuqtalar uchun magnit induksiyani aniqlash imkonini beradigan formulani taklif etdi. Bunda Laplas maydonlar superpozitsiyasi prinsipidan foydalandi. Bu prinsip umumiy holda quyidagicha ta'riflanadi: *bir necha toklar tufayli vujudga kelayotgan maydonning ixtiyoriy nuqtagi magnit induksiyasi* (B) *alohida toklar vujudga keltirayotgan maydonlarning ayni nuqtadagi magnit induksiyalari* (B_i) *ning vektor yig'indisiga teng bo'ladi*, ya'ni

$$\boldsymbol{B}=\boldsymbol{B}_1+\boldsymbol{B}_2+\boldsymbol{B}_3+...+\boldsymbol{B}_n=\sum_{i=1}^{n}\mathrm{B}_i . \qquad (16.4)$$

Ixtiyoriy shakldagi tokli o'tkazgichni dl uzunlikdagi elementar bo'lakchalardan iborat deyish mumkin. Bu bo'lakcha uzunligining undan o'tayotgan tok kuchi I ga ko'paytmasini, ya'ni tok oqayotgan tomonga yo'nalgan vektor Idl ni «tok elementi» deb atash odat bo'lgan. Shuning uchun ixtiyoriy shakldagi tokli o'tkazgich hosil qilayotgan maydonning biror nuqtadagi magnit induksiyasi ushbu

toki o'tkazgichning tarkibiy qismlari deb qaralayotgan tok elementlari tufayli vujudga kelishi lozim bo'lgan maydonlar magnit induksiyalarining vektor yig'indisidan iborat bo'lishi kerak, ya'ni

$$B=\sum_{i=1}^{n}\mathrm{B}_i . \qquad (16.5)$$

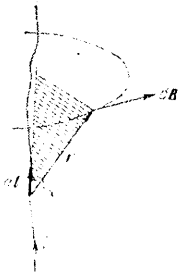
Har bir tok elementi (16.7-rasm) vujudga keltiradigan maydonning magnit induksiyasi

$$d\vec{\boldsymbol{B}}=\frac{\mu_o}{4\pi}\frac{I[\vec{dl}\cdot\vec{r}]}{r^3} \qquad (16.6)$$

munosabat bilan aniqlanadi. dB ning moduli uchun quyidagi ifoda o'rinli

$$dB=\frac{\mu_o}{4\pi}\frac{Id\,l\sin\alpha}{r^2} . \qquad (16.7)$$

Mazkur munosabatlar Bio–Savar–Laplas qonunini ifodalaydi. (16.6) va (16.7) da $\boldsymbol{r}$ – tok elementidan magnit induksiyasi aniqlanayotgan nuqtaga o'tkazilgan radius-vektor; r – shu radius-vektor moduli; α – o'tkazgich elementar bo'lakchasi dl bilan r orasidagi burchak; $\mu_o=4\pi\cdot10^{-7}$ N/A^2 esa magnit doimiysi deb ataladi.



16.7-rasm.

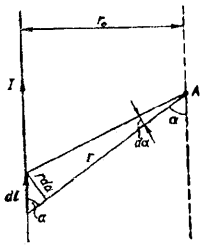
dB ning yo'nalishi dl va $\boldsymbol{r}$ vektorlardan o'tuvchi tekislikka perpendikulyar bo'ladi: O'ng vint dl yo'nalishida ilgarilanma harakatlanishi uchun vint dastasi buralishi lozim bo'lgan tomon dB ning yo'nalishini ko'rsatadi.

16.4. Turli shakldagi o'tkazgichlar atrofidagi magnit maydonini hisoblash

Bio–Savar–Laplas qonunidan foydalanib turli shakldagi tokli o'tkazgichlar maydonlarining magnit induksiyasini hisoblash mumkin. Misol tariqasida bir necha xususiy hollarni ko'raylik:

1. Cheksiz uzun to'g'ri chiziq shaklidagi o'tkazgichdan o'tayotgan I tok (to'g'ri tok) tufayli vujudga kelgan maydonning ixtiyoriy A nuqtadagi magnit induksiyasini hisoblaylik (16.8-rasm). Tanlab olingan A nuqtaning to'g'ri tokdan uzoqligi r_o bo'lsin. Tok o'tayotgan o'tkazgichni xayolan dl uzunlikdagi elementlarga

ajrataylik. Bu tok elementlari vujudga keltirgan barcha dB larning yo'nalishlari bir xil bo'lib, ular chizmaning orqa tomoniga yo'nalgan. Shuning uchun natijaviy magnit maydon induksiyasi B ham dB bilan bir xil yo'nalishga ega bo'ladi. B ning qiymati esa dB lar modullarining yig'indisidan iborat. A nuqtani r masofa uzoqlikdagi tok elementi vujudga keltirgan magnit maydon induksiyasining moduli



16.8-rasm.

$$dB=\frac{\mu_0}{4\pi}\frac{Id\,l\sin\alpha}{r^2}$$

formula asosida topilishi lozim bo'lganligi uchun B ning modulini hisoblash operatsiyasi quyidagi integrallashga keltiriladi:

$$B=\int dB=\frac{\mu_0}{4\pi}I\int\frac{dl}{r^2}\sin\alpha. \qquad (16.8)$$

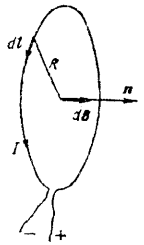
16.8-rasmdan foydalansak, bu formulaga kiruvchi r va dl larning qiymatlari

$$r=\frac{r_0}{\sin\alpha};\qquad dl=\frac{rd\alpha}{\sin\alpha}=\frac{r_0 d\alpha}{\sin^2\alpha}$$

ekanligini topamiz. Shuning uchun

$$B=\frac{\mu_0}{4\pi}\frac{I}{r_0}\int_0^{\pi}\sin\alpha d\alpha=\frac{\mu_0 I}{4\pi r_0} \qquad (16.9)$$

bo'ladi. Bu ifodada integrallash chegaralarini 0 va π deb olindi, chunki cheksiz uzun to'g'ri tokning barcha elementlari uchun α burchak shu intervalda o'zgaradi. Shunday qilib, cheksiz uzun to'g'ri tok tufayli vujudga kelayotgan maydonning ixtiyoriy nuqtasidagi magnit induksiyasi o'tkazgichdan o'tayotgan tok kuchiga to'g'ri proporsional va induksiyasi o'lchanayotgan nuqtaning o'tkazgichdan uzoqligiga teskari proporsionaldir.



16.9-rasm.

2. Radiusi R bo'lgan aylana shaklidagi o'tkazgichdan I tok o'tayotgan bo'lsin (16.9-rasm). Shu aylananing markazidagi magnit maydon induksiyasini aniqlaylik. Aylananing har bir dl elementi va radiusi R orasidagi burchak $\pi/2$ ga teng bo'lganligi uchun Bio–Savar–Laplas qonuniga asosan:

$$dB=\frac{\mu_0 I dl}{4\pi R^2}. \qquad (16.10)$$

Barcha dB lar aynan bir xil yo'nalishda, ya'ni aylana markazidan o'tuvchi musbat normal bo'ylab yo'nalgan. Shuning uchun natijaviy maydonning aylana markazidagi magnit induksiyasi:

$$B=\int dB=\frac{\mu_0}{4\pi}\frac{I}{R^2}\int_0^{2\pi R}dl=\frac{\mu_0 I}{2R} \qquad (16.11)$$

bo'ladi. Aylana shaklidagi tokli konturning magnit momenti

$$p_m=I\cdot S=I\pi R^2 \qquad (16.12)$$

bo'lganligi uchun (16.11) ni quyidagicha o'zgartirib yozish mumkin:

$$B=\frac{\mu_0}{4\pi}\frac{2p_m}{R^3}. \qquad (16.13)$$

B va p_m vektorlar konturga o'tkazilgan musbat normal n bo'ylab yo'nalgani uchun quyidagi munosabat o'rinli bo'ladi:

$$B=\frac{\mu_0}{4\pi}\frac{2\mathbf{p}_m}{R^3}. \qquad (16.14)$$

XVII BOB
MAGNIT MAYDONINING TOKLI O'TKAZGICH VA ELEKTR ZARYADLARIGA TA'SIRI

17.1. Amper qonuni

Magnit maydonda joylashgan tokli o'tkazgichga maydon tomonidan ta'sir etuvchi kuch shu maydonning magnit induksiyasi **B** ga, o'tkazgichning geometrik o'lchamlariga va undan o'tayotgan tok kuchi I ga bog'liq. Umumiy holda, ya'ni ixtiyoriy shakldagi tokli o'tkazgich bir jinsli bo'lmagan magnit maydon (**B** vektor o'zgarmas bo'lmagan) da joylashgan bo'lsa, o'tkazgichni xayolan kichik element ($d\boldsymbol{l}$) larga ajratamiz. Har bir element joylashgan sohadagi magnit maydon induksiyasini o'zgarmas deb hisoblash mumkin. Bu holda o'tkazgichning $d\boldsymbol{l}$ elementiga ta'sir etuvchi kuchni

$$d\boldsymbol{F}=I[d\boldsymbol{l}\boldsymbol{B}] \qquad (17.1)$$

ifoda bilan, uning modulini esa

$$dF=IBdl\sin\alpha \qquad (17.2)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Bu ifodalar Amper qonunini xarakterlaydi. (17.1) va (17.2) larda B – maydonning $d\boldsymbol{l}$ element joylashgan sohasidagi magnit induksiyasi, α – $d\boldsymbol{l}$ va $\boldsymbol{B}$ vektorlar orasidagi burchak.

Ta'sir etuvchi kuchning (odatda bu kuchni Amper kuchi deb ham ataladi) yo'nalishi chap qo'l qoidasi bo'yicha topiladi. Buning uchun chap qo'limizni shunday joylashtirishimiz kerakki, bunda $\boldsymbol{B}$ vektor kaftimizga kirsin, uzatilgan to'rtta barmog'imiz tokning yo'nalishi bilan mos tushsin. U holda ochilgan bosh barmog'imiz Amper kuchining yo'nalishini ko'rsatadi.

Magnit maydonnig xarakteristikasi bo'lmish B ni aniqlashda maydonning tekshirilayotgan nuqtasiga kiritilgan tokli sinov konturidan foydalangan edik va maydon tomonidan unga ta'sir etuvchi aylanma momentlarning qiymatlari to'g'risida mulohazalar yuritgan edik. Endi Amper qonuniga asoslanib, magnit maydonga turli vaziyatlarda joylashtirilgan tokli konturlarga maydonning ta'siri bilan batafsilroq tanishishimiz mumkin. Tomonlarining uzunliklari a va b bo'lgan to'g'ri to'rtburchak shaklidagi tokli kontur bilan ish ko'raylik. Kontur xOy tekislikda yotgan bo'lsin. B vektor kontur

tekisligiga perpendikular ravishda yo'nalgan xususiy holni ko'raylik. Bu holda, Amper qonuniga asosan, konturning qarama-qarshi tomonlariga o'zaro teng, lekin yo'nalishlari qarama-qarshi bo'lgan $|F_1|$, $|F_3|$, $|ba|$ va $|F_2|=|F_4|=IBb$ kuchlar ta'sir etadi. Bu kuchlarning barchasi xOy tekisligida yotibdi. Shuning uchun ular konturni cho'zishga (kengaytirishga) harakat qiladi, xolos. Agar magnit maydonning yo'nalishi teskarisiga o'zgarsa yoki kontur orqali o'tuvchi tok yo'nalishi teskarisiga o'zgarsa, kontur tomonlariga ta'sir etuvchi kuchlar ham o'z yo'nalishlarini teskarisiga o'zgartiradi. Demak, bu holda kuchlarning ta'siri konturni siqishga (toraytirishga) harakat qilishdan iborat bo'ladi.

Ikkinchi xususiy holni ko'raylik. Magnit maydonning yo'nalishi Oy o'qiga parallel bo'lsin. Bu holda konturning a uzunlikdagi tomonlariga maydon tomonidan ta'sir etuvchi kuch, (17.2) ga asosan, nolga teng, chunki bu tomonlar va B orasidagi burchak sinusi nolga tengdir. Konturning b uzunlikdagi tomonlariga esa $|F|=|F'|=IBb$ kuchlar ta'sir etadi. Bu kuchlar kontur tekisligiga perpendikulyar; ulardan biri Oz bilan bir xil yo'nalgan, ikkinchisi unga teskari yo'nalgan. Bu kuchlar – bir-biridan a masofa uzoqlikda yotuvchi nuqtalarga qo'yilgan juft kuchlardir. Mazkur juft kuch momentining moduli

$$M=F\cdot a=IBba \qquad (17.3)$$

bo'ladi. Lekin $|p_m|=IS=Iba$ ekanligini hisobga olib, (17.3) ni quyidagicha yoza olamiz:

$$M=p_mB. \qquad (17.4)$$

Bu moment tokli konturni Ox uki atrofida burishga harakat qiladi.

Yuqorida ikki chegaraviy xususiy hollarni ko'rib o'tdik. Endi, umumiy holda B vektor Oz va Oy o'qlariga parallel ham emas, perpendikular ham emas. Magnit induksiya chiziqlari va konturga o'tkazilgan musbat normal (biz tasvirlayotgan rasmlarda Oz o'qda yotibdi) orasidagi burchakni α deb belgilaylik. B ni O va Oy o'qlar bo'ylab yo'nalgan tashkil etuvchilarga ajrataylik. B_z tashkil etuvchining tokli konturga ta'siri uni kengaytirish yoki toraytirishga harakat qilishidan iborat bo'ladi. B vektorning B_y tashkil etuvchisi esa konturga moduli

$$M=p_mB_y=p_mB\sin\alpha \qquad (17.5)$$

bo‘lgan aylantiruvchi moment bilan ta’sir etadi. M, p_m, B vektorlarning yo‘nalishlarini hisobga olib (17.5) ifodani vektor ko‘rinishda yozamiz.

$$M=[p_m\cdot B]. \qquad (17.6)$$

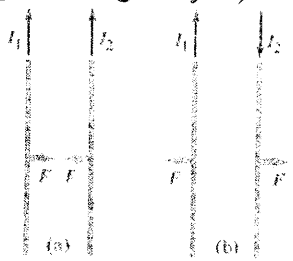
p_m va B vektorlar parallel bo‘lganda aylantiruvchi momentning qiymati nolga teng bo‘ladi. Agar p_m va B o‘zaro perpendikular bo‘lsa, aylantiruvchi moment maksimal qiymatga erishadi. (17.6) ifoda ixtiyoriy shakldagi tokli konturlar uchun ham o‘rinli.

17.2. Parallel toklarning o‘zaro ta’siri. Tok kuchining o‘lchov birligi

Ikkita o‘zaro parallel toklar bir-biri bilan ta’sirlashadi. Bu ta’sirlashuvning sababini quyidagicha talqin qilish mumkin: har bir tok o‘z atrofidagi fazoda magnit maydon vujudga keltiradi. Shuning uchun toklardan birining maydonida joylashgan ikkinchi tokka Amper kuchi ta’sir etadi. Haqiqatan, I_1 tok tufayli vujudga kelgan maydonning tokdan r_0 masofa uzoqlikda joylashgan nuqtalardagi magnit induksiyasi (17.1*a*-rasm) ning qiymati

$$B_1=\frac{\mu_0 I_1}{2\pi r_0} \qquad (17.7)$$

ifoda bilan aniqlanadi. I_2 tokning barcha dl elementlariga induksiyasi B_1 bo‘lgan birinchi tokning magnit maydoni ta’sir etadi. Shuning uchun bunday maydonda joylashgan I_2 tokning uzunligi l bo‘lgan qismiga ta’sir etuvchi kuchning qiymati, (17.2) ga asosan, quyidagicha yozilishi mumkin (B_1 va I_2 tokning yo‘nalishi orasidagi burchak $\alpha=\pi/2$ ekanligini hisobga olaylik):



17.1-rasm.

$$F_{21}=B_1I_2l\sin\alpha=\frac{\mu_0 I_1I_2}{2\pi r_0}l. \qquad (17.8)$$

...ndek shunday miqdordagi kuch bilan I_2 tok tufayli vujudga ...kazgichdagi maydon (mazkur maydon induksiyasi ham I_1 tokning ...ndan o‘tuvchi qismiga ta’sir etadi (17.1.*b*-rasm):

$$F_{12}=B_2I_1l\sin\alpha=\frac{\mu_0 I_1I_2}{2\pi r_0}l. \qquad (17.9)$$

Demak, ikki parallel cheksiz uzun to‘g‘ri toklar orasidagi o‘zaro ...ta kuchning o‘tkazgichning l o‘zunligiga to‘g‘ri keluvchi qiymati ...tkazgichlar orqali o‘tuvchi tok kuchlarining ko‘paytmasiga to‘g‘ri proporsional va toklar orasidagi masofaga teskari proporsional ...ladi:

$$F=F_{21}=F_{12}=\frac{\mu_0 I_1I_2}{2\pi r_0}l. \qquad (17.10)$$

Bu ifodaga asoslanib SI dagi asosiy birliklardan biri – tok ...chining birligi qabul qilingan: 1 amper (A) – vakuumda bir-biridan 1 m masofa uzoqlikda joylashgan, cheksiz uzun va o‘ta kichik ...alatang kesimga ega ikki parallel o‘tkazgichdan o‘tganda ...tkazgichning har 1 m uzunligida $2\cdot10^{-7}$ N ga teng o‘zaro ta’sir kuch ...qiladigan o‘zgarmas tok kuchidir.

17.3. Lorens kuchi

Yuqorida magnit maydondagi tokli o‘tkazgichga ta’sir etuvchi ...ch (Amper kuchi) bilan tanishdik. Bu kuchning vujudga kelishini ...ens quyidagicha tushuntirdi: o‘tkazgichda tok tashishda katnashib ...adi harakat qilayotgan zaryadlarga magnit maydon ta’sir etadi. ...kin bu zaryadlar o‘tkazgich sirti bilan chegaralangan hajm ichida ...kat qilayotganliklari uchun ularga magnit maydon tomonidan ...sir qilayotgan kuchlarning yig‘indisi tokli o‘tkazgichga ta’sir ...vchi kuch sifatida namoyon bo‘ladi. Shuning uchun Amper ...unini ifodalovchi (1) dan foydalanib magnit maydonda ...akatlanuvchi zaryadga ta’sir etuvchi kuchni topish mumkin. ...ning uchun o‘tkazgichdan o‘tayotgan tok kuchining qiymati

$$I=j\cdot S=qnuS \qquad (17.11)$$

...nligidan foydalanib, tok kuchi I ning o‘tkazgich elementi dl ga ...paytmasini quyidagi ko‘rinishda yozamiz:

$$Idl=qnuSdl=qnudV \qquad (17.12)$$

(17.11) va (17.12) larda j – tok zichligi, S – o'tkazgichning ko'ndalang kesimi, n – o'tkazgichning birlik hajmidagi zaryad tashuvchilarning soni, u – zaryad tashuvchining tartibli harakat tezligi, q – uning zaryadi, $dV=Sdl$ o'tkazgich elementining hajmi. Agar $n \cdot dV$ ni, ya'ni o'tkazgichning dV hajmidagi zaryad tashuvchilarning sonini dn deb belgilasak, (17.12) quyidagi ko'rinishga keladi:

$$Idl=qudn. \qquad (17.13)$$

Bu ifodani (17.1) ga qo'ysak:

$$dF=[uB]qdn. \qquad (17.14)$$

Mazkur ifoda dn dona harakatlanuvchi zaryad tashuvchiga magnit maydon tomonidan ta'sir etuvchi kuchni xarakterlaydi. Shuning uchun bir dona zaryad tashuvchiga ta'sir etuvchi kuch (bu kuchni, odatda, *Lorens kuchi* deb ataladi:

$$F_l=dF/dn=q[uB]. \qquad (17.15)$$

Lorens kuchining yo'nalishi ham chap qo'l qoidasi asosida topiladi. Lekin bu yo'nalish musbat zaryadli ($q>0$) zarralarga magnit maydonda ta'sir etuvchi kuchning yo'nalishi bo'ladi. Manfiy zaryadli ($q<0$) zarraga ta'sir etuvchi kuchning yo'nalishi esa qarama-qarshi bo'ladi. Lorens kuchi zarraning harakat yo'nalishiga perpendikulardir. Shuning uchun Lorens kuchi ta'sirida zaryadli zarra normal tezlanish oladi. Boshqacha qilib aytganda, Lorens kuchi ta'sirida zarra tezligining absolyut qiymati o'zgarmaydi, faqat uning yo'nalishi o'zgaradi, xolos. Demak, Lorens kuchi ish bajarmaydi. Boshqacha aytganda, harakatlanayotgan zaryadli zarraning kinetik energiyasini doimiy magnit maydon ta'sirida o'zgartirib bo'lmaydi.

17.4. Zaryadli zarralarning magnit maydondagi harakati

Bir jinsli magnit maydonga u tezlik bilan kirgan zaryadli zarraning harakati qanday bo'ladi? Mazkur savolga javob berish uchun, (17.15) munosabatga asoslanib, quyidagi hollarni muhokama etaylik.

1. Zaryadli zarraning harakati magnit maydon induksiyasi chiziqlari bo'ylab sodir bo'layotgan holda u va B vektorlar orasidagi

burchak 0 yoki π ga teng. Zero, (17.15) formulaga asosan, $F_l=0$. Demak, mazkur holda magnit maydon zaryadli zarraga ta'sir etmaydi, zarra magnit maydonda to'g'ri chiziqli tekis harakatini davom ettiraveradi.

2. Zaryadli zarra B chiziqlariga perpendikulyar ravishda magnit maydonga kirgan holda u va B orasidagi burchak $\pi/2$ yoki $3\pi/2$ ga teng. Shuning uchun zarraga ta'sir etadigan Lorens kuchining yo'nalishi doimo tezlikka perpendikulyar, moduli ($F_l=quB$) o'zgarmaydi. Bunday kuch ta'sirida zarra aylana bo'ylab harakatlanadi. Aylana radiusi R ni

$$quB=\frac{mu^2}{R} \qquad (17.16)$$

tenglikni yechib topish mumkin:

$$R=\frac{mu}{qB}, \qquad (17.17)$$

bunda, m – zarraning massasi, q – zarraning zaryadi.

Zarraning bir marta to'liq aylanishi uchun ketgan vaqt

$$T=\frac{2\pi R}{u}=\frac{2\pi}{(q/m)B}, \qquad (17.18)$$

zarraning aylanish davri deb ataladi, u zarraning solishtirma zaryadi (q/m) va maydonning magnit induksiyasiga bog'liq, zaryadning o'ziga esa mutlaqo bog'liq emas.

3. Zarra tezligi magnit maydon yo'nalishi bilan ixtiyoriy α burchak tashkil etsin. Bu holda tezlik vektori u ni ikki tashkil etuvchiga – B bo'ylab yo'nalgan $u_\parallel$ va B ga perpendikulyar ravishda yo'nalgan $u_\perp$ ga ajratish mumkin. Zero, zaryadli zarra $u_\parallel$ tufayli magnit induksiya Chiziqlari bo'ylab to'g'ri chiziqli tekis harakatda, $u_\perp$ tufayli esa maydonga perpendikulyar tekislikda aylana bo'ylab tekis harakatda qatnashadi. Bu ikki harakatning superpozitsiyasi (qo'shilishi) zarra harakatini tasvirlaydi: o'qi magnit maydonga parallel bo'lgan vintsimon spiral chiziq bo'yicha zarra harakatlanadi.

Harakatlanayotgan zarralarga magnit maydon ko'rsatadigan ta'sirdan siklik tezlatkichlar (siklotron, sinxrotron, sinxrofazotron),

magnitogidrodinamik generatorlarda foydalaniladi. Siklotronning tuzilishi va ishlash prinsipi bilan tanishaylik. Siklotronning asosiy qismi – kuchli elektromagnitdir. Bu elektromagnitning qutblari orasida yassi silindrik vakuum kamera joylashgan. Kamera duant deb ataladigan *D*-simon ikki bo'lak D_1 va D_2 dan iborat. Duantlar elektrodlar vazifasini ham o'taydi. Ular o'zgaruvchan kuchlanishli yuqori chastotaviy generatorning qutblariga ulangan. Shuning uchun duantlar navbatma-navbat goh musbat, goh manfiy zaryadlanib turadi. Elektr maydon faqat duantlar oralig'idagi tirqishdagina mavjud bo'ladi. Kameraga kiritilgan musbat zaryadli zarralardan birining harakatini kuzataylik. Zarra darhol manfiy zaryadlangan duant tomon tortiladi. Duant ichida zarraning harakati yo'nalishiga perpendikular bo'lgan magnit maydon zarrani aylanaviy orbita bo'ylab harakatlanishga majbur qiladi (chunki bu yerda zarraga Lorens kuchi ta'sir qiladi). Zarra yarim aylanani bosib o'tgach, yana duantlar oralig'idagi tirqishga yetib keladi. Lekin o'tgan vaqt ichida elektr maydon yo'nalishini o'zgartirgan bo'ladi. Shuning uchun zarra ikkinchi duant tomon tortilib tezlashadi. Ikkinchi duant ichida yarim aylanani bosib o'tadi va yana tirqishga yetib keladi. Bu yerda uchinchi marta tezlashadi va hokazo. Har safardan so'ng zarraning tezligi va orbitasining radiusi ortib boradi.

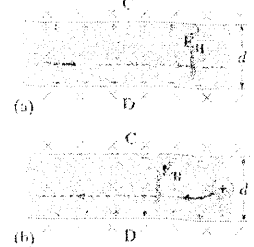
Zarraning trayektoriyasi spiralsimon shaklda yoyilib boradi va nihoyat zarra kamera devoriga yaqinlashadi. Bu yerda maxsus qurilma orqali zarralar tashqariga chiqariladi.

17.5. Xoll effekti

1880-yilda E.Xoll tomonidan aniqlangan bu effektning mohiyati quyidagidan iborat: metall yoki yarim o'tkazgichdan yasalgan plastinkani magnit maydonga shunday joylashtiraylikki, bunda magnit maydonning yo'nalishi *Oz* o'qiga, plastinkadan o'tayotgan tokning yo'nalishi esa *Oy* o'qiga mos bo'lsin. U holda tok hosil qilayotgan zaryadlarga Lorens kuchi ta'sir qilib, ularni *Ox* yo'nalishida og'diradi. Agar tok tashuvchilar manfiy zaryadli zarralar bo'lsa, ular *j* ga teskari yo'nalishda harakat qilganliklari uchun plastinkaning o'ng qirrasi tomoniga qarab og'adi. Natijada o'ng qirrada ortiqcha manfiy zaryad Xoll doimiysi deb ataladi. Xoll

doimiysi plastinka materialiga bog'liq. U ba'zi moddalar uchun musbat, ba'zilari uchun esa manfiy qiymatga ega bo'ladi.

Bu esa o'z navbatida plastinkaning chap qirrasida manfiy zaryad yetishmasligiga, ya'ni unda musbat zaryadning vujudga kelishiga sababchi bo'ladi. Agar tok tashuvchilar musbat zaryadli zarralar bo'lsa, ular elektr tok tashishda qatnashib *j* yo'nalishi bo'ylab harakat qilishlari kerak. Bu harakat magnit maydonda sodir bo'layotganligi uchun Lorentts kuchi ta'sirida zarralar plastinkaning o'ng qirrasi tomon og'adi. Natijada plastinkaning o'ng qirrasi musbat, chap qirrasi esa manfiy zaryadlanib qoladi. Shu tariqa plastinkaning o'ng va chap qirralari orasida elektr maydon (bu maydon kuchlanganligi E_x bo'lsin) vujudga keladi. Bu elektr maydonda zaryadga ta'sir etuvchi kuch (qE_x). Lorens kuchiga teskari yo'nalgan. Shuning uchun bu kuchlar miqdoran tenglashganda muvozanat vaziyati vujudga kelib, zaryadlar og'masdan tok tashish vazifasini bajaraveradi. Muvozanat vaziyatida plastinaning o'ng va chap qirralari orasida vujudga kelgan potensiallar farqi ($\Delta\varphi_x$) ni Xoll potensiallar farqi deb atash odat tusiga kirgan.



17.2-rasm. Xoll effekti(a)manfiy zaryadli zarra o'ngga yurmoqda. (b)musbat zaryadlangan zarra chapga yurmoqda.

Xoll potensiallar farqini topish uchun induksiyasi B bo'lgan magnit maydonda u tezlik bilan harakat qilayotgan q zaryadga ta'sir etuvchi Lorens kuchi va q zaryadga kuchlanganligi E_x bo'lgan Xoll elektr maydoni tomonidan ta'sir etuvchi kuchlar modullarini tenglashtiramiz, ya'ni

$$quB=qE_x$$

Bundan

$$E_x=uB$$

ekanligini topamiz.

Potensiallar farqi vujudga kelgan plastina qirralari orasidagi masofani d deb belgilasak,

$$\Delta\varphi_x=E_xd=uBd \qquad (17.19)$$

bo'ladi. Bundagi u o'miga tok zichligi ifodasi ($i=qnu$) dan topiladigan

$$u=\frac{j}{qn}$$

qiymatni qo'yib

$$\Delta\varphi_x=\frac{1}{qn}jBd \qquad (17.20)$$

munosabatni hosil qilamiz. Bu ifodadagi

$$R=\frac{1}{qn} \qquad (17.21)$$

XVIII BOB
MAGNIT MAYDON SIRKULATSIYASI VA OQIMI

18.1. Magnit maydon induksiya vektorining sirkulatsiyasi

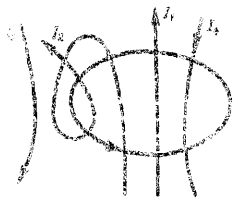
Elektrostatik maydon kuchlanganligi vektorining sirkulatsiyasi bilan magnit maydon induksiyasi vektorining sirkulatsiyasini taqqoslaymiz. Quyidagi integral **B** vektorning yopiq kontur bo'yicha sirkulatsiyasi deyiladi

$$\oint_L \vec{B}d\vec{l}=\oint_L B_l dl$$

bu yerda, $d\vec{l}$ – vektor kontur yo'nalishi bo'yicha ajratilgan elementar uzunlik, $B_l=B\cos\alpha$ — vektor **B** ning kontur yo'nalishi bo'yicha proyeksiyasi, α – **B** va $d\vec{l}$ vektorlar orasidagi burchak.

Magnit maydon induksiyasi vektorining sirkulatsiyasi haqidagi teorema(to'la tok qonuni) quyidagicha ta'riflanadi: bir necha tokni o'rab olgan ixtiyoriy berk kontur uchun magnit maydon induksiyasi vektorining sirkulatsiyasi, konturdagi toklarning algebraik yig'indisini magnit doimiyga ko'paytmasiga teng,

$$\oint_L \vec{B}d\vec{l}=\oint_L Bdl=\mu_0\sum_{k=1}^{n} I_k \text{ ,(vakuum uchun)} \qquad (18.1)$$



18.1-rasm.

bu yerda, n – L kontur ichida joylashgan tokli o'tkazgichlar soni. Tokli o'tkazgich konturni necha marta kesib o'tsa har biri hisobga olinadi. Tok musbat ishora bilan qabul qilinadi, agarda tokning yo'nalishi konturning aylanish yo'nalishi bilan o'ng vint qoidasi bo'yicha bog'langan bo'lsa, aks holda manfiy ishora bilan qabul qilinadi. Masalan 18.1-rasmda tasvirlangan

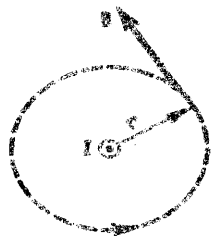
$$\sum_{k=1}^{N} I_k=I_1+2I_2-0\cdot I_3-I_4. \qquad (18.2)$$

Magnit maydon induksiyasi vektorining sirkulatsiyasi haqidagi teoremani to'g'riligini to'g'ri chiziq shaklidagi tokning magnit induksiyasini aniqlashda tekshirib ko'ramiz. Tokli o'tkazgichni r radiusli aylana shaklidagi kontur bilan o'rab olamiz. Konturning har bir nuqtasida B ning moduli bir xil bo'lib, yo'nalishi urinma bo'ylab yo'nalgan bo'ladi.

$B_l = B\cos\alpha$.

Natijada $\boldsymbol{B}$ vektorning sirkulatsiyasi

$$\oint_L B_l dl = \int_L B dl = B\oint_L dl = B\cdot 2\pi r \qquad (18.3)$$



18.2-rasm.

(18.1) ga asosan $B\cdot 2\pi r = \mu_0 I$ (vakuumda),

$B = \mu_0 I/(2\pi r)$.

Natijada to'g'ri chiziq shaklidagi tokning magnit induksiyasini aniqlaymiz.

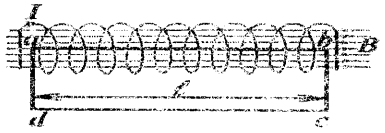
$$\oint_L E_l dl = 0$$

ekanligi elektrostatik maydonni potensial maydonligini ko'rsatsa,

B vektorning sirkulatsiyasi noldan farqli bo'lgani sababli magnit maydon uyurmaviy maydon deyiladi.

18.2. Solenoid va toroidning magnit maydoni

Solenoid – markazlari umumiy o'qda yotuvchi bir-biri bilan ketma-ket ulangan aylanma toklar yig'indisidir (18.3-rasm). Shu solenoid ichidagi magnit maydonning induksiyasi $\boldsymbol{B}$ ni hisoblash kerak. $\boldsymbol{B}$ ning yo'nalishi o'ng vint qoidasi asosida topiladi, tekshirilayotgan holda solenoid ichidagi sohada $\boldsymbol{B}$ chiziqlari chapdan o'ng tomon yo'nalgan o'zaro parallel to'g'ri chiziqlar bo'ladi. $\boldsymbol{B}$ ning qiymatini magnit induksiya vektorining berk kontur bo'yicha sirkulatsiyasini ifodalovchi



18.3-rasm.

$$\oint B_l dl = \mu\Sigma I$$

munosabatdan foydalanib topamiz. Buning uchun cheksiz uzun solenoidning n dona o'ramni o'z ichiga olgan l uzunligini xayolan ajratib, unda *abcda* berk konturni 18.3-rasmda tasvirlanganidek o'tkazaylik. Mazkur berk kontur bo'yicha $\boldsymbol{B}$ vektorning sirkulatsiyasi uchun quyidagi munosabat o'rinli:

$$\oint_{abcda} B_l dl = \int_a^b B_l dl + \int_b^c B_l dl + \int_c^d B_l dl + \int_d^a B_l dl = \mu_0 nI, \qquad (18.4)$$

bundagi I – solenoiddan o'tayotgan tok kuchi, zero *abcda* kontur qamrab olgan toklarning algebraik yig'indisi nI ga teng. Berk

konturning *ad* va *cb* qismlari B chiziqlariga perpendikulyar bo'lganligi uchun mazkur qismlarda $B_l=0$ konturning *cd* qismi joylashgan sohada esa $B=0$ bo'lganligi uchun B_l ham nolga teng. Shuning uchun (18.4) ning chap tomonidagi integraldan faqat bittasi noldan farqli. Natijada (18.4) dagi quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\int_a^b B_l dl = \mu_0 nI, \qquad (18.5)$$

Konturning *bc* qismi B ga parallel bo'lganligi tufayli bu sohada $B_l=[B]=B$ bo'ladi. Zero, (18.5) dagi integral

$$\int_a^b B_l dl = \int_a^b B dl = B\int_a^b dl = Bl, \qquad (18.6)$$

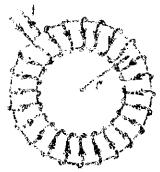
bo'ladi. (18.1) va (18.6) larni taqqoslasak,

$$Bl = \mu_0 nI,$$

yoki

$$B = \mu_0 \frac{n}{l} I = \mu_0 n_0 I, \qquad (18.7)$$

bundagi $n_0 = n/l$ – solenoidning birlik uzunligidagi o'ramlar soni, $n_0 I$ ko'paytma esa birlik uzunlikdagi amper–o'ramlar soni deb ataladi.



18.4-rasm.

Demak, cheksiz uzun solenoidning ichidagi barcha nuqtalarda B ning yo'nalishi ham, qiymati ham birday saqlanadi. Bunday maydonni bir jinsli magnit maydon deb ataladi.

Solenoidni egib shunday halqa shakliga keltiraylikki, barcha o'ramlar markazlari halqa markazidan bir xil r masofada joylashsin (18.4-rasm). Natijada toroid deb ataladigan halqasimon g'altak vujudga keladi. Magnit maydon faqat toroid ichida mujassamlashgan, B ni (18.7) formula yordamida hisoblash mumkin:

$$B = \mu_0 \frac{n}{l} I = \mu_0 n_0 I.$$

18.3. Magnit maydon oqimi. Gauss teoremasi

$\boldsymbol{B}$ vektorning dS sirt orqali oqimi yoki magnit oqim deganda

$$d\Phi_B = B_n dS \qquad (18.8)$$

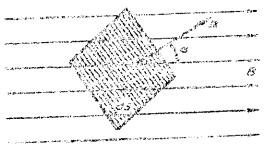
kattalik tushuniladi. Bu ifodadagi $B_n = B\cos\alpha$, u $\boldsymbol{B}$ vektorning dS sirtga o'tkazilgan musbat normal $\boldsymbol{n}$ yo'nalishiga proyeksiyasini ifodalaydi. α – sirtga o'tkazilgan musbat normal va B vektor orasidagi burchak

(18.5-rasm). B ning sirt orqali oqimi musbat ($\cos\alpha>0$ bo'lganda) va manfiy ($\cos\alpha<0$ bo'lganda) qiymatlarga ega bo'la oladi.

Magnit induksiya vektorining ixtiyoriy S sirt orqali oqimi esa

$$\Phi_B=\oint_S B_n dS$$

ifoda yordamida aniqlanadi.



18.5-rasm.

Bir jinsli magnit maydonda yassi sirt B vektorga perpendikulyar tarzda joylashgan bo'lsa (ya'ni $B_n=B=const$ bo'lgan holda), (18.8) quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\Phi_B=B\cdot S. \qquad (18.9)$$

Mazkur munosabatdan foydalanib magnit oqimning XBS dagi birligi – veber (Vb) ni aniqlash mumkin: 1 Vb – magnit induksiyasi 1 T bo'lgan bir jinsli magnit maydonda maydon yo'nalishiga perpendikulyar ravishda joylashgan 1 m^2 yuzali yassi sirtni teshib o'tadigan magnit oqimdir.

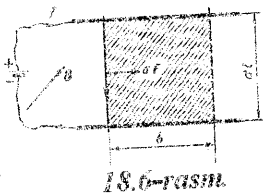
B uchun Gauss teoremasi quyidagicha ta'riflanadi: Magnit maydon induksiyasi vektorining ixtiyoriy shakldagi berk sirt orqali oqimi nolga teng:

$$\oint B_n dS=0 \qquad (18.10)$$

Mazkur teorema magnit induksiya chiziqlarining berk ekanligini, ya'ni berk sirt ichiga kirayotgan ***B*** chiziqlarining soni sirtdan chiqayotgan ***B*** chiziqlarining soniga aynan tengligini ifodalaydi.

18.4. Tokli o'tkazgichni va tokli konturni magnit maydonda ko'chirishda bajarilgan ish

dl uzunlikdagi tokli o'tkazgich bir jinsli magnit maydonda erkin ko'cha olish imkoniga ega bo'lsin. Bunday tajribani amalga oshirish uchun ikki metall sterjenni (18.6-rasm) tok manbaiga ulaylik. Sterjenlar ustiga ko'ndalang qilib joylashtirilgan dl uzunlikdagi o'tkazgichdan konturning qo'zgaluvchi qismi sifatida foydalanish mumkin. Bu tokli



18.6-rasm.

...dl... ga chizma tekisligiga perpendikulyar ravishda yo'nalgan ...maydon tomonidan ta'sir etuvchi Amper kuchining qiymati

$$dF=IBdl$$

...ga teng. Bu kuchning yo'nalishi dl elementning ko'chish yo'nalishi bilan ... tushganligi uchun bajarilgan ish

$$dA=dF\cdot b=IBdl\cdot b$$

...dan ko'rinishicha, dl elementning b masofaga ... tufayli konturning yuzi $dS=dl\cdot b$ ga ortadi. Shuning uchun ... ni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$dA=IBdS=Id\Phi. \qquad (18.11)$$

...dagi $d\Phi$ – kontur yuzining dS o'zgarishi tufayli kontur yuzini ... o'tayotgan magnit oqimning o'zgarishidir. Boshqacha ...ga, konturning qo'zg'aluvchi dl elementi ko'chish davomida ... magnit oqimdir.

Endi (18.11) dan foydalanib tokli konturni ...ayicha ko'chirishda bajariladigan ishni ...ylik.

18.7-rasm.

18.7-rasmda tasvirlangan tokli berk kontur ... chizma tekisligida ko'chayotgan bo'lsin. ... maydon induksiyasi chiziqlari chizma ...ga perpendikulyar ravishda yo'nalgan ... berk konturni xayolan ab va ca o'tkazgichlarga ajratamiz. Zero, ... berk konturni magnit maydonda ko'chirishda bajarilgan ish (dA) ... kontur tarkibiy qismlari – ab va ca tokli o'tkazgichlarni ...da bajarilgan dA_1 va dA_2 larning yig'indisi tarzida ...ishi mumkin:

$$dA=dA_1+dA_2.$$

Konturning ab qismidagi tok elementlariga ta'sir etuvchi ... (18.7-rasmda dl_1 ga magnit maydon tomonidan ta'sir etuvchi ... kuchga k.) va db ning ko'chirilish yo'nalishlari orasidagi burchak ... bo'lganligi uchun dA_1 ish musbat, uning qiymati, (18.11) ga ... kontur dan o'tayotgan tok kuchi bilan ko'chirilish jarayonida ... o'tkazgich kesib o'tadigan magnit oqim (bu oqim $aa'c'ba$ yuza ...ali o'tuvchi $d\Phi_0$ va $a'b'c'a'$ yuza orqali o'tuvchi $d\Phi_1$ magnit ...larning yig'indisidir) ko'paytmasiga teng.

$$dA_1=I(d\Phi_0+d\Phi_1) \qquad (18.12)$$

Konturning *ca* qismidagi tok elementlariga ta'sir etuvchi kuchlar (18.7-rasmdagi dl_2 ga magnit maydon tomonidan ta'sir etuvchi dF_2 kuchga k.) va *ca* ning ko'chirilish yo'nalishlari orasidagi burchak o'tmas bo'lganligi uchun dA_2 ish manfiy, uning qiymati esa I tok bilan ko'chirilish davomida *ca* o'tkazgich kesib o'tadigan magnit oqim (bu oqim *abca* yuz orqali o'tuvchi $d\Phi_1$ va *aa'c'ba* yuz orqali o'tuvchi $d\Phi_0$ magnit oqimlarining yig'indisidir) ko'paytmasiga teng.

$$dA_2=-I(d\Phi_0+d\Phi_1) \qquad (18.13)$$

(18.12) va (18.11) lar asosida (18.13) ni quyidagicha yoza olamiz:

$$dA=I(d\Phi_2-d\Phi_1). \qquad (18.14)$$

Demak, magnit maydonda tokli berk konturni ko'chirishda bajarilgan ish shu konturdan o'tayotgan tok kuchi (I) bilan kontur yuzi orqali o'tuvchi magnit oqim o'zgaruvi ($d\Phi_2-d\Phi_1$) ning ko'paytmasiga teng.

(18.14) munosabat ixtiyoriy shakldagi tokli berk konturning har qanday magnit maydondagi turli ko'chishlari ham o'rinli.

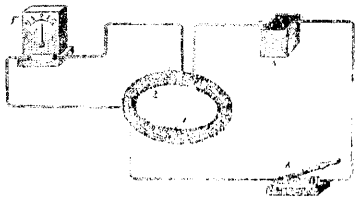
XIX BOB
ELEKTROMAGNIT INDUKSIYA HODISASI

19.1. Faradey tajribalari. Elektromagnit induksiya qonuni. Lens qoidasi

Ersted elektr tok magnit maydonni vujudga keltirishini aniqlagandan so'ng, ko'pchilik olimlar «teskari» effektni qidira boshlashdi, ya'ni magnit maydon elektr tokni vujudga keltirmasmikan, degan savolga javob qidira boshlashdi.

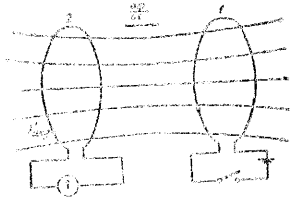
Bu savolga o'n yil davom etgan izlanishlardan so'ng Faradey javob topdi. Faradey tajribasida qo'llanilgan qurilmaning sxemasi 19.1-rasmda tasvirlangan.

Bir-biridan izolatsiyalangan ikki o'ram sim olingan. Birinchi o'ramni kalit (K) orqali o'zgarmas tok manbai (B) ga ulanadi. Ikkinchi o'ramning uchlari esa galvanometr (G) ga ulangan. Birinchi o'ramdan o'tayotgan tok kuchi o'zgarmaganda ikkinchi o'ramda hech qanday tok vujudga kelmagan. Lekin birinchi o'ramni tok manbaiga ulash va uzish vaqtida ikkinchi o'ramda qisqa muddatli elektr tok qayd qilingan. Faradey bu tokni *induksion tok* deb atadi.



19.1-rasm.

Elektromagnit induksiya deb atalgan hodisa birinchi marta shu usulda kuzatilgan edi. Keyinchalik, Faradey elektromagnit induksiya hodisasini turli variantlardagi tajribalarda ham amalga oshirdi. Masalan, birinchi o'ramdan o'tayotgan tok kuchini reostat yordamida o'zgartirish, o'ramlarni bir-biriga nisbatan harakat qildirish, o'ramlarni bir-biriga nisbatan burish orqali ham elektromagnit induksiya hodisasini kuzatish mumkin bo'ldi. Bundan tashqari Faradey birinchi o'ram o'rniga uzun sterjen shaklidagi doimiy magnitdan ham foydalandi. Doimiy magnitni g'altak (o'ram) ichida harakatlantirganda o'ram uchlariga ulangan galvanometr induksion tok vujudga kelganligini qayd qilgan. Faradey o'z tajribalarini tahlil qilib quyidagi xulosaga keldi. *Berk kontur bilan chegaralangan yuzni kesib o'tuvchi magnit oqimning o'zgarishi* (bu o'zgarish qanday usul

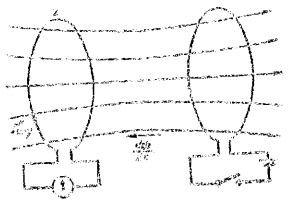


19.2-rasm.

bilan amalga oshirilishidan qat'i nazar) *natijasida konturda induksion tok vujudga keladi.*

Tokning qiymati magnit oqimning o'zgarish tezligi $\frac{d\Phi}{dt}$ ga bog'liq.

Induksion tok yo'nalishining bu tokni vujudga keltiruvchi sababga, ya'ni magnit oqimning o'zgarishiga bog'liqligini Lens tekshirdi va quyidagi qoidani aniqladi: *induksion tok shunday yo'nalgan bo'ladiki, uning xususiy magnit oqimi bu tokni vujudga keltirayotgan (induksiyalovchi) magnit oqimning o'zgarishiga to'sqinlik qiladi.* Bu qonun *Lens qoidasi* deb ataladi. Faradeyning tajribasidagi induksion tok yo'nalishini bu qoida asosida tahlil qilaylik. Birinchi o'ramni, manbaga ulash jarayonida tok kuchining qiymati noldan I gacha ortib boradi (19.2-rasmga qarang). Shuning uchun ulanish vaqtida magnit oqimning o'zgarishi 0 dan Φ gacha ortib borishdan iborat. Bu holda magnit oqimning orttirmasi $d\Phi$ musbat qiymatga ega bo'lganligi uchun, odatda $d\Phi/dt$ ning yo'nalishini Φ ning yo'nalishi (rasmdagi uzluksiz chiziqlar) bilan bir xil deb qaraladi. Ikkinchi o'ramda vujudga kelayotgan induksion tok (I'_{ind}) ning yo'nalishi shunday bo'lar ekanki, bu tok tufayli vujudga kelayotgan magnit oqim (Φ'_{ind}) ning yo'nalishi (rasmdagi punktir chiziqlar) birinchi o'ramdagi tok vujudga keltirayotgan magnit oqimga qarshi yo'nalgan bo'ladi.



19.3-rasm.

Endi, birinchi o'ramni manbadan uzish jarayonini ko'raylik (19.3-rasmga qarang). Bunda tok kuchi I dan 0 gacha kamayadi. Shuning uchun uzilish vaqtida magnit oqim Φ dan 0 gacha kamayadi. Bu holda magnit oqimning orttirmasi manfiy bo'lgani uchun, $d\Phi/dt$ va Φ yo'nalishlari teskaridir. Ikkinchi o'ramda vujudga kelayotgan induksion tok (I''_{ind}) ning yo'nalishi shunday bo'ladiki, bu tok vujudga keltirayotgan magnit oqim (Φ) birinchi o'ramdagi tok tufayli vujudga kelgan magnit oqimning kamayishini to'ldirishga harakat qiladi, ya'ni Φ''_{ind} va Φ bir tomonga yo'nalgan bo'ladi.

Demak, ikkala holda ham induksion tok tufayli vujudga kelgan xususiy magnit oqimlar (Φ'_{ind} va Φ''_{ind}) induksion tokning vujudga kelishiga sababchi bo'layotgan $d\Phi/dt$ larga qarshi yo'nalgan. Shuning uchun Lens qoidasini mazmunan yuqoridagi ta'rifga zid bo'lmagan, lekin quyidagi qulayroq shaklda ta'riflash ham mumkin: *berk konturda hosil bo'lgan induksion tok shunday yo'nalganki, induksiyalovchi magnit oqim ko'payganda induksion tokning xususiy magnit oqimi uni kamaytirishga va aksincha, kamayotganda uni ko'paytirishga intiladi.*

19.2. O'zinduksiya hodisasi. Induktivlik. Solenoidning induktivligi

Konturdan oqayotgan tok kuchi o'zgarsa, bu tok vujudga keltirayotgan magnit oqim o'zgaradi. Bu o'zgaruvchan magnit oqim esa shu kontur yuzini teshib o'tyapti. Elektromagnit induksiya hodisasining asosiy qonuniga asosan, kontur yuzi orqali o'tayotgan magnit oqim o'zgargan barcha hollarda induksiya elektr yurituvchi kuchi vujudga kelishi lozim. Shuning uchun konturdan oqayotgan tok kuchining o'zgarishi natijasida xuddi shu konturning o'zida elektromagnit induksiyasi ro'y beradi. Bu hodisani *o'zinduksiya hodisasi* deyiladi.

Masalan, konturni (g'altakni) o'zgarmas tok manbaiga ulash yoki uzish vaqtida shu konturning o'zida o'zinduksiya hodisasi kuzatiladi. O'zgaruvchan tok manbaiga ulangan konturda ham o'zinduksiya sodir bo'ladi.

Konturdan o'tayotgan tok tufayli vujudga kelayotgan magnit oqim tok kuchiga proporsional, ya'ni:

$$\Phi = LI, \qquad (19.1)$$

bu yerda, L – konturning induktivligi, u konturning shakli va o'lchamlari hamda muhitning magnit singdiruvchanligiga bog'liq kattalik. Kontur joylashgan muhitning magnit singdiruvchanligi o'zgarmasa, ayni konturning induktivligi ham o'zgarmas kattalik bo'ladi. XBS da induktivlikning birligi *genri* (Gn) deb ataladi.

O'zinduksiya elektr yurituvchi kuchining qiymatini topish uchun, Faradey–Maksvell qonuniga asosan, (19.1) dan vaqt bo'yicha

hosila olish kerak. Konturning induktivligi o'zgarmas bo'lgan hol uchun o'zinduksiya elektr yurituvchi kuchi

$$\varepsilon_{o'zind}=d\Phi/dt=-L(dI/dt)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Demak, *induktivligi* 1 *genri bo'lgan konturdan o'tayotgan tok kuchi* 1 *sekundda* 1 *amperga o'zgarsa, konturda* 1 *volt o'zinduksiya elektr yurituvchi kuchi vujudga keladi.*

19.3. Elektr zanjirni ulash va uzilishdagi toklar

Tokli konturdagi tokning har qanday o'zgarishi o'z induksiya e.yu.k ni yuzaga keltiradi, natijada konturda asosiy tokdan tashqari qo'shimcha o'zinduksiya ekstratoklari yuzaga keladi. **Lens qoidasiga** asosan ekstratoklar shunday yo'nalgan bo'ladiki, ular hamma vaqt zanjirdagi tokning o'zgarishiga to'sqinlik qiladi. Bu hol elektr zanjirni manbaga ulash va uzishda namoyon bo'ladi.

E.yu.k. ε,ga , rezistor qarshiligi R va g'altak induktivligi L bo'lgan elektr zanjirini manbadan uzishdagi tokning o'zgarish jarayoni bilan tanishamiz. Tashqi manba tufayli zanjirda o'zgarmas tok oqmoqda $I_0=\xi/R$ (manbaning ichki qarshiligini hisobga olmaymiz).

Vaqtning $t=0$ momentida zanjirni tok manbaidan uzamiz. G'altakdagi tokning kamayishi tufayli unda o'zinduksiya e.yu.k. $\varepsilon = -LdI/dt$, yuzaga keladi va Lens qoidasiga ko'ra asosiy tokning kamayishiga to'sqinlik qiladi. Ixtiyoriy vaqtda zanjirdagi tok Om qonuni orqali aniqlanadi

$$I=\xi_s/R,$$

yoki

$$IR=-LdI/dt.$$

Bu ifodani o'zgaruvchilarga ajratib ,

$$dI/I=-(R/L)dt \qquad (19.2)$$

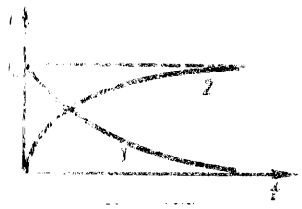
quyidagi ifodani hosil qilamiz. (19.2) ifodani tok bo'yicha I (I_0 dan Igacha) va vaqt bo'yicha t (0 dan tgacha), integrallab

$$\ln(I/I_0)=-Rt/L, \text{ hosil qilamiz}$$

$$I=I_0e^{-t/\tau},$$

Bu yerda, $\tau=L/R$ — zanjirning vaqt doimiysi bo'lib **relaksatsiya** vaqti deyiladi. Bu shunday vaqtki, bu vaqt ichida zanjirdagi tok kuchi e marta kamayadi.

Shunday qilib, manbani zanjirdan uzish jarayonida tok kuchi eksponensial qonun bo'yicha o'zgarib rasmdagi 1 egri chiziq ifodalanadi. Zanjirning induktivligi katta bo'lib, qarshiligi kichik bo'lsa, relaksatsiya vaqti katta bo'lib zanjirdagi tok kuchi sekin kamayadi.



19.4-rasm.

Zanjirni manbaga ulaganimizda uning e.yu.k.ε dan tashqari o'zinduksiya e.yu.k. $\varepsilon_s=-LdI/dt$, hosil bo'ladi va Lens qoidasiga ko'ra, asosiy tokning ortishiga to'sqinlik qiladi.

Om qonuniga ko'ra $IR=\varepsilon+\varepsilon_s$,

yoki

$$IR=\varepsilon-LdI/dt.$$

$$IR-\varepsilon=-LdI/dt. \qquad (19.3)$$

$u=IR-\varepsilon$ belgilab yangi o'zgaruvchi kiritamiz

$du=RdI$ ni $dI=du/R$ ko'rinishda yozib, bu ifodalarni (19.3) ga qo'yib

$$du/u=-dt/\tau,$$

Zanjirni ulash momentida (t=0) tok kuchi $I=0$ va $u=-\varepsilon$ ifodani E.Y.K. bo'yicha

I (- ε dan($IR-\varepsilon$)*gacha*) va vaqt bo'yicha t (0 dan t-gacha), integrallab

$$\ln(IR-\varepsilon)/-\varepsilon=-t/\tau, \text{ ifodani hosil qilamiz}$$

$$I=I_0(1-e^{-t/\tau}), \qquad (19.4)$$

Bu yerda, $I_0=\varepsilon/R$ – tokning erishgan qiymati ($t\to\infty$ da).

19.4. O'zaro induksiya. Transformatorlar

Ikkita kontur olaylik (19.5-rasm). Birinchi konturdan oqayotgan tok kuchining dI_1 ga o'zgaruvi ikkinchi kontur yuzini kesib o'tayotgan magnit oqimni

$$d\Phi_{21}=L_{21}dI_1 \qquad (19.5)$$

ga o'zgartiradi. Bu esa o'z navbatida ikkinchi konturda

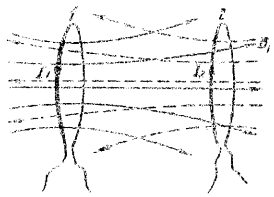
$$\varepsilon_2=-d\Phi_{21}/dt=-L_{21}dI_1/dt \qquad (19.6)$$

induksiya elektr yurituvchi kuchini vujudga keltiradi. Xuddi shuningdek, ikkinchi konturdan oqayotgan tok kuchining dI_1 ga o'zgarishi tufayli birinchi kontur yuzini kesib o'tayotgan magnit oqim

$$d\Phi_{12}=L_{12}dI_2 \qquad (19.7)$$

ga o'zgaradi. Natijada birinchi konturda

$$\varepsilon_1=-d\Phi_{12}/dt=-L_{12}dI_2/dt \qquad (19.8)$$



19.5–rasm.

induksiya elektr yurituvchi kuchi vujudga keladi. Mazkur hodisa, ya'ni konturlardan biri orqali o'tayotgan tok kuchining o'zgarishi natijasida ikkinchi konturda induksiya elektr yurituvchi kuchining vujudga kelishi *o'zaro induksiya* deb, L_{12} va L_{21} lar *konturlarning o'zaro induktivligi* deb ataladi. Tajribalarda ham, nazariy yo'l bilan ham

$$L_{12}=L_{21}$$

ekanligi isbot etilgan.

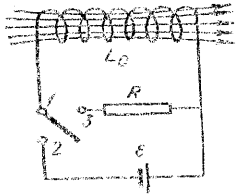
19.5. Magnit maydon energiyasi

Magnit maydon energiyasini hisoblash uchun sxemasi 19.6–rasmda tasvirlangan zanjirdan foydalanaylik. Kalit bilan 1 va 2 klemmalarni tutashtirsak, elektr yurituvchi kuchi ε bo'lgan tok manbai va induktivligi L_c bo'lgan solenoiddan iborat zanjir vujudga keladi. Bu zanjirdan o'tayotgan tok kuchi I bo'lganda solenoid ichidagi magnit maydon induksiyasi

$$B=\mu_o\mu In/l$$

ifoda bilan aniqlanar edi. Bunda n – solenoiddagi o'ramlar soni, l – solenoidning uzunligi.

Agar 1 va 2 klemmalar orasidagi kontaktni uzib 1 va 3 klemmalarni ulasak, induktivlik L_c va aktiv qarshilik R dan iborat berk kontur vujudga keladi. Tok manbaini zanjirdan ajratish protsessida (1 va 2 kontaktni o'zish) o'zinduksiya elektr yurituvchi kuchi ($\varepsilon_{o'zin}$) biror chekli vaqt davomida L_c va R dan iborat berk



19.6–rasm.

konturda I dan 0 gacha kamayib boruvchi tokning oqib turishini ta'minlaydi. Bu tok tufayli dt vaqt ichida bajarilgan ish

$$dA=\varepsilon_{o'zin}Idt=-Id\Phi_s$$

ga teng. Lekin solenoiddan o'tuvchi to'la oqimning o'zgarishi $d\Phi_s=L_cdI$ bo'lganligi uchun

$$dA=-L_cIdI. \qquad (19.9)$$

Bu ifodani tok kuchining o'zgarish chegaralarida, ya'ni I dan 0 gacha bo'lgan intervalda integrallasak, zanjirni uzish vaqtida ajralgan *magnit maydon energiyasi* hisobiga bajarilgan ishni, ya'ni tok manbaiga aylangan energiyani topamiz:

$$dA=-L_cI^2/2. \qquad (19.10)$$

Bu ish bajarilganda solenoid bilan bog'liq bo'lgan magnit maydoni yo'qoladi. Demak, magnit maydon energiyasi

$$W_m=-L_cI^2/2 \qquad (19.11)$$

ifoda bilan aniqlanishi lozim. Bu ifodadagi solenoidning induktivligi L_c o'rniga $L_c=\mu_o\mu n^2S/l$ ni va I o'rniga $I=Bl/\mu_o\mu n$ qiymatini qo'ysak:

$$W_m=B^2V/(2\mu_o\mu). \qquad (19.12)$$

Yetarlicha uzun solenoidning magnit maydoni faqat solenoid ichidagi $V=Sl$ hajmda mujassamlashgan deb hisoblash mumkin. Shuning uchun (19.12) ifodani solenoid hajmi V ga bo'lsak, birlik hajmga mos keluvchi magnit maydon energiyasining ifodasi kelib chiqadi:

$$w_m=W_m/V=B^2/(2\mu_o\mu). \qquad (19.13)$$

Bu ifodani, odatda, *magnit maydon energiyasining zichligi* deb ataladi. Magnit maydon induksiyasi va kuchlanganligi o'zaro

$$B=\mu_o\mu H$$

munosabat orqali bog'langanligi uchun magnit maydon energiyasi zichligini aniqlovchi (19.13) ifoda quyidagi ko'rinishlarda ham yozilishi mumkin:

$$w_m=BH/2 \qquad (19.14)$$

XX BOB
MUHITLARDA MAGNIT MAYDONI

20.1. Magnit maydon kuchlanganlik vektori va uning sirkulatsiyasi

Magnetiklardagi magnit maydonni o'rganishda ikki xil tok bilan ish tutamiz. Toklarning birinchi turi – o'tkazuvchanlik tokidir. Uni *makrotok* deb ataylik. Bu tok uchun odatdagi belgilashni, ya'ni I ni saqlab qolamiz. Ikkinchi tok esa *mikrotok* deb atalib, bu tok magnetikning atomlari, ionlari va molekulalaridagi elektronlarning harakati tufayli mavjuddir. Mikrotok uchun I_m belgini ishlataylik.

Vakuumda magnit maydon faqat makrotoklar tufayli vujudga keladi. Shuning uchun B vektorning ixtiyoriy berk kontur bo'yicha sirkulatsiyasi $\oint_l B_l dl=\mu_0\Sigma I$ ifoda bilan aniqlanib, u kontur o'rab olgan barcha toklarning (makrotoklarning) algebraik yig'indisini μ_0 ga ko'paytmasiga teng edi. Magnetikdagi magnit maydon esa ham makrotoklar I tufayli vujudga keladi. Shuning uchun magnetikdagi natijaviy maydon induksiyasi B ning berk kontur bo'yicha sirkulatsiyasi olinayotganda kontur o'rab olgan barcha makrotoklarni ham, mikrotoklarni ham hisobga olish kerak, ya'ni:

$$\oint_l B_l dl=\mu_0(\Sigma I+\Sigma I_m). \qquad (20.1)$$

Moddadagi magnit maydon uchun to'liq tok qonuni deb ataluvchi bu ifodadagi ikkinchi yig'indi, ya'ni mikrotoklarning yig'indisi magnetikning magnitlanish vektori bilan quyidagicha bog'langan:

$$\mu_0\Sigma I_m=\oint_l J_l dl. \qquad (20.2)$$

(20.1) ifodani μ_0 ga taqsimlab, (20.2) dan foydalansak:

$$\frac{1}{\mu_0}\oint_l B_l dl=\Sigma I+\oint_l J_l dl$$

yoki

$$\oint_l\left(\frac{B}{\mu_0}-J\right)dl=\Sigma I. \qquad (20.3)$$

Bu ifodada

$$B/\mu_0-J=H \qquad (20.4)$$

belgilash kiritsak, (20.3) quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\oint_l H_l dl=\Sigma I \qquad (20.5)$$

(20.4) ifoda bilan aniqlanuvchi H vektor *magnit maydon kuchlanganlik vektori* deyiladi. (20.5) dan ko'rinishicha H vektorning ixtiyoriy berk kontur bo'yicha sirkulatsiyasi shu kontur o'rab olgan barcha makrotoklarning algebraik yig'indisiga teng.

Vakuumda $I=0$ bo'lganligi uchun, (20.4) quyidagi ko'rinishga keladi:

$$H=B/\mu_0 \qquad (20.6)$$

Bundan, *vakuumdagi magnit maydonning kuchlanganlik vektori magnit induksiya vektori bilan bir xil yo'naladigan, lekin undan* μ_0 *marta farq qiladigan vektordir,* degan xulosa kelib chiqadi ($\mu_0=4\pi\cdot10^{-7}$ Gn/m).

Uzun solenoid ichidagi magnit maydon kuchlanganligining qiymati:

$$H=\mu_0 nI/\mu_0=n_0 I, \qquad (20.7)$$

bu yerda n_0 – solenoidning 1 m uzunligidagi o'ramlar soni.

20.2. Magnetiklar

Tajribalarning ko'rsatishicha, izotrop muhitdan iborat bo'lgan magnetikning ixtiyoriy nuqtasidagi J va H vektorlar quyidagicha bog'lanishga ega:

$$J=\chi_m H, \qquad (20.8)$$

bu ifodada χ_m – magnetikning magnit xususiyatlarini ifodalovchi kattalik bo'lib, uni *magnit qabul qiluvchanlik* deyiladi.

J va N larning o'lchov birliklari bir xil bo'lgani uchun χ_m o'lchamsiz kattalikdir. χ_m musbat va manfiy qiymatlarga ega bo'la oladi. Demak, magnitlanish vektorining yo'nalishi ba'zi magnetiklar uchun N ning yo'nalishiga mos kelsa, ikkinchi xil magnetiklar uchun qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladi.

(20.8) ni (20.4) ga qo'ysak:

$$H=B/\mu_0-\chi_m H$$

yoki

$$H=B/\mu_o(1+\chi_m), \qquad (20.9)$$

bundagi

$$\mu=1+\chi_m \qquad (20.10)$$

muhitning *magnit singdiruvchanligi* deyiladi. (20.10) belgilash asosida (20.9) ifodani quyidagicha yozish mumkin:

$$H=B/\mu_o\mu. \qquad (20.11)$$

Demak, izotrop muhitda magnit maydon kuchlanganlik vektori magnit induksiya vektori bilan bir xil yo'nalishga ega modul jihatdan undan $\mu_o\mu$ marta kichik bo'ladi. Magnetikning magnit singdiruvchanligi μ o'lchamsiz kattalik u magnetikdagi magnit maydon vakuumdagiga nisbatan necha marta farqlanishini ifodalaydi.

Barcha magnetiklar o'zlarining magnit qabul qiluvchanliklarining ishorasi va qiymatlariga qarab uch sinfga bo'linadi:

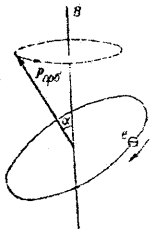
1) *diamagnetiklarda* $\chi_m<0$ bo'ladi. Bu sinfga oid bo'lgan moddalarda, masalan, fosfor, oltingugurt, surma, uglerod, simob, oltin, kumush, mis kabi elementlar suv va ko'pchilik organik birikmalarda magnit maydon bir oz susayadi ($\mu<1$);

2) *paramagnetiklarda* $\chi_m<0$ bo'ladi. Bu sinfga kiruvchi kislorod, azot, aluminiy, platina, volfram kabi elementlarda magnit maydon bir oz kuchayadi ($\mu<1$);

3) *ferromagnetikdarda* $\chi_m>0$ bo'ladi. Bu sinfga kiruvchi temir, nikel, kobalt kabi metallarda va ularning qotishmalarida magnit maydon juda zo'rayib ketadi.

20.3. Diamagnetizm va paramagnetizm

Magnetiklar atomlarining tarkibidagi elektronlarga tashqi magnit maydon qanday ta'sir ko'rsatadi? Bu savolga javob berish uchun r radiusli orbita bo'ylab ω burchak tezlik bilan yadro atrofida aylanayotgan elektronga magnit maydonning ta'sirini tekshiraylik (20.1-rasm). Elektronni, orbital harakati tufayli vujudga kelayotgan tokning magnit momenti va tashqi maydon yo'nalishlari orasidagi burchak α bo'lsin.

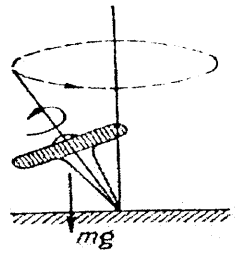


20.1-rasm.

Elektronning magnit maydondagi bu harakati, xuddi Yerning tortish maydonida aylanayotgan pildiroqning harakatiga

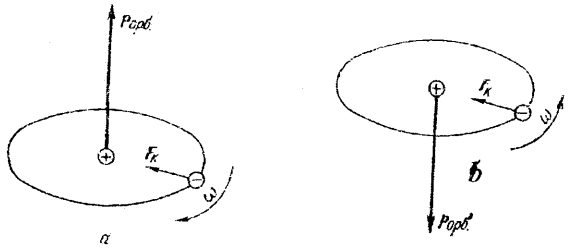
o'xshaydi. Ma'lumki, og'irlik kuchi (mg) ta'sirida pildiroq o'qi (20.2-rasm) chizma tekisligida past tomonga harakat qilish o'rniga vertikal yo'nalish atrofida aylanar edi. Bu harakatni pretsession harakat deb atalgan edi. Pildiroq o'qining pretsessiya harakatiga sabab - og'irlik kuchi tufayli pildiroqqa ta'sir etuvchi aylantiruvchi momentning vujudga kelishi edi. Xuddi shunga o'xshash, induksiyasi B bo'lgan magnit maydonda orbita bo'ylab harakat qilayotgan elektronga $M=(p_{orb}B)$ aylantiruvchi moment ta'sir etadi. Natijada p_{orb} vektorning induksiya vektori B atrofida pretsession harakati vujudga keladi (20.1-rasm). Pretsession harakatning yo'nalishi (rasmda strelka bilan ko'rsatilgan) elektronning orbital harakati yo'nalishiga teskari. Shuning uchun pretsessiya elektronning orbital harakati tufayli vujudga kelayotgan tokning qiymatini bir oz kamaytiradi. Bu esa o'z navbatida elektron magnit momentining kamayishiga sabab bo'ladi.

Agar elektron rasmdagiga teskari bo'lgan yo'nalishda aylansa, uning magnit momenti p_{orb} magnit maydon yo'nalishiga qarshi yo'nalgan bo'ladi. Bu holda tashqi maydon elektronning magnit momentini oshishiga sababchi bo'ladi. Buni quyidagi xususiy hol ustidagi mulohazalar asosida osongina tushunib olish mumkin. 20.3*a*-rasmda r radiusli orbita bo'ylab v tezlik (ω burchak tezlik) bilan soat strelkasining harakati yo'nalishida yadro atrofida aylanayotgan elektron tasvirlangan. 20.3*b*-rasmda esa barcha parametrlari oldingi holdagidek, lekin soat strelkasining harakatiga teskari yo'nalishda aylanayotgan elektron tasvirlangan. Bu rasmlardan ko'rinishicha, tashqi magnit maydon ta'sir etmaganda (har ikkala holda ham) elektronga ta'sir etuvchi markazga intilma kuch – elektronning yadroga tortilish Kulon kuchidir, ya'ni F_k dan iboratdir.



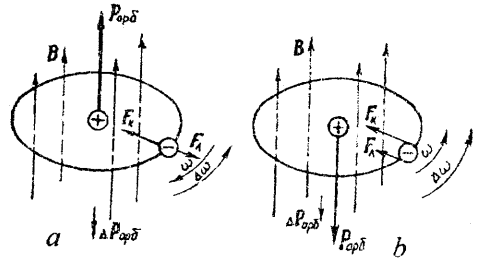
20.2 - rasm.

Orbita tekisligiga perpendikulyar ravishda yo'nalgan magnit maydon tufayli elektronga orbita radiusi bo'ylab Lorens kuchi ta'sir etadi. Birinchi holda (20.4*a*-rasm) F_l ning yo'nalishi F_k ga teskari, ikkinchi holda esa (20.4*b*-rasm) F_l va F_k larning yo'nalishlari bir xil. Shuning uchun birinchi holda markazga intilma kuch kamaysa (ya'ni



20.3-rasm.

F_k–F_l ga teng bo‘lsa) ikkinchi holda ortadi (ya’ni F_k+F_l ga teng bo‘ladi).



20.4-rasm.

Ikkinchi tomondan, markazga intilma kuchning miqdori elektronning aylanish chastotasi ω ga to‘g‘ri proporsional. Demak, birinchi holda elekronning aylanish chastotasi Δω ga kamayadi, ikkinchi holda Δω ga ortadi. Boshqacha qilib aytganda, soat strelkasining harakati yo‘nalishda aylanayotgan elektronga ham, unga teskari yo‘nalishda aylanayotgan elektronga ham rasmda tasvirlangan yo‘nalishdagi magnit maydonning ta’siri – soat strelkasining harakatiga teskari yo‘nalishda Δω aylanish chastotasi bilan xarakterlanuvchi qo‘shimcha harakatni vujudga keltirishdan iborat. Bu qo‘shimcha harakat tufayli elektron qo‘shimcha Δp_{orb} magnit momentga erishadi, uning yo‘nalishi magnit maydon yo‘nalishiga teskari bo‘ladi. Bu xulosalar faqat bir xususiy hol – magnit maydonning yo‘nalishi elektron orbitasining tekisligiga perpendikulyar bo‘lgan hol uchungina emas, balki 20.1-rasmda tasvirlangan umumiy hol uchun ham o‘rinlidir. Shunday qilib, orbita bo‘yicha aylanma harakat qilayotgan elektron tashqi magnit maydon

ta’sirida B vektorga qarama-qarshi yo‘nalgan qo‘shimcha magnit moment Δp_{orb} ga erishadi. Bu hodisa *diamagnit effekt* deb ataladi.

Diamagnit effekt atomlarining magnit momentlari nolga teng bo‘lgan moddalarda namoyon bo‘ladi. Tashqi magnit maydon bo‘lmagan taqdirda bunday moddalar atomlari tarkibidagi elektronlarning magnit momentlari o‘zaro bir-birini kompensatsiyalaydi. Magnit maydon ta’sirida esa diamagnit effekt tufayli atom tarkibidagi ayrim elektronlar erishadigan qo‘shimcha magnit momentlarning qo‘shilishi natijasida atomda tashqi maydonga teskari yo‘nalgan magnit moment vujudga keladi. Bu magnit moment o‘zini vujudga keltirayotgan tashqi maydonni susaytiradi. Shuning uchun bunday moddalarning magnit qabul qiluvchanligi manfiy bo‘ladi. Bunday moddalar diamagnetiklar deb ataladi. Shuni ham qayd etmoq lozimki, diamagnetiklarda maydonning susayishi nihoyat darajada kam bo‘ladi. Masalan, eng kuchli diamagnetik hisoblangan vismut uchun $\chi_m \approx 1{,}4 \cdot 10^{-6}$ ga teng.

Paramagnit effekt deb ataluvchi hodisaning mohiyati quyidagidan iborat: tashqi maydon bo‘lmagan taqdirda modda atomlarining magnit momenti noldan farq qilsa, magnit maydon bunday modda atomlarining magnit momentlarini maydon bo‘ylab yo‘naltirishga harakat qiladi. Issiqlik harakat esa, aksincha, atomlar magnit momentlarining tartibli joylashuvlarini buzishga harakat qiladi. Magnetikning temperaturasi qanchalik yuqori bo‘lsa, atomlar magnit momentlarining tashqi maydon ta’sirida tartibga tushishi shunchalik sustroq bo‘ladi. Demak, paramagnit effekt sodir bo‘ladigan moddalarda tashqi magnit maydonning kuchayishi kuzatiladi. Lekin bu kuchayish temperaturaga teskari proporsional bo‘ladi. Bunday moddalar paramagnetiklar deb ataladi. Paramagnit moddalarda ham diamagnit effekt vujudga keladi, lekin uning hissasi paramagnit effektga nisbatan ancha kichik. Shuning uchun paramagnit moddalarda diamagnit effekt unchalik sezilarli bo‘lmaydi. Paramagnetiklar magnit qabul qiluvchanligining temperaturaga bog‘liqligi Kyuri qonuni deb yuritiluvchi quyidagi formula bilan ifodalanadi:

$$\chi_m = C/T, \qquad (20.12)$$

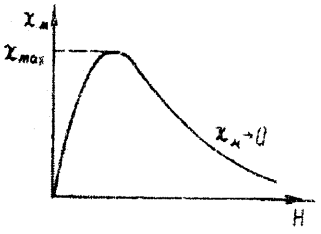
bunda C – ayni modda uchun konstanta bo'lib, uni Kyuri doimiysi deyiladi. Juda past temperaturalarda Kyuri qonunidan chetga chiqish sodir bo'ladi.

Metallarda atom bilan bog'liq bo'lgan elektronlardan tashqari erkin elektronlar ham mavjud. Erkin elektronlar magnit maydon ta'sirida berk trayektoriyalar bo'yicha harakat qiladi. Bu esa qo'shimcha diamagnetizmning vujudga kelishiga sabab bo'ladi. Bu diamagnetizmni *Landau diamagnetizmi* deyiladi. Ikkinchi tomondan, erkin elektronlar spin magnit momentga ega bo'ladi. Tashqi magnit maydon ta'sirida spin magnit momentlar maydon bo'ylab yo'naladi. Buning natijasida vujudga keluvchi qo'shimcha paramagnetizm *Pauli paramagnetizmi* deyiladi.

20.4. Ferromagnitiklar. Gisterezis va domenlar nazariyasi

Magnetiklar ichida bir guruh o'zlarining magnit xususiyatlari bilan boshqa moddalardan keskin ajralib turadi. Bu magnetiklarni *ferromagnetiklar* deb atash odat bo'lgan. Bu nom lotincha Ferrum (temir) degan so'zdan kelib chiqqan, chunki ferromagnetiklik xususiyatlari birinchi marta temir va uning rudalarida aniqlangan. Ferromagnetiklarning asosiy xususiyatlari quyidagilardan iborat:

1. Ferromagnetiklarning magnit qabul qiluvchanligi ham tashqi magnit maydonga bog'liq. χ_m ning H ga bog'liqligi shu bilan xarakterlanadiki (20.5-rasm), H ortishi bilan χ_m dastlab tez sur'at bilan o'sadi. Maksimumga erishgach, H ning yanada ortishi bilan χ_m qiymatining kamayishi kuzatiladi. Tashqi maydonning nihoyat katta qiymatlarida ham χ_m nolga intiladi.

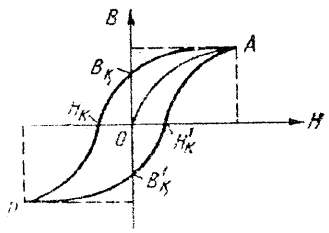


20.5-rasm.

2. Ferromagnetikdagi magnit maydon induksiyasining tashqi maydon kuchlanganligiga bog'liq ravishda o'zgarishi 20.6-rasmdagi OA egri chiziq bo'ylab sodir bo'ladi. Shundan keyin H ni kamaytira boshlasak, ferromagnetikdagi B ning qiymati AO chiziq bo'ylab kamaymasdan, balki yangi AB_k egri chiziq bo'ylab kamayadi. H=0 bo'lganda ham ferromagnetikdagi magnit maydon yo'qolmaydi, OB_k kesma bilan ifodalanuvchi *qoldiq induksiya* saqlanib qoladi.

Boshqacha aytganda, ferromagnetikni magnitlovchi tashqi maydon ta'siri butunlay to'xtatilganda ham ferromagnetikdagi magnitlanish vektorning qiymati noldan farqli bo'ladi.

Bu qiymatni, odatda *qoldiq magnitlanish* deb ham ataladi. Qoldiq induksiya B_k ni yo'qotish uchun magnitlovchi maydon H ning yo'nalishini teskari tomonga o'zgartirish kerak. $H=H_k$ da qoldiq induksiya butunlay yo'qoladi. H_k ning qiymati (rasmda OH_k kesma bilan ifodalangan) *koersituv kuch* deyiladi. Teskari yo'nalishdagi magnitlovchi maydon H yanada orttirilganda ferromagnetikdagi magnit induksiyasi B ham teskari yo'nalishda H_k D egri chiziq bo'ylab ortib boradi. Shundan keyin magnitlovchi maydonni yanada o'zgartirish natijasida B ning H ga bog'liqligi DB_kH_kKA egri chiziq bo'ylab sodir bo'ladi. Ko'rinib turibdiki, ferromagnetikdagi magnit maydon induksiyasi B ning qiymati magnitlovchi tashqi maydon H ning o'zgarishiga monand ravishda o'zgarmasdan, balki ferromagnetik bundan oldingi paytlarda magnit maydonning ta'siriga uchraganligiga ham bog'liq. Bu hodisani *magnit gisterezis* deb ataladi («gisterezis» – kechikish, orqada qolish degan ma'noni anglatadi). B ning H ga bog'liqligini ifodalovchi ADA yopiq chiziq esa *gisterezis sirtmog'i* deb ataladi. Shunday qilib, ferromagnetiklar qoldiq magnitlanishga ega bo'ladi.



20.6-rasm.

3. Har bir ferromagnetik *Kyuri nuqtasi* (T_k) deb atalgan aniq bir temperaturada o'zining ferromagnetiklik xususiyatlarini yo'qotadi. Temir uchun T_k ning qiymati 1043 K, nikel uchun esa 631 K ga teng. T_k dan yuqori temperaturalarda ferromagnetik oddiy paramagnetikka aylanadi va magnit qabul qiluvchanligining temperaturaga bog'liqligi

$$\chi_m = C/(T-T_k), \qquad (20.13)$$

formula bilan ifodalanadi. Bu formulaning (20.12) ga o'xshashligi bor, faqat «kelib chiqishi ferromagnit bo'lgan paramagnetik» uchun temperatura tushunchasi 0 K dan emas, balki T_k dan boshlanishi lozim.

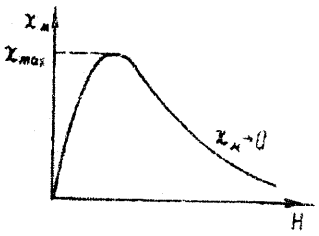
bunda C – ayni modda uchun konstanta bo'lib, uni Kyuri doimiysi deyiladi. Juda past temperaturalarda Kyuri qonunidan chetga chiqish sodir bo'ladi.

Metallarda atom bilan bog'liq bo'lgan elektronlardan tashqari erkin elektronlar ham mavjud. Erkin elektronlar magnit maydon ta'sirida berk trayektoriyalar bo'yicha harakat qiladi. Bu esa qo'shimcha diamagnetizmning vujudga kelishiga sabab bo'ladi. Bu diamagnetizmni *Landau diamagnetizmi* deyiladi. Ikkinchi tomondan, erkin elektronlar spin magnit momentga ega bo'ladi. Tashqi magnit maydon ta'sirida spin magnit momentlar maydon bo'ylab yo'naladi. Buning natijasida vujudga keluvchi qo'shimcha paramagnetizm *Pauli paramagnetizmi* deyiladi.

20.4. Ferromagnitiklar. Gisterezis va domenlar nazariyasi

Magnetiklar ichida bir guruh o'zlarining magnit xususiyatlari bilan boshqa moddalardan keskin ajralib turadi. Bu magnetiklarni *ferromagnetiklar* deb atash odat bo'lgan. Bu nom lotincha Ferrum (temir) degan so'zdan kelib chiqqan, chunki ferromagnetiklik xususiyatlari birinchi marta temir va uning rudalarida aniqlangan. Ferromagnetiklarning asosiy xususiyatlari quyidagilardan iborat:

1. Ferromagnetiklarning magnit qabul qiluvchanligi ham tashqi magnit maydonga bog'liq. $\aleph_m$ ning H ga bog'liqligi shu bilan xarakterlanadiki (20.5-rasm), H ortishi bilan $\aleph_m$ dastlab tez sur'at bilan o'sadi. Maksimumga erishgach, H ning yanada ortishi bilan $\aleph_m$ qiymatining kamayishi kuzatiladi. Tashqi maydonning nihoyat katta qiymatlarida ham nolga intiladi.

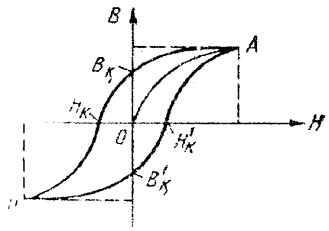


20.5-rasm.

2. Ferromagnetikdagi magnit maydon induksiyasining tashqi maydon kuchlanganligiga bog'liq ravishda o'zgarishi 20.6-rasmdagi OA egri chiziq bo'ylab sodir bo'ladi. Shundan keyin H ni kamaytira boshlasak, ferromagnetikdagi B ning qiymati AO chiziq bo'ylab kamaymasdan, balki yangi AB_k egri chiziq bo'ylab kamayadi. H=0 bo'lganda ham ferromagnetikdagi magnit maydon yo'qolmaydi, OB_k kesma bilan ifodalanuvchi *qoldiq induksiya* saqlanib qoladi.

Boshqacha aytganda, ferromagnetikni magnitlovchi tashqi maydon ta'siri butunlay to'xtatilganda ham ferromagnetikdagi magnitlanish vektorining qiymati noldan farqli bo'ladi.

Bu qiymatni, odatda *qoldiq magnitlanish* deb ham ataladi. Qoldiq induksiya B_k ni yo'qotish uchun magnitlovchi maydon H ning yo'nalishini teskari tomonga o'zgartirish kerak. $H=H_k$ da qoldiq induksiya butunlay yo'qoladi. H_k ning qiymati (rasmda OH_k kesma bilan ifodalangan) *koersituv kuch* deyiladi. Teskari yo'nalishdagi magnitlovchi maydon H yanada orttirilganda ferromagnetikdagi magnit maydon induksiyasi B ham teskari yo'nalishda H_k D egri chiziq bo'ylab ortib boradi. Shundan keyin magnitlovchi maydonni yanada o'zgartirish natijasida B ning H ga bog'liqligi DB_kH_kKA egri chiziq bo'ylab sodir bo'ladi. Ko'rinib turibdiki, ferromagnetikdagi magnit maydon induksiyasi B ning qiymati magnitlovchi tashqi maydon H ning o'zgarishiga monand ravishda o'zgarmasdan, balki ferromagnetik bundan oldingi paytlarda magnit maydonning ta'siriga uchraganligiga ham bog'liq. Bu hodisani *magnit gisterezis* deb ataladi («gisterezis» – kechikish, orqada qolish degan ma'noni anglatadi). B ning H ga bog'liqligini ifodalovchi ADA yopiq chiziq esa *gisterezis sirtmog'i* deb ataladi. Shunday qilib, ferromagnetiklar qoldiq magnitlanishga ega bo'ladi.



20.6-rasm.

3. Har bir ferromagnetik *Kyuri nuqtasi* (T_k) deb atalgan aniq bir temperaturada o'zining ferromagnetiklik xususiyatlarini yo'qotadi. Temir uchun T_k ning qiymati 1043 K, nikel uchun esa 631 K ga teng. T_k dan yuqori temperaturalarda ferromagnetik oddiy paramagnetikka aylanadi va magnit qabul qiluvchanligining temperaturaga bog'liqligi

$$\chi_m = C/(T - T_k), \qquad (20.13)$$

formula bilan ifodalanadi. Bu formulaning (20.12) ga o'xshashligi bor, faqat «kelib chiqishi ferromagnit bo'lgan paramagnetik» uchun temperatura tushunchasi 0 K dan emas, balki T_k dan boshlanishi lozim.

XXI BOB
ELEKTROMAGNIT MAYDON NAZARIYASI

21.1. Uyurmaviy elektr maydoni. Maksvell tenglamalari

Maksvell siljish toki tushunchasini qo'llab elektr va magnit hodisalarning yagona nazariyasini yaratishga muvofiq bo'ldi. Maksvell nazariyasining asosini uning nomi bilan ataladigan to'rtta tenglama tashkil etadi.

Qo'zg'almas zaryad q o'z atrofidagi fazoda elektr maydon vujudga keltiradi. Bu maydon potensial maydondir. Shuning uchun bu maydon kuchlanganlik vektori $\boldsymbol{E}_q$ ning ixtiyoriy berk kontur bo'yicha sirkulatsiyasi nolga teng:

$$\oint_l E_{ql}\,dl = 0. \qquad (21.1)$$

Elektr maydon fazoning vaqt davomida o'zgarib turuvchi magnit maydon ($\partial \boldsymbol{B}/\partial t \neq 0$) mavjud bo'lgan barcha nuqtalarida ham vujudga keladi. Lekin bu elektr maydon qo'zg'almas elektr zaryadlar atrofida vujudga keluvchi maydondan farqli ravishda potensial maydon emas, balki uyurmaviy elektr maydondir. Uyurmaviy elektr maydon kuchlanganligi $\boldsymbol{E}_B$ ning chiziqlari doimo berk. $\boldsymbol{E}_B$ vektorning ixtiyoriy berk kontur bo'yicha sirkulatsiyasi noldan farqli:

$$\oint_l E_{Bl}\,dl = -\int_S \left(\frac{\partial \mathrm{B}}{\partial t}\right)_n dS. \qquad (21.2)$$

Umumiy holda elektr maydon $\boldsymbol{E}_q$ va $\boldsymbol{E}_B$ maydonlariing yig'indisidan iborat bo'lishi mumkin. Shuning uchun natijaviy elektr maydon kuchlanganligini $\boldsymbol{E}=\boldsymbol{E}_q+\boldsymbol{E}_B$ deb belgilab, (21.1) va (21.2) tenglamalarni qo'shsak:

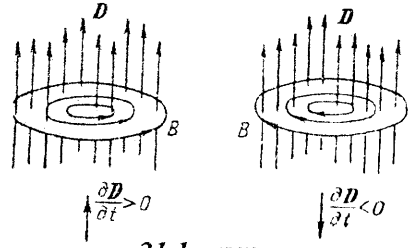
$$\oint_l E_l\,dl = -\int_S \left(\frac{\partial \mathrm{B}}{\partial t}\right)_n dS. \qquad (21.3)$$

Bu ifodaning chap tomonidagi integral ixtiyoriy berk kontur bo'yicha, o'ng tomonidagi integral esa shu konturga tiralgan ixtiyoriy sirt bo'yicha olinadi. (3) ifoda *Maksvellning birinchi tenglamasi* deb ataladi.

21.2. Magnitoelektr induksiya hodisasi. Siljish toki

Magnitoelektr induksiya elektromagnit induksiyaga teskari bo'lgan hodisa. Uning mohiyati quyidagidan iborat: fazoning biror sohasidagi elektr maydonning har qanday o'zgarishi tufayli fazoning shu sohasida induksion magnit maydon vujudga keladi. Magnit maydon induksiyasi chiziqlarining yo'nalishi shu maydonning vujudga kelishiga sabab bo'layotgan elektr maydon o'zgarishini xarakterlovchi $\partial \boldsymbol{D}/\partial t$ vektorning yo'nalishi bilan o'ng vint qoidasi asosida bog'langan.

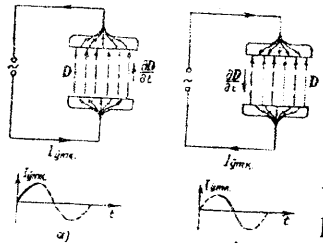
Elektr maydon kuchayib borayotgan bo'lsa, $\boldsymbol{D}$ vektorning vaqt o'tishi bilan o'zgarishini xarakterlovchi $\partial \boldsymbol{D}/\partial t$ vektorning yo'nalishi $\boldsymbol{D}$ vektorning yo'nalishi bilan mos bo'ladi. Aksincha, elektr maydon susayayotgan bo'lsa, $\partial \boldsymbol{D}/\partial t$ vektorning yo'nalishi $\boldsymbol{D}$ vektorning yo'nalishiga qarama-qarshi bo'ladi. Shuning uchun, bu ikki holda vujudga kelayotgan magnit maydon induksiyasi chiziqlari (21.1-rasmga qarang) ning yo'nalishlari ham, o'ng vint qoidasiga asosan, bir-biriga teskari bo'ladi.



21.1-rasm.

Magnitoelektr induksiya hodisasining mavjudligi 1863-yilda Maksvell tomonidan aytilgan gipotezada o'z aksini topdi. Elektr 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 tushuncha bilan tanishish maqsadida kondensatorli zanjirdan kvazistatsionar o'zgaruvchan tok oqqanda sodir bo'luvchi protsesslarni tekshiraylik. Elektr tok kondensator plastinkalarini birlashtiruvchi o'tkazgichlar orqali o'tadi, lekin plastinkalar oralig'idagi dielektrikdan o'tmaydi. Natijada o'zgaruvchan tokning zanjir bo'ylab oqishi kondensatorning zaryadlanishlari (21.2*a*-rasm) va razryadlanishlaridan (21.2*b*-rasm) iborat bo'ladi. Shunday qilib, o'tkazuvchanlik toki (zanjirning o'tkazgichdan iborat qismidan o'tayotgan tok) ning chiziqlari kondensator plastinkalarining bir-biriga qaragan sirtlarida uzilib 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 plastinkalari oralig'ida) «siljish toki» deb ataladigan tok «oqadi». «Siljish toki» degan terminning kelib chiqish tarixi quyidagicha: XIX asr oxirlarida butun dunyoni egallagan va hamma jismlardan o'ta oladigan alohida bir muhit mavjud deb faraz qilingan va bu muhitni «efir» deb atalgan. Maydonlar, xususan elektr maydon, «efir» zarralarini muvozanat vaziyatlaridan siljitadi, degan fikr fanda keng tarqalgan edi. Shuning uchun kondensator qoplamalari oralig'ida «siljish toki» oqadi, deb hisoblangan. Hozirgi vaqtda bu tasavvur butunlay o'z aksini yo'qotgan bo'lsa ham, «siljish toki» degan termin fanda saqlanib qoldi. Lekin bu terminning ma'nosi o'zgacha.



21.2-rasm.

Zanjirdan o'tayotgan tokning oniy qiymati I bo'lsin. Shu momentda kondensator plastinkalari (plastinka sirti S ga teng) dagi zaryadlar miqdorini q deb, ularning sirt zichligini esa $\sigma=q/S$ – deb belgilaylik. U holda kondensator plastinkasi ichidagi o'tkazuvchanlik toki zichligining qiymati

$$j_{utk}=I/S=d\sigma/dt \qquad (21.4)$$

bo'ladi.

Ikkinchi tomondan, shu momentda plastinkalar oralig'idagi elektr maydon kuchlanganligining qiymati

$$E=\sigma/(\varepsilon_o\varepsilon)$$

ga teng. Maydonning elektr induksiyasi esa

$$D=\varepsilon_o\varepsilon E=\sigma \qquad (21.5)$$

ga teng. Vaqt o'tishi bilan plastinkalardagi zaryadning sirt zichligi o'zgaradi. Bu esa plastinkalar oralig'idagi elektr maydon induksiyasi qiymatining o'zgarishiga sababchi bo'ladi, ya'ni:

$$\partial D/\partial t=d\sigma/dt. \qquad (21.6)$$

Kondensator zaryadlanayotgan vaqtda (21.2*a*-rasmga qarang) plastinkalar oralig'idagi elektr maydon kuchayib boradi. Bu vaqtda $\partial D/\partial t$ vektor D vektorga parallel bo'lib, uning yo'nalishi zanjirdagi o'tkazuvchanlik tokining yo'nalishi bilan bir xil. Aksincha,

kondensator razryadlanganda (21.2*b*-rasmga qarang) elektr maydon kamayib boradi. Bu vaqtda elektr induksiya vektorining o'zgarish tezligini ifodalovchi $\partial D/\partial t$ vektor D ga antiparallel. Lekin bu holda ham $\partial D/\partial t$ vektorning yo'nalishi o'tkazuvchanlik tokining yo'nalishi bilan bir xil. Demak, hamma vaqt $\partial D/\partial t$ ning yo'nalishi o'tkazuvchanlik tokining yo'nalishi bilan bir xil bo'ladi. (21.4) va (21.6) ifodalarni solishtirish esa $\partial D/\partial t$ ning va o'tkazuvchanlik toki zichligining qiymatlari o'zaro tengligini ko'rsatadi. $\partial D/\partial t$ ning birligi $[A/m^2]$.

Bundan, $\partial D/\partial t$ ham tok zichligining o'lchov birligida o'lchanadi, degan xulosaga kelamiz. Bu $\partial D/\partial t$ kattalik, Maksvell gipotezasiga asosan, siljish tokining zichligidir, ya'ni:

$$j_{silj}=\partial D/\partial t. \qquad (21.7)$$

Shunday qilib, *o'zgaruvchan tok zanjirida o'tkazgichlardagi o'tkazuvchanlik tokining chiziqlari kondensator plastinkalari oralig'idagi siljish tokining chiziqlariga ulanib ketadi.*

Siljish toki ham, xuddi o'tkazuvchanlik tokiga o'xshash fazoda uyurmaviy magnit maydonni vujudga keltiradi. Shu tariqa, siljish toki tushunchasini kiritish bilan magnitoelektr induksiya hodisasini tushuntirishga erishildi.

21.3. Maksvell tenglamalari

Qo'zg'almas zaryad atrofidagi fazoda elektr maydon vujudga keladi. Lekin bu zaryad qo'zg'aladigan bo'lsa, ya'ni zaryad harakatlanayotgan bo'lsa, uning atrofida magnit maydon vujudga keladi. Boshqacha aytganda, har qanday elektr tok (o'tkazuvchanlik toki, konvektsion tok, vakuumdagi tok) atrofida magnit maydon mavjud bo'ladi. Magnit maydon kuchlanganlik vektorining ixtiyoriy berk kontur bo'yicha sirkulatsiyasi shu kontur o'rab olgan barcha makroskopik toklarning algebraik yig'indisiga teng:

$$\oint_l H_l dl=\int_S j_n dS. \qquad (21.8)$$

Lekin magnit maydon fazoning vaqt davomida o'zgarib turuvchi elektr maydon mavjud bo'lgan barcha sohalarida ham vujudga keladi (magnitoelektr induksiya hodisasini eslang).

O'zgaruvchan elektr maydon induksiyasi vektorining o'zgarish tezligini xarakterlovchi $\partial D/\partial t$ kattalikni siljish tokining zichligi j_{silj} deb ataldi. O'zgaruvchan elektr maydonni tok deb atashimizning sababi shundaki, bu maydon xuddi tok kabi magnit maydon hosil qiladi. Demak, umumiy holda magnit maydon o'tkazuvchanlik toki va siljish toki tufayli vujudga kelgan magnit maydonlarning yig'indisidan iborat bo'ladi. Agar o'tkazuvchanlik toki zichligi j^0_{utk} va siljish toki zichligi $j_{silj}=\partial D/\partial t$ larning yig'indisidan iborat bo'lgan to'liq tok zichligi j_t tushunchasidan, ya'ni

$$j_t=j_{utk}+j_{silj}=j_{utk}+\partial D/\partial t \qquad (21.9)$$

dan foydalansak, (21.8) ifodani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin.

$$\oint_l H_l dl=\int_S \left(j_{ymk}+\partial D/\partial t\right)_n dS. \qquad (21.10)$$

Bu ifoda *Maksvellning ikkinchi tenglamasi* deb atalib, u magnit maydon kuchlanganlik vektori H ning ixtiyoriy berk kontur bo'yicha sirkulatsiyasi shu konturga tiralgan ixtiyoriy S sirtni teshib o'tuvchi makroskopik va siljish toklariiing algebraik yig'indisiga tengligini ko'rsatadi.

Elektr induksiya vektori D ning ixtiyoriy berk sirt orqali oqimi shu sirt ichidagi barcha erkin zaryadlarning algebraik yig'indisiga teng:

$$\oint_S D_n dS=\int_V \rho dV, \qquad (21.11)$$

bundagi ρ – berk sirt ichida uzluksiz ravishda joylashgan zaryadlarning hajmiy zichligi. *Maksvellning uchinchi tenglamasi* deb ataladigan bu tenglama qo'zg'almas zaryadlar tufayli vujudga kelgan potensial elektr maydon va o'zgaruvchan magnit maydon tufayli vujudga kelgan uyurmaviy elektr maydonlar yig'indisidan tashkil topgan elektr maydon uchun ham o'rinlidir. Haqiqatan, uyurmaviy elektr maydon induksiyasi chiziqlari berk bo'lganligi uchun ular berk sirt orqali oqimga hissa qo'shmaydi. Aniqrog'i necha marta sirtni teshib tashqariga chiqsa (oqimga musbat hissa qo'shadi), shuncha marta sirt ichkarisiga kiradi (oqimga manfiy hissa qo'shadi). Shuning uchun, uyurmaviy elektr maydon induksiyasi chiziqlarining berk sirt orqali oqimi nolga teng. Natijada 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.

Magnit maydon qanday usul bilan vujudga keltirilganligidan qat'i nazar magnit induksiya chiziqlari doimo berk bo'ladi.

Shuning uchun umumiy holda

$$\oint_S B_n dS=0, \qquad (21.12)$$

bo'ladi. Bu ifoda B vektor uchun Gauss teoremasidir. Uni *Maksvellning to'rtinchi tenglamasi* deb yuritiladi.

Bu to'rtta tenglama integral ko'rinishdagi Maksvell tenglamalaridir. Maksvell tenglamalarida qatnashayotgan kattaliklar orasida quyidagi munosabatlar o'rinli (segnetoelektrik va ferromagnetik bo'lmagan muhitlar uchun);

$$D=\varepsilon_o\varepsilon E, \qquad (21.13)$$

$$B=\mu_o\mu H, \qquad (21.14)$$

$$J_{utk}=\sigma E, \qquad (21.15)$$

Mazkur munosabatlardagi ε_o – elektr doimiy, μ_o – magnit doimiy, ε – muhitning dielektrik singdiruvchanligi, μ – muhitning magnit singdiruvchanligi, σ – moddaning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi. Vektor analizdagi Stoks va Gauss teoremalaridan foydalanib Maksvell tenglamalarini differensial ko'rinishda ifodalash mumkin:

$$\mathrm{rot}E=-\partial B/\partial t, \qquad (21.16)$$

$$\mathrm{rot}H=j_{utk}+\partial D/\partial t, \qquad (21.17)$$

$$\mathrm{div}D=\rho, \qquad (21.18)$$

$$\mathrm{div}B=0, \qquad (21.19)$$

Maksvell tenglamalari Nyuton mexanikasining qonunlari, termodinamika bosh qonunlari kabi katta ahamiyatga ega bo'lgan tabiat qonunlaridandir.

21.4. Elektromagnit maydon

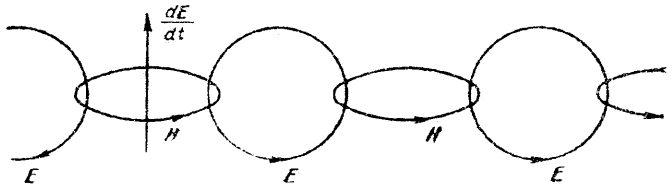
Maksvell tomonidan yaratilgan elektromagnit maydon nazariyasi ikki postulatga asoslanadi:

1)O‘zgaruvchan magnit maydon tufayli uyurmaviy elektr maydon vujudga keladi;

2) O‘zgaruvchan elektr maydon tufayli uyurmaviy magnit maydon vujudga keladi.

Birinchi postulat elektromagnit induksiya hodisasini, ikkinchi postulat esa magnitoelektr induksiya hodisasini ifodalaydi.

Kondensator plastinkalari orasida o‘zgaruvchan elektr maydon vujudga keltiraylik. Yuqoridagi postulatlarga asosan, birlamchi elektr maydon kuchayib borayotgan vaqtda ($\partial E/\partial t>0$) o‘zgaruvchan



21.3-rasm.

elektr maydon kuchlanganlik chiziqlarini (21.3-rasmda vertikal chiziq shaklida tasvirlangan) vujudga kelayotgan uyurmaviy magnit maydon kuchlanganlik chiziqlari konsentrik o‘rab olgan. Vujudga kelgan o‘zgaruvchan magnit maydon o‘z navbatida uyurmaviy elektr maydonni vujudga keltiradi. 21.3-rasmda bunga ***H*** chiziqlarini konsentrik o‘rab olgan ***E*** chiziqlari mos keladi. Bu elektr maydon magnit maydonni, u esa yana elektr maydonni vujudga keltiradi va hokazo. Shu tariqa fazoda bir-birini vujudga keltiruvchi elektr va magnit maydonlar ketma-ket sodir bo‘laveradi. Bu maydonlar o‘zaro bir-biri bilan uzviy bog‘langanligi uchun umumiy maydonni *elektromagnit maydon* deb ataladi.

Tabiatda «sof elektr maydon yoki «sof» magnit maydon sodir bo‘ladimi? Bu savolga quyidagicha javob berish mumkin. Agar bir sanoq sistemasidagi kuzatuvchi qo‘zg‘almas elektr zaryad tufayli vujudga kelayotgan elektr maydonni qayd qilsa, bu sistemaga nisbatan harakatda bo‘lgan ikkinchi sanoq sistemasidagi kuzatuvchi uchun zaryad harakatlanayotgan bo‘ladi. Shuning uchun ikkinchi sanoq sistemasidagi kuzatuvchi elektr va magnit maydon mavjudligini qayd qiladi. Xuddi shuningdek, birinchi sanoq sistemasidagi

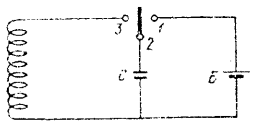
kuzatuvchi solenoiddan o‘zgarmas tok o‘tishi tufayli vujudga kelgan o‘zgarmas magnit maydonni qayd qiladi. Lekin ikkinchi kuzatuvchi o‘zgarmas tok o‘tayotgan solenoid harakatlanayotganligi uchun fazoning har bir nuqtasida o‘zgaruvchan magnit maydon vujudga kelayotganligini va u, o‘z navbatida, uyurmaviy elektr maydonni vujudga keltirayotganligini qayd qiladi.

Demak, «sof» maydon tushunchasi nisbiy xarakterga ega. Zero, biror sanoq sistemasidagi «sof» elektr maydon yoki «sof» magnit maydon boshqa sanoq sistemalarida elektr va magnit maydonlar yig‘indisi, ya’ni elektromagnit maydon tarzida namoyon bo‘ladi.

XXII BOB
ELEKTROMAGNIT TEBRANISHLAR VA TO'LQINLAR

22.1. Tebranish konturlaridagi garmonik erkin elektromagnit tebranishlar

Elektromagnit tebranishlarni kuzatish uchun shunday qurilmadan foydalanish lozimki, bunda elektr maydon energiyasi magnit maydon energiyasiga va aksincha, magnit maydon energiyasi elektr maydon energiyasiga aylanish imkoniga ega bo'lsin. Elektr maydonni kondensator qoplamalari orasida, magnit maydonni esa solenoid yordamida vujudga keltirish qulay. Shuning uchun qurilmani elektr sig'imi C bo'lgan kondensator va induktivligi L bo'lgan solenoiddan iborat zanjir sifatida tuzish maqsadga muvofiqdir. Bunday zanjirni *tebranish konturi* deb ataladi.



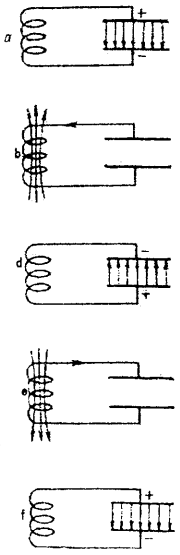
22.1-rasm.

Elektromagnit tebranishlar sodir bo'lishini aktiv qarshiligi R nolga teng bo'lgan ideal tebranish konturida tekshiraylik. 22.1-rasmda tasvirlangan zanjirdagi 1 va 2 klemmalarni ulab kondensatorni batareya B dan zaryadlaymiz. Kondensator qoplamalarida q_m zaryad to'plangach (bunda kondensatordagi kuchlanishning qiymati U_m ga yetadi), kalit richagini chap tomonga burish yo'li bilan 1 va 2 klemmalar orasidagi kontaktni uzib (bunda kondensator batareyadan ajratiladi) 2 va 3 klemmalar orasida elektr kontakt hosil qilamiz. Natijada kondensator solenoid g'altagi orqali razryadlana boshlaydi. 22.2*a*-rasmda kondensatorning razryadlanishi boshlanayotgan moment tasvirlangan. Bu momentda kondensator qoplamalari orasida elektr maydon mavjud va uning energiyasi o'zining maksimal qiymatiga ega, ya'ni

$$W_e=\frac{q_m^2}{2C}. \qquad (22.1)$$

Solenoid g'altagi ichida esa ayni momentda magnit maydon vujudga kelganicha yo'q, chunki 2 va 3 klemmalar endigina ulandi. Shuning uchun bu momentda konturdagi energiya zapasi elektr maydon energiyasidan iborat bo'ladi. Kondensator razryadlanishi tufayli g'altakdan elektr tok 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 razryadlanganga qadar davom etib, g'altakda o'zinduksiya elektr yurituvchi kuchini vujudga kelishiga sababchi bo'ladi. O'zinduksiya elektr yurituvchi kuchi g'altak orqali oqayotgan tokning o'sishiga qarshilik ko'rsatadi, lekin uni to'xtata olmaydi. Kondensator to'liq razryadlangan momentda (ya'ni kondensator qoplamalari orasidagi elektr maydon butunlay yo'qolganda) tok kuchi o'zining maksimal qiymati ($I_m=dq_m/dt$) ga erishadi. Bu momentda (22.2*b*-rasmga qarang) konturdagi energiya faqat g'altakning magnit maydon energiyasi sifatida namoyon bo'ladi va uning qiymati



22.2-rasm.

$$W_m=\frac{LI_m^2}{2} \qquad (22.2)$$

ga teng bo'ladi. Shundan so'ng magnit maydon susaya boshlaydi. Bu esa g'altakda o'zinduksiya elektr yurituvchi kuchini vujudga keltiradi. Induksion tok, Lens qoidasiga asosan, magnit maydon kamayuvini to'ldirishga harakat qiladi, ya'ni o'zinduksiya EYUK ning yo'nalishi g'altakdagi tokning avvalgi yo'nalishi bilan bir xil bo'ladi. Natijada kondensatorning qayta zaryadlanishi sodir bo'ladi. Demak, bu momentda magnit maydon energiyasi elektr maydon energiyasiga aylanib bo'ladi, lekin bu holda elektr maydonning yo'nalishi (22.2d-rasmga karang) boshlang'ich holatdagi elektr maydon (22.2*a*-rasmda tasvirlangan) yo'nalishiga teskari bo'ladi.

Keyin yana kondensatorning razryadlanishi va konturda teskari yo'nalishda elektr tokning oqishi kuzatiladi. Bu tok g'altakdan o'tib uning ichida magnit maydon hosil qiladi. Magnit maydonning yo'nalishi bu holda (22.2e-rasmga qarang) oldingi holdagiga qarama-qarshidir.

Shundan keyin magnit maydon energiyasi hisobiga o'zinduksiya toki vujudga keladi va kondensator qoplamlari orasida boshlang'ich yo'nalishdagi elektr maydon (22.2*f*-rasmga qarang) hosil bo'ladi.

Shu tariqa konturda bitta to'liq tebranish tugallandi. Keyingi protsesslar ham shu taxlitda yana takrorlanaveradi.

22.2. Erkin elektromagnit tebranishlar

Tebranishlar vaqtida ideal konturda (ya'ni aktiv qarshiligi $R=0$ bo'lgan, ko'pincha, Tomson konturi deb ataladigan konturda) elektr yoki magnit maydon energiyalarini boshqa tur energiyalariga aylanishi sodir bo'lmaydi. Tebranishlar sodir bo'layotgan vaqtda konturga tashqi kuchlanish berilmaganligi uchun kondensatordagi kuchlanish tushishi $U_c=q/C$ va g'altakdagi kuchlanish tushishi $U_L=L\frac{d^2q}{dt^2}$ ning yig'indisi nolga teng bo'lishi lozim, ya'ni:

$$L\frac{d^2q}{dt^2}+\frac{q}{C}=0. \qquad (22.3)$$

Bu ifodani L ga bo'lsak va

$$\omega_o=\frac{1}{\sqrt{LC}} \qquad (22.4)$$

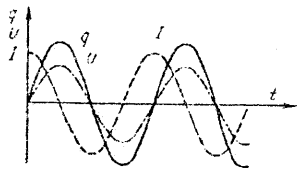
belgilash kiritsak, (22.3) munosabat quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\frac{d^2q}{dt^2}+\omega_o^2q=0. \qquad (22.5)$$

Bu tenglamaning yechimi

$$q=q_m\cos(\omega_o t+\varphi) \qquad (22.6)$$

ko'rinishdagi funksiya bo'ladi. Bu tenglamadan ko'rinishicha,



22.3-rasm.

kondensator qoplamalaridagi zaryad miqdori garmonik qonun bo'yicha o'zgaradi (22.3-rasmda tutash egri chiziq bilan tasvirlangan). Kondensatordagi kuchlanish esa

$$U=U_m\cos(\omega_o t+\varphi). \qquad (22.7)$$

ifoda bilan aniqlanib, u qoplamalardagi zaryad miqdoriga monand ravishda o'zgaradi.

Zanjirdagi tok kuchi ham garmonik qonun bo'yicha o'zgaradi:

$$I=I_m\cos(\omega_o t+\varphi+\pi/2). \qquad (22.8)$$

Demak, tok kuchi zaryad va kuchlanishdan faza bo'yicha $\pi/2$ ga farq qiladi.

Yuqoridagi ifodalardan ko'rinib turibdiki, konturda zaryad, kuchlanish va tok kuchining o'zgarishi ω_o chastota bilan sodir bo'ladi. Bu chastotani *konturning xususiy chastotasi* deb ataladi, uning qiymati (22.4) ifoda bilan aniqlanadi. *Tebranish davri* uchun quyidagi formula o'rinlidir:

$$T=2\pi/\omega_o=2\pi\sqrt{LC}. \qquad (22.9)$$

Bu tenglama *Tomson formulasi* deb yuritiladi.

22.3. So'nuvchi elektromagnit tebranishlar

Har qanday real tebranish konturi aktiv qarshilikka ega bo'ladi. Shuning uchun real konturda kondensatorning razryadlanish protsessida elektr maydon energiyasining faqat bir qismi magnit maydon energiyasiga aylanadi, qolgan qismi esa aktiv qarshilikda Joul issiqligi sifatida ajralib chiqadi. Xuddi shuningdek, kondensatorning qayta zaryadlanishida magnit maydon energiyasining bir qismi elektr maydon energiyasiga aylanadi, qolgan qismi aktiv qarshilikda issiqlik energiyasiga aylanadi. Demak, real konturdagi erkin tebranishlar so'nuvchi bo'ladi. So'nuvchi tebranishlar tenglamasini hosil qilish uchun sig'imdagi kuchlanish tushishi $U_c=q/C$ g'altakdagi kuchlanish tushishi $U_L=L\frac{d^2q}{dt^2}$ va aktiv qarshilikdagi kuchlanish tushishi $U_R=Rdq/dt$ ning yig'indisini nolga tenglashtirish kerak, ya'ni:

$$L\frac{d^2q}{dt^2}+R\frac{dq}{dt}+\frac{q}{C}=0. \qquad (22.10)$$

Bu tenglikni L ga bo'lamiz va quyidagi belgilashdan foydalanamiz:

$$\beta=R/2L. \qquad (22.11)$$

Natijada (22.10) tenglik quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\frac{d^2q}{dt^2}+2\beta\frac{dq}{dt}+\omega_o^2q=0. \qquad (22.12)$$

Bu tenglamaning yechimi

$$q=q_{mo}e^{-\beta t}\cos(\omega_c t+\varphi). \qquad (22.13)$$

ko'rinishda bo'ladi. Bu yerda, ω_c – *so'nuvchi elektromagnit tebranishlar chastotasi* bo'lib, uning qiymati quyidagicha aniqlanadi:

$$\omega_c=\sqrt{\omega_0^2-\beta^2}=\sqrt{\frac{1}{LC}-\frac{R^2}{4L^2}}. \quad (22.14)$$

Zero, so'nuvchi tebranishlar chastotasining qiymati konturning aktiv qarshiligi R kamaygan sari xususiy tebranishlar chastotasi ω_0 ga yaqinlashib boradi. $R=0$ bo'lganda esa $\omega_c=\omega_0$ bo'lib qoladi. Kondensatorda gi kuchlanish

$$U=U_{mo}e^{-\beta t}\cos(\omega_c t+\varphi) \quad (22.15)$$

va konturdagi tok kuchi

$$I=I_{mo}e^{-\beta t}\cos(\omega_c t+\varphi+\psi). \quad (22.16)$$

ifodalar orqali topiladi. Oxirgi ifodada

$$\pi/2<\psi<\pi$$

bo'ladi, ya'ni real konturda ($R\neq0$) tok va kondensatordagi kuchlanish faza bo'yicha $\pi/2$ dan kattaroq qiymatga farq qiladi.

Odatda, so'nuvchi elektromagnit tebranishlarning so'nish darajasi *so'nishning logarifmik dekrementi*

$$\delta=\left|\ln\frac{q(t)}{q(t+T_c)}\right|=\beta T_c=\frac{R}{2L}T_c \quad (22.17)$$

bilan xarakterlanadi.

22.4. Majburiy elektromagnit tebranishlar

Tebranish konturiga elektr yurituvchi kuchi davriy ravishda o'zgaruvchi manba ulaylik. Bu manba konturning aktiv qarshiligida issiqlik energiyasi sifatida ajralib chiqayotgan energiya kamayuvini kompensatsiyalab turishi tufayli tebranish konturining energiyasi doimiy saqlanadi. Bu esa, o'z navbatida, tebranishlarning so'nmasligiga sababchi bo'ladi. Bunday tebranishlarni *majburiy elektromagnit tebranishlar* deyiladi.

Bu holda kontur elementlaridagi kuchlanish tushishlarining yig'indisi nolga emas, balki tashqi o'zgaruvchan elektr yurituvchi kuch $\varepsilon_m\cos\omega t$ ga teng bo'lishi kerak, ya'ni

$$L\frac{d^2q}{dt^2}+R\frac{dq}{dt}+\frac{q}{C}=\varepsilon_m\cos\omega t. \quad (22.18)$$

Bu tenglamaning yechimi majburiy tebranishlarni ifodalaydi. U quyidagi ko'rinishga ega:

$$q=q_m\cos(\omega t-\psi), \quad (22.19)$$

bunda

$$q_m=\frac{\varepsilon_m}{\omega\sqrt{R^2+\left(\omega L-\frac{1}{\omega C}\right)^2}}, \quad (22.20)$$

$$tg\psi=\frac{R}{\frac{1}{\omega C}-\omega L}. \quad (22.21)$$

(22.19) dan vaqt bo'yicha birinchi tartibli hosila olsak, konturdagi tok kuchini topgan bo'lamiz:

$$I=I_m\cos(\omega t-\psi+\pi/2), \quad (22.22)$$

bunda

$$I_m=\frac{\varepsilon_m}{\sqrt{R^2+\left(\omega L-\frac{1}{\omega C}\right)^2}}. \quad (22.23)$$

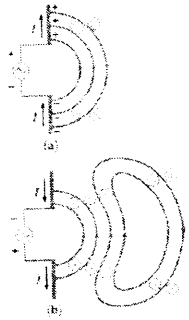
Kondensatordagi kuchlanishni topish uchun (22.19) ni C ga bo'lamiz:

$$U=U_m\cos(\omega t-\psi), \quad (22.24)$$

bunda

$$U_m=\frac{\varepsilon_m}{\omega C\sqrt{R^2+\left(\omega L-\frac{1}{\omega C}\right)^2}}. \quad (22.25)$$

22.5. Elektromagnit to'lqinlarning hosil bo'lishi va tarqalish tezligi

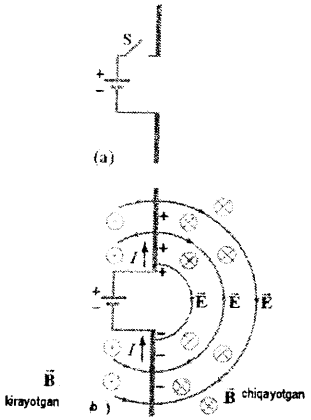


22.4-rasm.

Maksvell tenglamasiga muvofiq magnit maydoni bo'sh fazoda elektr maydoni o'zgarishi hisobiga sodir bo'larkan. Bundan Maksvell yana bir ajoyib xulosa chiqargan. Agar magnit maydoni o'zgarishi elektr maydonini hosil qilsa, u holda elektr maydoni o'zini o'zgartiradi. Elektr maydonining bu o'zgarishi navbati bilan magnit maydonini hosil qiladi va aksincha. Qachonki, Maksvell o'zining tenglamalari ustida ishlaganda u umumiy natija, ya'ni o'zaro ta'sirlashuvchi o'zgaruvchan maydonlar fazo bo'ylab harakatlanayotgan elektr va magnit maydonlarining to'lqini ekanligini aniqladi. Hozir

biz oddiy yo'l bilan elektromagnit to'lqinlarning qanday paydo bo'lishini aniqlaymiz[1].

Ikkita bir-biriga ulangan sim antenna sifatida ishlatilmoqda (22.4a-rasm). Faraz qilaylik bu ikkala sim bir-biriga kalit bilan batareykaga ulangan. Kalit qo'shilganda simning tepa qismi tezda musbat zaryadlanadi va pastki qismi manfiy zaryadlanadi. Elektr maydon chiziqlari 22.4b-rasmdagidek joylashadi. Elektr zaryadi oqib o'tganda tokning yo'nalishi rasmda ko'rsatilgan. Shuning uchun sim atrofida magnit maydoni yuzaga keladi. Magnit maydoni chiziqlari antennani o'rab oladi, shuning uchun 22.4-rasmda E nuqtalari o'ng tarafda varoq tomonga (⊗), chap tarafda varoq tomondan bizga (⊙) yo'naladi. Endi so'rashimiz mumkin elektr va magnit maydonlari qanchalik uzoq masofalargi tarqaladi? Statik holatda maydonlar cheksiz uzoqlarga tarqaladi. Shunday ekan, qachonki 22.4-rasmda kalit qo'shilgan bo'lsa, maydonlar yaqin joyga tezda yetib boradi, ammo agar masofa oshishi bilan yetib borish vaqti ham ortadi. Elektr va magnit maydonlari ikkalasi ham energiya tashiydi, bu energiyalar cheksiz tezlikda uzoq masofalarga yetib bormaydi[1].



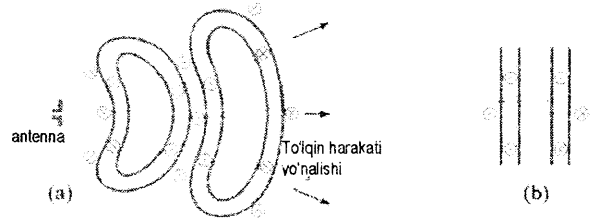
22.5-rasm.

E'tiborimizni 22.5-rasmga qaratadigan bo'lsak, bizning antennamiz ac (alternative current-o'zgaruvchan tok) generatorga ulangan. 22.5a-rasmda ulanish to'liq amalga oshirilgan. Zaryad oshib borishi bilan maydon hosil bo'lishni boshlaydi, 22.4b-rasm. 22.5a-rasmdagi + va - belgilar ayni berilgan soniyadagi har bir sterjenning umumiy zaryadini namoyon qiladi. Qora rangdagi strelkalar tok yo'nalishini ko'rsatadi. Elektr maydon sahifa tekisligi bo'ylab qizil chiziqlarda tasvirlangan; magnit maydon esa, o'ng qo'l qoidasi bo'yicha ko'k rangda

[1] Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, ". 627, 628, 629 631-betlar.

tasvirlangan, ichkariga bo'lsa (⊗), tashqariga bo'lsa (⊙). 22.5b-rasmda as (o'zgaruvchan tok) generatorining kuchlanishi yo'nalishi bo'yicha teskari bo'lgan; tok qarama-qarshi bo'lgan va yangi magnit maydon teskari yo'nalishga qaragan. Yangi magnit maydonlar yo'nalishini o'zgartirganligi sababli eski liniyalar bir necha yangi liniyalarga ulanib epik halqa shaklini namoyon qildi. Eski maydonlar, aksincha, to'satdan g'oyib bo'lishmadi, ular uzoq masofalarga ajralishdi. Aslida esa, magnit maydonning o'zgarishi elektr maydonini hosil qiladi va elektr maydonini o'zgarishi magnit maydonni yaratadi, shunday elektr va magnit maydonlarining o'zgarishi kombinatsiyasi o'zini o'zi qo'llab-quvvatlaydi va antenna zaryadiga hech bog'liq bo'lmaydi[1].

Antennadan uzoq bo'lmagan maydonlar *yaqin maydon* deyiladi va o'ta murakkab hisoblanadi, lekin bizni ular bilan ishimiz yo'q. Biz asosan antennadan uzoqda joylashgan maydonlar bilan qiziqamiz, ular radiatsiya maydoni deyiladi. Elektr maydon liniyalari halqa shaklini yaratadi, 22.6a-rasmdagi kabi, va oldinga harakatni davom ettiradi. Magnit maydon liniyalari ham epik halqa namoyon qiladi, lekin ular ko'rinmaydi, chunki ular sahifaga perpendikulardir. Garchi liniyalar faqatgina manbadan o'ng tarafda ko'rsatilgan bo'lsada, maydonlar boshqa yo'nalishga harakatlana oladi. Maydon kuchlari tebranuvchi zaryadlarga nisbatan perpendikular yo'nalishlarda eng katta qiymatga ega bo'ladi; va tebranuvchi zaryadlar yo'nalishi bo'ylab ular 0 ga tushadi 22.6a-rasmdagi antennaning pastki va tepa qismida[1].

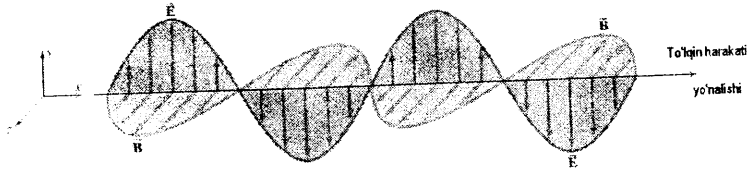


22.6-rasm.

[1] Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, ". 627, 628, 629 631-betlar.

E va **B** qiymatlari radiatsiya maydonida 1/r ga masofani qisqartirishi kuzatilgan. (Buni Kulon qonunidagi E ni qiymatini $1/r^2$ ga kamayishi bilan solishtiring). Elektromagnit to'lqinlari orqali olib kelinadigan energiya amplituda kvadratiga proporsionaldir, E^2 yoki B^2, shuning oqibatida to'lqin intensivligi $1/r^2$ ga kamayadi. Shuning uchun, EM to'lqinlari orqali keladigan energiya tovush to'lqinlari singari ***teskari kvadrat qonuniga*** bo'ysunadi[1].

Radiatsiya maydoni haqida bir necha narsalar 22.6-rasmda ko'rsatilgan. Birinchidan, *istalgan nuqtada elektr va magnit maydonlari bir-birlariga nisbatan perpendikulardir va to'lqin yo'nalishi tomon yo'nalgan.* Ikkinchidan, maydonlar yo'nalishi bo'yicha almashishini kuzatishimiz mumkin (B ba'zi nuqtalarda sahifani ichiga kiryapti va boshqa nuqtalarda sahifadan chiqyapti; E ba'zi nuqtalarda yuqoriga, ba'zilarida pastga yo'nalgan). Shuning uchun maydon kuchlari bir yo'nalishda maksimumdan nolgacha va boshqa yo'nalishda maksimumgacha o'zgaradi. Elektr va magnit maydonlari "faza" ichida joylashgan: ayni bir xil nuqtalarda ikkalasi ham nolga teng va fazoda o'sha nuqtalarda maksimum qiymatlariga erishadi. Antennadan uzoqdagi (22.6b-rasm) maydon liniyalari yirik yuza bo'ylab juda ham ravon va va to'lqinlar tekislik to'lqinlari deb ataladi[1].



22.7-rasm.

Agar kuchlanish manbasi sinusoidal o'zgarsa, radiatsiya maydonidagi elektr va magnit maydon kuchlari ham sinusoidal o'zgaradi. To'lqinlarning sinusoidal xarakteri 22.7-rasmda aks ettirilgan, to'lqin harakati yo'nalishi bo'ylab funksiya kabi chizilgan maydon yo'nalishlarini va qiymatlarini ko'rsatadi. **E** va **B** elektr va

[1] Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, ". 627, 628, 629 631-betlar.

magnit maydonlari bir-birlariga nisbatan perpendikulardir va to'lqin yo'nalishi tomon yo'nalgan. Biz bu to'lqinlarni elektromagnit to'lqinlar (EM) deb ataymiz. Ular kesishuvchi to'lqinlardir, chunki amplitudalari to'lqin harakati yo'nalishiga perpendikulardir. Biroq EM to'lqinlar har doim maydon to'lqinlari deyiladi. Maydon bo'lishlari sabab, EM to'lqinlar bo'sh fazoda erkin tarqala olishadi[1].

Biz ko'rganimizdek, EM to'lqinlar tebranuvchan elektr zaryadlari orqali hosil bo'ladi va shunday qilib tezlanishni his qiladi. Umumiy qilib aytganda tezlanayotgan elektr zaryadlari elektromagnit to'lqinlarini keltirib chiqaradi.

22.6. Elektromagnit to'lqinlarning xossalari va differensial tenglamasi

Ma'lumki davriy ravishda o'zgaruvchi elektromagnit maydonning tarqalishini elektromagnit to'lqin deb ataladi. Elektromagnit to'lqinni shunday ikki o'zaro perpendikular tekisliklarda yotuvchi sinusoidalar shaklida tasvirlash mumkinki, bunda to'lqin shu ikki tekislik kesishishi natijasida hosil bo'lgan chiziq bo'ylab tarqaladi. Maksvell ta'limotiga asosan, elektromagnit to'lqinning biror muhitda tarqalish tezligi shu muhitning elektr va magnit xususiyatlariga bog'liq bo'lib, uning qiymati quyidagi munosabat bilan aniqlanadi.

$$\vartheta = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0 \cdot \sqrt{\mu\varepsilon}}} \qquad (22.26)$$

Vakuumda muhitning magnit sindiruvchanligi va dielektrik singdiruvchanliga birga teng. Shuning uchun vakuumda elektromagnit to'lqinning tarqalish tezligi

$$\vartheta_0 = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}} = \frac{1}{\sqrt{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 8{,}85 \cdot 10^{-12}}} = 3 \cdot 10^8 \frac{m}{c} = C$$

u holda (22.26)ni quyidagicha yozish mumkin

$$\vartheta = \frac{C}{\sqrt{\mu\varepsilon}}$$

Demak elektromagnit to'lqinlar muhitda tarqalish tezligi vakuumdagi tezligidan $\sqrt{\varepsilon\mu}$ marta kichik.

[1] Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, ". 627, 628, 629 631-betlar.

Ma'lumki elektromagnit to'lqin ikki o'zaro perpendikular tekisliklarda yotuvchi sinusoidalar shaklida tasvirlanadi, bunda elektro magnit to'lqin shu ikki tekislik kesishishi natijasida hosil bo'lgan chiziq bo'ylab tarqaladi. Maksvell tenglamasiga asosan o'zgaruvchan elektromagnit maydonining E va H kuchlanganlik vektorlari tipidagi to'lqin tenglamalari qanoatlantiradi.

$$\Delta\vec{H} = \frac{1}{\vartheta^2}\cdot\frac{\partial^2\vec{H}}{\partial t^2} \qquad \Delta\vec{E} = \frac{1}{\vartheta^2}\cdot\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} \qquad (22.27)$$

Bunda $\Delta\vec{H} = \frac{1}{\vartheta^2}\cdot\frac{\partial^2\vec{H}}{\partial t^2}$ Laplas operatori, J – elektromagnit to'lqinining tipidagi to'lqin tenglamalari qanoatlantiradi. Bunda $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}$ Laplas operatori, ϑ – elektromagnit to'lqinining biror muhitdan tarqalish tezligi. c – elektromagnit to'lqinni vakuumda tarqalish tezligi.

Elektromagnit to'lqinning muhitda tarqalish tezligi, vakuumdagi tezlikdan $\sqrt{\varepsilon\mu}$ marta kichik. (22.27) tenglamani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \frac{1}{\vartheta^2}\cdot\frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} \qquad \frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} = \frac{1}{\vartheta^2}\cdot\frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2} \qquad (22.28)$$

Bu tenglamalarning eng oddiy yechimi quyidagi ko'rinishda bo'ladi.

$$\left.\begin{aligned} E_y &= E_0\cos(\omega t - kx + \gamma) \\ H_z &= H_0\cos(\omega t - kx + \gamma) \end{aligned}\right\}$$ yassi monoxramatik elektromagnit to'lqin tenglamasi, bunda E_0 va H_0 mos ravishda to'lqinlarning elektr va magnit maydon kuchlanganliklari amplitudasi. $k = \frac{2\pi\nu}{\vartheta} = \frac{2\pi}{\vartheta\cdot T} = \frac{2\pi}{\lambda}$ to'lqin soni bo'lib u 2π metr uzunlikdagi kesmada joylashadigan to'lqin uzunliklarining sonini ifodalaydi. g-tebranishni boshlang'ich fazasi.

22.7. Elektromagnit to'lqin energiyasi. Umov-Poynting vektori

Elastik to'lqin tarqalganidagiga o'xshash, elektromagnitik to'lqin tarqalishida energiya ko'chadi (oqadi). Elastik to'lqinda energiya oqishi to'g'risidagi masalani birinchi marta (1874y.) N.A.Umov tekshirdi va har qanday muhitda energiya oqimi to'g'risidagi umumiy teoremani isbot qildi. Elastik to'lqindagi

energiya oqimi elastik muhitning elastik deformasiyasining potensial energiyasini va zarralari harakatining kinetik energiyasini xarakterlovchi kattaliklar orqali hisoblanishi mumkin. Energiya oqimining zichligi maxsus vektor (Umov vektori) orqali ifodalanadi. Shunga o'xshash tekshirish elektromagnitik to'lqinlarda ham unumli bo'ladi. Elektr maydonining energiyasini elastik deformatsiyaning potensial energiyasiga, magnit maydonining energiyasini esa deformatsiyalangan jism qismlari harakatining kinetik energiyasiga ma'lum darajada o'xshatish mumkin. Xuddi elastik deformatsiya holidagidek, elektromagnitik to'lqinda energiyaning nuqtadan nuqtaga uzatilishi elektr va magnit kuchlanganliklarining to'lqinlari bir xil fazada bo'lishi bilan bog'liqdir. Bunday to'lqin *yugurma* to'lqin deyiladi. Yugurma elastik yoki elektromagnitik to'lqinda energiya harakatini *energiya oqimi* deb ataladigan **S** vektor yordamida tasvirlash qulay; bu vektor to'lqinda $1m^2$ orqali 1s mobaynida qancha energiya miqdori oqib o'tishini ko'rsatadi. Elektromagnitik to'lqinlar uchun bu vektorni Poynting (1884y.) kiritgan. Uni *Umov-Poynting vektori* deb atash o'rinlidir.

Elektromagnit to'lqinlarni payqash mumkinligi (uchqun chiqishi, lampochkaning shu'lanishini va hokazo) bu to'lqinlarning o'zi bilan energiya ko'chirib yurishini ko'rsatadi. Birlik hajmidagi elektromagnit maydon energiyasi, ya'ni elektr maydon energiyasini zichligi $\omega_e = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2}{2}$ (22.29) va magnit maydon energiyasining zichligi

$$\omega_M = \frac{\mu\mu_0 H^2}{2} \qquad (22.30)$$

yig'indisidan iborat.

$$\omega = \omega_e + \omega_M = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2}{2} + \frac{\mu_0\mu H^2}{2} \qquad (22.31)$$

Elektromagnit maydonda elektr va magnit maydonlar energiyalarining zichliklari har bir momentda birday bo'ladi, ya'ni $\omega_e = \omega_m$ u holda (22.31) quyidagicha yoziladi.

$$\omega = 2\omega_e = 2\omega_m = \varepsilon\varepsilon_0 E^2 = \mu\mu_0 H^2 \qquad (22.32)$$

Bundan $$\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0}E = \sqrt{\mu\mu_0}H \qquad (22.33)$$

(22.33) ga asosan (22.32) ni quyidagicha yozish mumkin

$$\omega = \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon \mu} E \cdot H \qquad (22.34)$$

(22.26)ifodaga asosan (22.34) ni quyidagicha yozamiz

$$\omega = \frac{1}{\vartheta} E \cdot H \qquad \text{yoki} \qquad \omega \cdot \vartheta = E \cdot H$$

$\omega \cdot \vartheta = S$ bo'lib S – birlik vaqtda birlik yuza orqali ko'chirilayotgan energiya, ya'ni

$$S = \omega \cdot \vartheta = E \cdot H$$

bu ifodani vektor ko'rinishda **S=[E·H]** shaklida yozish mumkin. E va H lar o'zaro perpendikular bo'lganligi uchun bu vektorlarning vektor ko'paytmasi elektromagnit to'lqinning tarqalish yo'nalishidagi S vektordir. S vektorni **Umov-Poynting vektori** deb ataladi.

22.8. Elektromagnit to'lqinlarning qo'llanilishi va shkalasi

Elektromagnit to'lqinlar birinchi marta Gers tajribasidan 8 yil keyin 1895-yil 7-mayda rus fizigi A.S.Popov tomonidan amalda qo'llanildi. A.S.Popov rus-fizika-kimyo jamiyati majlisida dunyoda birinchi radiopriyomnikni demonstratsiya qildi va elektromagnit to'lqinlarni simsiz aloqa vositasi sifatida keng ishlatish mumkinligini ko'rsatdi. Diapazoni santimetr va millimetr bo'lgan elektromagnit to'lqinlar radiolokatsiya (to'lqinlarni to'siqlardan qaytish) da keng qo'llaniladi. Hozirgi paytda fan va texnikaning hech bir sohasi yo'qki unda elektromagnit to'lqinlar ishlatilmasin. Radioeshittirish uchun radioto'lqinlarning hamma diapazonlari ishlatiladi.

Televideniye sxemasi radioeshittirish sxemasi bilan deyarli bir xil. Farqi shundaki, uzatkichda tebranishlar nafaqat tovush signallari, balki tasvir signallari ham modulatsiya qilinadi. Uzatish telekamerasida tasvir elektron nur trubkasi yordamida qayta tiklanadi. Uzatilayotgan va qabul qilinayotgan signallar shunday sinxronlashtirilganki, televizor trubkasidagi elektron nurining harakati uzatuvchi telekamera nurining harakatini takrorlaydi.

Hozirgi paytda elektromagnit to'lqinlar yordamida qo'zg'almas va harakatlanuvchi obyektlar tasvirini uzatish (fototelegrafiya, televideniye), samolyot va kemalarni boshqarish (radionavigatsiya), yer ostida masofani aniq o'lchash (radiogeodeziya) mumkin. Radioantenna va radioteleskoplar yordamida koinotning juda uzoq nuqtalarida joylashgan obyektlarni radiozond qilish va ulardan kelayotgan to'lqinlarni qabul qilish imkoniyati ochildi.

Maksvelning EM to'lqinlarining mavjudligi bashorati hayratlanarli edi. EM to'lqinlarining yorug'lik tezligi kabi 3×10^8 m/s tezlikda harakatlanishini oldindan aytilishi ham teng darajada diqqatga sazovor edi. Yorug'lik nurining Maksvell ishidan 60 yil ilgari to'lqin singari harakatlanishi ko'rsatilgan edi. Biroq, hech kim uni qanaka to'lqinligini bilmas edi. Nima u yorug'lik tezligidagi tebranuvchi narsa? Maksvell, EM to'lqinlari tezligi hisob-kitobi asosida yorug'lik nuri EM to'lqini bo'lsa kerak deb aytib o'tgan edi. Bu fikr tez orada olimlar tomonidan umumravishda qabul qilindi, lekin toki EM to'lqinlari tajriba asosida aniqlanmagunicha to'liq emas edi. EM to'lqinlar birinchi bo'lib Genrix Gers (1857-1894) tomonidan ishlab chiqilgan va aniqlangan, Maksvell o'limidan 8 yildan so'ng, Gers elektrodearo-bo'shliq apparatini ishlatgan, unda zaryadni qisqa vaqt davomida orqaga va oldinga harakatlanishi natijasida 10^9Hz chastotalik to'lqinlarni yaratgan. U sim halqa yordamida ularni masofada aniqlagan, o'zgaruvchan magnit maydonning ushbu halqa orasidan o'tishi EYUK ni hosil qilgan[1].

Bunday to'lqinlar keyinchalik 3×10^8 m/s yorug'lik tezligida harakatlanishi namoyish etilgan va yorug'likning aks, refraksiya va interferensiya kabi barcha xususiyatlarini o'zida ko'rsatgan. Yagona farqi ular ko'rinmasligi bo'lgan. Gers tajribasi Maksvell teoriyasini ajoyib isboti bo'lgan.

Ko'zga ko'rinadigan yorug'lik nuri to'lqin uzunliklari XIX asr birinchi o'n yilligida o'lchangan, hech kim hatto yorug'lik nurini EM to'lqin ekanligini tasavvur ham qilmagan davrda. To'lqin uzunliklari 4.0×10^{-7} m va 7.5×10^{-7} m yoki 400nm dan 750nm (1nm = 10^{-9} m) orasida etishi aniqlangan. Ko'zga ko'rinadigan yorug'lik nuri chastotalari tenglama orqali topilgan:

---

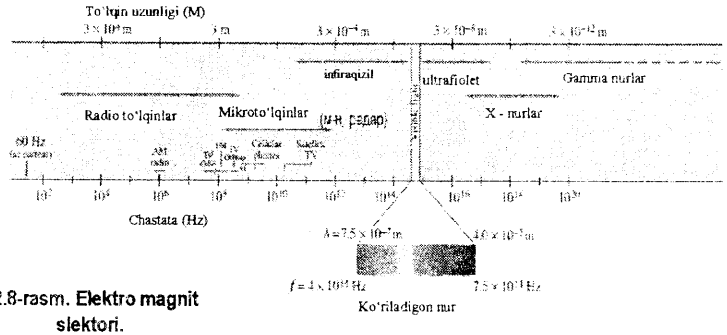
[1] Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, ". 627, 628, 631-betlar.

$$C = \lambda f \qquad (22.35)$$

f va λ to'lqin chastotasi va uzunligi s esa yorug'lik tezligi, 3×10^8 m/s, bu ochiq fazodagi barcha EM to'lqinlarga universaldir. 22-35 tenglama ko'zga ko'rinadigan yorug'lik nurining chastotasi 4.0×10^{14}Hz va 7.5×10^{14} Hz orasida bo'lishini bizga aytadi. (1 Hz = 1 sikl/sekund = 1 s^{-1}.)

Lekin ko'zga ko'rinadigan yorug'lik nuri EM to'lqinining bir turidir. Biz hali ko'rganimizdek, Gerts kichkina chastotalik EM to'lqinlarini ishlab chiqqan, 10^9Hz. Hozirda ular radioto'lqinlar deb ataladi, chunki shu diapazondagi chastotalar radio va TV signallarini yuborishda ishlatiladi. EM to'lqinlar eski EM radiatsiya ko'p turdagi chastotalarda ishlab chiqilgan va aniqlangan. Ular odatda 22-8 rasmdagidek guruhlashtiriladi, qaysiki elektromagnit spektri deb nom olgan[1].

Я



22.8-rasm. Elektro magnit slektori.

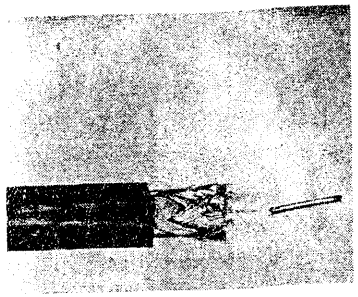
Radioto'lqinlar va mikroto'lqinlar elektronika jihozlarni ishlatgan holda laboratoriya sharoitida ishlab chiqarilishi mumkin Yuqori chastotalik to'lqinlarni elektronik yo'l bilan ishlab chiqarish juda ham qiyin. Bunday va shunga o'xshash EM to'lqinlar tabiiy jarayonlarda ishlab chiqariladi, masalan atomlar, molekulalar va yadro emissiyasi. EM to'lqinlari elektronlarni yoki boshqa zaryadlangan zarrachalarni tezlantirish orqali olinishi ham mumkin, masalan 22.5-rasmdagi antennadagi elektronlar. X-nurlar juda kichik to'lqin uzunligiga ega (va juda katta chastotaga ega) va ular tez

[1] Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, ". 627, 628, 629 631-betlar.

harakatlanadigan elektronlar metaldan yasalgan mo'ljalni urganda juda tez sekinlanishi oqibatida vujudga keladi. Hatto oddiy qizigan lampochkadan chiqadigan ko'zga ko'rinadigan yorug'lik nuri bu issiq lampochka "sim" ichidan chiqayotgan elektronlar sabablidir.

Biz keyinchalik EM to'lqinlarni har xil turlarini uchratamiz. Biroq, shu yerda aytib o'tish joizki, infraqizil radiatsiya (IR) (ko'zga ko'rinadigan yorug'lik nuri chastotasidan kichik chastotaga ega EM to'lqinlar) quyoshni isitish ta'siriga o'z hissasini qo'shadi. Quyosh nafaqat ko'zga ko'rinadigan yorug'lik nuri, balki bir qancha IQ va UF (ultrafiolet) nurlarini ham chiqaradi[1].

Bizning terimiz molekulalari infraqizil chastotalarida "tebranadi", shuni oqibatida ular yutiladi va bizni isitadi. Biz insonlar EM to'lqinlarni to'lqin uzunligiga qarab turlicha his etamiz: bizning ko'zlarimiz to'lqin uzunligi 4.0×10^{-7} m va 7.5×10^{-7} m (ko'zga ko'rinadigan yorug'lik nuri) orasidagi to'lqinlarni ilg'ay oladi, terimiz esa IQ to'lqin uzunligidan uzunlarini sezadi. Ko'plab EM to'lqin uzunliklarini to'g'ridan-to'g'ri aniqlay olmaymiz[1].



22.9-rasm. Umumiy o'qqa ega bo'lgan kabel.

Yorug'lik va boshqa elektromagnetik to'lqinlar 3×10^8 m/s tezlik bilan harakatlanadi.

Buni million marta sekinroq bo'lgan, havoda 300m/s tezlik bilan harakatlanadigan tovush, yoki yorug'likdan 10 million marta kichik bo'lgan odatiy avtomobil tezligi, 30m/s (100km/soat, 60mil/soat) bilan solishtiring. EM to'lqinlari tovush to'lqinlaridan boshqacha tarzda katta farq qiladi: tovush to'lqinlari havo kabi o'rtacha harakat qiladi, va havo molekulalarining harakatini jalb qiladi. EM to'lqinlar hech qanday materiallarni jalb qilmaydi – faqatgina maydonlar va bo'sh fazoda harakatlana oladi.

[1] Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, ". 627, 628, 629 631-betlar.

Elektromagnetik to'lqinlar uzatish liniyalari bo'ylab, hamda bo'sh fazo bo'ylab ham harakatlana oladi. EYUK manbai uzatish liniyasiga ulanganda, ikki parallel yoki umumiy o'qqa ega bo'lgan kabel bo'lsin (22.9-rasm), butun sim bo'ylab hamma nuqtalarida elektr maydon paydo bo'la olmaydi. Bu 22.2-bo'limda va 22.5-rasmda aytib o'tilgan sabablarga asoslangan. Haqiqatda, agar simlar bo'shliq yoki havo bilan ajratilgan bo'lsa, ko'rish mumkinki, elektrik signallar butun sim bo'ylab $c = 3.0 \times 10^8$ m/s tezlik bilan harakatlanadi. Misol uchun, siz chiroq yondirgichni bosganingizda, chiroq aslida juda kichik sekund vaqt kechroq yonadi. Elektr o'tkazuvchanligi ε va magnetik o'tkazuvchanligi μ bo'lgan muhitda agar simlar mavjud bo'lsa, 22.3-tenglamada berilgan tezlikka o'xshash bo'lmaydi, aksincha

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}}$$

ko'rinishda bo'ladi[1].

[1] Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, ". 627, 628, 629 631-betlar.

XXIII BOB
YORUG'LIKNUNG ELEKTROMAGNIT TO'LQIN NAZARIYASI VA TO'LQIN OPTIKASI

23.1. Yorug'lik – elektromagnit to'lqin

Yorug'lik interferensiyasi, difraksiyasi, dispersiyasi, qutblanishi kabi optik hodisalarni yorug'lik-elektromagnit to'lqindir deb tasavvur qilish asosida, issiqlik, nurlanish, fotoeffekt, Kompton effekti kabi hodisalarni esa yorug'lik–fotonlar (elektromagnit nurlanish ulushlari) oqimi deb tasavvur qilish asosida tushuntirishga erishildi.

Elektromagnit to'lqinlar oralig'i nihoyatda keng. Xususan, inson ko'z sezga oladigan elektromagnit to'lqinlarning chastotalari

$$\nu = (0{,}75 - 0{,}40) \cdot 10^{15}\ Gs \qquad (23.1)$$

oraliqqa mos keladi. Bu oraliqdagi elektromagnit to'lqinlar yorug'lik to'lqinlari deb yuritiladi. Boshqacha aytganda, mexanik tebranishlar chastotalarining ma'lum oralig'ini inson tovush tarzida qabul qilganidek, elektromagnit to'lqinlar chastotalarining yuqorida keltirilgan oralig'ini ko'zimiz yorug'lik sifatida qayd qiladi. Yorug'lik to'lqinlarini bir qator monoxromatik yorug'lik to'lqin (chastotalar intervali $\Delta\nu$ nihoyat kichik bo'lgan yorug'lik to'lqin)larning yig'indisidan iborat, deb tasavvur qilish mumkin. Monoxromatik yorug'lik to'lqinini inson ko'zi ma'lum rangli yorug'lik sifatida qabul qiladi.

Yorug'likning vakuumdagi va muhitdagi tarqalish tezliklarining nisbati, ya'ni

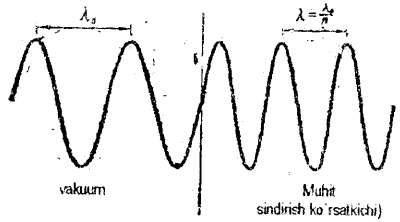
$$n = \frac{c}{u} = \sqrt{\varepsilon\mu} \qquad (23.2)$$

kattalik mazkur muhitning sindirish ko'rsatkichi deb ataladi. Bu yerda c – yorug'likning vakuumdagi tezligi, ε – muhitning dielektrik sinduvchanligi, μ – magnit maydon singdiruvchanligi.

Yorug'likning muhitdagi to'lqin uzunligi esa quyidagicha aniqlanadi:

$$\lambda = \frac{u}{\nu} = \frac{\frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}}{\nu} = \frac{c}{\nu}\cdot\frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}} = \frac{\lambda_0}{n} \qquad (23.3)$$

Demak, muhitning optik zichligi qanchalik kattaroq (ya'ni n ning qiymati kattaroq) bo'lsa, yorug'likning mazkur muhitdagi to'lqin uzunligi vakuumdagi to'lqin uzunligidan keskinroq farqlanadi. **Bir muhitdan ikkinchi muhitga o'tayotgan yorug'likning to'lqin uzunligi o'zgaradi lekin uning rangi o'zgarmaydi, chunki yorug'lik chastotasi barcha muhitlarda birday bo'ladi.**



23.1-rasm.

Yorug'lik to'lqinda E va N vektorlar tebranadi. Tajribalar asosida yorug'likning fotokimyoviy, fotoelektrik, fiziologik va boshqa ta'sirlari E vektorning tebranishlari tufayli vujudga kelishi aniqlangan. Shuning uchun bundan keyingi mulohazalarda E vektor tebranishlar haqida fikr yuritamiz, N vektorni esa deyarli eslamaymiz. Ammo E vektorga perpendikular ravishda N vektor tebranayotganligini ham unutmaslik kerak. Ba'zan E vektorning yorug'lik vektori deb yurtilishining boisi ham shunda. Zero, O_x yo'nalishda tarqalayotgan ω chastotali monoxromatik yorug'lik to'lqinini

$$E = A\cos(\omega t - kx + \varphi_0) \qquad (23.4)$$

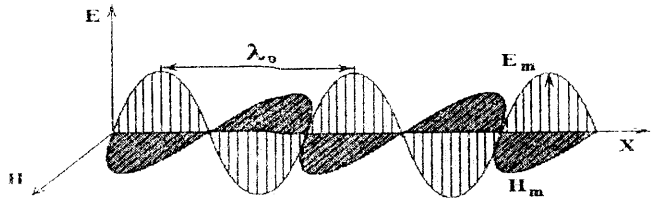
tenglama bilan ifodalash mumkin. Bunda A bilan yorug'lik vektori amplitudasining moduli belgilandi. Yorug'lik yutmaydigan muhitda tarqalayotgan yassi to'lqin uchun A=const, sferik to'lqin uchun $A \sim \frac{1}{x}$. Yorug'lik to'lqin bilan birgalikda ko'chirilayotgan energiya oqimi zichligining vaqt bo'yicha o'rtacha qiymatining moduli yorug'lik intensivligi (I) deb ataladi. Yorug'lik intensivligi muhitning sindirish ko'rsatkichi n ga va yorug'lik to'lqin amplitudasining kvadratiga proporsional:

$$I \sim nA^2. \qquad (23.5)$$

Yorug'lik bir jinsli muhitda tarqalayotgan bo'lsa, $I \sim nA^2$ deb hisoblash mumkin, lekin yorug'likning bir muhitdan ikkinchi muhitga o'tishida n e'tiborga olinishi kerak.

Elektromagnit to'lqin nazariyasiga asosan, fazoning ixtiyoriy nuqtasida elektr maydonning har qanday o'zgarishi qo'shni nuqtalarda o'zgaruvchan magnit maydonni vujudga keltiradi. Bu maydon esa, o'z navbatida, o'zgaruvchan elektr maydonni paydo qiladi va hokazo. Bu o'zgarishlar fazoning bir nuqtasidan ikkinchi nuqtasiga uzatiladi, natijada elektromagnit to'lqinning har tomonga tarqalishi sodir bo'ladi. *Elektromagnit to'lqin tarqalayotganda fazoning har bir nuqtasida elektr va magnit maydonlar davriy ravishda* (masalan ω chastota bilan) *o'zgarib turadi.* Bu o'zgarishlar E va H vektorlarning tebranishlari sifatida ifodalanadi:

$$E = E_m\cos(\omega t + \varphi_0) = E_m\cos(2\pi\nu t + \varphi_0)$$
$$H = H_m\cos(\omega t + \varphi_0) = H_m\cos(2\pi\nu t + \varphi_0) \qquad (23.6)$$



23.2-rasm.

Bunda $\mathbf{E}_m$ va $\mathbf{H}_m$ – mos ravishda elektr va magnit maydon kuchlanganligi vektorlarining maksimal (amplituda) qiymatlari, $\omega t + \varphi_0 = \varphi$ – tebranish fazasi, φ_0 – boshlang'ich faza, ν – tebranish chastotasi, $\omega = 2\pi\nu$ – siklik chastota.

E va **N** vektorlarning tebranishlari bir xil fazada va o'zaro perpendikular tekisliklarda sodir bo'ladi. 23.2-rasmda Ox yo'nalish bo'yicha tarqalayotgan to'lqin tasvirlangan. Elektromagnit to'lqin **E** va **N** vektorlarning fazoda tebranishidan iboratdir. Lekin soddalashtirish maqsadida biz bundan keyingi mulohazalarimizda faqat **E** vektorning tebranishlari to'g'risida gapiramiz, **N** vektorni esa deyarli esga olmaymiz. Ammo **E** vektorga perpendikular yo'nalishda **N** vektor ham tebranayotganligini unutmasligimiz kerak. Agar to'lqinning turli nuqtalaridagi **E** vektorlar faqat bir tekislikda yotsa,

bunday to'lqinni *yassi elektromagnit to'lqin* deb, bu tekislikni esa *tebranish tekisligi* deb ataymiz. 23.2-rasmda tasvirlangan to'lqin yassi elektromagnit to'lqindir.

Maksvell hisoblashlar asosida elektromagnit to'lqinlar $3 \cdot 10^8$ m/s tezlik bilan tarqalishi lozim, degan xulosaga keldi. Bu qiymat keyinchalik optik usullar bilan aniqlangan yorug'lik tezligiga teng bo'lib chiqdi. Bu esa - yorug'lik elektromagnit to'lqindir deb talqin qilishga imkon beradi.

Hozirgi vaqtda eng zamonaviy tajribalar asosida *yorug'likning vakuumda tarqalish tezligi* $s = (299792456{,}2 \pm 1{,}1)$ *m/s* deb qabul qilingan.

Haqiqatan, keyinchalik amalga oshirilgan tekshirishlar elektromagnit to'lqinlarning chastotalar diapazoni nihoyat keng ekanligini ko'rsatdi. Xususan, inson ko'zi ko'ra oladigan elektromagnit to'lqinlarning chastotalari

$$\nu = (0{,}75 \div 0{,}40) \cdot 10^{15}\ Gz \qquad (23.7)$$

diapazonda yotadi. Bunday chastotali to'lqinlarning vakuumda uzunligi

$$\lambda_0 = \frac{c}{\nu} = (0{,}40 \div 0{,}75) \cdot 10^{-6}\ m = (0{,}40 \div 0{,}75)\ mkm \qquad (23.8)$$

intervalga to'g'ri keladi. Elektromagnit to'lqinlarning bu diapazonini *yorug'lik to'lqinlar* deb yuritiladi. Mexanik tebranishlar chastotalarining ma'lum diapazonini inson tovush tarzida qabul qilganidek, elektromagnit to'lqinlar chastotalarining yuqorida keltirilgan diapazonini ko'zimiz yorug'lik sifatida qayd qiladi.

Elektromagnit to'lqinlarning yorug'lik diapazoni yetarlicha keng. Uni qator monoxromatik yorug'lik to'lqinlarning yig'indisidan iborat, deb qarash mumkin. *Monoxromatik yorug'lik to'lqin* deganda yorug'lik diapazonidagi $\Delta\nu$ chastotalar intervali nihoyat kichik bo'lgan yorug'lik to'lqin tushuniladi. Monoxromatik yorug'lik to'lqin bizning ko'zimizda ma'lum rangli yorug'lik sifatida namoyon bo'ladi. Masalan, to'lqin uzunliklari 0,55 dan 0,56 mkm gacha bo'lgan intervaldagi nurlanishni inson ko'zi yashil rang tarzida qabul qiladi. Chastotalar intervali $\Delta\nu$ qanchalik kichik bo'lsa, nurlanish monoxromatikroq bo'ladi. Har qanday real monoxromatik yorug'lik to'lqin uchun $\Delta\nu$ chekli qiymatga ega. Yuqoridagi (1) ifoda esa ideal monoxromatik to'lqin uchun o'rinlidir.

Yorug'lik nurlarining yo'nalishiga perpendikular qilib xayolan S yuzni joylashtiraylik. Bu yuz orqali birlik vaqtda o'tayotgan yorug'lik to'lqinlarning energiyasi *yorug'lik oqimi* (Φ) deb ataladi va J/s yoki Vt hisobida o'lchanadi. Birlik vaqt ichida yuz birligi orqali o'tayotgan yorug'lik oqimi, ya'ni *yorug'lik oqimining zichligi* yoki *yorug'lik intensivligi* deyiladi.

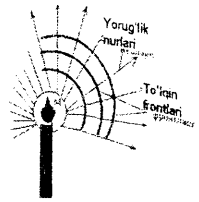
$$I = \frac{\Phi}{S} \qquad (23.9)$$

Yorug'lik intensivligi Vt/m^2 hisobida o'lchanadi. Yorug'lik intensivligi yorug'lik tarqalayotgan muhitning sindirish ko'rsatkichi n ga va yorug'lik to'lqin amplitudasining kvadratiga proporsional:

$$I \sim n E_n^2 \qquad (23.10)$$

23.2. Yorug'lik tabiati to'g'risidagi tasavvurlarning rivojlanishi

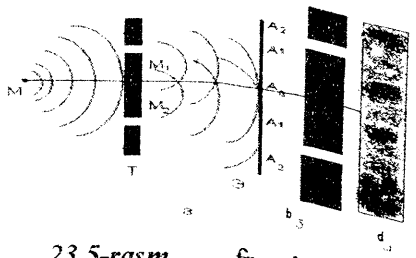
23.3-rasm.



23.4-rasm.

Yorug'likning elektromagnit to'lqin nazariyasini XIX asrning ikkinchi yarmida Maksvell yaratgan. Lekin bu davrgacha ham yorug'lik tabiati to'g'risida ikkita gipoteza mavjud edi:

1. Nyuton ilgari surgan *korpuskulyar gipotezaga* asosan, yorug'lik juda kichik zarralar (korpuskulalar) oqimidan iborat. Korpuskulalar yorug'lik manbaidan nur deb ataluvchi to'g'ri chiziqlar bo'ylab oqib chiqadi.



23.5-rasm.

2. *To'lqin gipotezani* esa Gyuygens yaratdi. 1.3 - rasmda to'lqin gipotezaga asosan, M manbadan yorug'likning nurlanishi tasvirlangan. Manbadan tarqalayotgan to'g'ri chiziqlar nurlar deb ataladi. Bu nurlar to'lqin frontlari deb ataladigan sferik sirtlarga perpedikulyardir. Manbadan uzoqlashgan sari to'lqin fronti yassiroq bo'laveradi.

23.3. Yorug'lik interferensiyasi

Interferensiya hodisasi – yorug'lik to'lqinlari (kogerent) ning fazoning biror nuqtasida qo'shilib, bir-birini kuchaytirish yoki susaytirish.

Optik yo'llar farqi – geometrik yo'llar farqini muhitning sindirish ko'rsatgichiga ko'paytmasiga teng.Kogerent to'lqin deb vaqt o'tishi bilan fazalar farqi o'rganiladigan to'lqinga aytiladi.

Nyuton va Gyuygens vafotlaridan so'ng ham bu ikki gipoteza tarafdorlari orasida uzoq bahslar davom etdi. Lekin 1801-yilda yosh ingliz fizigi Yung amalga oshirgan tajriba barcha olimlarning diqqatini o'ziga jalb etdi.

Bunda, M – yorug'lik manbai, M_1 va M_2 lar to'siqdagi juda tor tirqishlar(23.5-rasm). Ular bir-biridan 1 ÷ 2 mm uzoqlikda joylashgan. Nyutonning korpuskulyar gipotezasiga asosan, M_1 va M_2 tirqishlardan o'tgan korpuskulalar tufayli E ekranda tirqishlarning shakliga monand ravishda ikki yorug' soha vujudga kelishi lozim edi (rasmning b qismiga qarang). Vaholanki, ekranda bir necha yorug' va qorong'u sohalar kuzatiladi (rasmning d qismiga q). Qizig'i shundaki, M_1 va M_2 tirqishlar o'rta nuqtasining qarshisida yorug' soha vujudga keldi. Bu tajribada kuzatilgan hodisa *yorug'lik interferensiyasi* deb nom oldi. Interferensiya so'zi lotin tilidagi *interfere* - "xalaqit bermoq" degan fe'ldan kelib chiqqan. Haqiqatan, yorug'likni to'lqin deb qaraladigan bo'lsa, ekrandagi yorug' va qorong'u sohalarning vujudga kelishini quyidagicha tushuntirish mumkin. M_1 va M_2 lardan chiqayotgan to'lqinlar ekranning A_0 va A_1 sohalarida uchrashib, bir-birini kuchaytiradi. Bu to'lqinlar ekranning A_1 sohasida uchrashganda esa bir-birini susaytiradi, aniqrog'i bir-birini yo'qotadi. Shu misolni yorug'likning elektromagnit to'lqin nazariyasi asosida muhokama qilaylik. Buning uchun (23.6) ifodadan foydalanib, M_1 va M_2 lardan chiqayotgan yorug'lik to'lqinlarni mos ravishda

$$E_1 = E_{1m}\cos(\omega t + \varphi_1)$$
$$E_2 = E_{2m}\cos(\omega t + \varphi_2) \qquad (23.11)$$

Tenglamalar bilan ifodalaylik. Har qanday elektromagnit to'lqinning, xususan yorug'lik to'lqinning elektr va magnit maydon

kuchlanganliklari ham maydonlar superpozitsiyasi prinsipiga bo'ysunadi. Shuning uchun (23.11) tenglamalar bilan ifodalanadigan chastotalari bir xil bo'lgan ikki yorug'lik to'lqin ekranning biror nuqtasida uchrashib qo'shilishi tufayli vujudga keladigan natijaviy to'lqin ham ω chastota bilan tebranadi. Natijaviy to'lqin amplitudasi (E_m) qo'shiluvchi to'lqinlar amplitudalari bilan quyidagicha bog'langan:

$$E_m^2 = E_{1m}^2 + E_{2m}^2 + 2E_{1m}E_{2m}\cos(\varphi_1 - \varphi_2) \qquad (23.12)$$

Qo'shilayotgan tebranishlar fazalarining farqi $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ vaqt o'tishi bilan o'zgarmasa, quyidagi xususiy hollarni amalga oshirish mumkin:

1.Fazalar farqi π ga juft karrali ($\Delta\varphi = 2k\pi$; k = 0, 1, 2, ...), ya'ni qo'shilayotgan yorug'lik to'lqinlar bir xil fazada tebranayotgan bo'lsa, (23.12) ifodadagi $\cos(\varphi_1 - \varphi_2)=1$ bo'ladi. Shuning uchun natijaviy yorug'lik to'lqinning amplitudasi

$$E_m = E_{1m} + E_{2m}$$

bo'ladi. Bunday hol ekranning A_0, A_2 sohalarida amalga oshadi.

2.Fazalar farqi π ga tok karrali ($\Delta\varphi = (2k - 1)\pi$; k = 0, 1, 2,...), ya'ni qo'shilayotgan yorug'lik to'lqinlar qarama-qarshi fazada tebranayotgan holda $\cos(\varphi_1 - \varphi_2)=-1$ bo'ladi.

Natijada (23.12) ifodadan foydalanib

$$E_m = |E_{1m} - E_{2m}|$$

degan xulosaga kelamiz. Shuning uchun ekranning A_1 sohalarida eng kam yorug'lik kuzatiladi.

3.Fazalar farqi $(2k - 1)\pi$ bilan $2k\pi$ intervalida bo'lgan hollarda esa

$$|E_{1m} - E_{2m}| < E_m < E_{1m} + E_{2m} \qquad (23.13)$$

munosabat bajariladi.

Qo'shiluvchi tebranishlar amplitudasi teng, ya'ni $E_{1m}=E_{2m}$ bo'lgan xususiy holda, ekranning A_1 sohalarida qo'shiluvchi yorug'lik to'lqinlar bir-birini butunlay yo'qotadi, natijada qorong'ulik kuzatiladi. A_0, A_2 sohalarda esa natijaviy yorug'lik to'lqinning amplitudasi 2 marta, intensivligi esa 4 marta oshadi.

Kogerentlik

Yung tajribasida M_1 va M_2 tirqishlardan chiqayotgan yorug'lik to'lqinlarining ustma-ust tushishi natijasida yorug'lik interferensiyasi ro'y beradi. Boshqacha qilib aytganda M_1 va M_2 tirqishlar yorug'lik manbalari vazifasini o'taydi. U holda quyidagi savol tug'iladi: xonada ikki elektr lampa yorug'lik tarqatib turgan bo'lsa, xonaning yoritilgan sohalaridagi yorug'lik intensivligi ayrim lampalar tufayli vujudga keluvchi intensivliklar yig'indisiga teng bo'ladi, ya'ni yorug'lik intensivligining maksimum va minimumlari kuzatilmaydi. Buning sababi nimada?

Yung tajribasini muhokama qilayotganimizda M_1 va M_2 tirqishlardan chiqayotgan yorug'lik to'lqinlarining chastotalarini bir xil, fazalarining farqi esa o'zgarmas deb hisoblaganimizni eslaylik . Bu shartlar bajarilganda qo'shiluvchi yorug'lik to'lqinlar *kogerent to'lqinlar* deyiladi. Kogerent yorug'lik to'lqinlar ustma-ust tushgandagina turg'un interferension manzara kuzatiladi. Tabiiy yorug'lik manbalari (xususan, yonib turgan elektr lampochkasi ham) esa kogerent bo'lmagan to'lqinlar nurlantiradi. Haqiqatan, tabiiy yorug'lik manbalari sochayotgan yorug'lik ko'p atomlar nurlanishining yig'indisidan iborat. Har bir atom boshqa atomlarga bog'liq bo'lmagan holda nurlanish chiqaradi. Alohida atomning nurlanish chiqarish vaqti 10^{-8} sekundlar chamasi davom etadi. Bu vaqt davomida atom chiqargan nurlanish (ya'ni elektromagnit to'lqin) bir qator do'nglik va botiqliklardan iborat bo'ladi. Uni *to'lqinlar tizmasi* deb ataylik. To'lqinlar tizmasining uzunligi (23.5-rasmda L deb belgilangan) topish uchun yorug'lik to'lqinning tezligi c ni atomning nurlanish vaqti $\tau \approx 10^{-8}$ s ga ko'paytiramiz:

$$L = c \cdot \tau \approx 3 \cdot 10^{-8} m/s \cdot 10^{-8} s \approx 3m \qquad (23.14)$$

Yorug'lik manbaidagi atomlar xaotik ravishda "chaqnab" va "uchib" turadi. Shuning uchun turli atomlar tomonidan chiqarilgan to'lqin chizmalarining chastotalari, amplitudalari va boshlangich fazalari turlicha bo'ladi. Hatto yorug'lik filtr yordamida ikki tabiiy yorug'lik manbaidagi bir xil atomlar chiqaradigan bir xil chastotali (ya'ni monoxromatik) to'lqinlarni ajratib olganimizda ham, ulardagi alohida tizmalarning fazalar farqi o'zgarib turadi. Shuning uchun bunday monoxromatik yorug'lik to'lqinlarining ustma-ust tushishi natijasida vujudga keladigan interferension manzara juda qisqa vaqt saqlanib turadi. So'ng navbatdagi to'lqinlar tizmasi tufayli yangi

interferension manzara vujudga keladi. Lekin bu manzaraning maksimum va minimumlarning joylashuvi oldingi to'lqinlar tizmasi tufayli vujudga kelgan interferension manzaradagidan farq qiladi. Shu tariqa interferension manzaralar juda tez o'zgarib turadi. Inson ko'zi esa sekundning unli ulushlariga teng vaqt ichidagi o'zgarishlarni sezishga qodir, xolos. Bu vaqt ichida interferension manzara bir necha million marta o'zgarishga ulguradi. Demak, biz bu million manzaraning ustma-ust tushishini kuzatamiz, xolos. Albatta, buning natijasida interferension maksimum va minimumlardan hech qanday iz qolmaydi. Shunday qilib, ikki tabiiy yorug'lik manbai tufayli interferension manzara kuzatilmasligining sababi – yorug'lik manbalaridan tarqalayotgan nurlarning kogerent emasligidadir, deya olamiz. U holda yorug'lik interferensiyasini qanday amalga oshirish mumkin, degan savol tug'iladi.

23.4. Yorug'lik interferensiyasini kuzatish usullari

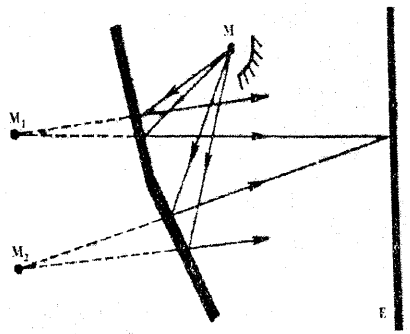
Yorug'lik interferensiyasini kuzatish uchun bir qancha sun'iy usullardan foydalaniladi. Ularning barchasini prinsipi shundan iboratki, bir manbadan chiqayotgan yorug'lik nurlanish ikki qismga ajratiladi, so'ng ular interferensiyalashishi uchun uchrashtiriladi (23.5-rasm). Bu to'lqinlar ajralish joyidan uchrashish joyigacha turli yo'llarni bosib o'tadi. 23.5-rasmda ikki hol tasvirlangan: a) 1 nur qisqaroq, 1′ nur esa uzunroq yo'lni bosib o'tadi. Bu ikkala nurlarning yo'l farqi to'lqin tizmasining L uzunligidan katta. Natijada bir atom tomonidan nurlantirilgan, ammo turlicha uzunlikdagi yo'llarni bosib o'tayotgan yorug'lik to'lqinlar interferensiyalashmaydi, chunki 1′ to'lqin tizmasining boshi uchrashish nuqtasiga yetib kelganda, qisqaroq yo'l bosayotgan 1 to'lqin tizmasining oxiri uchrashish nuqtasidan o'tib ketgan bo'ladi. b) 2 va 2′ to'lqin tizmalarining Δl yo'l farqi to'lqin tizmasining L uzunligidan kichik bo'lganligi uchun ular interferensiyalashadi. Ammo 2 to'lqin tizmasining bir qismi (Δl ga teng qismi) uchrashish nuqtasidan o'tib bo'lganda, 2′ to'lqin tizmasining boshi uchrashish nuqtasiga yetib keladi. Natijada 2 va 2′ lar bir-biri bilan to'liq emas, balki qisman uchrashadi. Shuning uchun Δl kattalashgan sari interferension manzara susayib boradi.

Interferension qurilmalardagi yo'l farqi to'lqin tizmasining uzunligidan juda kichik bo'ladi. Shu sababli, bu nurlarda interferension manzara deyarli susaymaydi.

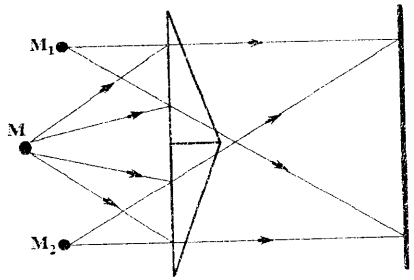
Odatda, to'lqin tizmasining L uzunligi *kogerentlik masofasi*, atomning nur chiqarib turish vaqti τ esa *kogerentlik vaqti* deyiladi.

Shu prinsip, ya'ni tabiiy yorug'lik manbaidan chiqayotgan nurning o'zini o'zi bilan interferensiyalashtirish prinsipi asosida yorug'likning bir qator interferensiya usullari amalga oshirilgan. Yuqorida muhokama qilingan Yung tajribasida M_1 va M_2 tirqishlar ikki kogerent manbalardek xizmat qiladi.

Kogerent manbalarni hosil qilishda eng ko'p qo'llaniladigan usul Frenel ko'zgularidan foydalanishdir (23.6-rasm). Ikkita yassi ko'zgu bir-biriga 180° ga yaqin burchak ostida yondashtiriladi. M manbadan chiqayotgan yorug'lik nurlari ko'zgulardan qaytib shunday yo'naladiki, bu yo'nalishlarni teskari tomonga davom ettirsak (rasmdagi punktir chiziqlar), ular ko'zgular orasidagi M_1 va M_2 nuqtalarda uchrashadi. Bu nuqtalar M manbaning ko'zgulardagi tasvirlaridir. Demak, ko'zgulardan qaytib E ekranga tushayotgan yorug'lik nurlari xuddi M_1 va M_2 mavhum kogerent manbalardan chiqayotgandek bo'ladi. Ular ekranda turg'un interferension manzarani hosil qiladi. Frenel biprizmasidan foydalanish ham kogerent yorug'lik nurlarini hosil qilish imkonini beradi (23.7-rasm). Bu holda mavhum kogerent manbalar (M_1 va M_2 lar) tabiiy yorug'lik manbai M dan chiqayotgan nurlarning biprizmada sinishi tufayli vujudga keladi



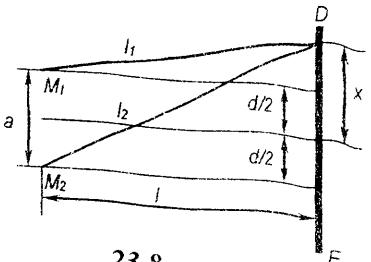
23.6-rasm.



23.7-rasm.

23.5. Interferension manzarani hisoblash

Ikki real yoxud mavhum kogerent yorug'lik manbalari shu tekislikda bir-biridan d masofa uzoqlikda joylashgan bo'lsin (23.8-rasm). Manbalarga parallel qilib ulardan l masofa uzoqlikdagi (l>>d) E ekran joylashtiraylik. Ekranda ixtiyoriy A nuqtani tanlab olaylik. Bu nuqtalarning manbalardan uzoqligini mos ravishda l_1 va l_2 deb, ekranning markaziy chizig'idan uzoqligini x deb belgilaylik.



23.8-rasm.

Bu nuqtaga kogerent M_1 va M_2 manbalardan yetib kelayotgan yorug'lik to'lqinlar uchun yo'l farqini hisoblaylik. 23.8-rasmdan ko'rinishicha l_1 va l_2 lar to'g'ri burchakli uchburchaklarning gipotenuzalari. Shuning uchun quyidagilarni yozish mumkin:

$$l_2^2 = l^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2$$

$$l_1^2 = l^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2$$

Bu ifodalarni bir-biridan ayirsak,

$l_2^2 - l_1^2 2xd$ yoki $(l_2 - l_1)(l_2 + l_1) = 2xd$ bo'ladi.

Agar $l_2 - l_1 = \delta$ belgilash kiritsak, yuqoridagi ifodadan

$$\delta = \frac{2xd}{l_2 + l_1} \qquad (23.15)$$

(23.15) kelib chiqadi. Lekin l>>d deb shartlashgan edik. Shuning uchun $l_2 + l_1 \approx 2l$ deb hisoblash mumkin. Natijada (23.15) ifoda

$$\delta \approx \frac{2xd}{2l} = x\frac{d}{l} \qquad (23.16)$$

ko'rinishga keladi. Agar δ ning qiymati yorug'lik to'lqinning yarim uzunligi ($\lambda_0/2$) ga juft karrali bo'lsa, A nuqtaga kogerent manbalardan yetib kelayotgan to'lqin tizmalari bir xil fazalarda bo'ladi. bir xil fazalardagi tebranishlarning qo'shilishi natijasida vujudga kelgan

natijaviy tebranish amplitudasi qo'shiluvchi tebranishlar amplitudalarining yig'indisiga teng bo'ladi.

Agar δ ning qiymati ($\lambda_0/2$) ga toq karrali bo'lsa, manbalardan A nuqtaga yetib kelayotgan to'lqin tizimlari qarama-qarshi fazalarda bo'ladi. Bu holda natijaviy tebranish amplitudasi qo'shiluvchi tebranish amplitudalarining ayirmasiga teng bo'ladi. Yorug'lik intensivligi esa to'lqin amplitudasining kvadratiga proporsional. Shuning uchun ekrandagi *interferension manzaraning maksimum va minimum shartlari* quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\delta_{maks} = \pm 2k\frac{\lambda_o}{2}; k = 0,1,2...$$
$$\delta \min = \pm(2k+1)\frac{\lambda_o}{2}; k = 0,1,2... \qquad (23.17)$$

Bo'lardan ko'rinib turibdiki, ekranning markaziy chizig'i bo'ylab intensivlikning maksimumi, bu maksimumdan ikki tomonga qarab (x o'qi bo'yicha) navbatma-navbat qorong'u va yorug' sohalar kuzatiladi. Shuni ham qayd etaylikki, yuqorida bayon etilgan intenferension manzaralar chiziqli manbalar (masalan, ensizgina o'zaro parallel tirqishlar) uchun o'rinli. Shuning uchun ekrandagi yorug' va qorong'u sohalar (maksimum va minimumlar) yo'l-yo'l polosa tarzida kuzatiladi. (23.17) ifodalardan foydalanib, ikki ketmaket maksimumlarning (masalan, k va k+1 maksimumlar) ekranning markaziy chizig'idan uzoqliklari

$$x_k = k\lambda_0\frac{l}{d}$$
$$x_{k+1} = (k+1)\lambda_0\frac{l}{d} \qquad (23.18)$$

ekanligini topamiz. Ularning birini ikkinchisidan ayirsak, interferension manzaradagi ikki qo'shni maksimumlar orasidagi masofa

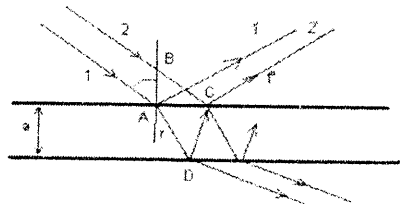
$$\Delta x = x_{k+1} - x_k = \lambda_0\frac{l}{d} \qquad (23.19)$$

bo'ladi. Bundan Δx kattalik yorug'likning to'lqin uzunligiga va tajriba parametrlarini ifodalovchi l/d nisbatga bog'liq, degan xulosaga kelamiz. Shuning uchun tajribada monoxromatik yorug'lik emas, balki oq yorug'likdan foydalanilsa, oq yorug'lik tarkibidagi turli rangli yorug'liklar uchun interferension manzaralar bir-biriga

ustma-ust tushmaydi. Natijada rang-barang tovlanadigan interferension manzarani kuzatamiz. Haqiqatan, (23.19) ifodaga asosan, binafsha nurlar (λ_0=0,40 mkm) ning ikki qo'shni maksimumlari orasidagi masofa qizil nurlar (λ_0=0,75 mkm) ning ikki qo'shni maksimumlari orasidagi masofadan kichik.

23.6. Yupqa plastinkalardagi intenferensiya. Nyuton halqalari

Bu plastinkaning ustki va ostki tekisliklari o'zaro parallel. Qalinligi d ga teng. Plastinkaga biror i burchak ostida parallel nurlar, ya'ni yassi yorug'lik to'lqin tushayotgan bo'lsin. Bu nurlardan xayolan ikkitasini (rasmda 1 va 2 deb belgilangan) ajratib, ular haqida mulohaza yuritamiz. Nurlarga perpendikular ravishda o'tkazilgan AB tekislik yassi yorug'lik to'lqinning frontidir. Bu tekislikka yetib kelgan vaqtda 1 va 2 nurlarning fazalar farqi



23.9-rasm.

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$$

va yo'llar farqi $\delta = 0$ bo'ladi. (23.9-rasm) A nuqtaga tushayotgan 1 nur qisman qaytadi (23.9-rasmda 1′ deb belgilangan), qisman sinib AD yo'nalishda davom etadi. Singan nur plastinkaning ostki tekisligigacha yetib borgach, qisman sinib plastinkadan havoga chiqadi. Boshqa qismi esa DC yo'nalishda plastinka ichiga qaytadi. Qaytgan bu nur plastinkaning ustki tekisligidan qisman qaytadi, qisman sinib havoga chiqadi (nurning bu qismi 1″ deb belgilangan). Lekin C nuqtaga yassi yorug'lik to'lqinning 2 nuri ham tushadi. 2 nurning plastinka ustki tekisligidan qaytgan qismi (rasmda 2′ deb belgilangan) va 1″ nur interferensiyalashadi, chunki plastinkaning ustki va ostki tekisliklaridan qaytgan bu nurlar o'zaro kogerentdir. Agar plastinka λ_0 to'lqin uzunligi monoxromatik nurlar bilan yoritilayotgan bo'lsa, C nuqtadagi yorug'lik intensivligi 1 va 2 nurlar uchrashguncha bosib o'tgan yo'llarining farqiga bog'liq bo'ladi. 1 nur ADC yo'lni, 2 nur esa AB yo'lni bosib utadi. Lekin yo'llar farqi

bu ikki yo'lning geometrik ayirmasiga teng deb bo'lmaydi. Buning sababi shundaki, 1 nur sindirish ko'rsatkichi n bo'lgan plastinka ichidagi, 2 nur esa vakuumdagi yo'llarni bosib o'tadi. Shuning uchun 1 va 2 nurlarning geometrik yo'llar farqini emas, balki optik yo'llar farqini hisoblash kerak. U holda, avval optik yo'l uzunligi deb ataluvchi tushuncha bilan tanishaylik.

Yorug'lik to'lqin sindirish ko'rsatkichi n bo'lgan muhitda vakuumdagiga nisbatan n marta kichik tezlik bilan ($v=\frac{c}{n}$) bilan tarqaladi. Shuning uchun vakuumda yorug'lik to'lqin biror chekli vaqt davomida muhitdagiga nisbatan n marta uzunroq yo'lni bosib o'ta oladi. Bu yo'l uzunligini optik yo'l uzunligi deb atash odat bo'lgan. Boshqacha qilib aytganda, optik yo'l uzunligi - sindirish ko'rsatkichi n bo'lgan muhitda yorug'lik to'lqin biror masofani bosib o'tishi uchun ketgan vaqt davomida yorug'lik vakuumda qanday yo'lni bosib o'tishi mumkinligini ko'rsatuvchi kattalikdir.

Bundan tashqari, yorug'lik to'lqin optik zichligi kichikroq muhit bilan optik zichligi kattaroq muhit chegarasidan qaytganda uning fazasi π ga o'zgaradi. Bunday holat muhokama qilinayotgan misolda 2 nurning C nuqtadan qaytishida sodir bo'ladi. Buni hisobga olish uchun yo'llar farqini hisoblayotganda δ ga yorug'likning vakuumdagi yarim to'lqin uzunligini qo'shish yoxud ayirish kerak.

Natijada 1 va 2 nurlarning C nuqtadagi optik yo'llar farqi

$$\delta=(AD+DC)\cdot n-AB+\frac{\lambda_0}{2} \qquad (23.20)$$

bo'ladi. Trigonometrik formulalar yordamida AD, DC, AB larni plastinka qalinligi d va yorug'likning tushish burchagi i orqali ifodalash mumkin. U holda (23.20) ifoda quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\delta=2d\sqrt{n^2-\sin^2 i}+\frac{\lambda_0}{2} \qquad (23.21)$$

Bu ifodaga asosan, δ ning qiymati nurlarning tushish burchagi i, plastinka moddasining sindirish ko'rsatkichi n va qalinligi d ga bog'liq. Quyidagi hollarni ko'raylik:

1. Yassi-parallel plastinkaga tushayotgan barcha nurlar uchun i=const bo'lsin, ya'ni plastinkaga λ_0 to'lqin uzunlikli monoxromatik parallel nurlar tushayotgan bo'lsin. U holda plastinkaning ustki va ostki tekisliklaridan qaytgan nurlarning

interferensiyalashishi natijasida yorug'lik intensivligining maksimum

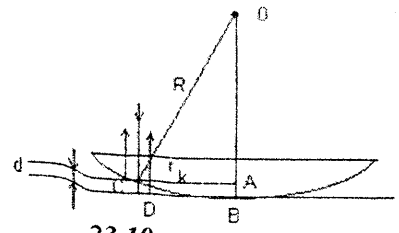
$$2d\sqrt{n^2-\sin^2 i}+\frac{\lambda_0}{2}=2k\frac{\lambda_0}{2} \quad (k=0, 1, 2, \ldots) \qquad (23.22)$$

shart bajarilganda, minimumi esa

$$2d\sqrt{n^2-\sin^2 i}+\frac{\lambda_0}{2}=(2k+1)\frac{\lambda_0}{2} \quad (k=0, 1, 2, \ldots) \qquad (23.23)$$

shart bajarilganda kuzatiladi. Plastinka yassi-parallel, ya'ni plastinkaning barcha qismlarining qalinligi bir xil bo'lganligi uchun plastinkaning barcha sohalarida δ ning qiymati bir xil bo'ladi. Shuning uchun (23.22) shart bajarilgan taqdirda plastinka yuzining barcha qismi λ_0 to'lqin uzunlikli nurning rangiga bo'yalgandek ko'rinadi. (23.23) shart bajarilganda esa plastinkaning yuzi qorong'u bo'ladi

2. Nurlar parallel, ya'ni i=const, lekin d o'zgaruvchan bo'lsin. Bu holni quyidagi tajribada amalga oshirish mumkin. Bir-birining ustiga qo'yilgan ikki yassi-parallel plastinkalarning oralig'iga bir tomondan yupqa shisha bo'lakchasini qistirib qo'ysak, bu ikki plastinka oralig'idagi hajm ponasimon havodan iborat bo'ladi. Bu havo pona qalinligi asta-sekin o'zgarib boruvchi plastinkadir. Faqat bu plastinkaning moddasi havodan iborat. Havo ponasining A sohasida qalinlik juda kichik. Shuning uchun ponaning shisha plastinkalar bilan chegaradosh ustki va ostki qatlamlaridan qaytayotgan nurlarning yo'llar farqi $\delta=\frac{\lambda_0}{2}$ ga juda yaqin bo'ladi.



23.10-rasm.

Ponaning qalinroq sohasi tomon siljiganimizda shunday V sohaga yetib kelamizki, bu yerda $\delta=2\frac{\lambda_0}{2}$ bo'ladi. Yanada qalinroq sohalar tomon yurganimizda $\delta=3\frac{\lambda_0}{2}$ bo'lgan C soha, $\delta=4\frac{\lambda_0}{2}$ bo'lgan D soha va hokazolarga duch kelamiz, shuning uchun λ_0 to'lqin uzunlikli monoxromatik parallel nurlar bilan yoritilayotgan ponaning sirtida

navbatma-navbat keluvchi qorong'u va yorug' yo'l-yo'l sohalar (polosalar) namoyon bo'ladi.

Yassi shisha plastinkaga radiusi R bo'lgan yassi qavariq linza qo'yilgan bo'lsin. 23.10-rasmda bu sistemaning kesimi tasvirlangan.

Linza bilan shisha plastinka oralig'ida havo qatlami hosil bo'ladi. Linza bilan plastinkaning tutash nuqtasi B dan uzoqlashgan sari havo qatlamining qalinligi ortib boradi. Linzaning yassi tomoniga tik ravishda parallel monoxromatik nurlar tushayotgan bo'lsin. Shu nurlar ichidan birini xayolan ajratib ko'raylik. Bu nur C nuqtaga yetib borgach, qisman qaytadi, qisman havo qatlami ichiga kirib boradi. Nurning bu ikkinchi qismi D nuqtadan qaytgach, (tushish burchagi nolga teng bo'lgani uchun havo qatlamining ustki va ostki qismlaridan qaytish burchaklari hamda sinish burchagi nolga teng), C nuqtadan qaytgan nur bilan interferensiyalashadi. Interferensiyalashuvchi nurlarning yo'llar farqi havo qatlamining qalinligi *d* ga bog'liq. Tajribada qo'llanilayotgan yassi qavariq linza R radiusli sferaning bir bo'lagidan iborat bo'lgani uchun linza bilan plastinkaning tutash nuqtasi B dan bir xil uzoqlikdagi nuqtalar uchun (bu nuqtalar markazi B da joylashgan r radiusli aylanalardan iboratdir) havo qatlamini chegaralovchi sirtlardan qaytuvchi nurlarning yo'llar farqi bir xil bo'ladi. Shuning uchun B nuqta atrofida qorong'u va yorug' konsentrik halqalar kuzatiladi. Bu tajribani birinchi marta Nyuton amalga oshirganligi uchun interferension manzara Nyuton halqalari deyiladi. k-halqaning radiusi r_k va unga mos bo'lgan havo qatlamining qalinligi d orasidagi bog'lanishni aniqlaylik. To'g'ri burchakli AOC uchburchakdan quyidagi tenglikni yoza olamiz:

$$R^2 = r_k^2 + (R-d)^2$$

Bu tenglikni soddalashtirib va d^2 hadni kichikligi tufayli hisobga olmasdan

$$d \approx \frac{r_k^2}{2R}$$

ifodani hosil qilamiz. Natijada havo qatlamini chegaralovchi sirtlardagi C va D nuqtalardan qaytgan nurlarning yo'llar farqi

$$\delta = 2CD + \frac{\lambda_0}{2} = 2d + \frac{\lambda_0}{2} = \frac{r_k^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2} \qquad (23.24)$$

ifoda bilan aniqlanadi.

Interferension maksimum va minimum (23.17 ifodalarga qarang) shartlaridan foydalansak,

$$\delta = \frac{r_k^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2} = 2k\frac{\lambda_0}{2} \qquad (23.25)$$

tenglik bajarilganda yorug' halqalar,

$$\delta = \frac{r_k^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2} = (2k+1)\frac{\lambda_0}{2} \qquad (23.26)$$

tenglik bajarilganda esa qorong'u halqalar vujudga keladi. Bu ikki tenglikdan yorug' halqalarning radiuslari

$$(r_k)_{maks} = \sqrt{(k-1/2)\lambda_0 R} \qquad (23.27)$$

ifoda orqali, qorong'u halqalarning radiuslari esa

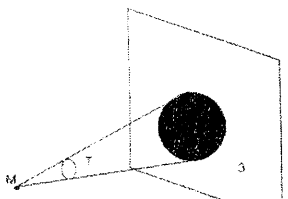
$$(r_k)_{min} = \sqrt{k\lambda_0 R} \qquad (23.28)$$

ifoda orqali aniqlanishini topamiz. Qorong'u halqalar interferension manzaraning boshidan markazidan boshlanadi. Shuning uchun qorong'u halqalarning hisobi k=0 dan, yorug' halqalarning hisobi esa k=1 dan boshlanadi.

Shuni ham qayd etaylikki, agar tajribalarda monoxromatik nur emas, balki oq yorug'likdan foydalanilsa, interferension manzaralar rang-barang bo'yalgan bo'ladi.

Yuqorida ko'rilgan ikkala misollarda ham ayrim sohalardagi interferensiyalashuvchi nurlar uchun yo'llar farqi doimiy bo'lishining sababi muhit (biz ko'rgan misollarda havo pona va havo qatlami) qalinligining doimiyligidir. Boshqacha aytganda, shu misollardagi yorug' va qorong'u sohalarning har biri muhitning birday qalinlikdagi joylaridan qaytgan yorug'lik nurlarining interferensiyalashishi sababli vujudga keladi.

3. Plastinka qalinligi o'zgarmas, ya'ni d=const bo'lsin, lekin nurlarning tushish burchaklari har xil. Bu holni quyidagi tajribada amalga oshirish mumkin. Yassi-parallel plastinkaga M nuqtaviy manbadan yorug'lik tushayotgan bo'lsin. Turli burchaklar ($i_1=i_2=i_3$) ostida tushayotgan nurlar plastinkaning ustki va ostki sirtlaridan qaytib, L linzaning fokal tekisligida joylashgan E ekranda uchrashadi



23.11-rasm.

va interferensiyalashadi. Agar tajribada monoxromatik nurlardan foydalanilsa, yorug'lik interferensiyasining natijasi faqat tushish burchagi i ga bog'liq, xolos. Bu holda interferension manzara nisbatlashuvchi egri chiziq shaklidagi yo'l-yo'l yorug' va qorong'u polosalardan iborat bo'ladi. Har bir polosa nurlar tushish burchagining biror qiymatiga mos keladi. Shuning uchun bu polosalar birday qiyalik polosalari deb ataladi. Plastinkaga oq yorug'lik tushayotgan bo'lsa, ekranda rang-barang birday qiyalik polosalarining sistemasi namoyon bo'ladi.

Shuni ham qayd qilish lozimki, yupka plastinkalardagi interferensiya faqat qaytgan yorug'likdagina emas, balki o'tgan yorug'likda ham kuzatiladi.

23.7. Yorug'lik difraksiyasi

Yorug'lik difraksiyasi deb ataladigan hodisada yorug'lik nurlari shaffofmas to'siqlardan egilib o'tib, geometrik soya sohasiga kirib boradi. Difraksiya so'zi lotincha "difrakcio" - "egilib o'tish" dan olingan.

Masalan, nuqtaviy monoxromatik yorug'lik manbai M dan tarqalayotgan yorug'lik nurlarining yo'liga shaffofmas jismdan yasalgan disk shaklidagi T to'siq joylashtirilgan bo'lsin.(23.11-rasm).

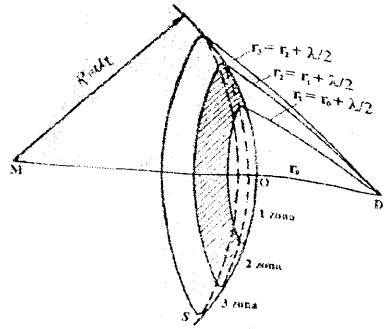
Geometrik optika qonunlariga asosan, E ekranda T to'siqning soyasi – doira shaklidagi qorong'u soha kuzatilishi lozim. Tajribada, haqiqatan, shunday manzara kuzatiladi. Lekin to'siqdan ekrangacha bo'lgan masofa to'siq o'lchamlaridan bir necha ming marta katta bo'lgan holda ekranning to'siq qarshisidagi sohasida qorong'ulik emas, balki ketma-ket joylashgan yorug' va qorong'u konsentrik halqachalar kuzatiladi. Xuddi shunday manzara yorug'lik juda kichik tirqishdan o'tganda ham kuzatiladi.

Geometrik optika qonunlariga zid bo'lgan yorug'lik difraksiyasining mohiyati quyidagi tarzda tushuntiriladi: *Gyuygens prinsipiga asosan, to'lqin frontining har bir nuqtasini ikkilamchi*

to'lqinlarning manbalari deb hisoblash mumkin. Frenel esa Gyuygens prinsipini takomillashtirib, *bu ikkilamchi to'lqinlarning manbalarini kogerent manbalar deb va fazoning ixtiyoriy nuqtasidagi tebranishni bu nuqtaga yetib kelgan ikkilamchi kogerent to'lqinlar interferensiyalashishining natijasi deb qarash lozim*, degan fikrni ilgari surdi. Frenel o'zi takomillashtirgan prinsip (bu prinsipni *Gyuygens-Frenel prinsipi* deb atash odat bo'lgan) yordamida yorug'lik difraksiyasiga oid bir qator hodisalarni tushuntirdi. To'lqin frontidagi nuqtalar, ya'ni ikkilamchi kogerent manbalar soni nihoyatda ko'p bo'lgani uchun ikkilamchi to'lqinlarning fazoning ixtiyoriy nuqtasidagi interferensiyasini hisoblash umumiy holda ancha qiyin masala. Ammo Frenel tomonidan taklif etilgan to'lqin frontini zonalarga ajratish usulidan foydalanish natijasida bu hisoblashni oddiygina amlga oshirish mumkin.

23.8. Frenel zonalar metodi

Nuqtaviy monoxromatik yorug'lik manbai M dan yorug'lik nurlari (ularning muhitdagi to'lqin uzunligi λ, tezligini v deb belgilaymiz) bir jinsli muhitda tarqalayotgan bo'lsin. Chekli t vaqtdan so'ng yorug'likning to'lqin fronti radiusi $R=vt$ bo'lgan sferik sirtdan iborat bo'ladi. 23.12-rasmda shu sferik sirtning bir qismi S tasvirlangan. Bu sirtdagi barcha nuqtalar – ikkilamchi kogerent to'lqinlar manbaidir.



23.12-rasm.

Fazoning ixtiyoriy A nuqtasidagi yorug'lik to'lqinning amplitudasini topaylik. Buning uchun S sirtning barcha nuqtalaridan A nuqtaga yetib kelayotgan ikkilamchi kogerent to'lqinlarning yig'indisini topish kerak. Bu masalani Frenelning zonalar usulidan foydalanib hal qilamiz. M va A nuqtalarni to'g'ri chiziq bilan birlashtiraylik. Bu to'g'ri chiziq S sirtni O nuqtada kesib o'tadi. O nuqta S sirtadgi barcha nuqtalar ichida A nuqtaga eng yaqin

joylashgan. OA ni r_0 orqali belgilaylik. Markazlari A nuqtada joylashgan, radiuslari esa mos ravishda

$$r_1 = r_0 + \frac{\lambda}{2}$$
$$r_2 = r_1 + \frac{\lambda}{2} = r_0 + 2\frac{\lambda}{2} \qquad (23.29)$$
$$r_3 = r_2 + \frac{\lambda}{2} = r_0 + 3\frac{\lambda}{2}$$

bo'lgan sferalarga o'tkazaylik. Bu sferalar to'lqin frontining kesishi natijasida S sirt bilan bir qator halqasimon zonalarga ajratiladi. Ularni *Frenel zonalari* deb atash odat bo'lgan. Hisoblarning ko'rsatishicha, Frenel zonalarining yo'zlari taxminan bir xil bo'ladi, degan xulosaga kelamiz. Ammo Frenel zonalarining nomerlari ortgan sari zonalardan A nuqtagacha bo'lgan masofalar ham chiziqli qonun bilan juda sekin orta boradi (masalan, $r_3>r_2>r_1$). Bundan tashqari, zonalarning nomeri ortgan sari A nuqtadan zonalarning yo'zlarining ko'rinish burchaklari ham ortib boradi. Shuning uchun zonalardagi *barcha ikkilamchi to'lqinlar manbalaridan A nuqtagacha yetib kelayotgan yorug'lik to'lqinlarning natijaviy amplitudalari* (E_{1m}, E_{2m}, E_{3m}, E_{4m}, E_{5m}, ...) *monoton ravishda kamayib boruvchi sonlar ketma-ketligini tashkil etadi*, ya'ni

$$E_{1m}>E_{2m}>E_{3m}>E_{4m}>E_{5m}>... \qquad (23.30)$$

Ikkinchi tomondan, qo'shni Frenel zonalarining chetki nuqtalaridan A nuqtagacha bo'lgan masofalar $\lambda/2$ ga farq qiladi. Shuning uchun *qo'shni zonalar A nuqtada uyg'otadigan tebranishlarning fazalari* π *ga farq qiladi, ya'ni qarama-qarshi fazada bo'ladi.*

Barcha zonalar tufayli A nuqtada vujudga kelayotgan natijaviy yorug'lik to'lqinning amplitudasi E_m ni topish uchun ayrim zonalar A nuqtada vujudga keltirayotgan to'lqinlarning amplitudalarini qo'shish kerak. Bunda tok zonalar tufayli vujudga keluvchi tebranishlar amplitudalarini musbat ishora bilan olsak, juft zonalar uyg'otadigan tebranishlar amplitudalarini manfiy ishora bilan olish kerak. Shunday qilib,

$$E_m = E_{1m} - E_{2m} + E_{3m} - E_{4m} + ... \qquad (23.31)$$

ko'rinishda yozilishi kerak. Bu ifodani quyidagi shaklda ham yozish mumkin:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2}\right) + ... \left(\frac{A_{(R-1)}}{2} - A_R + \frac{A_{(R+1)}}{2}\right) + ... \qquad (23.32)$$

Monoton ravishda kamayib boruvchi sonlar ketma-ketligida (23.30 ifodaga qar.) ixtiyoriy had shu hadning chetidagi hadlarning o'rtacha arifmetik qiymatiga tengligini, ya'ni

$$A_R = \frac{A_{(R-1)} + A_{(R+1)}}{2}$$

ekanligini hisobga olsak, (23.32) da qavslar ichidagi ifodalar nolga teng bo'ladi. Natijada (23.32) ifoda quyidagi ko'rinishga keladi:

$$A \approx \frac{A_1}{2} \qquad (23.33)$$

Demak, barcha Frenel zonalari tufayli A nuqtada uyg'otiladigan natijaviy tebranish xuddi birinchi Frenel zonasi ta'sirining yarmidek bo'lar ekan. Shuning uchun A nuqtaga yetib kelayotgan yorug'likni kesimi xuddi birinchi Frenel zonasining yarmidek bo'lgan naycha bo'ylab tarqalayotgandek tasavvur qilsa bo'ladi. Hisoblarning ko'rsatishicha, λ=0,5 mkm, $R=r_0$=0,1 m hol uchun birinchi Frenel zonasining radiusi taxminan 0,00016 m bo'ladi. Shunday qilib, bu holda yetarlicha katta aniqlik bilan yorug'lik to'g'ri chiziq bo'ylab tarqaladi, deb hisoblash mumkin.

23.9. Frenel difraksiyasi

Difraksion hodisalar ikki sinfga bo'linadi. To'siqqa tushayotgan yorug'lik to'lqinning fronti sferadan iborat bo'lgan va kuzatish nuqtasi chekli masofada joylashgan holdagi difraksion hodisalarni birinchi marta Frenel o'rgangan. Shuning uchun bu sinfga oid hodisalar *Frenel difraksiyasi* deb ataladi. To'siqqa tushayotgan nurlar parallel dastani hosil qilgan va difraksion manzara cheksizlikda mujassamlashgan holdagi hodisalarni Fraungofer tekshirgan. Shuning uchun bu hodisalar *Fraungofer difraksiyasi* deb ataladi.

Frenel difraksiyasiga taalluqli bo'lgan ikki hodisa bilan tanishaylik.

1. *Doiraviy teshikdan hosil bo'ladigan difraksiya.* Nuqtaviy monoxromatik yorug'lik manbai (M) dan tarqalayotgan yorug'lik

nurlarining yo'liga doira shaklidagi teshigi bo'lgan shaffof T to'siq joylashtiraylik

E ekranni to'siqqa parallel qilib joylashtirsak, M manbadan va doiraviy teshikning markazidan o'tuvchi to'g'ri chiziq ekranni A nuqtada kesadi. A ni kuzatish nuqtasi sifatida tanlab, to'siqqa yetib kelgan to'lqin frontidan Frenel zonalarini ajrataylik. To'siqdagi teshik zonalardan k tasini ochiq qoldiraylik. Bu zonalardan A nuqtaga yetib kelayotgan yorug'lik to'lqinlar amplitudalarining yig'indisi ((2.3) ifodaga asosan) shu nuqtadagi natijaviy tebranish amplitudasini ifodalaydi, ya'ni:

$$E_m = E_{1m} - E_{2m} + E_{3m} - E_{4m} + \ldots \pm E_{km} \qquad (23.34)$$

Bu ifodadagi oxirgi hadning musbat ishorasi k tok bo'lgan hol uchun, manfiy ishorasi esa k juft bo'lgan hol uchun o'rinlidir. To'siqdagi doiraviy teshik tok sonli Frenel zonalarini ochiq qoldirgan hol uchun (23.31) ifodani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2}\right) + \ldots\ldots \left(\frac{A_{(R-1)}}{2} - A_{(R-1)} + \frac{A_R}{2}\right) + \frac{A_R}{2} = \frac{A_1}{2} + \frac{A_R}{2} \qquad (23.35)$$

Aksincha, to'siqdagi teshik juft sonli Frenel zonalarini ochiq qoldiradigan hol uchun (23.34) ifoda quyidagi ko'rinishga keladi:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{3}\right) + \ldots \left(\frac{A_{(R-3)}}{2} - A_{(R-2)} + \frac{A_{(R-1)}}{2}\right) + \frac{A_{(R-1)}}{2} - A_R = \frac{A_1}{2} + \frac{A_{(R-2)}}{2} - A_R$$

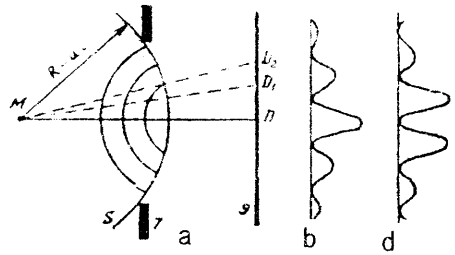
Lekin ikki qo'shni zonalar (masalan, k-1 va k-Frenel zonalari) tufayli A nuqtada uyg'otiladigan tebranish amplitudalari $E_{(k-1)m}$ va E_{km} bir-biridan kam farq qilgani uchun $\frac{A_{(R-1)}}{2} - A_R \approx -\frac{A_R}{2}$ deb olish mumkin. Natijada k juft bo'lgan hol uchun

$$A = \frac{A_1}{2} - \frac{A_R}{2} \qquad (23.36)$$

k ning kichik qiymatlarida (masalan, 3÷5 ga teng bo'lganida) E_{km} va E_{1m} lar bir-biriga yaqin sonlar ($E_{km} \approx E_{1m}$) bo'ladi. Shuning uchun k tok bo'lganda A nuqtada yorug'lik intesivligining maksimumi ($A = \frac{A_1}{2} - \frac{A_R}{2} \approx A_1$), k juft bo'lganda esa minimumi

($A = \frac{A_1}{2} - \frac{A_R}{2} \approx 0$) kuzatiladi. To'siqdagi tirqish ochiq qoldirgan Frenel zonalarining soni katta bo'lganda $E_{km} << E_{1m}$ bo'ladi. Shuning uchun A nuqtadagi yorug'lik to'lqinning natijaviy amplitudasi k tok bo'lganda $A = \frac{A_1}{2} + \frac{A_R}{2} \approx \frac{A_1}{2}$, k juft bo'lganda ham $A = \frac{A_1}{2} - \frac{A_R}{2} \approx \frac{A_1}{2}$ bo'ladi.

Boshqacha aytganda, bu holda yorug'lik xuddi shaffofmas to'siq bo'lmagan holdagidek tarqaladi. Yuqorida yuritilgan mulohazalar faqat A nuqta uchun o'rinli ekanligini alohida qayd qilaylik. Haqiqatan, E ekrandagi cheksiz ko'p nuqtalar ichidan faqat A nuqtani M bilan birlashtiruvchi to'g'ri chiziq tekshirilayotgan to'siqdagi doiraviy teshik uchun simmetriya o'qi bo'lib xizmat qiladi. Bu holda to'siqdagi doiraviy teshik ochiq qoldirilgan bo'ladi.



23.13-rasm.

Lekin ekranning to'siqdagi doiraviy teshik ochiq qoldiradigan Frenel zonalarining manzarasi o'zgacha bo'ladi. Bu holda to'siq uchinchi Frenel zonasini qisman berkityapdi. Ammo to'rtinchi Frenel zonasining bir qismi doiraviy teshikka to'g'ri keladi, ya'ni ochiladi. A nuqtadan yanada uzoqroqdagi nuqta uchun esa teshik ochiq qoldirgan zonalarning manzarasi yanada boshqacha bo'ladi. Bu esa ekranning A nuqtadan turlicha uzoqlikdagi A_1, A_2, ... nuqtalarida yorug'lik intensivligining turlicha bo'lishiga sabab bo'ladi.

2. *Doiraviy diskdan hosil bo'ladigan difraksiya.* Nuqtaviy monoxromatik yorug'lik manbai M dan tarqalayotgan nurlar yo'liga doiraviy disk shaklidagi shaffofmas to'siqni joylashtiraylik (23.13-rasm). E ekranni esa to'siqqa parallel qilib joylashtiramiz. M manba va doiraviy diskning markazidan o'tuvchi to'g'ri chiziq ekranni A nuqtada kesadi. A ni kuzatish nuqtasi sifatida tanlasak, to'siq S to'lqin frontidagi Frenel zonalarining k tasini berkitadi. Shuning uchun A nuqtadagi yorug'lik to'lqinning amplitudasi k+1 va undan

katta nomerli Frenel zonalaridan kelayotgan to'lqinlar amplitudalarining yig'indisiga teng bo'ladi, ya'ni

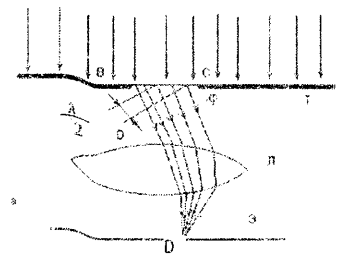
$$A = A_{(R+1)} - A_{(R+2)} + A_{(R+3)m} - \frac{A_{(R+3)}}{2} + \left(\frac{A_{(R+1)}}{2} - A_{(R+2)} + \frac{A_{(R+3)}}{2}\right) + \frac{A_{(R+1)}}{2} \qquad (23.37)$$

k unchalik katta bo'lmagan hollar uchun E_{1m} va $E_{(k+1)m}$ bir-biridan kam farq qiladi. Shu sababli A nuqtadagi yorug'lik intensivligi xuddi manba va ekran oralig'ida hech qanday to'siq bo'lmagan holdagidek bo'ladi. Lekin A nuqtadan biror masofa uzoqlikdagi A_1 nuqtani kuzatish nuqtasi sifatida tanlasak, doiraviy disk k+1 Frenel zonasini qisman berkitadi, ikkinchi tomondan k zona qisman ochiladi. Shuning uchun A_1 nuqtadagi yorug'lik intensivligi A nuqtadagiga nisbatan zaifroq bo'ladi. A_1 dan ham uzoqroq joylashgan A_2 ni kuzatish nuqtasi sifatida tanlaganimizda esa to'siq Frenel zonalarini yanada boshqacharoq tarzda berkitadi. Natijada ekranning A nuqtadan turlicha uzoqlikdagi nuqtalarida yorug'lik intensivliklari bo'ladi. Difraksion manzara esa nisbatlashuvi yorug' va qorong'u halqalar ko'rinishida bo'lib, k ning tok qiymatlarida ham, juft qiymatlarida ham manzaraning markazi (ya'ni A nuqta) yorug' bo'ladi. Ekranda A nuqtadan uzoqlashib geometrik soya sohasidan chiqilganda difraksion manzara sezilmaydigan darajada xiralashgan bo'ladi. Buning sababi bu sohada difraksion manzaraning ustiga kuchli yorug'likning tushishidir.

23.10. Fraungofer difraksiyasi

Parallel nurlar tushayotgan T to'siqda uzunligi kengligi (BC=a) dan ancha katta bo'lgan tirqish mavjud. Tirqishning orqasiga yig'uvchi L linzani, linzaning fokal tekisligiga esa E ekranni joylashtiraylik. Tekshirilayotgan holda to'siqqa tushayotgan monoxromatik yassi yorug'lik to'lqinning fronti, tirqish tekisligi va ekran tekisligi o'zaro paralleldir. Tirqishga yetib kelgan to'lqin sirtining barcha nuqtalarida tebranishlar bir xil fazada sodir bo'ladi. Biroq boshlang'ich yo'nalish bilan biror φ burchak hosil qilib tarqalayotgan ikkilamchi to'lqinlar ekranning A nuqtasiga (linza yig'uvchi bo'lganligi uchun kuzatish burchga φ ning har bir qiymatiga ekranning biror nuqtasi mos keladi) bir xil fazada yetib

kelmaydi, chunki bu nurlar optik yo'llarining uzunliklari bir xil emas. Tirqishning chap (B) va o'ng (C) chekkalaridan D nuqtaga yetib kelayotgan yorug'lik nurlarining optik yo'llar farqini topaylik. Buning uchun C nuqtadan nurlar yo'nalishiga perpendikular CE ni tushiramiz. U holda BE=BC·sinφ=a·sinφ kesma izlanayotgan yo'llar farqi bo'ladi. BE ni xayolan λ/2 uzunlikdagi kesmachalarga ajrataylik (23.14-rasm). Bu kesmachalarning oxirlaridan CE ga parallel tekisliklarni BC bilan uchrashguncha davom ettirsak, tirqishdagi BE to'lqin frontini bir xil kenglikdagi tasmachalarga ajratgan bo'lamiz. Yonma-yon joylashgan ikki tasmachaning mos nuqtalaridan tanlangan yo'nalish bo'yicha (ya'ni φ burchak ostida) D nuqtaga yetib kelayotgan nurlarning yo'llar farqi λ/2 ga teng bo'ladi. Shuning uchun bu tasmachalarni Frenel zonalari deb karashimiz mumkin. Tirqishga to'g'ri kelgan Frenel zonalarini topish uchun



23.14-rasm.

$$\frac{a \sin \phi}{\frac{\lambda}{2}} \qquad (23.38)$$

nisbatni aniqlash kerak, albatta. Bundan a va λ o'zgarmas bo'lganda Frenel zonalarining soni kuzatish burchagi φ ga bog'liq, ya'ni kuzatish burchagi qanchalik katta bo'lsa, tirqishda shunchalik ko'proq Frenel zonalari joylashadi, degan xulosaga kelamiz. Kuzatish burchagi φ ning ba'zi qiymatlarida tirqishga mos keluvchi Frenel zonalarining soni butun juft sonlarga teng bo'ladi, ya'ni

$$\frac{a \sin \varphi}{\frac{\lambda}{2}} = 2K \quad \text{yoki} \quad a \sin \varphi = 2K \frac{\lambda}{2} \qquad (23.39)$$

φ ning bu shartni qanoatlantiruvchi qiymatlariga mos keluvchi ekran nuqtalarida ikkilamchi to'lqinlar bir-birini sundirishi natijasida (chunki qo'shni Frenel zonalaridan kelayotgan to'lqinlar qarama-qarshi fazada bo'ladi) qorong'ulik, ya'ni yorug'lik intensivligining minimumlari kuzatiladi.

Aksincha, φ ning ba'zi qiymatlarida tirqishga mos keluvchi Frenel zonalarining soni butun tok sonlarga teng bo'lishi mumkin, ya'ni

$$\frac{a\sin\varphi}{\frac{\lambda}{2}} = 2K+1 \quad \text{yoki} \quad a\sin\varphi = (2K+1)\frac{\lambda}{2} \quad (K = 0.1.2....) \quad (23.40)$$

Bu shartni qanoatlantiruvchi φ ning qiymatlariga mos keluvchi ekran nuqtalarida ikkilamchi to'lqinlarning ta'siri faqat bitta Frenel zonasining ta'siridek bo'ladi. Shuning uchun bu nuqtalarda yorug'lik intensivligining maksimumlari kuzatiladi.

Monoxromatik yorug'lik qo'llanilgan holda yorug'lik intensivligi tirqishning to'g'risida markaziy maksimum, unga simmetrik ravishda ikki tomonda boshqa maksimumlar joylashadi. Odatda maksimumlarga nomer beriladi. Bu nomerlar (23.40) ifodadagi k ning qiymatlariga mos keladi. Markaziy maksimum uchun k=0. So'ngra birinchi, ikkinchi va hokazo tartibli maksimumlar (ularga k=1, 2, 3, ... lar mos keladi).

Agar tajribada monoxromatik emas, balki oq yorug'lik qo'llanilsa, turli rangdagi yorug'liklarning difraksion maksimumlari tarqalib ketishi tufayli difraksion manzara rang-barang buyalgan bo'ladi. To'lqin uzunligi λ kichikroq bo'lgan yorug'lik uchun difraksion maksimum ham kichikroq burchak ostida kuzatiladi. Ekranning markaziga barcha rangdagi yorug'liklar keladi. Shuning uchun ekrandagi markaziy (yoki nolinchi) maksimumning o'rtasi oq, chetlari esa qizg'ishroq rangda bo'ladi. Markziy maksimumning ikki tomonida birinchi, ikkinchi va hokazo tartibli maksimumlar joylashgan. Bu maksimumlarning binafsha ranglar markaziy maksimum tomonidagi qismlarni egallaydi.

23.11. Difraksion panjara

Difraksion panjara deganda bir-biridan b uzoqlikda joylashgan a kenglikdagi tirqishlar to'plamidan iborat optik asbob tushuniladi. Odatda difraksion panjara quyidagi usulda yasaladi: shaffof shisha plastinkani maxsus mashina yordamida tirnab bir-biriga parallel bo'lgan ensiz ariqchalar hosil qilinadi.

Shisha plastinkaning tirnalgan qismlari (eni b bo'lgan ariqchalar) yorug'lik nurlari uchun shaffofomas bo'ladi. Ariqchalar oralig'idagi qismlar (kengligi a ga teng bo'lgan shaffof tasmachalar) yorug'lik nurlari uchun tirqishlar vazifasini bajaradi. Qo'shni tirqishlarning mos nuqtalari orasidagi masofa

$$l = a + b \quad (23.41)$$

difraksion panjaraning doimiysi yoki *davri* deb ataladi.

Difraksion panjaraga (DP) yassi monoxromatik to'lqin normal tushayotgan bo'lsin.

Difraksion panjaradagi har bir alohida tirqish tufayli vujudga keladigan manzara oldingi mavzuda bayon etilganidek bo'ladi. Panjara tarkibidagi ikki yoki undan ortiq tirqishlar tufayli vujudga keladigan difraksion manzarani topish uchun esa faqat alohida tirqishdan chiqayotgan nurlarning ekranning muayyan nuqtasida o'zaro interferensiyasinigina emas, balki ayni nuqtaga turli tirqishlardan kelayotgan nurlarning interferensiyasini ham hisobga olish kerak.

Kuzatish burchagi φ ning bir necha qiymatlari uchun mulohazalar yuritaylik.

1. Kuzatish burchagining qiymati shartni, ya'ni qanoatlantirsin.

$$a\sin\varphi = 2K\frac{\lambda}{2} (K = 0,1,2..)$$

Bu holda har bir alohida tirqishdan φ burchak ostida chiqayotgan nurlar ekranning A_1 nuqtasida interferensiyalashishi natijasida qorong'ulik (yorug'lik intensivligining minimumi) kuzatiladi.

Tirqishlar soni ikki yoki undan ortiq bo'lganda ham ekranning A_1 nuqtasida yorug'lik kuzatilmaydi, ya'ni yorug'lik intensivligining minimumi qayd qilinadi, albatta. Shuning uchun panjara tufayli vujudga keladigan difraksion manzaradagi bu minimumlar *asosiy minimumlar* deb ataladi.

2.Kuzatish burchagining shunday qiymatlarini tanlab olaylikki, bu burchaklar ostida alohida tirqishdan chiqayotgan nurlar yig'uvchi linzadan o'tgach, ekranning A_2, A_3 yoki A_4 nuqtalarida interferensiyalashadi. Natijada bu nuqtalarda yorug'lik kuzatiladi. Agar tirqish bir emas, balki ikkita bo'lsachi? Bu holda quyidagi imkoniyatlar amalga oshishi mumkin:

a) φ burchakning shunday qiymatlari mavjudki, natijada ikkala tirqishning mos nuqtalaridan kelayotgan nurlar bir xil fazada, ya'ni bu nurlarning yo'llar farqi yarim to'lqin uzunlikka juft karrali –

$$l \sin \phi = 2K \frac{\lambda}{2}$$

bo'ladi. Bu holda ikkala tirqishning mos nuqtalaridan kelayotgan nurlar A_2 nuqtada interferensiyalashishi natijasida yorug'lik intensivligining maksimumi kuzatiladi. Bu maksimumlar *asosiy maksimumlar* deyiladi. k ning qiymati esa asosiy maksimumlar tartibini ifodalaydi;

b) kuzatish burchagi φ ning ba'zi qiymatlarida ikkala tirqishning mos nuqtalaridan kelayotgan nurlar qarama-qarshi fazalarda, ya'ni bu nurlarning yo'llar farqi yarim to'lqin uzunlikka toq karrali –

$$a \sin \phi = (2K + 1) \frac{\lambda}{2}$$

bo'ladi. Natijada ikkala tirqishning mos nuqtalaridan chiqayotgan nurlar ekranning biror A_4 nuqtasida interferensiyalashib bir-birini sundiradi, ya'ni yorug'lik intensivligining minimumi kuzatiladi. Bu minimumlar *qo'shimcha minimumlar* deyiladi;

d) kuzatish burchagi φ ning shunday qiymatlari ham mavjudki, bunda ikkala tirqishning mos nuqtalaridan chiqib ekranning biror nuqtasiga (masalan A_3 nuqtaga) yetib kelgan nurlar bir xil fazada ham, qarama-qarshi fazada ham bo'lmaydi. Shuning uchun ular interferensiyalashib, yorug'likning maksimumini ham, minimumini ham bermaydi. Balki bu nuqtadagi yorug'lik biror oraliq intensivlikka ega bo'ladi.

Endi tirqishlar soni ikkita emas, balki ko'proq, masalan, to'rtta yoki sakkizta bo'lgan hollarni ko'raylik. Bu hollarga mos bo'lgan yorug'lik intensivligining taqsimotlarida asosiy minimumlar va asosiy maksimumlar ekrandagi o'z urinlarini o'zgartirmaydi. Maksimumlar ensizroq va yorug'roq, maksimumlar oralig'i esa qorong'uroq bo'ladi. Agar tirqishlar soni N ga teng bo'lsa, difraksion manazaradagi ikki qo'shni asosiy maksimum oralig'ida N - 1 qo'shimcha minimum vujudga keladi. Qo'shimcha minimumlar oralig'ida esa qo'shimcha maksimumlar mavjud bo'lib, ular ekranda *fon* deb ataladigan kuchsizgina yorug'likni vujudga keltiradi.

Difraksion panjaradagi alohida i – tirqish asosiy maksimum yo'nalishida jo'natayotgan yorug'lik to'lqinning amplitudasi E_{im} bo'lsin. Ekranning asosiy maksimum vujudga keladigan nuqtasiga barcha tirqishlardan tebranishlar bir xil fazada yetib keladi. Shuning uchun natijaviy tebranish amplitudasi

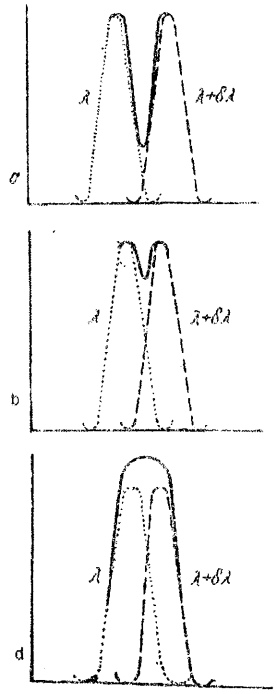
$$A = \sum_{i=1}^{N} A_i = NA_i$$

bo'ladi, chunki alohida tirqishlardan kelayotgan tebranishlar amplitudalari o'zaro teng. Bundan asosiy maksimumning intensivligi

$$I \sim A^2 = N^2 A^2$$

ga teng bo'ladi. Demak, *difraksion panjara tufayli vujudga keladigan manzaradagi asosiy maksimumlarning intensivliklari panjaradagi tirqishlar soni N ning kvadratiga proporsional bo'ladi.*

Agar difraksion panjara oq yorug'lik bilan yoritilsachi? Oq yorug'likni turli to'lqin uzunlikli bir qator monoxromatik yorug'lik to'lqinlarning superpozitsiyasi deb qarash mumkin. Bu monoxromatik to'lqinlar difraksion panjaradan o'tayotganda o'zlarining mustaqilliklarini saqlaydilar. Asosiy maksimumlar yorug'likning to'lqin uzunligiga bog'liq. Bundan faqat nolinchi tartibli (k=0) asosiy maksimumlar istisnodir. Haqiqatan, k=0 bo'lganda λ ning har qanday qiymatlari uchun asosiy maksimum φ=0 burchak ostida kuzatiladi, ya'ni oq yorug'lik tarkibidagi barcha monoxromatik to'lqinlarining nolinchi asosiy maksimumlari ustma-ust tushadi. Shuning uchun difraksion manzaraning markazidagi (φ=0) asosiy maksimum oq bo'ladi. Lekin birinchi, ikkinchi va hokazo tartibli (k=1, 2, 3, ...) asosiy maksimumlar turli to'lqin uzunlikli monoxromatik yorug'liklar uchun turlicha burchaklar



23.15-rasm.

ostida kuzatiladi. Masalan, to'lqin uzunligi kattaroq bo'lgan qizil yorug'likning (λ_{qizil}=0,76 mkm) asosiy maksimumi binafsha yorug'liknikiga ($\lambda_{binafsha}$=0,40 mkm) qaraganda kattaroq burchak ostida kuzatiladi. Umuman, monoxromatik yorug'likka tegishli bo'lgan asosiy maksimumning ekrandagi tasviri difraksion panjaraning tirqishlariga parallel bo'lgan juda ensiz chiziq shaklida namoyon bo'ladi. Panjaradan oq yorug'lik o'tayotgan bo'lsa, ekranda spektr deb ataladigan rangli o'zaro parallel ensiz chiziqlar kuzatiladi. Bu chiziqlarning har biri ayrim yorug'likka tegishli bo'lib, bu chiziqlar, odatda, *spektral chiziqlar* deb ataladi. Spektrning tartibi (ya'ni k ning qiymati) yuqorilashgan sari spektr tarkibidagi chiziqlar bir-biridan yaxshiroq ajralgan bo'ladi.

Har qanday optik asbob singari difraksion panjaraning ham asosiy xarakteristikasi – uning *ajrata olish qobiliyatilir*. Ajrata olish qobiliyati deganda, difraksion panjaraning to'lqin uzunliklari bir-biriga yaqin bo'lgan nurlarni ajratish xususiyati tushuniladi. Masalan, panjaraga tushayotgan yorug'lik ikki monoxromatik nurning yig'indisidan iborat bo'lsin. Bu nurlarning to'lqin uzunliklari bir-biridan $\delta\lambda$ ga farq qilsin, ya'ni birinchi nurning to'lqin uzunligini λ deb bedgilasak, ikkinchisiniki $\lambda+\delta\lambda$ bo'ladi. Difraksion panjaraning k – tartibli spektrida ikkinchi nurning asosiy maksimumi birinchi nurnikiga nisbatan kattaroq burchak ostida kuzatiladi. Ekranda esa bu nurlarning asosiy maksimumlari yonma-yon joylashgan ikki spektral chiziq tarzida namoyon bo'ladi. Lekin spektral chiziqning kengligi kichik bo'lsa ham, baribir chekli qiymatga ega. Shuning uchun ikkala nur to'lqin uzunliklarining farqi $\delta\lambda$ juda kichik bo'lsa, ikkala chiziq bir-biriga nihoyat yaqin joylashadiki, natijada ular yagona chiziq tarzida qabul qilinadi. Boshqacha aytganda, ikkala chiziqni ajrim qilib bo'lmaydi. 23.15-rasmda $\delta\lambda$ ning turlicha qiymatlari uchun k-tartibli spektrdagi ikki qo'shni chiziqlar (ya'ni asosiy maksimumlar) tasvirlangan.

Bunda λ to'lqin uzunlikli nur asosiy maksimumining intensivligi nuqtaviy chiziqlar bilan, $\lambda+\delta\lambda$ to'lqin uzunlikli nurniki esa shtrix chiziqlar bilan tasvirlangan. Uzluksiz chiziq ikkala maksimumning yig'indi intensivligini bildiradi. Rasmdan ko'rinishicha, $\delta\lambda$ kichiklashib, maksimumlar yaqinlashgan sari uzluksiz egri

chiziqning chuqurlik sohasi borgan sari kamayib, nihoyat, butunlay yo'qolib ketadi (23.15.d–rasmga q.).

Bu ikki maksimumni bir-biridan ajrim bo'lish chegarasi sifatida Reley quyidagi fikrni taklif qilgan: *agar yig'indi egri chiziq minimumining ordinatasi maksimumlar ordinatalarining 0,8 qismiga teng bo'lsa, manzara ajrim bo'lishi mumkin.*

Demak, 23.15-a va b-rasmlardagi maksimumlar ajrim bo'ladi. 23.15.d-rasmda tasvirlangan maksimumlar ajrim bo'lmaydi. Bu darajada bir-biriga yaqin to'lqin uzunlikli nurlar yagona nur sifatida qabul qilinadi. Lekin ajrata olish qobiliyati yanada yaxshi bo'lgan panjara bu ikki nurni ajrata olishi mumkin.

Umuman, optik asbob ajrata oladigan ikki spektral chiziq to'lqin uzunliklarining farqi $\delta\lambda$ ni ajratish mumkin bo'lgan spektral masofa deb, $\lambda/\delta\lambda$ esa asbobning ajrata olish qobiliyati deb ataladi.

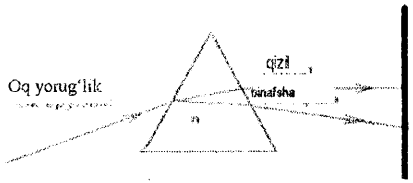
Difraksion panjaraning ajrata olish qobiliyati panjaradagi tirqishlarning umumiy soni N va spektrning tartib nomeri k ning ko'paytmasiga teng, ya'ni:

$$\frac{\lambda}{\delta\lambda} = kN$$

XXIV BOB
ELEKTROMAGNIT TO'LQINLARNING MODDALARDA TARQALISHI

24.1. Yorug'lik dispersiyasi

Nyuton tajribalar asosida yorug'lik dispersiyani kashf etdi. Dispersiya lotincha «dispergere» («sochmoq») so'zidan olingan. Umuman, yorug'lik dispersiyasi deganda moddaning sindirish ko'rsatkichi n ni yorug'lik to'lqinning siklik chastotasi ω ga (yoki vakuumdagi to'lqin uzunligi λ_0 ga, chunki $\lambda=\frac{2\pi c}{\omega}$) bog'liqligi tufayli sodir bo'luvchi hodisalar tushuniladi. Xususan, Nyuton tajribasida (24.1-rasm) prizmaga tushayotgan "oq yorug'lik" qizildan binafshagacha rangdagi yorug'liklar spektrlariga ajratilgan.

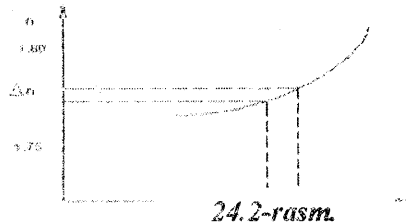


24.1-rasm.

Agar turli moddalardan yasalgan prizmalar tufayli olingan spektrlar bir-biri bilan solishtirilsa, quyidagilar ma'lum bo'ladi:

1) bir xil chastotali (ω=const) nurlar bu prizmalarda turlicha burchaklarga og'adi;

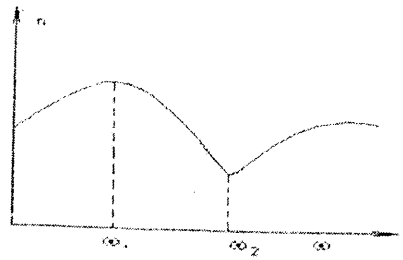
2) bir xil chastotalar intervali $\Delta\omega=\omega_2-\omega_1$ ga mos bo'lgan spektr qismining kengliklari turli prizmalarda turlicha bo'ladi. Bundan, moddalar bir-biridan faqat sindirish ko'rsatkichining qiymatlari bilangina emas, balki sindirish ko'rsatkichining yorug'lik ko'rsatkichining yorug'lik chastotasiga bog'liq funksiyasi


24.2-rasm.

$$n=f(\omega) \qquad (24.1)$$

bilan ham farqlanadi, degan xulosaga kelinadi.

Tushayotgan elektromagnit to'lqinlarning chastotalari ortgan sari barcha haffof moddalarning sindirish ko'rsatkichlari ham monoton ravishda ortib boradi. 24.3-rasmda shisha uchun n ning ω ga bog'liqligi tasvirlangan.


24.3-rasm.

Binafsha nurlar qizil nurlarga nisbatan shishada ko'proq sinishi haqidagi ma'lum fakt rasmda o'z aksini topgan. Biror chastotalar intervali Δω da sindirish ko'rsatkichining o'zgarishi Δn ni xarakterlovchi Δn/Δω kattalik *dispersiya o'lchovi* vazifasini bajaradi. Chastota ortishi bilan moddaning sindirish ko'rsatkichi ham ortib borsa, ya'ni Δn/Δω>0 bo'lsa, elektromagnit to'lqinning elektronga ta'sir etuvchi kuchini bu moddadagi yorug'likning dispersiyasi *normal dispersiya* deyiladi. Agar chastota ortishi bilan moddaning sindirish ko'rsatkichi kamaysa (24.3-rasmdagi ω_1 dan ω_2 gacha chastotalar intervaliga q), ya'ni Δn/Δω<0 bo'lsa, bunday moddadagi yorug'lik dispersiyasi *anomal dispersiya* deyiladi.

Shisha uchun oq yorug'lik sohasining barcha qismlarida normal dispersiya, ultrabinafsha va ultraqizil sohalarining ba'zi qismlarida anomal dispersiya kuzatiladi.

24.2. Dispersiyaning elektron nazariyasi

Yorug'likning modda bilan o'zaro ta'sirini to'la izohlash uchun moddadagi elektronlarning to'lqin xususiyatlarini va yorug'likning kvant xususiyatlarini hisobga olish kerak. Lekin dispersiya hodisasini tushuntirish uchun yorug'likni elektromagnit to'lqin deb, modda tuzilishini esa elektron nazariya asosida tasavvur qilish yetarli. Modda tuzilishining elektron nazariyasiga asosan, jism elektronlar va ionlardan tashkil topgan. Ular elektromagnit to'lqin ta'sirida to'lqin tebranishlariga monand ravishda tebranma harakatga keladi. Yorug'lik to'lqinlarning tebranishlari ($10^{14}\div10^{15}$) Hz intervalda sodir bo'ladi. Elektromagnit maydonning bunchalik tez o'zgarishini

massalari yetarlicha kichik bo'lgan elektronlargina sezishga ulguradi Shuning uchun yorug'lik to'lqinlarning jismga ta'sirini hisoblashda yorug'likning elektronga ta'sirini hisoblash bilan chegaralanilsa bo'ladi.

Jismdan elektromagnit to'lqin o'tayotganda –e zaryadli har bir elektronga elektr kuch ($F_{el}=-eE$) va Lorens kuchi ($F_l=-e[vB]$) ta'sir qiladi:

$$F=F_{el}+F_l=-eE-e[vB] \qquad (24.2)$$

Hisoblarning ko'rsatishicha, Lorens kuchi elektr kuchdan ming martacha kichik. Shuning uchun (24.2) dagi ikkinchi hadni hisobga olmasa ham bo'ladi. Natijada elektromagnit to'lqinning elektronga ta'sir etuvchi kuchini

$$F=-eE=-eE_0\cos\omega t \qquad (24.3)$$

shaklida ifodalash mumkin. Bunda E_0 – elektromagnit maydon kuchlanganligi E ning amplituda qiymati, ω – to'lqinning siklik chastotasi. Birinchi yaqinlashish (3.3) kuch atom bilan nihoyat zaif bog'langan eng chetki elektronlarni siljitadi, deb hisoblash mumkin. Lekin bu elektron bilan atomning qolgan qismi orasidagi o'zaro ta'sirlashuvchi kvazielastik kuch ham mavjudki, u elektronni oldingi vaziyatga qaytarishga harakat qiladi. Bu kuch x siljishga proporsional:

$$F_{qayt}=-kx$$

Natijada massasi m, zaryadi –e bo'lgan elektronning tebranishini

$$m\frac{d^2x}{dt^2}=-rx-eE_0\cos\omega t \qquad (24.4)$$

tenglama bilan ifodalash mumkin. Bu tenglamani m ga bo'lib va tebranishning xususiy chastotasi uchun $\omega_0^2=\frac{k}{m}$ belgilashdan foydalanib (24.4) ni quyidagi shaklga keltiramiz:

$$m\frac{d^2x}{dt^2}=-\omega_0^2 x-\frac{e}{m}E_0\cos\omega t \qquad (24.5)$$

Bu tenglamaning yechimi

$$x=x_0\cos\omega t \qquad (24.6)$$

ko'rinishda bo'ladi. Bunda x_0 – maksimal siljish. (24.6) ni (24.5) ga qo'yib x_0 ning qiymati uchun

$$x_0=\frac{-\frac{e}{m}E_0}{\omega_0^2-\omega^2} \qquad (24.7)$$

ifodani hosil qilamiz. Ikkinchi tomondan, elektromagnit to'lqin ta'siridagi elektronning siljishi tufayli vujudga kelgan atom sistemasini elektr dipol deb tasavvur qilish mumkin. Bu dipolning yelkasi x siljishga teng. U holda maksimal siljish sodir bo'lgan ondagi dipolning elektr momenti $p_e=-ex_0$ ga teng.

Moddaning birlik hajmidagi atomlar sonini N deb belgilasak, qutblanish vektori R ning qiymati

$$P=N\times p_e=\frac{+\frac{Ne^2}{m}E_0}{\omega_0^2-\omega^2} \qquad (24.8)$$

Kuchlanganligi E_0 bo'lgan elektr maydondagi modda uchun R ning qiymati mazkur moddaning dielektrik qabul qiluvchanligi x_e yoki dielektrik singdiruvchanligi ε (ular orasidagi $\varepsilon=1+x_e$ bog'lanish mavjud) orqali quyidagicha ifodalanadi:

$$P=x_e\varepsilon_0E_0=(\varepsilon-1)\varepsilon_0E_0 \qquad (24.9)$$

(24.8) va (24.9) ifodalarni solishtirsak,

$$\varepsilon=1+\frac{N}{\varepsilon_0}\cdot\frac{+\frac{e^2}{m}E_0}{\omega_0^2-\omega^2} \qquad (24.10)$$

munosabatni hosil qilamiz.

Maksvell nazariyasiga asosan, dielektrik singdiruvchanligi ε, magnit singdiruvchanligi μ bo'lgan muhitda elektromagnit to'lqinning tarqalish tezligi

$$\mathbf{u}=\frac{\mathbf{c}}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$$

ga teng edi. Muhitning sindirish ko'rsatkichi n esa elektromagnit to'lqinning vakuumdagi tezligi s ni muhitdagi tezligi v ga nisbati bilan aniqlanadi:

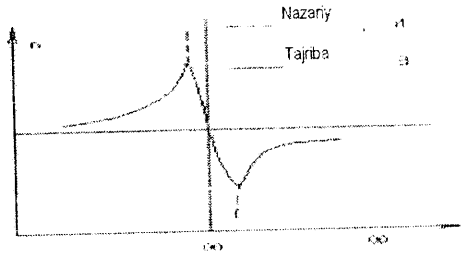
$$\mathbf{n}=\frac{\mathbf{c}}{\mathbf{u}}=\sqrt{\varepsilon\mu}$$

Ko'pchilik hollarda $\mu=1$ bo'lgani uchun

$$\mathbf{n}=\sqrt{\varepsilon} \qquad (24.11)$$

$$n=\sqrt{1+\frac{N}{\varepsilon_0}\cdot\frac{\frac{e^2}{m}}{\omega_0^2-\omega^2}} \qquad (24.12)$$

ifoda hosil bo'ladi. (24.10) dan foydalanib (24.11) ni quyidagi ko'rinishda yoza olamiz: Bu formula asosida hisoblangan n ning qiy - matlarini ω ga bog'liqlik grafigi 24.4-rasmda tasvirlangan. Umuman, muhitning sindirish ko'rsatkichi to'lqin chastotasiga monand ravishda ortib boradi. Lekin to'lqin chastotasi ω muhitdagi elektr zaryadlar xususiy tebranishlarining chastotalaridan bir ω_0 ga yaqinlashganda n ning qiymati keskin ortib ketadi. ω ning qiymati ω_0 ga yuqori chastotalar tomonidan yaqinlashganda esa n ning qiymati keskin kamayib ketadi. Boshqacha aytganda, ω ning qiymati ω_0 ga yaqin bo'lgan sohada n=f(ω) funksiya uzilishga ega bo'ladi (24.4-rasmdagi punktir chiziq). Buning sababi nazariy mulohazalarda tebranma harakatning sunishini hisobga olinmaganligidir.

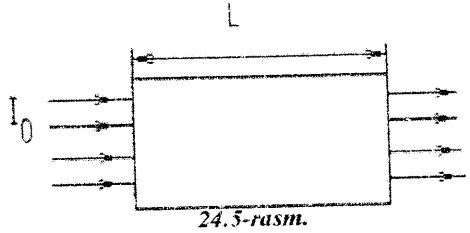


24.4-rasm.

24.3. Yorug'likning yutilishi

Umuman, tebranuvchi jismning muhitdagi ishqalanishi tufayli sinish sodir bo'ladi. Ko'rilayotgan holda esa "ishqalanish" elektromagnit to'lqinning bir qismni muhitda yutilishi tufayli vujudga keladi.

Yorug'lik to'lqinning elektr maydoni ta'sirida muhit atomlarining elektronlari tebranma harakatga kelib, ikkilamchi to'lqinlar manbaiga aylanib qoladi. Ikkilamchi to'lqinlar birlamchi to'lqin bilan kogerent bo'ladi. Bu to'lqinlarning o'zaro interferensiyalashishi natijasida vujudga kelgan to'lqin amplitudasi tushayotgan (ya'ni



24.5-rasm.

elektronlarni tebranishga majbur etayotgan) to'lqin amplitudasidan farq qiladi. Boshqacha aytganda, elektronni tebratishga sarflangan energiyaning barchasi ikkilamchi to'lqinlar sifatida nurlantirilmaydi. Energiyaning bir qismi atomlarning xaotik harakat energiyasiga (ya'ni issiqlikka) aylanadi. Shuning uchun yorug'lik biror moddadan o'tayotganda, uning intensivligining kamayishi, ya'ni yorug'likning yutilishi sodir bo'ladi. Yorug'likning yutilishi, ayniqsa, rezonans chastotalar sohasida intensiv bo'ladi. Bu yutilish elektronlar tebranishining amplitudasini cheklaydi. Natijada n-f(ω) funksiyaning grafigi (24.4-rasmdagi uzluksiz chiziq) ω_0 da ham uzilib qolmaydi. Ba'zi jismlarda rezonans chastotalar bir nechta bo'ladi. Shuning uchun tushayotgan yorug'likning chastotasi bu rezonans chastotalarga yaqin bo'lganda yutilish keskin ortib ketadi.

Umuman, tajribalarning ko'rsatishicha, moddadan o'tuvchi yorug'lik intensivligi (24.5-rasm) eksponensial qonun bo'yicha o'zgaradi:

$$I=I_0e^{-xl} \qquad (24.13)$$

Bu ifodada I_0 – jismga tushayotgan yorug'likning intensivligi, I – qalinligi l bo'lgan jismdan o'tgan yorug'likning intensivligi, x – yutilish koeffitsiyenti deb ataladigan va jismning xususiyatlariga bog'liq bo'lgan kattalik. (24.13) formula 1729-yilda Buger tomonidan aniqlangan. Shuning uchun uning nomi bilan *Buger qonuni* deb ataladi.

Buger qonunidan x ning fizik ma'nosi kelib chiqadi. Haqiqatan, $l = 1/x$ bo'lsa, $I=I_0/e$ ga aylanadi. Bundan, jismdan o'tayotgan yorug'lik intensivligini e marta kamaytiradigan qatlamning qalinligiga teskari bo'lgan kattalik yutilish koeffitsiyentidir, degan xulosaga kelamiz. Jismda yorug'likning yutilish koeffitsiyenti xuddi sindirish ko'rsatkichi kabi tushayotgan yorug'likning chastotasiga bog'liq.

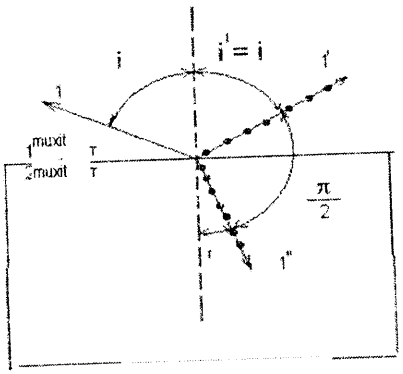
24.4. Tabiiy va qutblangan yorug'lik

Oldingi ma'ruzalarda qayd qilganimizdek, yorug'lik nurlari to'lqin uzunliklari $(0,40\div0,75)\cdot10^{-6}$ m intervaldagi ko'ndalang elektromagnit tebranishlarning tarqalish yo'nalishlaridir. Quyosh yoki shamdan tarqalayotgan yorug'lik nurlari deganda, shu

manbaning atomlari (elementar «nurlangich» lar) dan chiqayotgan yorug'lik to'lqinlarning aralashmasi tushuniladi. Yorug'lik manbaining o'lchamlari qanchalik kichik bo'lmasin, baribir, undagi «nurlangichlar» soni nihoyat ko'p bo'ladi. Boshqacha aytganda, har onda manbadagi milliardlab atomlar to'lqin nurlantirishni tugallasa, milliardlab atomlar esa to'lqin chiqarishni boshlaydi. Agar bu elementar elektromagnit to'lqinlar ichidan ixtiyoriy bittasini ajratsak, uni nur yo'nalishiga (ya'ni nurning tarqalish tezligi v vektor yo'nalishiga) perpendikulyar hamda o'zaro perpendikulyar bo'lgan E va N vektorlarning tebranishlari sifatida tasavvur qilishimiz kerak. Bundan E vektor tebranadigan tekislik *tebranish tekisligi* va N vektor tebranadigan tekislik *qutblanish tekisligi* deb ataladi. Lekin tasvirni yaqqollashtirish maqsadida elektromagnit to'lqinni faqat E vektorning tebranishlari sifatida aks ettirish odat tusiga kirgan.

Biz ham shunga amal qilaylik, yorug'lik to'lqinlar, ya'ni E *vektorlarning tebranishlari faqat bitta tekislikda sodir bo'ladigan yorug'lik to'lqinlar yassi qutblangan yorug'lik deb ataladi.* Demak, tabiiy yorug'lik manbaining alohida atomidan bir nurlanish jarayonida chiqarilgan yorug'lik to'lqin yassi qutblangan yorug'likka yorqin misol bo'la oladi.

Yuqoridagi mulohazalar tabiiy yorug'lik manbaining alohida atomi bir nurlanish jarayonida chiqaradigan to'lqin tizmasi uchun o'rinli. Nurlanish jarayoni taxminan 10^{-8} s davom etadi. Bunda chiqariladigan to'lqin tizmasining uzunligi 3 m chamasida bo'ladi. Shundan so'ng atom to'lqinning yangi tizmasini nurlantirishi mumkin. Lekin bu tizmadagi E vektorning yo'nalishi oldingi tizmaniki bilan bog'liq bo'lmaydi. Tabiiy yorug'lik manbaidagi turli atomlar nurlantirayotgan to'lqinlarning E vektorlari esa turlicha yo'nalishlarga ega bo'lib, barcha yo'nalishlar teng ehtimollidir. Masalan, yorug'lik nuri manbadan ko'zatuvchi tomon tarqalayotgan holda "nurlangich"



24.6-rasm.

undan tarqalayotgan to'lqinlar E vektorlarining biror ondagi fotografiyasi (xayoliy) bo'ladi. Bunday yorug'lik tabiiy yorug'lik yoki qutblanmagan yorug'lik deyiladi. Umuman, *tabiiy yorug'likni barcha yo'nalishlardagi yassi qutblangan yorug'liklarning aralashmasi sifatida tasavvur qilsa ham bo'ladi.*

Agar yorug'lik tarkibida biror yo'nalishdagi tebranishlar boshqa yo'nalishlardagi tebranishlarga qaraganda ko'proq bo'lsa, qisman qutblangan yorug'lik bilan ish tutayotgan bo'lamiz. *Qisman qutblangan yorug'likni tabiiy va yassi qutblangan yorug'liklarning aralashmasi sifatida tasavvur qilish mumkin.*

24.5. Yorug'likning qaytishda va sinishda qutblanishi

Tabiiy yorug'lik manbaidan tarqalayotgan yorug'lik qutblanmagan bo'ladi, ya'ni nurga perpendikulyar barcha yo'nalishlardagi tebranishlar mavjud bo'ladi. Lekin tabiiy yorug'likdagi ba'zi yo'nalishlar bo'yicha sodir bo'luvchi tebranishlarni susaytirish, hattoki mutlaqo yo'qotish usullari ham bor. Shunday usullarning biri bilan tanishaylik.

Tabiiy yorug'lik nuri ikki dielektrikni ajratib turuvchi chegaraga tushayotgan bo'lsin (24.6-rasm).

U qisman qaytadi (1′ nur) va qisman sinadi (1″ nur). Tajribalarda 1′ va 1″ nurlar o'zaro perpendikulyar bo'lgan holda qaytuvchi nur to'la qutblangan bo'lib, uning tebranishlari tushish tekisligiga perpendikulyar bo'lgan tekislikda sodir bo'ladi (rasmda bu tebranishlar nuqtalar yordamida tasvirlangan). Singan nur esa qisman qutblangan bo'ladi. 24.6-rasmda bu nur shartli ravishda nuqtalar va nur yo'nalishiga perpendikulyar qilib o'tkazilgan kesmachalar tarzida tasvirlangan. Kesmachalarning nuqtalarga nisbatan ko'pligi esa singan nurning tarkibida tushish tekisligidagi tebranishlar boshqa yo'nalishlardagi tebranishlarga nisbatan ko'proq ekanligini bildiradi.

Geometrik optika qonunlariga asosan, ikkinchi muhitning birinchi muhitga nisbatan sindirish ko'rsatkichi n_{21} ning qiymati tushish burchagi sinusining sinish burchagi sinusiga nisbati bilan aniqlanadi:

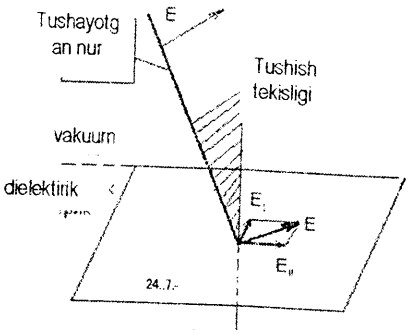
$$n_{21} = \frac{\sin i}{\sin r} \qquad (24.14)$$

Ikkinchi tomondan, 24.6-rasmdan foydalanib, $i+r=\pi/2$, degan xulosaga kelamiz. Shuning uchun (24.14) ni quyidagicha o'zgartirib yoza olamiz:

$$n_{21}=\frac{\sin i}{\sin r}=\frac{\sin i}{\sin(\frac{\pi}{2}-i)}=\frac{\sin i}{\cos i}=tgi \qquad (24.15)$$

Bu munosabat *Bryuster qonuni* deb, i burchak esa *Bryuster burchagi* (yoki to'la qutblanish burchagi) deb yuritiladi. Masalan, shisha uchun (n=1,53) Bryuster burchagi 56° ga yaqin. Boshqacha aytganda, tabiiy yorug'lik nuri shisha plastinkaga 56° burchak hosil qilib tushirilsa, qaytgan nur tushish tekisligiga perpendikulyar yo'nalishda to'la qutblangan bo'ladi.

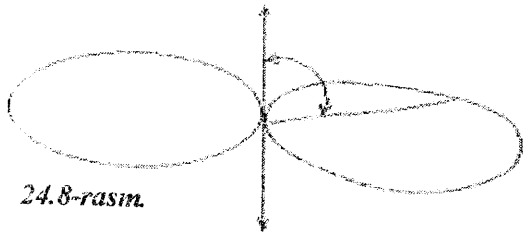
Bryuster qonunining fizik mohiyati bilan soddaroq holda, ya'ni yorug'likning qaytishi va sinishi ikki dielektrik chegarasida emas, balki vakuum bilan dielektrik chegarasida ro'y berayotgan holda tanishaylik. Tushayotgan yorug'lik to'lqinning elektr maydoni ta'sirida dielektrik tarkibidagi elektronlar tebranma harakatga keladi. Tebranuvchi elektronlar o'z navbatida ikkilamchi kogerent to'lqinlarni nurlantiradi. Ikkilamchi to'lqinlar birlamchi to'lqinlar bilan o'zaro kogerentdir. Bu to'lqinlarning o'zaro interferensiyalashishi tufayli qaytgan va singan nurlarning yo'nalishlaridan tashqari barcha yo'nalishdagi tebranishlar so'nadi. Elektron nazariya qaytgan va singan nurlarning tabiatini shu tarzda tushuntiradi.



24.7-rasm.

Endi, *bu nurlar nima uchun qutblanadi?* – degan savolga javob beraylik. Dielektrikka tushayotgan yorug'lik nuri tabiiy nurdir. Tabiiy nurni yassi monoxromatik to'lqinlarning yig'indisi deb tasavvur qilish mumkin. Bu to'lqinlarning ixtiyoriy bittasi ustida mulohazalarimizni davom ettiraylik. Yassi monoxromatik to'lqinning (24.7-rasm) tebranish tekisligi nurning tushish tekisligi bilan ixtiyoriy burchak hosil qilsin.

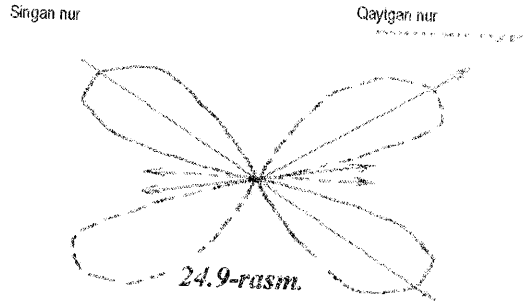
Bu to'lqinning E vektorini ixtiyoriy ikki tashkil etuvchining


24.8-rasm.

yig'indisi shaklida ifodalashimiz mumkin. Tashkil etuvchilardan biri nurning tushish tekisligida yotuvchi $E_{\parallel}$, ikkinchisi esa tushish tekisligiga perpendikulyar bo'lgan E_{per} lardan iborat bo'lsin. Dielektrikdagi elektronlar $E_{\parallel}$ ta'sirida nurning tushish tekisligida, E_{per} ta'sirida esa tushish tekisligiga perpendikulyar yo'nalishlarda tebranadi. Bu tebranishlarning har biri tufayli yassi qutblangan ikkilamchi to'lqinlar tarqaladi. Xususan, E_{per} ta'sirida tushish tekisligiga perpendikulyar yo'nalishda tebranuvchi, E_{par} ta'sirida esa tushish tekisligida tebranuvchi yassi qutblangan ikkilamchi to'lqinlar hosil bo'ladi. Ikkilamchi to'lqinlarning intesivliklari tarqalish yo'nalishiga bog'liq (24.8-rasm).

Tebranish yo'nalishiga perpendikulyar yo'nalishda ($\theta=\pi/2$) nurlanish eng kuchli bo'ladi. Aksincha, tebranish yo'nalishida ($\theta=0$ yoki π) esa nurlanish sodir bo'lmaydi. E_{par} va E_{per} lar ta'sirida elektron nurlantirayotgan ikkilamchi to'lqinlarning intensivliklari 24.8-rasmda tasvirlangan.

Rasmdan ko'rinishicha, qaytgan nur yo'nalishida E_{per} ta'sirida tarqalayotgan ikkilamchi to'lqinlar E_{par} ta'sirida tarqalayotgan ikkilamchi to'lqinlardan ustunlik qiladi. Shuning uchun qaytgan nurda tushish tekisligiga perpendikulyar yo'nalishdagi tebranishlar boshqa yo'nalishdagi tebranishlardan ko'proq bo'ladi. Yorug'lik dielektrikka Bryuster burchagi ostida tushayotgan bo'lsa, E_{par} qaytgan nur bilan ustma-ust tushadi. Natijada qaytgan nur yo'nalishi bo'ylab E_{par} ta'sirida ikkilamchi to'lqinlar mutlaqo nurlantirilmaydi. Shuning uchun qaytgan nur to'la qutblangan bo'ladi.



24.9-rasm.

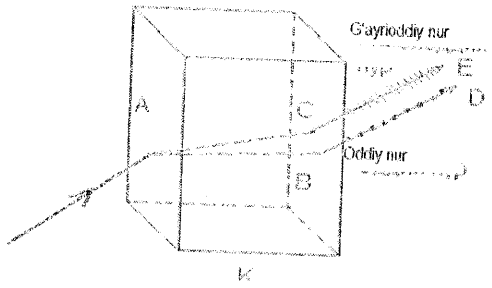
Singan nurning qisman qutblanishi quyidagicha tushuntiriladi. Tabiiy nurda barcha yo'nalishlardagi tebranishlar teng ehtimolli. Tushayotgan tabiiy nurning energiyasi qaytgan va singan nurlar orasida taqsimlanganligi uchun, energiyaning saqlanish qonuniga asosan, qaytgan nurda biror yo'nalishdagi tebranishlar ko'proq bo'lsa, singan nurda shu yo'nalishdagi tebranishlar kamroq bo'lishi kerak. Shuning uchun qaytgan nur qutblanganda singan nur ham qisman qutblangan bo'ladi.

24.6. Nurning ikkilanib sinishi

Yorug'likning ikkiga ajralib sinishidagi qutblanish

Fizik xususiyatlari yo'nalishlariga bog'liq bo'lmagan muhit *izotrop muhit* deb, aksincha, yo'nalishlariga bog'liq bo'lgan muhit *anizotrop muhit* deb ataladi.

Izotrop muhitda (masalan, shisha plastinkada) yorug'likning sinishi Snellius qonun deb ataluvchi sinish qonuniga buysunadi:



24.10-rasm.

1) singan nur, tushuvchi nur va tushish nuqtasiga o'tkazilgan normal bir tekislikda yotadi;

2) tushish burchagi sinusining sinish burchagi sinusiga nisbati ayni muhit uchun o'zgarmas kattalik. Bu nisbat shu muhitning sindirish ko'rsatkichiga teng.

Anizotrop kristallarda (masalan, island shpatida) yorug'lik singanda manzara o'zgacha bo'ladi (24.10-rasm).

Tabiiy nur K kristallning A nuqtasiga tushgach, ikki nur (AB va AC lar) ga ajraladi. Bu nurlar kristalldan chiqqach, tabiiy nurga parallel yo'nalishda (BD va CE lar) davom etadilar. Kristallda nurlarning sinishi tekshirilganda quyidagilar aniqlanadi:

1) singan nurlardan biri (AB) Snellius qonuniga to'la buysunadi;

2) ikkinchi singan nur (AC) esa Snellius qonuniga buysunmaydi.

Shuning uchun AB nur *oddiy nur* deb, AC nur esa *g'ayrioddiy nur* deb ataladi. Tekshirishlarning ko'rsatishicha, oddiy va g'ayrioddiy nurlar yassi qutblangan ekan. Lekin ularning tebranishlari o'zaro perpendikular tekisliklarda sodir bo'ladi. Bundan tashqari, island shpatining oddiy nur uchun sindirish ko'rsatkichi 1,658 ga, g'ayrioddiy nur uchun esa sindirish ko'rsatkichining qiymati nurning yo'nalishiga bog'liq bo'lib, kristallning optik o'qi yo'nalishida 1,658 ga, kristallning optik o'qiga perpendikular yo'nalishda 1,486 ga tengligi aniqlandi. E'tibor bersangiz, nurning yo'nalishi kristallning optik o'qiga nisbatan aniqlanyapdi. U holda *kristallning optik o'qi nima?* – degan savol tug'iladi, albatta. Bu savolga javob berish uchun kristalloptikaning ba'zi elementlari bilan tanishaylik.

Har qanady muhitda yorug'likning tarqalish qonunlarini muhitga tushuvchi birlamchi to'lqin va yorug'lik to'lqinning elektr maydoni ta'sirida vujudga kelgan «elementar nurlangich» lar tarqatadigan ikkilamchi to'lqinlarning interferensiyalashishi natijasi sifatida ifodalash mumkin. Lekin anizotrop kristallarda ikkilamchi to'lqinlar interferensiyasini hisoblash ancha murakkab. Shuning uchun Maksvellning elektromagnit maydon nazariyasi asosida mulohazalar yurgizamiz. Yorug'lik uchun shaffof bo'lgan aksariyat jismlar dielektriklardir. Dielektriklarning magnit sindiruvchanligi $\mu=1$

bo'lganligi uchun kristallarning *optik anizotropiyasi ularning dielektrik singdiruvchanligining anizotropiyasi mahsulidir* ($n=\sqrt{\varepsilon}$ munosabatni eslang), deb hisoblasa bo'ladi. Natijada kristall dielektrik singdiruvchanligining yo'nalishga bog'liqlik grafigini quyidagi usulda tasvirlash mumkin. Kristall ichida ixtiyoriy O nuqtani tanlab olamiz. Bu nuqtadan turli yo'nalishlar bo'yicha shunday kesmachalar o'tkazaylikki, bu kesmachalarning uzunliklari shu yo'nalishlardagi kristall dielektrik singdiruvchanligining yarimini darajasiga ($\sqrt{\varepsilon}$) teng bo'lsin. Bu kesmachalarning ikkinchi uchlariga tegib o'tadigan sirt ellipsoid shaklida bo'ladi.

Ellipsoidning simmetriya o'qlari bo'ylab to'g'ri burchakli Dekart koordinata sistemasining OX, OY va OZ o'qlarini o'tkazaylik. Bu o'qlarning ellipsoid bilan kesishgan nuqtalari O nuqtadan mos ravishda $\sqrt{\varepsilon_x}, \sqrt{\varepsilon_y}, \sqrt{\varepsilon_z}$ uzoqlikda joylashgandir. U holda ellipsoidning tenglamasi

$$\frac{x^2}{\varepsilon_x}+\frac{y^2}{\varepsilon_y}+\frac{z^2}{\varepsilon_z}=1 \qquad (24.16)$$

ko'rinishda bo'ladi. Odatda, ellipsoid *muhitning optik indikatrisasi*, (24.16) esa uning tenglamasi deb ataladi.

1) $\varepsilon_x=\varepsilon_y=\varepsilon_z$ bo'lsa, kristallning optik indikatrisasi sferik shaklga ega bo'ladi. Bunday kristalldagi barcha yo'nalishlarda ε aynan bir xil qiymatga ega. Shuning uchun bu muhit optik jiatdan ham izotrop deb hisoblanadi ($n=\sqrt{\varepsilon}$ ga asosan).

2) $\varepsilon_x\neq\varepsilon_y=\varepsilon_z$ bo'lsa, optik indikatrisa OX o'qi atrofidagi aylanma ellipsoid shakliga ega bo'ladi. Bu ellipsoid YOZ tekislik bilan kesilsa, aylana hosil bo'ladi. Demak, OX ga perpendikular bo'lgan barcha yo'nalishlar bo'yicha ε ning qiymatlari bir xil ekan. Bunday kristallni bir o'qli kristall, OX ukni esa kristallning O nuqta uchun optik o'qi deb ataladi. Shuni alohida qayd qilish lozimki, kristallning biror nuqtasi uchun optik o'q deganda bu nuqtalar o'tuvchi to'g'ri chiziqni emas, balki kristall ichidagi ma'lum yo'nalishni tushunish kerak. Bu yo'nalishga parallel bo'lgan har qanday to'g'ri chiziq ham kristallning optik o'qi bo'laveradi.

Kristallning optik o'qi orqali o'tgan har qanday tekislik kristallning bosh tekisligi deb ataladi. Bosh tekisliklar cheksiz ko'p

bo'lishi mumkin. Shuning uchun, odatda, yorug'lik nuri va optik o'q orqali o'tuvchi tekislikni kristallning bosh tekisligi deb qabul qilish maqsadga muvofiqdir.

3) $\varepsilon_x\neq\varepsilon_y\neq\varepsilon_z$ bo'lsa, kristall ikki o'qli bo'ladi. Biz faqat bir o'qli kristallarda yorug'likning sinishini o'rganamiz. Yuqorida bayon etilgan tajribada qo'llanilgan island shpati ham bir o'qli kristalldir. Bu kristallning optik o'qi qanday yo'nalgan?

Island shpatining kristall panjarasi romboedr shakliga ega. Romboedr qiyshaygan kubga o'xshaydi. Uning O_1 va O_2 burchaklarini birlashtiruvchi to'g'ri chiziq, ya'ni kichik diagonal kristallning optik o'qi deyiladi. Kristall parchasida esa shunday yacheykalar har tomondan yonma-yon joylashgan bo'ladi. Barcha yacheykalarning qisqa diagonallari o'zaro parallel. Shuning uchun undagi O_1 va O_2 to'g'ri chiziq yoki kristall ichidagi unga parallel bo'lgan ixtiyoriy yo'nalish island shpati kristallining optik o'qi deb qabul qilinadi.

Island shpati bilan o'tkazilgan tajribalarning ko'rsatishicha, faqat kristallning optik o'qiga parallel ravishda yorug'lik tushgan taqdirda nurning ikkiga ajralib sinishi kuzatilmas ekan, xolos. Boshqa barcha yo'nalishlarda nur ikkiga ajralib sinadi. Bu holda kristallning optik o'qi O_1O_2 va tushuvchi nur o'zaro parallel bo'lmaganligi uchun nur kristallda ikkiga ajraladi. Snellius qonuniga buysunuvchi oddiy nur o'z yo'nalishini o'zgartirmaydi. G'ayrioddiy nur esa o'zining «g'ayrioddiy» xususiyatini namoyish qilib, normal yo'nalishdan og'adi. Shuni alohida qayd etmoq lozimki, bu nurning «g'ayrioddiy» ligi kristallga kirish va chiqishda hamda kristall ichida namoyon bo'ladi. Kristalldan chiqqandan so'ng bu nur «g'ayrioddiy» ligini yo'qotib, xuddi oddiy nur kabi yassi qutblangan nur bo'lib qoladi. Ammo bu nurning tebranish tekisligi oddiy nurning tebranish tekisligiga perpendikular. Tekshirishlarning ko'rsatishicha, oddiy nur E vektorining tebranishlari kristall bosh tekisligiga perpendikular yo'nalishda, gayrioddiy nurniki esa kristall bosh tekisligida sodir bo'ladi.

Endi, *bir o'qli anizotrop kristallarda yorug'likning ikkiga ajralib sinishining sababi nimada?* – degan savolga javob berishimiz mumkin. Bu nurlarning E vektorlari kristallning bosh tekisligiga perpendikular yo'nalishda tebranadi. Demak, barcha yo'nalishdagi

oddiy nurlarning E vektorlari kristallning optik o'qiga perpendikulardir. Bir o'qli anizotrop kristallning optik o'qiga perpendikular yo'nalishlarda ε ning qiymati o'zgarmas edi. Bundan oddiy nurning sindirish ko'rsatkichi

$$n_0=const, \qquad (24.17)$$

degan xulosaga kelamiz.

G'ayrioddiy nurning E vektori kristallning bosh tekisligida joylashgan.

Rasmdan ko'rinishicha, E va kristallning optik o'qi orasidagi burchak g'ayrioddiy nurning yo'nalishiga bog'liq bo'lib, uning qiymati 0 dan $\pi/2$ gacha o'zgaradi. Bu esa g'ayrioddiy nur uchun bir o'qli anizotrop kristallning sindirish ko'rsatkichi

$$n_e\neq const, \qquad (24.18)$$

degan xulosaga olib keladi. E va optik o'q orasidagi burchakning $\pi/2$ ga teng qiymati kristallning optik o'qi bo'ylab yo'nalgan g'ayrioddiy nurga tegishli bo'lib, bu holda $n_e=n_o$ bo'lib qoladi. Haqiqatan, tajribalarda faqatgina optik o'q yo'nalishida yorug'likning ikkiga ajralib sinishi kuzatilmaydi. Sariq yorug'likdan (λ_0=0,589 mkm) foydalanib o'tkazilgan tajribalarda island shpatining g'ayrioddiy nur uchun sindirish ko'rsatkichi n_e ning qiymati 1,658 dan (optik o'q yo'nalishida) 1,486 gacha (optik o'qqa perpendikular yo'nalishda) o'zgaradi.

Shunday qilib, oddiy va g'ayrioddiy nurlarning sindirish ko'rsatkichlari bir-biridan farqlanganligi uchun bu nurlarning kristalldagi sinish burchaklari ham farqlanadi. Natijada oddiy va g'ayrioddiy nurlar bir-biridan ajralib davom etadilar.

24.7. Polyarizatorlar

Tabiiy yorug'likdan qutblangan yorug'lik olish uchun shunday sharoitlar yaratish kerakki, bu sharoitlarda yorug'lik to'lqinning E vektori muayyan aniq bir yo'nalish bo'ylab tebranadigan bo'lsin. Bunday sharoitlarni o'zida mujassamlashtirgan qurilmalar *polyarizatorlar* deb ataladi.

1) tushayotgan yorug'lik nuri bilan Bryuster burchagi hosil qiladigan tarzda joylashtirilgan dielektrikning yassi sirtidan

polyarizator sifatida foydalanish mumkin. Shisha plastinka uchun Bryuster burchagining qiymati 56° ga teng. Bunday sharoitda qaytgan nur to'liq qutblangan bo'ladi. Singan nur esa qisman qutblangan. Agar o'zaro parallel plastinkalar dastasidan foydalansak, yorug'lik bu plastinkalarda ko'p marta singandan so'ng amalda to'liq qutblangan bo'ladi;

2) anizotrop jismga tushayotgan yorug'lik ikki yassi qutblangan nurga ajraladi. Biror usul yordamida bu nurlardan birini yo'qotsak, jismdan faqat bitta qutblangan (oddiy yoki g'ayrioddiy) nur chiqadi, xolos. Masalan, fransuz olimi Nikol tomonidan taklif etilgan polyarizator island shpatidan tayyorlangan ikkita prizmadan iborat.

Prizmaning optik o'qi AB qirra bilan 48° li burchak tashkil qiladi. Bu prizmalar kanada balzami bilan yelimlangan. Yelim qatlamining (rasmdagi DV qatlam) sindirish ko'rsatkichi (nδ=1,550) island shpatining oddiy nur uchun sindirish ko'rsatkichidan (n_0=1,65) kichik, g'ayrioddiy nur uchun sindirish ko'rsatkichidan (n_e=1,515) katta. Shuning uchun tabiiy yorug'lik Nikol prizmasining ABD qismida ikki yassi qutblangan nur (o va e nurlar) ga ajralib, kanada balzamidan iborat DV qatlamga tushganda, ularning taqdiri turlicha bo'ladi: oddiy nur optik zichligi kattaroq muhitdan optik zichligi kichikroq muhitga (n_0>nδ) tushganligi tufayli to'la ichki qaytish hodisasi ro'y beradi. Natijada oddiy nur prizmaning VDS qismiga umuman o'tmaydi va tashqariga chiqib ketadi. G'ayrioddiy nur esa kanada balzamining yupqa qatlamidan bemalol o'tadi, chunki n_0<nδ. Shu tariqa Nikol pirzmasi (yoki oddiygina nikol) dan faqat g'ayrioddiy nur o'tadi, uning tebranishlari prizmaning bosh tekisligiga mos bo'lgan tekislikda sodir bo'ladi;

3) anizotrop kristallarning yorug'likni yutish xususiyati ham o'zgacha, ya'ni oddiy va g'ayrioddiy nurlarning yutilishi bir xil bo'lmaydi. *Dixroizm* deb ataladigan bu hodisa tufayli ba'zi kristallarda yassi qutblangan nurlardan biri butunlay yutiladi. Masalan, turmalin kristallida oddiy nurning yutilish koeffitsiyenti g'ayrioddiy nurnikidan bir necha marta katta. Qalinligi 1 mm bo'lgan turmalin plastinkasida oddiy nur yutilib, undan faqat g'ayrioddiy nurlar chiqadi. Demak, dixroizm xususiyati keskin namoyon

bo'ladigan anizotrop kristallarda ikkiga ajralib singan nurlardan biri o'z-o'zidan yo'qoladi. Bu esa ulardan polyarizator sifatida foydalanish imkonini beradi;

4) polyarizator sifatida polyaroidlardan ham foydalaniladi. Polyaroid yupqa selluloid plenkasidan iborat bo'lib, unga gerapatitning ingichka kristallari kiritilgan bo'ladi. Gerapatit dixroizm xususiyati juda kuchli bo'lgan jismdir. Gerapatitning 0,1 mm qalinlikdagi plastinkasida oddiy nur tamoman yutiladi. Polyaroid tayyorlanayotganda gerapatit kristallchalari bir yo'nalishda joylashtiriladi. Shuning uchun selluloid plenka yorug'likni ikkiga ajratib sindirish, singan nurlardan birini yutib, ikkinchisini o'tkazish xususiyatlariga ega bo'ladi. Hozirgi vaqtda polyaroid plenkalar keng lentalar shaklida tayyorlanmoqda.

24.8. Malyus qonuni

Polyarizatorlardan faqat qutblangan yorug'lik olish maqsadidagina emas, balki nurni qutblangan yoki qutblanmagan ekanligini va qutblangan nurning tebranish tekisligini aniqlash (analiz qilish) uchun ham foydalaniladi. Shunday maqsadda ishlatiladigan polyarizator *analizator* deb ataladi.

Polyarizator vazifasini o'tayotgan turmalin plastinkaga perpendikular ravishda tabiiy nur tushayotgan bo'lsin. Polyarizatordan o'tgan nur yassi qutblangan, uning tebranishlari polyarizatorning optik o'qiga parallel yo'nalishda sodir bo'ladi. Bu yassi qutblangan nur yo'liga ikkinchi turmalin plastinkani joylashtiraylik. U analizator (A) vazifasini bajaradi. Tajribalarning ko'rsatishicha, polyarizator va analizator optik o'qlarining yo'nalishlari o'zaro parallel bo'lsa, polyarizatordan o'tgan yorug'likni analizator to'liq o'tkazadi, ya'ni $I=I_0$. Ikkala plastinka (P va A) ning optik o'qlari o'zaro perpendikular bo'lsa, analizatordan yorug'lik tamoman o'tmaydi, ya'ni $I=0$. Oraliq vaziyatlarda esa, ya'ni plastinkalar optik o'qlari orasidagi burchak $0<\alpha<\pi/2$ bo'lganda analizatordan o'tgan yorug'lik intensivligi $0<I<I_0$ intervalda o'zgaradi. Oxirgi holni batafsilroq muhokama qilaylik.

Polyarizatordan o'tgan yorug'lik to'lqin E vektorining amplituda qiymatini E_m deb belgilaylik. E_m vektorni ikki tashkil etuvchiga

shunday ajrataylikki, birinchi tashkil etuvchi – E_{par} analizator optik o'qiga parallel, ikkinchi tashkil etuvchi – E_{per} esa unga perpendikular bo'lsin. Bu amal bitta to'lqinni ikkita o'zaro perpendikular tekisliklarda tebranuvchi yassi qutblangan to'lqinlarning yig'indisi deb hisoblashga ekvivalentdir. Albatta, analizator orqali E vektorning amplituda qiymati

$$E_{par} = E_m \cos\alpha \qquad (24.19)\ (6)$$

bo'lgan to'lqin o'tadi. Yorug'lik intensivligi amplituda kvadratiga proporsional ($I \sim E^2$)bo'lganligi uchun, (24.19) ga asoslanib,

$$I = I_0 \cos^2\alpha \qquad (24.20)\ (7)$$

munosabatni yoza olamiz. Bu ifoda Malyus qonunini ifodalaydi: *analizatordan o'tgan yorug'lik intensivligi analizator va polyarizatorning optik o'qlari orasidagi burchak kosinusining kvadratiga proporsionaldir.*

Shuni qayd qilaylikki, Malyus o'zining qonunini yorug'likni to'lqin emas, balki korpuskula deb tasavvur qilish asosida chiqargan. Keyinchalik Arago tomonidan o'tkazilgan aniq fotometrik o'lchashlar Malyus qonunining to'g'riligini tasdiqladi.

XXV BOB
NURLANISHNING KVANT TABIATI

25.1. Issiqlik nurlanish va uning xarakteristikalari

Nurlanishlar turli xil bo'ladi. Masalan, oksidlanayotgan fosforning nurlanishi, gazlardan elektr tok o'tish jarayonida vujudga keladigan nurlanish, qattiq jismlarni elektronlar bilan bombardimon qilish natijasida vujudga keladigan nurlanish, qizdirilgan jismning nurlanishi, ya'ni issiqlik nurlanishi va hokazo. Bu nurlanishlar bir-biridan o'zlarining vujudga kelishining tabiati bilan ajralib turadi. Lekin har qanday nurlanish jarayonida ham energiyaning biror turi nurlanish energiyasiga aylanadi. Xususan, *issiqlik nurlanishda nurlanayotgan jism zarralarining xaotik issiqlik harakat energiyasining bir qismi elektromagnit to'lqin tarzida nurlanadi*. Bu nurlanish absolyut noldan farqli barcha temperaturadagi jismlarda kuzatiladi va temperaturaga kuchli bog'liq bo'ladi. Shuning uchun, ba'zan, issiqlik nurlanish temperaturaviy nurlanish deb ham ataladi.

Issiqlik nurlanishga oid qonunlarni bayon qilishdan oldin nurlanish va uning jism bilan ta'sirlashishini xarakterlash uchun qo'llaniladigan ba'zi kattaliklarning mohiyati bilan tanishaylik.

Har qanday nurlanishning asosiy xarakteristikasi sifatida uning oqimi qabul qilinishi kerak. Biror yuz orqali *nurlanishning oqimi* deganda birlik vaqt ichida shu yuz orqali o'tayotgan nurlanish energiyasi tushuniladi:

$$\Phi = \frac{dW}{dt} \qquad (25.1)$$

bunda dW berilgan yuz orqali dt vaqt ichida o'tgan nurlanish energiyasi.

Turli nurlanishlar bir-biridan spektlarining uzlukli yoxud uzluksizligi, spektrlarining kengligi va spektrning ayrim qismlariga mos keluvchi nurlanish oqimi bilan farqlanadi. Nurlanish spektrining turli qismlari turlicha xususiyatlarga ega bo'lib, o'zlarini turlicha namoyon qiladi. Masalan, $\lambda=(0.40\div0.75)$ mkm intervaldagi nurlanish inson ko'ziga ta'sir qilish xususiyati bilan ajralib turadi. Inson ko'zining turli to'lqin uzunlikli yorug'liklarni sezuvchanlik xususiyati turlicha, to'lqin uzunligi 0,555 mkm bo'lgan nurlanish

(yashil rang) uchun ko'zning sezgirligi eng katta bo'ladi. Agar bu nurlanishning ko'rinuvchanlik funksiyasi $V(\lambda)$ ni 1 ga teng deb olsak, boshqa to'lqin uzunlikli yorug'lik nurlari uchun $V(\lambda)$ ning qiymati 1 dan kichik bo'ladi.

To'lqin uzunliklari 0,40 mkm dan kichik va 0,75 mkm dan katta bo'lgan nurlanishlarning oqimi esa inson ko'zida ko'rish sezgisini butunlay uyg'otmaydi. Lekin ayrim intervaldagi to'lqin uzunlikli nurlanishlar kimyoviy reaksiya, fotoeffekt yoxud gazlarning ionlanishi kabi jarayonlarni vujudga keltirishi mumkin. To'lqin uzunliklari ancha katta bo'lgan nurlanishlar oqimini esa elektromagnit tebranish konturlari yordamida qayd qilish mumkin.

Umuman, nurlanish oqimi quvvat birliklarida o'lchanishi kerak. SI da vatt (Vt) larda o'lchanadi. Lekin nurlanishning ayrim sohalari uchun boshqa birliklar ham mavjud. Masalan, yorug'lik to'lqinlarining oqimi lyumen (lm) larda o'lchanadi. Mantiqiy jihatdan *yorug'lik oqimi*ning birligi asosiy birlik sifatida tanlab olinishi lozim edi. Biroq, tarixiy sabablarga ko'ra SI da *yorug'lik kuchi*ning birligi asosiy birlik deb qabul qilingan. Yorug'lik kuchini manba (nurlanuvchi) nurlanishining fazoviy burchak birligiga to'g'ri keladigan yorug'lik oqimi tarzida aniqlanadi:

$$I = \frac{d\Phi}{d\Omega} \qquad (25.2)$$

bunda $d\Phi$ yetarlicha kichik $d\Omega$ fazoviy burchak ichida tarqalayotgan yorug'lik oqimi. SI da yorug'lik kuchining o'lchov birligi kandela (kd). *Bir kandela – 101325 Pa bosim ostida bo'lgan platinaning qotish temperaturasidagi (ya'ni 2042 K dagi) to'la nurlangichning $\frac{1}{600000}$ m² yuzidan perpendikulyar yo'nalishda nurlantirayotgan yorug'lik kuchidir.*

Demak, (2) ifodaga asosan, *yorug'lik kuchi 1 kandela (kd) bo'lgan nurlangich 1 steradian (sr) fazoviy burchakda hosil qiladigan yorug'lik oqimi 1 lyumen (lm) dir*:

$$1lm = 1\ kd \cdot 1\ sr \qquad (25.3)$$

Tajribalar asosida to'lqin uzunligi $\lambda=0,555$ mkm bo'lgan nurlanishning 1 lm yorug'lik oqimiga 0,0016 Vt energiya oqimi to'g'ri kelishi aniqlandi. Shuning uchun

$$A = 0{,}0016\ \frac{Bm}{lm} \qquad (25.4)$$

kattalik yorug'likning mexanik ekvivalenti deb atalgan. Yashil nur uchun ko'rinuvchanlik funksiyasi V(λ) = 1 edi. Shuning uchun V(λ) ≠ 1 bo'lgan nurlanishlarning 1 lm yorug'lik oqimiga $\frac{A}{V(\lambda)}$ Vt energiya oqimi mos keladi. Nurlanish oqimi (Φ) biror yassi parallel plastinka ***shaklidagi*** jism sirtiga tushayotgan bo'lsin. Bu oqim qisman qaytadi (Φ_k), qisman jismda yutiladi (Φ_{yu}), qolgan qismi esa jismdan o'tadi (Φ_u), ya'ni

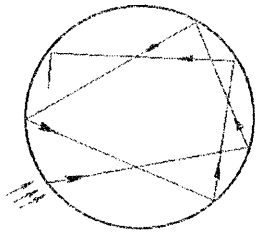
$$\Phi_k + \Phi_{yu} + \Phi_u = \Phi \qquad (25.5)$$

tenglik bajariladi. Bu tenglikning ikkala tomonini F ga taqsimlasak va quyidagi :

$\Phi_k/\Phi = \rho$ jismning nur qaytarish qobiliyati;

$\Phi_{yu}/\Phi = a$ jismning nur yutish qobiliyati;

$\Phi_u/\Phi = D$ jismning nur o'tkazish qobiliyati – belgilashlaridan foydalansak, (25.5) ifoda ko'rinishga keladi. Nisbatan qalinroq bo'lgan ko'pgina qattiq jismlar uchun D=0 deb hisoblash mumkin. U holda (25.6) ifoda



25.1-rasm.

$$\rho + a + D = 1 \qquad (25.6)$$

$$\rho + a = 1 \qquad (25.7)$$

ko'rinishga keladi. Bu ifoda to'lqin uzunliklari turlicha bo'lgan (umumiy holda $0<\lambda<\infty$) nurlanishlar uchun o'rinli. Tajribalarning ko'rsatishicha, ρ va a ning qiymatlari jismning temperaturasiga va jismga tushayotgan nurlanishning λ to'lqin uzunligiga bog'liq. Shuning uchun T temperaturali jismning λ to'lqin uzunlikli nur qaytarish qobiliyatini $\rho_{\lambda, T}$, nur yutilish qobiliyatini esa $a_{\lambda, T}$ bilan belgilasak, (25.7) ifodani quyidagi ko'rinishda yozishimiz mumkin:

$$\rho(\lambda, T) + a(\lambda, T) = 1 \qquad (25.8)$$

Umuman, $\rho_{\lambda, T}$ va $a_{\lambda, T}$ lar 0 dan 1 gacha bo'lgan intervalda o'zgarishi mumkin. Ikki chegaraviy holni ko'raylik:

1) $\rho(\lambda, T) = 1$ va $a(\lambda, T) = 0$,

ya'ni jismga tushayotgan nur to'la qaytariladi. Bunday jism absolyut oq jism deyiladi. $\rho(\lambda, T) = 0$ va $a(\lambda, T) = 1$,

ya'ni jismga tushayotgan nurlanish qaytarilmaydi, u butunlay yutiladi. Bunday jism *absolyut qora jism* deyiladi.

Tabiatda absolyut oq jism ham, absolyut qora jism ham uchramaydi. Har qanday jism tushayotgan nurlanishning bir qismini yutsa, qolgan qismini qaytaradi. Ularning bir-biridan farqi shundaki, ba'zi jismlar nurlanishning ko'proq qismini yutsa, boshqa jismlar kamroq qismini yutadi. Shuning uchun birinchi xil jismlarni ikkinchilariga nisbatan qoraroq deyish mumkin. Masalan, tabiatda mavjud bo'lgan eng qora jism – qorakuya uchun ko'rinuvchan yorug'lik λ=(0,40÷0,75) mkm sohasida, nur yutish qobiliyati 0,99 ga yaqin. Lekin u infraqizil nurlarni kamroq yutadi. Odatda, o'zining xususiyatlari bilan absolyut qora jismdan kam farqlanadigan modeldan farqlanadi. Bunday model (25.1-rasm) juda kichik teshikka ega bo'lgan berk kovak idishdan iborat. Ixtiyoriy to'lqin uzunlikli nur teshik orqali kovakka kirib qolgach, uning ichki devorlaridan ko'p marta qaytgandan keyingina qaytib chiqa oladi. Har bir qaytish jarayonida nur energiyasining bir qismi yutiladi, natijada nur energiyasining juda kam ulushigina kovakdan qaytib chiqishi mumkin. Shuning uchun bunday modelning nur yutish qobiliyati 1 ga juda yaqin bo'ladi.

Jismning nur qaytarish va nur yutish qobiliyatlaridan tashkari yana bir xarakteristikasi mavjudki, u T temperaturadagi jismning birlik sirtidan birlik vaqtda nurlanayotgan elektromagnit to'lqinlarning energiyasini ifodalaydi. Bu kattalik *T temperaturadagi jismning nur chiqarish qobiliyati* deb ataladi va e_T orqali belgilanadi. ρ va a lar o'lchamsiz kattaliklar, chunki ular jismga tushayotgan nurlanish oqimining ulushi bilan xarakterlanar edi. e_T esa, yuqoridagi ta'rifga asosan, Vt/m² larda o'lchanadi. e_T jismning to'la nur chiqarish, ya'ni $0<\lambda<\infty$ intervaldagi nurlarni chiqarish qobiliyatidir. Bundan tashkari T temperaturadagi jismning λ to'lqin uzunlikli nur chiqarish qobiliyati $e_{\lambda,T}$ kattalikdan ham foydalaniladi. Bu kattalik T temperaturadagi jismning birlik sirtidan birlik vaqtda nurlantirilayotgan elektromagnit to'lqinlar energiyasini ifodalaydi va (Vt/m²):m = Vt/m³ larda o'lchanadi. Absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyatini boshqa jismlarnikidan farq qilish maqsadida $E_{\lambda,T}$ deb belgilanadi.

25.2. Kirxgof qonuni

Issiqlik nurlanish boshqa turdagi nurlanishlardan o'zining bir xususiyati bilan keskin farqlanadi. Bu xususiyatning mohiyati quyidagidan iborat. T temperaturadagi jism qobiq bilan o'ralgan bo'lsin. Qobiq issiqlik o'tkazmaydi va nurlanishni to'liq qaytaruvchi ideal jismdan tayyorlangan, deb faraz qilaylik. Qobiq ichidan Havosini surib olaylik. Jism chiqargan nurlanish qobiqqa tushib, undan bir yoki bir necha marta qaytgach, yana jismga tushadi. Jism esa bu nurlanishni qisman yoki to'liq yutadi. Qisman yutsa, qolgan qismini qaytaradi. Shu tarzda jism va qobiq ichidagi nurlanish orasida energiya almashinuvi davom etib turadi, ya'ni jism o'zining birlik yuzidan birlik vaqtda nurlanish sifatida qancha energiya chiqarsa, nurlanishni yutish jarayonida xuddi shuncha energiyani qabul qiladi. Shuning uchun jismning temperaturasi o'zgarmaydi. Bu holat *muvozanatli holat* deyiladi.

Tajribalarning ko'rsatishicha, nurlangich (nur chiqaruvchi jism) bilan nurlanishning muvozanatda bo'lishi faqatgina issiqlik nurlanish sodir bo'ladigan hollardagina kuzatiladi. Shuning uchun ba'zan issiqlik nurlanish muvozanatli nurlanish deb ham ataladi. Boshqa turdagi barcha nurlanishlar esa *muvozanatsiz nurlanishlar* hisoblanadi. Masalan, fosforning oksidlanish jarayonida ximiyaviy reaksiya davom etgan sari nurlanayotgan jism o'zining boshlang'ich holatidan uzoqlashaveradi.

Termodinamik muvozanat qobiq ichida bir emas, balki bir necha jism joylashgan hol uchun ham o'rinli bo'ladi. Masalan, kubik ichida ikkita bir xil temperaturadagi, ya'ni termodinamik muvozanatdagi jism joylashgan holni muhokama qilaylik.
Agar shu jismlardan biri ko'proq energiya nurlantirib kamroq energiya yutayotgan bo'lsa, bu jismning temperaturasi pasayib ketishi lozim. Buning evaziga ikkinchi jism temperaturasi ortishi kerak. Binobarin, birdan-bir natijasi sovuqroq jismdan issiqroq jismga energiya uzatish bo'lgan jarayon amalga oshirilgan bo'ladi. Bunday jarayonni amalga oshirish mumkin emas, chunki u termodinamikaning ikkinchi bosh qonuniga ziddir. Demak, termodinamik muvozanat holatidagi jismlar sistemasiga oid har bir jism qancha energiya nurlantirsa, shuncha nurlanish energiyasini

yutadi. Agar yuqorida bayon etilgan misolda jismlar turlicha energiya yutsa, ular nurlantirayotgan energiya ham turlicha bo'ladi. Jismlardan birinchisi oddiy jism (ya'ni absolyut qora emas), ikkinchisi esa absolyut qora jism bo'lsin. U holda birinchi jismning to'la nur chiqarish va yutish qobiliyatlarini mos ravishda e_T va a_T deb belgilaymiz. Ikkinchi jismning nur chiqarish qobiliyati E_T, nur yutish qobiliyati esa 1 ga teng.

Bu ikkala jism orasida nurlanish vositasida energiya almashinuvini miqdoran muhokama qilaylik. Bu jismlar har birining birlik yuzidan birlik vaqtda mos ravishda e_T va E_T energiyalar nurlanadi. Birinchi jism ikkinchi jism nurlantirgan energiyaning a_T qismini, ya'ni $a_T E_T$ energiyani yutadi. Demak, birinchi jism uchun energiyalar balansi

$$e_T = a_T E_T \tag{25.9}$$

munosabat bilan ifodalanadi.

Ikkinchi jism esa birinchi jism nurlantirgan energiyaning barcha qismini, ya'ni e_T energiyani yutadi. Bundan tashqari, ikkinchi jism nurlantirgan energiyaning birinchi jism qaytargan qismi, ya'ni $(1 - a_T)E_T$ ga teng nurlanish energiyasi ham ikkinchi jism uchun energiya balansining ifodasini

$$E_T = e_T + (1 - a_T)E_T \tag{25.10}$$

ko'rinishda yozish mumkin.
(25.9) va (25.10) ifodalarning ikkalasidan ham quyidagi munosabatni keltirib chiqarsa bo'ladi:

$$\frac{e_T}{a_T} = \frac{E_T}{1} = E_T \tag{25.11}$$

Bu ifoda Kirxgofning integral qonunidir: *har qanday jismning muayyan temperaturadagi to'la nur chiqarish va to'la nur yutish qobiliyatlarining nisbati o'zgarmas kattalik bo'lib, u ayni temperaturadagi absolyut qora jismning to'la nur chiqarish qobiliyatiga teng.*

Agar ikkala jism oralig'iga faqatgina λ dan $\lambda + d\lambda$ gacha intervaldagi to'lqin uzunlikli nurlanishlarni o'tkazadigan, boshqa nurlanishlarni esa tamoman qaytaradigan filtr joylashtirsak, yuqoridagiga o'xshash mulohazalar asosida Kirxgofning differensial qonuni

$$\frac{e_{\lambda,T}}{a_{\lambda,T}} = E_{\lambda,T} \qquad (25.12)$$

ifoda bilan aniqlanishini isbotlash mumkin. Kirxgof qonuni quyidagicha ta'riflanadi: *ixtiyoriy jismning nur chiqarish va nur yutish qobiliyatlarining nisbati bu jismning tabiatiga bog'liq bo'lmay, barcha jismlar uchun to'lqin uzunlik va temperaturaning universal funksiyasidir va u absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyati $E_{\lambda,T}$ ga tengdir.* Kirxgof qonunidan quyidagi muhim natijalar kelib chiqadi:

1. (25.11) va (25.12) ifodalardan

$$e_T = a_T E_T$$
$$e_{\lambda,T} = a_{\lambda,T} E_{\lambda,T} \qquad (25.13)$$

munosabatlar hosil bo'ladi. Demak, ixtiyoriy jismning muayyan temperaturadagi nur chiqarish qobiliyati shu jismning nur yutish qobiliyati bilan absolyut qora jism nur chiqarish qobiliyatining ko'paytmasiga teng.

2. Oddiy jism (ya'ni absolyut qora bo'lmagan jism) ning nur yutish qobiliyati 1 dan kichik. Shuning uchun (25.13) ni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$e_T < E_T$$
$$e_{\lambda,T} < E_{\lambda,T} \qquad (25.14)$$

Demak, ixtiyoriy jismning nur chiqarish qobiliyati xuddi shu temperaturadagi absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyatidan kichik.

3. Agar biror λ uchun jismning nur yutish qobiliyati $a_{\lambda,T}=0$ bo'lsa, (25.13) ga asosan, $e_{\lambda,T} = a_{\lambda,T} E_{\lambda,T}=0$ bo'ladi. Demak, jism biror to'lqin uzunlikli nurlanishni yutmasa, u holda bu jism xuddi shu nurlanishni butunlay nurlantirmaydi.

25.3. Absolyut qora jism nurlanish qonuniyatlari

Issiqlik nurlanish nazariyasining asosiy qonunlari bilan tanishaylik.

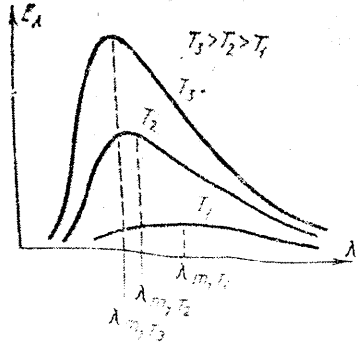
Birinchi qonun *Stefan-Boltsman qonuni* (ba'zan "to'rtinchi daraja" qonuni) deb nom olgan. Bu qonunga ko'ra asosan, *absolyut qora jismning to'la nur chiqarish qobiliyati temperaturaning to'rtinchi darajasiga proporsional ravishda ortadi:*

$$E = \sigma T^4 \qquad (25.15)$$

bunda σ - Stefan-Boltsman doimiysi bo'lib, uning tajribalar asosida aniqlagan qiymati quyidagiga teng:

$$\sigma = 5{,}67 \cdot 10^{-8} \frac{Vt}{м^2 \cdot K^4}.$$

Absolyut qora jism nur chiqarish qobiliyatining to'lqin uzunlikka bog'liqligi, ya'ni spertral xarakteristikasi turli temperaturalar ($T_1<T_2<T_3$) uchun 25.2-rasmda tasvirlangan. Tajribalar aniqlangan bu egri chiziqlar asosida quyidagi xulosalar kelib chiqadi:



25.2-rasm.

1. Absolyut qora jismning nurlanish spektri uzluksizdir.

2. Har bir temperaturaga oid bo'lgan nurlanishning energetik taqsimotini ifodalovchi egri chiziqda aniq maksimum mavjud bo'lib, u temperatura oshgan sari qisqa to'lqin uzunliklar sohasiga siljiydi.

Vinning siljish qonuni deb atalgan ikkinchi qonun ana shu maksimumlarga taalluqli: *absolyut qora jism nur chiqarish qobiliyatining maksimumiga mos keluvchi λ_m – to'lqin uzunlikning absolyut temperaturaga ko'paytmasi o'zgarmas kattalikdir, ya'ni*

$$\lambda_m T = b \qquad (25.16)$$

bunda b – Vin doimiysi, tajribalar asosida $b=2{,}898 \cdot 10^3$ m·K ekanligi aniqlangan. (25.16) dan ko'rinishicha absolyut qora jismning temperaturasi T qancha yuqori bo'lsa, λ_m shuncha kichikroq qiymatga ega bo'ladi. Boshqacha aytganda,temperatura oshgan sari absolyut qora jism nur chiqarish qobiliyatining maksimumi qisqa to'lqin uzunliklar sohasiga siljiydi.

25.2-rasmdagi egri chiziqlarni tushuntirish uchun termodinamika va statistik fizika qounulariga asoslanib absolyut qora jism nur chiqarish qobiliyati $E_{\lambda,m}$ ning ifodasini hosil qilish yo'lida ko'p urinishlar bo'lgan. Ular ichida e'tiborga loyiq bo'lgani ikkita:

1. Termodinamik mulohazalar asosida Vin

$$E_{\lambda,T} = \frac{\alpha}{\lambda^5} e^{-\frac{\beta}{\lambda T}} \qquad (25.17)$$

formulani taklif etadi. Bunda α va β - tajribalardan foydalanib tanlanadigan doimiylar.

2. Reley va Jins issiqlik nurlanishga statistik fizika metodlarini tatbiq etib, absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyati uchun

$$E_{\lambda,T} = \frac{2\pi ckT}{\lambda^4} \qquad (25.18)$$

ifodani hosil qildilar. k – Boltsman doimiysi. Bu formula shu olimlarning nomi bilan *Reley-Jins formulasi* deb yuritiladi. Bu formula bo'yicha hisoblab topilgan $E_{\lambda,T}$ ning qiymatlari (25.2-rasm) katta to'lqin uzunliklar sohsida tajriba qiymatlariga mos keladi.

25.4. Plank gipotezasi va formulasi

Klassik fizika qonunlariga tayanib, $E_{\lambda,T}$ ning tajriba bilan mos keluvchi ifodasini topishdagi muvaffaqiyatsizliklarining sababi – klassik nazariya zaminida kamchilik mavjudligidir. Maks Plank ana shunday xulosaga keldi va 1900-yilda «ultrabinafsha halokatni» bartaraf qilish uchun klassik nazariyaga zid bo'lgan o'zining gipotezasini ilgari surdi. Plank gipotezasining mohiyati quyidagidan iborat: *jismlarning nurlanishi uzluksiz emas, balki alohida ulushlar (kvantlar) sifatida chiqariladi.* Nurlanish har bir ulushining, ya'ni nurlanish kvantining energiyasi

$$\varepsilon = h\nu = h\frac{c}{\lambda} \qquad (25.19)$$

ga teng. Bunda $\nu = \frac{c}{\lambda}$ nurlanishning chastotasi, h – Plank doimiysi nomi bilan mashhur bo'lgan universal konstanta. Hozirgi vaqtda *kvant* so'zi faqat nurlanishdagina emas, balki boshqa fizik kattaliklar bilan ham qo'shib ishlatiladi. Masalan, elektr zaryadning kvanti deganda zaryad miqdorining eng kichik ulushi, ya'ni elektronning zaryad miqdori tushuniladi. Shuning uchun nurlanish kvantini ba'zan *foton* deb alohida nom bilan ham ataladi.

(25.19) ga asosan, qisqa to'lqin uzunliklar sohasida nurlanish kvantining energiyasi ortib boradi. $\lambda \to 0$ da esa kvant energiyasi shu darajada katta bo'lishi lozimki, natijada jism issiqlik harakatining energiyasi hatto bittagina kvant chiqarishga ham yetmaydi. Qisqa

to'lqin uzunliklar sohasida $E_{\lambda,T}$ ning qiymatini keskin kamayib borishini shu tarzda tushuntirish mumkin.

Plank yuqorida bayon etilgan o'zining gipotezasiga asoslanib va statistik fizika qonunlaridan foydalanib

$$E_{\lambda,T} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \qquad (25.20)$$

ifodani hosil qildi. Bu ifoda *Plank formulasi* deb ataladi. Plank formulasi asosida hisoblangan $E_{\lambda,T}$ ning qiymatlari tajriba qiymatlari bilan to'lqin uzunliklarning barcha sohalarida mos keladi.

Plank formulasidan foydalanib absolyut qora jism nurlanishining empirik ravishda aniqlangan barcha qonunlarini hosil qilish mumkin.

1. Stefan – Boltsman qonunini hosil qilish uchun (25.20) ni to'lqin uzunliklarining 0 dan ∞ gacha intervalida integrallaymiz:

$$E_T = \int_0^\infty E_{\lambda,T}\, d\lambda = 2\pi hc^2 \int_0^\infty \frac{d\lambda}{\lambda^5 (e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1)} \qquad (25.21)$$

Hisoblashlarni davom ettirish uchun yangi o'zgaruvchi

$$x = \frac{\lambda kT}{hc} \qquad (25.22\text{-a})$$

ni kiritaylik. U holda (25.22) dagi λ va $d\lambda$ lar o'rniga mos ravishda

$$\lambda = \frac{hc}{kT} x \qquad (25.22\text{-b})$$

$$d\lambda = \frac{hc}{kT} dx \qquad (25.22\text{-d})$$

larni qo'yish kerak. Natijada

$$E_T = 2\pi hc^2 \left(\frac{kT}{hc}\right)^4 \int_0^\infty \frac{dx}{x^5 \left(\frac{1}{e^x - 1}\right)}$$

ifodani hosil qilamiz. Bunda integral $\pi^4/15$ ga teng. Shuning uchun

$$E_T = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} T^4 = \sigma T^4$$

Bu ifoda

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} T^4 \qquad (25.23)$$

belgilash kiritdik. h, c, k larning qiymatlaridan foydalanib hisoblangan Stefan - Boltsman doimiysi σ ning qiymati tajribalarda topilgan qiymat bilan mos keldi. (25.23) dan foydalanib, σ ning tajriba qiymatiga asoslanib, Plank h ning qiymatini aniqlagan. Hozirgi ma'lumotlarga asosan $h=6{,}626\cdot10^{-34}$ J·s.

2. Plank formulasidan Vinning siljish qonunini hosil qilish uchun absolyut qora jism nur chiqarish qobiliyatining maksimumiga mos keluvchi λ_m to'lqin uzunlikni topish lozim. Boshqacha qilib aytganda

$$\frac{dE_{\lambda,T}}{d\lambda}=0$$

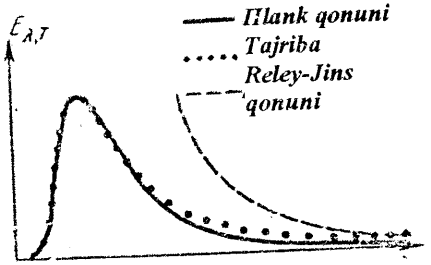
shartni qanoatlantiruvchi to'lqin uzunlikning qiymatini topish lozim. Buning uchun (25.18) belgilashlardan foydalangan holda (25.16) dan hosila olamiz. Hosilani nolga tenglashtirib vujudga keltirilgan tenglama yechsak, uning yechimi

$$\lambda_m=\frac{hc}{4.97kT}$$

ko'rinishda bo'lar ekan. Bu ifodani

$$\lambda_m T=\frac{hc}{4.97k} \qquad (25.24)$$

shaklda yozib, uning o'ng tomonidagi hadni hisoblasak, Vin doimiysi b ning qiymatini topgan bo'lamiz. b ning hisoblangan bu qiymati tajribalarda topilgan qiymatga juda mos keldi.



25.3-rasm.

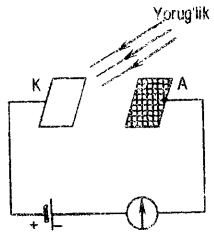
Shunday qilib, klassik nazariyaga zid bo'lgan gipotezaga tayanib chiqarilgan Plank formulasi absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyatini ifodalovchi universal funksiya $E_{\lambda,T}$ ni hamda absolyut qora jism nurlanishining empirik qonunlarini muvaffaqiyatli tarzda tushuntira oldi.

25.5. Fotoeffekt va uning qonunlari

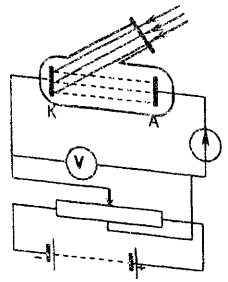
Fotoeffekt–yorug'lik ta'sirida jismdan elektronning ajralib chiqishidir. Bu hodisani birinchi marta 1887-yilda G.Gerts kuzatgan. Fotoeffekt bo'yicha miqdoriy tekshirishlarni rus fizigi A.G.Stoletov bajardi. (1888 –1889-yillar). Stoletov tajribasining sxemasi 25.4-rasmda tasvirlangan. Ikki metall elektroddan biri plastinka shaklida, ikkinchisi esa to'rsimon shaklda yasalgan bo'lib ular galvanometr zanjiriga ulangan. Qurilma qorong'ulikka joylashtirilganda zanjir bo'ylab elektr toki kuzatilmadi. Lekin katod vazifasini o'tayotgan plastinkaning yortilishi bilanoq zanjirda tok paydo bo'ldi. Anod vazifasini o'tayotgan to'r yoritilsa zanjirda elektr toki vujudga kelmaydi. Demak, yorug'lik ta'sirida katod sirtidan manfiy zarralar ajralib chiqadi va ular anod tomon harakatlanib zanjirda elektr tokini hosil qiladilar. Bu tokni fototok deb ataladi.

1898-yilda Lenard va Tomson katoddan ajralib chiqayotgan zarralarning magnit maydonda og'ishiga asoslanib, ularning solishtirma zaryadini aniqladilar. Bu esa katoddan ajralayotgan elektronlardir degan xulosaga keldi.

Fotoefekt hodisasi plastinka (katod)ning faqat kimyoviy tarkibigagina emas, balki plastinka sirtining tozalik darajasiga ham bog'liq ekanligi tajribalarda aniqlandi. Shuning uchun fotoeffekt hodisasini o'rganish uchun 25.5-rasmda tasvirlangan qurilmadan foydalaniladi. Havosi so'rib olingan shisha idish ichidagi katod tekshirilishi lozim bo'lgan metall bilan qoplangan. Uni odatda fotokatod deb ataladi.



25.4-rasm.



25.5-rasm.

belgilash kiritdik. h, c, k larning qiymatlaridan foydalanib hisoblangan Stefan - Boltsman doimiysi σ ning qiymati tajribalarda topilgan qiymat bilan mos keldi. (25.23) dan foydalanib, σ ning tajriba qiymatiga asoslanib, Plank h ning qiymatini aniqlagan Hozirgi ma'lumotlarga asosan $h=6{,}626\cdot10^{-34}$ J·s.

2. Plank formulasidan Vinning siljish qonunini hosil qilish uchun absolyut qora jism nur chiqarish qobiliyatining maksimumiga mos keluvchi λ_m to'lqin uzunlikni topish lozim. Boshqacha qilib aytganda

$$\frac{dE_{\lambda,T}}{d\lambda}=0$$

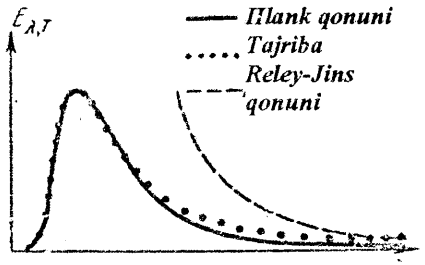
shartni qanoatlantiruvchi to'lqin uzunlikning qiymatini topish lozim. Buning uchun (25.18) belgilashlardan foydalangan holda (25.16) dan hosila olamiz. Hosilani nolga tenglashtirib vujudga keltirilgan tenglama yechsak, uning yechimi

$$\lambda_m=\frac{hc}{4.97kT}$$

ko'rinishda bo'lar ekan. Bu ifodani

$$\lambda_m T=\frac{hc}{4.97k} \qquad (25.24)$$

shaklda yozib, uning o'ng tomonidagi hadni hisoblasak, Vin doimiysi b ning qiymatini topgan bo'lamiz. b ning hisoblangan bu qiymati tajribalarda topilgan qiymatga juda mos keldi.



25.3-rasm.

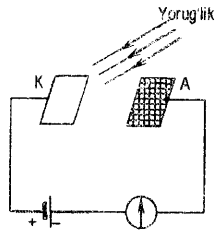
Shunday qilib, klassik nazariyaga zid bo'lgan gipotezaga tayanib chiqarilgan Plank formulasi absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyatini ifodalovchi universal funksiya $E_{\lambda,T}$ ni hamda absolyut qora jism nurlanishining empirik qonunlarini muvaffaqiyatli tarzda tushuntira oldi.

25.5. Fotoeffekt va uning qonunlari

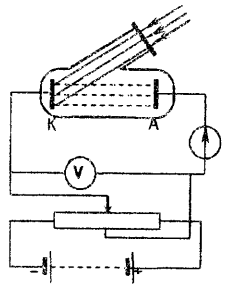
Fotoeffekt–yorug'lik ta'sirida jismdan elektronning ajralib chiqishidir. Bu hodisani birinchi marta 1887-yilda G.Gerts kuzatgan. Fotoeffekt bo'yicha miqdoriy tekshirishlarni rus fizigi A.G.Stoletov bajardi. (1888 –1889-yillar). Stoletov tajribasining sxemasi 25.4-rasmda tasvirlangan. Ikki metall elektroddan biri plastinka shaklida, ikkinchisi esa to'rsimon shaklda yasalgan bo'lib ular galvanometr zanjiriga ulangan. Qurilma qorong'ulikka joylashtirilganda zanjir bo'ylab elektr toki kuzatilmadi. Lekin katod vazifasini o'tayotgan plastinkaning yortilishi bilanoq zanjirda tok paydo bo'ldi. Anod vazifasini o'tayotgan to'r yoritilsa zanjirda elektr toki vujudga kelmaydi. Demak, yorug'lik ta'sirida katod sirtidan manfiy zarralar ajralib chiqadi va ular anod tomon harakatlanib zanjirda elektr tokini hosil qiladilar. Bu tokni fototok deb ataladi.

1898-yilda Lenard va Tomson katoddan ajralib chiqayotgan zarralarning magnit maydonda og'ishiga asoslanib, ularning solishtirma zaryadini aniqladilar. Bu esa katoddan ajralayotgan elektronlardir degan xulosaga keldi.

Fotoefekt hodisasi plastinka (katod)ning faqat kimyoviy tarkibigagina emas, balki plastinka sirtining tozalik darajasiga ham bog'liq ekanligi tajribalarda aniqlandi. Shuning uchun fotoeffekt hodisasini o'rganish uchun 25.5-rasmda tasvirlangan qurilmadan foydalaniladi. Havosi so'rib olingan shisha idish ichidagi katod tekshirilishi lozim bo'lgan metall bilan qoplangan. Uni odatda fotokatod deb ataladi.



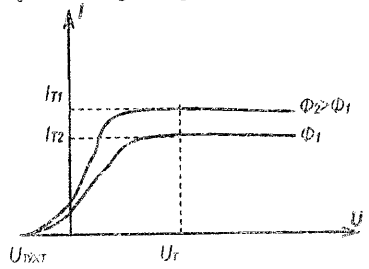
25.4-rasm.



25.5-rasm.

Monoxromatik nurlar dastasi shisha idishdagi derazadan o'tib katod sirtiga tushadi. Sxemadagi potensiometr elektrodlar orasidagi kuchlanishlar qiymatlarini hamda ishorasini o'zgartirishga imkoniyat beradi. Kuchlanish voltmetrda, fotok esa galvanometr yordamida o'lchanadi. 25.6-rasmda yorug'lik oqimi Φ_1 va Φ_2 bo'lgan hollar uchun fototokning anod va katod orasidagi kuchlanishning bog'liqligini ifodalovchi yeri chiziqlar, ya'ni volt-amper xarakteristikalar tasvirlangan. Rasmda ko'rinishicha, elektr maydon tezlatuvchi xarakterga (K da –, A da +) ega bo'lganda fototokning qiymati kuchlanishga monand ravishda ortib boradi. Kuchlanishning biror qiymatidan boshlab fototok o'zgarmay qoladi, ya'ni to'yinadi. Boshqacha aytganda fotoelektronlarning barchasi anodga yetib boradi. Fototokning bu qiymatini to'yinish toki deb ataladi. Lekin fotokatodga tushayotgan fototokning oqimi o'zgartirilsa, to'yinish tokining qiymati ham o'zgaradi. Masalan 25.6-rasmda tasvirlangan grafiklarda I_{T1} I_{T2}, chunki Φ_1, Φ_2. Bu tajribalar fotoeffektning birinchi qonunini keltirib chiqaradi: muayyan fotokatodga tushayotgan yorug'likning spektral tarkibi o'zgarmas bo'lsa, fototokning to'yinish qiymati yorug'lik oqimiga to'g'ri proporsionaldir.

Anod va katod orasidag kuchlanish nolga teng bo'lgan holda ham fototok mavjud bo'ladi. Hattoki U=0 bo'lgan (ya'ni K da +, A da–) hollarda ham fototok kuzatiladi. Bunday hollarda K dan A ga tomon harakatlanayotgan fotoelektronlar maydon kuchlariga qarshi ish bajaradi. Bu ish fotoelektronlarning kinetik energiyasi evaziga bajariladi. Agar elektr maydon yetarlicha kuchli bo'lsa, fotoelektronlar anodga yetib bormasdan o'z energiyalarini sarflab qo'yadilar. Natijada zanjirdagi fototok to'xtab qoladi.



25.6-rasm.

Bu holga mos keluvchi tormozlovchi kuchlanishning qiymati $U_{to'xt}$ ni to'xtatuvchi kuchlanish (ba'zan to'xtatuvchi potensial) deb ataladi. Tajribalarning ko'rsatishicha, tormozlovchi maydon kuchaytirilgan sari (25.6-rasmdagi grafikni U=0 qismiga qarang) fototok oldsta kamayib boradi va va $U=U_{to'xt}$ da I=0 bo'lib qoladi. Demak fotokatoddan ajralib chiqayotgan fotoelektronlarning tezliklari turlicha. $U=U_{to'xt}$ bo'lganda hatto eng katta tezlikka ega bo'lgan fotoelektronlarning kinetik energiyasi ham tormozlovchi maydon qarshiligini yenga olmaydi. Bu chegaraviy holdan foydalanib quyidagi munosabatni yoza olamiz:

$$eU_T = \frac{1}{2} m v_{max}^2 \qquad (25.25)$$

bunda, e – va m mos ravishda elektronning zaryadi va massasi. v_{max} fotoelektron tezligining maksimal qiymati.

(25.25) ifodadan U_t ning tajribada olingan qiymatlariga mos keluvchi v_{max} larni topish mumkin. To'lqin uzunliklari turlicha bo'lgan monoxromatik yorug'liklar bilan o'tkazilgan tajriba natijalarini muhokama qilish tufayli fotoeffektning ikkinchi qonuni deb ataladigan quyidagi xulosaga kelingan: muayyan fotokatoddan qualib chiqayotgan fotoelektronlar boshlang'ich tezliklarining maksimal qiymati yorug'lik intensivligiga bog'liq emas. Yorug'likning to'lqin uzunligi o'zgarsa, fotoelektronlarning ham maksimal tezliklari o'zgaradi.

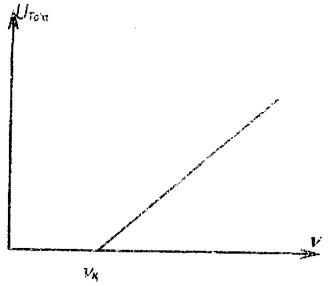
Muayyan fotokatodga tushayotgan yorug'lik to'lqin uzunligi va fotoelektronlarning maksimal tezliklari orasidag bog'lanishni ifodalovchi grafikni chizish qulyroq. Tajribada aniqlangan shunday grafik 25.7-rasmda tasvirlangan. Rasmda ko'rinishicha, $U_{to'xt}$ning qiymati (ya'ni fotoelektronlarning maksimal qiymati) va yorug'lik chastotasi orasida chiziqli bog'lanish mavjud. Shunisi e'tiborga loyiqki, chastotaning biror qiymatida fotoelektronlarning qiymati nolga teng bo'ladi. Chastotaning bu qiymati chegara hisoblanadi. Past chastotali yorug'lik fotoeffekt hodisasini vujudga keltirmaydi. Fotoeffekt kuzatilishi uchun $\nu > \nu_q$ chastotali yorug'lik ta'sir ettirish lozim. Chegaraviy chastotaga mos bo'lgan

$$\lambda_e = \frac{c}{\nu_e} \qquad (25.26)$$

to‘lqin uzunlikni fotoeffektning “qizil chegarasi” deb atash odat bo‘lgan. Fotoeffektning uchinchi qonuni ana shu qizil chegara haqidagi xulosadir: har bir fotokatod uchun biror “qizil chegara” mavjud bo‘lib undan kattaroq to‘lqin uzunlikli yorug‘lik ta’sirida fotoeffekt vujudga kelmaydi.

λ_q ning qiymatini yorug‘lik intensivligiga mutlaqo bog‘liq emas, u faqat fotokatod materialining kmiyoviy tabiatiga va sirtning holatiga bog‘liq.

Nihoyat tajribalarda namoyon bo‘ladigan yana bir fakt mavjud: yorug‘likning fotokatodga tushishi bilan fotoelektronlarning hosil bo‘lishi orasida sezilarli vaqt o‘tmaydi. Bu fotoeffektning to‘rtinchi qonunidir.



25.7-rasm.

Bayon etilgan bu to‘rt qonun fotoeffektning xususiyatlarini to‘liq tavsiflaydi. Lekin shuni alohida qayd qilish lozimki, 25.5-rasmda tasvirlangan zanjir bo‘ylab elektr tokining vujudgan kelishiga yorug‘lik oqimi sababchi bo‘lmoqda. Ikkinchi tomondan, zanjirda elektr toki mavjud bo‘lishi uchun tashqi elektr yurituvchi kuch ta’sir qilishi lozim albatta. Demak, ko‘rilayotgan holda yorug‘lik elektr yurituvchi kuch vazifasini bajaradi. Uni fotoelektr yurituvchi kuch deyiladi.

Elektr yurituvchi kuchlarni hosil qiluvchi galvanik element yoki temroelementga qiyos qilib yorug‘lik ta’sirida elektr yurituvchi kuchni vujudga keltiradigan qurilmani fotoelement deb ataladi. Fotoelementlar texnikaning turli sohalarida keng qo‘llaniladi.

25.6. Fotoeffekt nazariyasi

Fotoeffektning faqat birinchi qonunini to‘lqin nazariyasi asosida tushuntirish mumkin. Lekin to‘lqin nazariyasi ikkinchi va uchinchi qonunlarini tushuntirishda ojizlik qiladi.

Haqiqatan, to‘lqin nazariyaga asosan fotokatodga tushayotgan ixtiyoriy to‘lqin uzunlikka ega bo‘lgan yorug‘likning intensivligi ortgan sari ajralib chiqayotgan fotoelektronlarning energiyalari ham ortishi lozim edi. Vaholanki, tajribalarning ko‘rsatishicha fotoelektronning energiyasi mutlaqo yorug‘lik intensivligiga bog‘liq emas.

Ikkinchidan, to‘lqin nazariyaga asosan, elektron metaldan ajralib chiqishi uchun kerakli energiyani har qanday yorug‘likdan olishi mumkin, ya’ni yorug‘lik to‘lqin uzunligining ahamiyati yo‘q. Faqat yorug‘lik intensivligi yetarlicha katta bo‘lishi lozim. Vaholanki, to‘lqin uzunligi “qizil chegara”dan katta bo‘lgan yorug‘likning intensivligi har qancha katta bo‘lsa ham fotoeffekt hodisasi ro‘y bermaydi. Aksincha to‘lqin uzunligi “qizil chegara”dan kichik bo‘lgan yorug‘lik (masalan ultrabinafsha nurlar) intensivligi nihoyatda zaif bo‘lsa ham fotoeffekt kuzatiladi. Bundan tashqari nihoyatda zaif intensivlikdagi yorug‘lik tushayotgan taqdirda, to‘lqin nazariyasiga asosan yorug‘lik to‘lqinlari tashib kelgan energiya evaziga metaldagi elektron ma’lum miqdordagi energiyani jamg‘arib olishi kerak. Bu energiya elektronning metaldan chiqishi (ya’ni chiqish ishi A_{ch}) uchun yetarli bo‘lgan holda fotoeffekt sodir bo‘lishi kerak. Hisoblarning ko‘rsatishicha, intensivligi juda kam bo‘lgan yorug‘likdan A_{ch} ga yetarli energiyani elektron jamg‘arib olishi uchun soatlab, ba’zan hattoki sutkalab vaqt o‘tishi lozim ekan. Tajribalarda esa metalga yorug‘likning tushishi va fotoelektronning vujudga kelishi orasida 10^{-6} s lar chamasi vaqt o‘tadi, xolos.

Demak, yorug‘likning to‘lqin nazariyasi va fotoeffekt hodisasi orasida yuqorida bayon etilgan mos kelmasliklar mavjud. Shuning uchun yorug‘likni uzluksiz elektromagnit to‘lqin protsessi deb tasavvur qilish yorug‘lik tabiatini to‘lq aks ettirolmaydi, degan fikr vujudga keldi. Bu fikr 1905-yilda A.Eynshteyn yorug‘likning kvant nazariyasini ishlab chiqishiga sabab bo‘ldi. Eynshteyn bu sohada Plank gipotezasini rivojlantirib quyidagi g‘oyani ilgari surdi: yorug‘lik kvantlar tariqasida nurlanibgina qolmay, balki yorug‘lik

energiyaning tarqalishi ham yutilishi ham kvantlangan bo'ladi. Bu g'oyaga asosan metall sirtiga tushayotgan yorug'lik oqimini yorug'lik kvantlari (ya'ni fotonlar) oqimi deb tasavvur qilish lozim. Fotoeffekt hodisada esa bu fotonlardan ayrimlarining metall sirtiga yaqin joylashgan ayrim elektronlar bilan ta'sirlashuvi ro'y beradi (odatda metall sirtiga tushayotgan fotonlarning taxminan mingdan biri fotoeffektni hosil qiladi, qolgan fotonlar esa o'z energiyalarini elektronlarga emas, balki kristall panjaraga beradi). Eynshteyn fotoeffektga energiyaning saqlanish qonunini qo'lladi. Foton bilan elektronning ta'sirlashuvi jarayonida fotonning $h\nu$ energiyasi elektronga o'tadi. Boshqacha aytganda, ta'sirlashuvga qadar yorug'lik kvanti tarzida namoyon bo'layotgan energiya ta'sirlashuvdan so'ng elektronning energiyasiga aylanadi. Agar bu energiya yetarlicha katta ($h\nu > A_{ch}$) bo'lsa, metaldan tashqariga chiqib olgan elektron (ya'ni fotoelektron)ning maksimal kinetik energiyasi sifatida namoyon bo'ladi. Shuning uchun:

$$h\nu = A_{ch} + \frac{m_e v^2}{2} \qquad (25.27)$$

tenglama bajariladi. Maksimal kinetik energiya deyishimiz sababi shundaki, elektron o'z yo'lidagi qarshiliklarni yengish (masalan atomlar bilan to'qnashish)da energiyaning bir qismini yo'qotishi mumkin. (25.27) ifoda tashqi fotoeffekt uchun Eynshteyn tenglamasi deb ataladi. "Tashqi fotoeffekt" iborasining ishlatilishiga sabab, yuqorida bayon etilgan hollarda fotoelektronlar moddadan tashqariga ajralib chiqadi. Ba'zi moddalar esa, masalan, yarimo'tkazgichlarda, fotonlar ta'sirida valent zonadagi elektron bo'sh zonadagi energetik sathlarga ko'chadi. Bu jarayon tufayli elektron modda tashqarisiga chiqmasdan uning ichida qoladi. Shuning uchun fotoeffektning bu turini ichki fotoeffekt deb ataladi.

Eynshteyn tenglamasi fotoeffektning barcha qonunlarini tushuntira oladi. Xususan fotoeffekt amalga oshishi uchun lozim bo'ladigang foton energiyasining eng kichik qiymati (25.27) ga asosan elektronning metaldan chiqish ishi qiymatiga teng, ya'ni

$$h\nu = A_{ch} \qquad (25.28)$$

Bu tenglik fotoeffektning "qizil chegarasi"ni aniqlaydi. (25.28) ga asosan "qizil chegara" tushayotgan yorug'lik intensivligiga umuman bog'liq emas, chunki yorug'lik intensivligi undagi fotonlar sonini xarakterlaydi, xolos. Eynshteyn tenglamasining zamirida elektron faqat bitta fotonni yutadi degan tasavvur yotadi. Lekin intensivligi juda katta bo'lgan yorug'liklar uchun fotoeffekt qonunlari o'z kuchini yo'qotadi. Haqiqatan, agar intensivligi juda katta bo'lgan yorug'lik bilan tajriba o'tkazilayotgan bo'lsa, metaldagi elektronga bir vaqtning o'zida ikkita foton tushishi mumkin. Bu holda elektron yutgan energiya ikkala foton energiyalarining yig'indisiga teng. Bunda sodir bo'ladigan fotoeffektni ko'p fotonli foteffekt deb ataladi. Tabiiyki, ko'p fotonli fotoeffektning "qizil chegarasi" kichik chastotalar (katta to'lqin uzunliklar) sohasiga siljiydi.

Fotoeffektning kvant nazariyasining muvaffaqiyati yorug'likning kvant tabiatini namoyish qiluvchi dalillardan biridir. Keyinchalik yorug'likning kvant tabiati bir qator tajribalarda tasdiqlanadi.

25.7. Foton va uning xarakteristikalari

Issiqlik nurlanish, fotoeffekt hodisalarini yorug'lik yorug'likning "elementar zarrasi" – foton to'g'risidagi tasavvur asosida tushuntiriladi. Mazkur hodisalar ustida mulohaza yuritilganda yorug'lik energiya (ya'ni elektromagnit energiya) ana shu fotonlarda mujassamlashgan degan fikr asos qilib olinadi. Foton energiyasi va chastotasi orasidagi bog'lanish $E=h\nu$ munosabat bilan aniqlanadi. Energiya va massaning ekvivalentlik qonunidan foydalansak, fotonning massasi

$$m_\phi = \frac{\varepsilon}{\tilde{n}^2} = \frac{h\nu}{c^2} \qquad (25.28a)$$

ga teng bo'ladi. Ikkinchi tomondan har qanday zarraning massasi uning tezligi bilan nisbiylik nazariyasi keltirib chiqargan:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \qquad (25.29)$$

munosabat oraqali belgilanadi. Bu ifodadan ko'rinib turibdiki, zarra harakatlanmayotgan (ya'ni v=0) holda uning massasi m_0 ga teng. Odatda ana shu "tinchlikdagi massa" tajribada o'lchanadi. Chunki aksariyat hollarda v<<c. Zamonaviy fizika katta tezliklar bilan harakatlanayotgan zarralar uchun (25.29) munosabat to'g'riligini isbotladi. U holda yorug'lik fotoni uchun (25.29) ni qanday tushunish lozim?

$$m_0 = m\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}} \qquad (25.30)$$

ko'rinishda yozib olaylik. Yorug'lik uchun $v=c$ m_f ning qiymati esa chekli kattalik [(25.28)ga asosan]. Shuning uchun (25.30) ning qiymati esa chekli kattalik (25.29) ga asosan. Shuning uchun (25.30) ifoda asosida yorug'lik fotoning tinchlikdagi massasi m_0 ning qiymati nolga teng bo'lishi kerak, degan xulosaga kelinadi. Boshqacha aytganda yorug'lik fotoni "to'xtab qolsa" uning barcha xususiyatlari ham yo'qoladi: massasi ham, energiyasi ham nolga teng bo'ladi. Umuman fotonning "to'xtashi" deganda uni biror jism tomonidan yutilishi tushuniladi. To'xtash jarayonida fotonning energiyasi (va unga ekvivalent bo'lgan massasi) yutuvchi jismga o'tadi. Natijada yutuvchi jismning energiyasi (massasi) mos ravishda ortadi.

Demak, yorug'lik fotonning boshqa zarralar (masalan, elektron, atom, molekula va hokazo) dan farqlanuvchi maxsus xususiyati shundaki, foton tinchlikdagi massasiga ega bo'lmaydi. Foton faqat harakatlanish jarayonidagina mavjud bo'lib uning tezligi yorug'lik tezligiga teng.

Har qanday harakatlanuvchi zarra kabi foton ham impulsga ega bo'ladi:

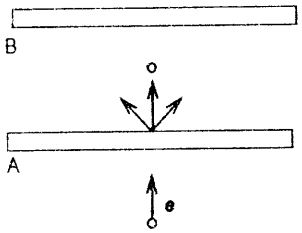
$$p_\phi = m_\phi c = \frac{h\nu}{c^2}c = \frac{h\nu}{c} \qquad (25.31)$$

Shunday qilib, barcha zarralar kabi foton ham

energiya $E=h\nu$, massa $m_\phi = \frac{h\nu}{c^2}$, impuls $p_\phi = \frac{h\nu}{c}$ bilan xarakterlanadi.

Fotonlar mavjudligi bir qator tajribalarda tasdiqlandi. A.F.Ioffe va N.I. Dobronravov amalga oshirgan tajribada (1922-yil) zaryadlangan vismut zarrasi (Bi) yassi kondensator qoplamalari orasida "muallaq" vaziyatda turadi (28.8-rasm), ya'ni zarraning og'irlik kuchi zarraga

teskari yo'nalishda ta'sir etuvchi elektr kuch bilan muvozanatlashgan bo'ladi. Tajribada kondensator qoplamalaridan biri rentgen trubkasining anodi (soddalashtirish maqsadida rentgen trubkasi rasmda tasvirlanmagan) vazifasini bajaradi. Nihoyatda kichik intensivlikdagi elektronlar oqimi A anodga kelib urilgach, unda tormozlanadi. Natijada A dan bir sekundda 1000 ga yaqin rentgen impulslari chiqariladi. Bu rentgen nurlari ta'sirida zarra 30 daqiqalar chamasida bir marta "titrab" muvozanatdan chiqqan. Hisoblarning ko'rsatishicha, shunday vaqt ichida zarra yo'nalishida bitta rentgen kvanti nurlanar ekan. Bu kvant zarra bilan to'qnashganda fotoeffekt hodisasi ro'y beradi. Natijada zaryadi o'zgargan (ajralib chiqqan elektron hisobiga) zarra muvozanat vaziyatidan chiqadi. Tajribani ana shunday tushuntirish mumkin va u rentgen nurlarining jism bilan ta'sirlashuvi kvant xarakterga ega ekanligini tasdiqlaydi.



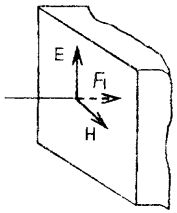
25.8-rasm.

Agar rentgen nurlari to'lqin tarzida tarqaladi deb tasavvur qilinsa, zarradan elektronning ajralib chiqishi uchun lozim bo'ladigan energiya A ning qiymatiga yetguncha yig'ilishi lozim. Tajribalarda qo'llanilgan rentgen nurlarining intensivligi nihoyatda kichik bo'lgani uchun, hisoblarning ko'rsatishicha, bunday energiya har qancha vaqt o'tsa ham yig'ilmas ekan.

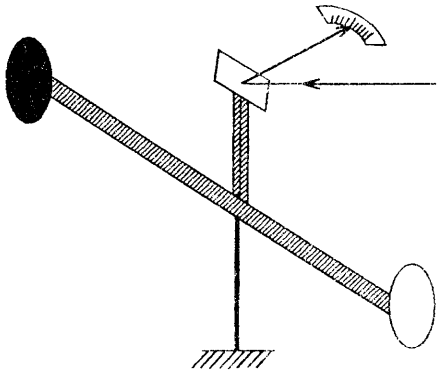
S.I.Vavilovning fikriga ko'ra, yorug'lik oqimi ayrim fotonlarning yig'indisidan iborat bo'lsa, statistika fizika qonunlariga asosan fotonlarning fluktatsiyasi (fluktatsiya – fizik kattalikning o'rtacha qiymatidan tasodifiy chetga chiqishlari) kuzatilishi lozim. 1933 – 1942-yillar mobaynida o'tkazilgan kuzatishlarda bu fikr tasdiqlandi. Natijada yorug'likning foton tabiatini isbotlovchi yana bir dalilga erishildi.

25.8. Yorug'likning bosimi

Maksvell nazariyasiga asosan, jism sirtiga tushayotgan har qanday elektromagnit to'lqin shu jismga bosim beradi. Bosimni vujudga kelishini quyidagicha tushuntirish mumkin. Yassi yorug'lik to'lqin metall sirtiga normal ravishda tushayotgan bo'lsin (25.9-rasm). U holda yorug'lik to'lqinining E va N vektorlari metall sirti bo'ylab yo'nalgan bo'ladi.



25.9-rasm.



25.10-rasm.

Yorug'likning elektr maydoni ta'sirida metall sirtiga yaqin joylashgan elektron maydonga teskari yo'nalishda harakatga kela boshlaydi. Lekin shu vaqtning o'zida yorug'lik to'lqinining magnit maydoni tomonidan harakatlanayotgan elektronga Lorents kuchi (F_l)ta'sir qiladi. Bu kuch metall sirtiga perpendikular ravishda uning ichiga qarab yo'nalgan. Yoritilayotgan metall sirtining birlik yuziga ta'sir etadigan Lorents kuchlarining yig'indisi yorug'lik bosimini xarakterlaydi. Maksvell nazariyasi asosida o'tkazilgan hisoblar natijasida yorug'lik bosimi uchun quyidagi formula hosil qilinadi:

$$p=\omega(1+\rho) \qquad (25.32)$$

bunda, W – sirtga tushayotgan yorug'lik dastasi energiyasining hajmiy zichligi, ρ – sirtning yorug'lik qaytarish koeffitsiyenti.

Yorug'lik bosimini birinchi bo'lib 1900-yilda P.N.Lebedev tajribada aniqladi. P.N.Lebedev tajribasining mohiyati quyidagidan iborat: osongina buriladigan parrakning qanotlaridan biri qoraytirilgan, ikkinchisi esa yaltiroq qilib yasalgan (25.10-rasm). Bu qanotlarni navbatma-navbat yoritish natijasida hosil bo'ladigan

parrakning burilishlari taqqoslanadi. Parrak o'qiga yopishtirilgan kichkina ko'zgudan qaytuvchi nurning og'ishiga asoslanib parrakning burilganlik darajasi to'g'risida ma'lumot olinadi. Tajribalarda yorug'likning yaltiroq qanotga beradigan bosimi (r_{ya}) qoraytirilgan qanotga beradigan bosimi (r_q) dan ikki marta katta bo'lib chiqdi. Bu natija Maksvellning nazariy xulosasiga mos keladi. Haqiqatan, ideal yaltiroq sirt uchun ρ=1. Shuning uchun (25.32) ga asosan,

$$p_{ya}=\omega(1+\rho)=2\omega.$$

Yorug'likni to'la yutuvchi qoraytirilgan sirt uchun ρ=0. Demak,

$$p_q=\omega(1+\rho)=\omega.$$

Yorug'likning bosimini P.N.Lebedev tajribasida aniqlangan qiymati (25.32) formula asosida hisoblangan qiymatiga yaqin bo'lib chiqdi.

Yorug'lik bosimini kvant tasavvurlar asosida ham tushuntirish mumkin. Sirtga normal ravishda tushayotgan yassi monoxromatik yorug'lik dastasining birlik hajmida N ta foton mavjud bo'lsin. Sirt ustida asosining yuzi bir birlikka, balandligi esa s ga teng bo'lgan silindrni xayolan tasavvur qilaylik. Silindr ichidagi $N\cdot c$ fotonlarning barchasi birlik vaqtda birlik yuzaga tushadi.

Ularning ρNc qismi sirtdan qaytadi, qolgan qismini, ya'ni $(1-\rho)Nc$ foton sirtda yutiladi. Yutilgan fotonlarning har biri sirtga $m_f c$ impuls beradi. Qaytgan har bir foton tufayli sirt $m_f c-(-m_f c)=2m_f c$ ga teng impuls oladi. U holda birlik vaqtda sirtning birlik yuziga ta'sir etuvchi impulslarning yig'indisi yorug'lik bosimini ifodalaydi, ya'ni

$$p=2m_f c\rho Nc+m_f c(1-\rho)Nc=(1+\rho)Nm_f c^2 \qquad (25.33)$$

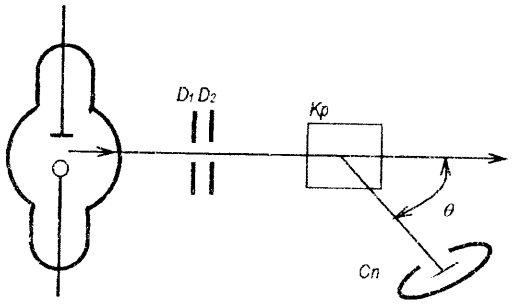
Bu ifodadagi Nm_f – birlik hajmdagi fotonlar massasi. Shuning uchun, Eynshteynning massa va energiya orasidagi ekvivalentlik qonuniga asosan $Nm_f c^2$ birlik hajmdagi ω yorug'lik energiyani xarakterlaydi.

Natijada (25.33) ifoda $p=(1+\rho)\omega$ ko'rinishga keladi.

25.9. Kompton effekti

Kompton effekti deb nom olgan hodisani 1923-yilda A.Kompton rentgen nurlarining sochilishiga oid tajribada aniqladi. Tajribaning sxemasi 25.11-rasmda tasvirlangan.

D_1 va D_2 diafragmalar yordamida ingichka dasta shakliga keltirilgan rentgen nurlari sochuvchi kristall *Kr* ga tushadi. Sochilgan nurlarni rentgen spektrograf *Sn* da to'lqin uzunliklari bo'yicha analiz qilinadi.



25.11-rasm.

Tajribalarning ko'rsatishicha, monoxromatik rentgen nurlarining to'lqin uzunliklari tushish yo'nalishida o'zgarmaydi, ya'ni $\theta=0°$ bo'lganda λ=const bo'ladi. Lekin boshlang'ich yo'nalishi bilan noldan farqli ixtiyoriy θ burchak hosil qilib sochilgan rentgen nurlarining to'lqin uzunligi (λ') ning qiymati kristalllga tushayotgan rentgen nurlarining to'lqin uzunligi λ dan katta. Nurlarning chastotalari to'g'risida mulohaza yurgiziladigan bo'lsa, sochilgan nurlarning chastotasi $\left(\nu'=\frac{c}{\lambda'}\right)$, tushayotgan nur chastotasi $\left(\nu=\frac{c}{\lambda}\right)$ dan kichik. Tushayotgan va sochilgan nurlar to'lqin uzunliklarining farqi ($\Delta\lambda=\lambda'-\lambda$) ning sochilishi burchagiga bog'liqligi

$$\Delta\lambda = 2K\sin^2\frac{\theta}{2} \qquad (25.33a)$$

munosabat bilan ifodalanadi. bunda K – kompton doimiysi bo'lib, uning tajribalarda topilgan qiymati $2{,}41\cdot10^{-12}$ m ga teng.

To'lqin nazariyaga asosan, rentgen nurlarining o'zgaruvchan elektr maydoni ta'sirida kristalldagi atomlarning elektronlari majburan tebranadi va ular ikkilamchi to'lqinlar tarqatadi. bu ikkilamchi to'lqinlar (sochilagan rentgen nurlari) ning chastotuasi bilan bir xil bo'ladi. Tajribalarda kuzatilayotgan sochilgan nurlar chastotasining o'zgaruvini to'lqin nazariya mutlaqo tushuntira olmaydi.

Kompton effektini yorug'likning kvant nazariyasi asoasida tushuntirildi. Bunda rentgen nurlarining kristalldan sochilish hodisasini rentgen fotonlarining kristalldagi erkin elektronlar bilan to'qnashuvi mahsulidir, deb hisoblanadi. Energiyasi $w_{tf}=h\nu$ va impulsi $p_{tf}=\frac{h\nu}{c}$ bo'lgan foton elektron bilang to'qnashayotgan bo'lsin (25.12-rasm). To'qnashish sodir bo'lguncha nishon elektronning energiyasi $w_{ne}=m_0c^2$ (bunda m_0 – elektronning tinchlik vaziyatidagi massasi) va impulsi $p_{ne}=0$ qiymatlar bilan xarakterlanadi. To'qnashuv tufayli elektron foton energiyasining bir qismini qabul qiladi va **v** tezlik bilan harakatga keladi. Natijada sochilgan elektron w_{se} mc^2 energiyaga va $p_{se}=mv$ impulsga (bu ifodalarda $m=m_0/\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$) erishadi. Fotonning o'zi boshlang'ich yo'nalish bilan θ burchak hosil qilib sochiladi. Sochilgan fotonning energiyasi ($w_{se}=h\nu'$) va impulsi $\left(p_{se}=\frac{h\nu'}{c}\right)$ tushayotgan fotonnikidan kichikroq bo'lishi tabiiy, albatta. Foton energiyasining kamayishi, uning chastotasining kamayishi ham demakdir. Sochilgan foton chastotasining kamayganligi, $\lambda=\frac{c}{\nu}$ formulaga asosan, to'lqin uzunlikning ortganligini bildiradi. Foton va erkin elektronning ta'sirlashuvi tufayli vujudga kelgan to'lqin uzunlik o'zgaruvchi - $\Delta\lambda$ to'g'risida miqdoriy axborot olish uchun energiya va impulsning saqlanish qonunlariga murojaat qilish lozim:

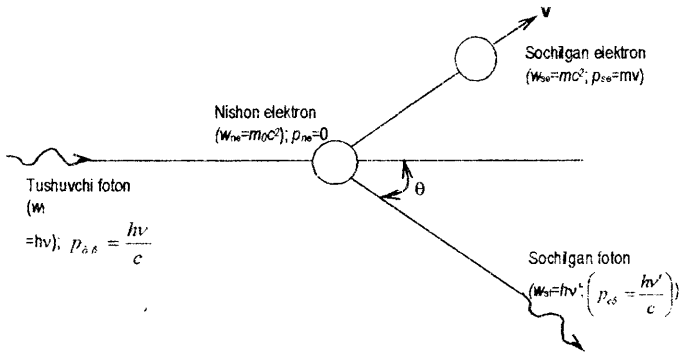
$$w_{tf}+w_{ne}=w_{sf}+w_{se}; \qquad (25.34)$$

$$p_{tf}=p_{sf}+p_{se} \qquad (25.35)$$

Bu ikki tenglikni birgalikda yechish natijasida

$$\Delta\lambda=2\frac{h}{m_0c}\sin^2\frac{\theta}{2} \qquad (25.36)$$

munoasbatni hosil qilamiz. Bu ifodani (25.33) bilan solishtirsak, kompton doimiysi $k=\frac{h}{m_0 c}$ bo'lishi kerak, degan xulosaga kelamiz. Haqiqatan, h, m_0 va c larning qiymatlaridan foydalansak, K=2,426·10^{-12} m hosil bo'ladi. Demak, nazariy (25.36) ifoda va (25.33) munosabat juda mos kelib, fotonlarning mavjudligini isbotlovchi dalil bo'lib xizmat qiladi.

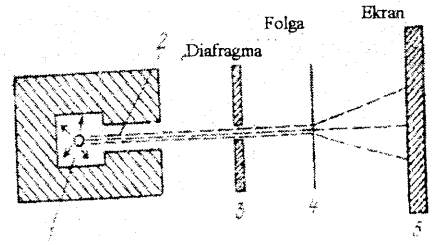


25.12-rasm.

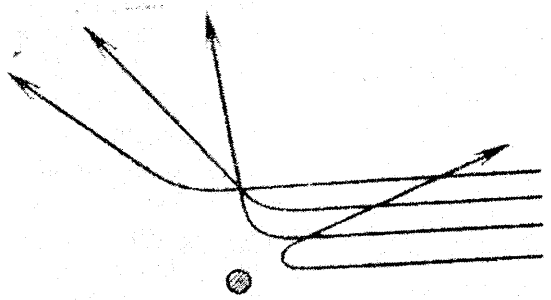
XXVI BOB
ATOM FIZIKASI VA KVANT MEXANIKASI ELEMENTLARI

26.1. Atom tuzilishi. Rezerford tajribasi

XIX asr oxirlariga kelganda bir qator mashhur olimlarning tajribalari tufayli atomning murakkab tuzilishi to'g'risidagi fikr anchagina oydinlashib qoldi. Bu sohada, ayniqsa, *Rezerford tajribasi* e'tiborga loyiqdir. Bu tajribaning sxemasi 26.1-rasmda tasvirlangan. Qo'rg'oshin bo'lagining ichidagi kovakda radioaktiv manba – radiy joylashtirilgan. Manbadan barcha



26.1-rasm.



26.2-rasm.

yo'nalishlarda alfa-zarralar chiqadi. Lekin qo'rg'oshindagi tirqish yo'nalishidan boshqa barcha yo'nalishlarda alfa-zarralar yutiladi. Tirqishdan chiqqan alfa-zarralar dastasi F oltin folgaga perpendikular ravishda tushadi. Folgadan o'tgan zarralar fluoressensiyalanuvchi qatlam bilan qoplangan (E) ekranga tushgan nuqtalarida

chaqmoqchalar vujudga keladi. Bu chaqmoqchalarni kuzatish asosida alfa-zarralarning folgadan o'tish jarayonidagi sochilish to'g'risida axborot olinadi. Kuzatuvlarning ko'rsatishicha, alfa-zarralarining aksariyati o'z yo'nalishlarini o'zgartirmaydi yoki juda kichik burchaklarga og'adi. Lekin zarralarning bir qismi yetarlicha katta burchaklarga og'adi. Hatto orqasiga qaytgan alfa-zarralar ham kuzatiladi. Bu natijalarni tushuntirish uchun Rezerford atom tuzilishini quyidagicha faraz qildi: *atomning nihoyat kichik sohasida musbat zaryad joylashgan, uning atrofidagi atomning barcha sohasi esa manfiy zaryadli elektronlar bulutidan iborat bo'lib, bu elektronlarning to'liq zaryadi musbat zaryadga miqdoran teng.*

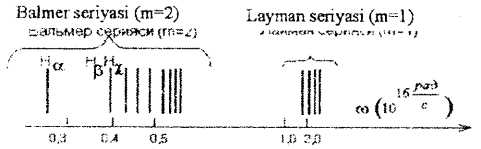
Shuning uchun folgadan o'tish jarayonida asosiy ta'sirlashuv zaryadi $+2e$ ga teng bo'lgan alfa-zarra va atom massasining asosiy qismini o'zida mujassamlashtirgan musbat zaryadli ($+Ze$) soha (*bu sohani yadro deb atash odat bo'lgan, yadro – «mag'iz» degan ma`noni anglatadi)* orasida amalga oshadi. Natijada yadroga yaqinroq masofadan o'tayotgan alfa-zarra (2-rasmda *1* deb belgilangan) yadrodan uzoqroq masofadan o'tayotgan alfa-zarra (rasmda *2* deb belgilangan) ga nisbatan kattaroq burchakka og'adi, chunki alfa-zarra va yadro orasidagi o'zaro itarishuvchi Kulon kuchi, ular orasidagi masofaga teskari proporsionaldir. To'ppa-to'g'ri yadro tomon kelayotgan alfa-zarra (rasmda 3 deb belgilangan) esa Kulon kuchi ta`sirida sekinlashib to'xtaydi, so'ng orqasiga qaytadi. Klassik fizika qonunlari asosida o'tkazilgan miqdoriy hisoblar Rezerford farazini tasdiqladi.

Shu tariqa atomning yadro modeli yaratildi. Uni ba'zan, *atomning planetar modeli* deb ham ataladi, chunki yadro Quyoshga, elektronlar esa sayyoralarga o'xshatiladi. Bu model atom tuzilishini o'rganishda muhim qadam bo'ldi.

Odatda spektrlarni uzluksiz va chiziqli deb ataladi. Bu terminlar ishlatilishining sababi nimada? Nurlanishlarni to'lqin uzunliklar (ya'ni chastotalar) bo'yicha ajratib ularni fotoplastinkaga tushuruvchi qurilmalarni spektrograf deyiladi.

26.2. Vodorod atomining nurlanish spektri

Spektrografning asosiy qismi prizma bo'lib, tasmasimon tirqishdan o'tib



26.3-rasm.

prizmaga tushayotgan turli to'lqin uzunlikli (chastotali) nurlanishlar bu prizmada turlicha sinadi, ya'ni chastotasi kichikroq bo'lgan binafsha nurlanishga nisbatan kichikroq burchakka og'adi. Natijada fotoplastinkada vujudga keltirgan tasvirlari paydo bo'ladi. Tirqish tasmasimon shaklda bo'lganligi uchun tasvir ham tasmasimon bo'ladi. Lekin spektrografni ajratish qobiliyatini oshirish maqsadida tirqishni nihoyat ensiz qilib olinadiki, natijada ishlov berilgan fotoplastinkalarni tasvir xuddi chiziqqa o'xshab ketadi (26.3-rasmdagi chiziqlarga qarang). Shuning uchun bunday nurlanish spektri chiziqli yoki uzlukli deb ataladi. Shuni alohida qayd qilaylikki, har bir «chiziq»ni biror spektral intervalni aks ettiradi, lekin bu interval juda kichik bo'lganligi tufayli har bir «chiziq»ni ma'lum chastotali nurlanishga mos keladi, dayishimiz mumkin. Agar manba nurlanishi uzluksiz ravishda ketma-ket keluvchi chastotali nurlanishlardan iborat bo'lsa, bu nurlanishlar tufayli vujudga kelgan fotoplastinkadagi «chiziqlar» bir-birlari bilan ajratib bo'lmaydigan darajada yonma-yon joylashadi. Shuning uchun fotoplastinkalarni tasvir uzluksiz bo'ladi va bunday nirlanish spektri uzluksiz spektr deb ataladi.

Vodorod atomi nurlanishning spektrini o'rganish natijasida spektrdagi chiziqlar tartibsiz emas, balki guruhlar tarzida (bu guruhlarni chiziqlar seriyalari deb atash odat bo'lgan) ma'lum qonuniyat bilan joylashganligi aniqlandi. 26.3-rasmda vodorod atomi spektrining ko'rinuvchan va ultrabinafsha qisimlari tasvirlangan.

Vodorod atomi spektridagi barcha chiziqlar chastotalarini quy idagi umumlashgan Balmer formulasi bilan ifodalasi bo'ladi:

$$\omega = R\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right) \qquad (26.1)$$

Bu formuladagi -Ridberg doimiysi deb ataladi, uning qiym ati 2, $07 \cdot 10^{16}$ rad/s ga teng. t ning qiymati esa Layman seriyasi uch un 1, Balmer seriyasi uchun 2, Pashen seriyasi uchun 3, Breket se riyasi uchun 4, Pfund seriyasi uchun 5 ga teng. Ayrim seriyal dagi chiziqlarning chastotalari (26.1) ifodaga $p=t+1$; $t+2$; $t+3$, qiymatlarni qo'yish natijasida vujudga keltiriladi. Masalan, Ba lmer seriyasi uchun $t=2$. Shuning uchun $p=3;4;5$; qiymatlarda mos ravishda 26.3-rasmda tasvirlangan Na, N, N, chiziqlarning chastotalari hosil bo'ladi.

26.3. Bor postulatlari va nazariyasi

Daniya olimi N.Bor Rezerford taklif etgan modelga m muhim o'zgarishlar kiritdi. U atomlarning nur chiqishi va nur y yutish qobilyatini tekshirishda olingan natijalar hamda yorug'likning g kvant – korpuskulyar tabiati haqidagi xulosalardan foydalandi.

Elektronlarning yadro atrofidagi harakatini asoslash uchu un Bor 2 postulatni taklif etdi.

Birinchi postulatga ko'ra, atom sistemasi har biriga muay ayan E_n energiya mos keladigan alohida statsionar yoki kvant holatlard rdagina bo'la oladi. Bunday statsionar holatda atom energiya chiqarm rmaydi. Demak, yadro atrofida aylanayotgan elektronlar o'z energ giyasini o'zgartirmaydi. O'z o'zidan ravshanki, bu postulat klassik mex exanika qonuniga zid, shuningdek, Maksvell elektro dinamikasiga ham t to'g'ri kelmaydi.

Ikkinchi postulatda shunday deyiladi: atom katta $E_к$ energ ergiyaga ega bo'lgan statsionar holatdan kichik $E_п$ energiyali statsionar h holatga o'tganda elektromagnit nurlanish sodir bo'ladi. Nurlangan h kvant foton energiyasi statsionar holatlar energiyalarining farqiga ten eng.

$$h\nu_{к.n} = E_к - E_n.$$

Energiyasi kichik E_n holatdan katta $E_к$ holatga o'tishda xuddi sh shunday energiya yutiladi.

Uchinchi postulat (orbitalarni kvantlash qoidasi) ga asosan, turg'un holatdagi atomda aylanma orbita bo'ylab harakatlanayotgan elektronning impuls momeri

$$L_n = m_e v r_n = n\hbar \qquad (26.2)$$

shartni qanoatlantiruvchi kvantlangan qiymatlarga ega bo'lishi lozim. Bunda m, elektronning massasi, V elektronning orbita bo'ylab harakatdagi chiziqli tezlik, r_n – orbita radiusi, $\hbar = h/2\pi = 1.055 \cdot 10^{-34}$

Uchinchi postulat (chastotalar qoidasi)ning ta'kidlashicha, atom energiyasi W_n bo'lgan bir turg'un holatdan energiyasi W_m bo'lgan ikkinchi turg'un holatga o'tganda energiyaning bitta kvanti chiqariladi yoki yutiladi. Bu kvantning chastotasi quyidagi munosabat bilan aniqlanadi.

$$\omega = \frac{E_n - E_m}{\hbar} \qquad (26.3)$$

E_m – nurlantiriladi, $E_m > E_n$ bo'lganda esa kvant E_n shart bajarilsa, kvant yutiladi.

Bor nazariyasini vodorod atomi uchun qo'llash muhim natijalar berdi. Jumladan, vovorod atomidagi musbat yadro (proton) va elektron o'rtasidagi o'zaro ta'sir kuchi bilan bog'liq bo'lgan potensial energiya va elektronning aylanma harakati bilan bog'liq bo'lgan kinetik energiyadan tashkil topgan to'la energiya r atom radiusi bilan quyidagicha bog'langa ekan:

$$E = -\frac{e^2}{8\pi\varepsilon_0 r}$$

Bunda, e elektron zaryadi, r – elektrondan yadrogacha bo'lgan masofa, «-» ishora ta'sirlashayotgan zaryadlar ishorasi qaram-qarshiligi sababli yuzaga keladi. Bohrning birinchi postulatiga ko'ra energiya ixtiyoriy qiymatga ega bo'lmay, balki bir necha statsionar holatga tegishli bo'lgan qiymatlargagina ega. Demak, atom radiusi ham ma'lum diskret qiymatlarga ega bo'ladi. Masalan, radius uchun quyidagi qiymatlar mavjud:

$$r_n = \frac{4\pi\varepsilon_0 \hbar^2 n^2}{m e^2}$$

Bu yerda, n=1,2 ...– butun sonlar qatori, $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ h – Plank doimiysi, m – elektron massasi. Formulaga shu kattaliklarning son

qiymatlarini qo'ysak va n=1 deb hisoblasak, radius uchun $r_1=5\cdot10^{-11}$ m ga teng ekan.

Statsionar holat energiyasi:

$$E_n=\frac{1}{(4\pi\varepsilon_0)^2}\frac{me^4}{2\hbar^2n^2} \qquad (26\ 4)$$

Bu ifodadan energiyaning qiymati diskret ekanligi va kvant soni deb ataladigan n songa bog'liqligini ko'rish mumki. $n=1$ bo'lagan holat asosiy energetik holat deyiladi. Energetik sathlarda $n>1$ bo'lgandagi atom holatlari uyg'ongan energetik holatlar deyiladi.

Bor nazariyasi yaratilgunga qadar vodorod atomi chiqargan nurlar spektrini tekshirishda bu spektrlar chiziqli bo'lib, bir necha turlarga bo'linishi aniqlangan edi. Ko'zga ko'rinadigan nurlarning chiziqli spektri Balmer seriyasi deb atalar edi. Ultrabinafsha nurlar spektri Layman seriyasi, infraqizil nurlar spektri esa Pashen seriyasi deb nomlangan edi.

Atomlarning energiya nurlanishi yoli energiya yutishini Bor nazariyasiga ko'ra osongina tushuntirish mumkin. Agar asosiy energetik sathda bo'lsa, atom ma'lum miqdordagi energiya yutgandagina elektron ikkinchi sathga ko'chadi. Bu energetik sath endi uyg'ongan holat hisoblanadi. (26.3) formulasiga ko'ra atomning uyg'ongan sathga o'tishda faqat ma'lum chastotaga ega bo'lgan foton yutiladi. Teskari yo'nalisha, ya'ni atom uyg'ongan energetik sathdan asosiy sathga o'tishda xuddi shu chastotaga ega bo'lgan foton chiqadi.

(26.3) formulani

$$\nu_{k,n}=\frac{E_k-E_n}{h}$$

ko'rinishda yozamiz. Bunda energiyani uning (26.4) ifodasi bilan almashtirsak, nurlanish chastotasi formulasiga kelamiz:

$$\nu_{k,n}=-\frac{me^4}{(4\pi\varepsilon_0)^2}\frac{1}{4\pi\hbar^3}\left(\frac{1}{n^2}-\frac{1}{k^2}\right) \qquad (26.5)$$

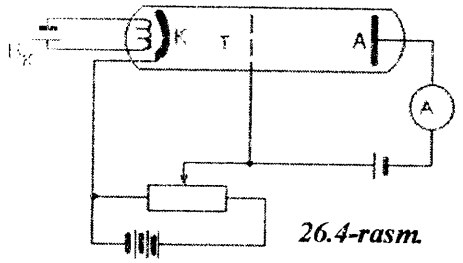
Bunda n va k butun son qiymatlarini oladi.

26.4. Frank va Gers tajribasi

1914-yilda Frank va Gers tomonidan mohirona amalga oshirilgan tajriba atomdagi turg'un holatlarni, ya'ni diskret energetik

sathlarning mavjudligini tasdiqlandi. Bu tajribaning sxemasi 26.4-rasmda tasvirlangan. Havosi so'rib olingan idish ichiga simobning bug'lari to'lgan. Katod (K) qizdirilishi natijasida termoelektronlar ajralib chiqadi va ular katod hamda tur (T) oralig'idagi elektr maydon ta'sirida tezlatiladi. Katod va tur orasidagi potensiallar farqi bo'lsa, turdan o'tayotgan elektronning energiyasi bo'ladi.

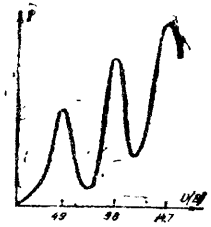
Tur va anod (A) oralig'ida to'xtatuvchi kuchsizgina maydon hosil qilingan. Agar elektron katod va tur oralig'ida simob atomi bilan noelastik to'qnashmasa, u bemalol bu kuchsiz maydonni yengib anodga yetib keladi.



26.4-rasm.

Aksincha, simob atomi bilan noelastik to'qnashuv tufayli energiyasini yo'qotgan elektron to'xtatuvchi maydonni yenga olmaydi va turga tushadi.

To'rga tushayotgan elektronlar qanchalik ko'p bo'lsa anod zanjiriga ulangan galvanometr qayd qilayotgan tok shunchalik kamayib ketadi. Tezlatuchi potensialning qiymati reostat yordamida o'zgartirilishi mumkun. Uning qiymatiga bog'liq ravishda anod tokning o'zgarishini ifodaluvchi egri chiziq 26.5-rasmda tavirlangan. Tezlatuvchi potensialni ortishi, ya'ni elektronlarning kinetik energiyasini ortishi bilan, avval, tok ham orta boshlaydi



26.5-rasm.

(xuddi elektron lampalardagidek). Lekin bu o'sish elektronlar energiyasining 4, 9 eV qiymatigacha davom etadi. Shundan so'ng tok keskin kamayadi. Keyinchalik, tok yana o'sa boshlaydi, lekin

elektronlar energiyasi 9, 8 eV ga yetganda, yana tok keskin kamayib ketadi. Tokning keyinchalik keskin kamayishi elektronlar energiyasining 14,7 eV qiymatida sodir bo'ladi. Tajribaning ko'rsatishicha, tok qiymatlarining keskin kamayishi elektronning energiyasi 4,9 eV ga karrali bo'lgan hollarda amalga oshyapti. Bundan simob atomini quyi energetik sathdan yuqori energetik sathaga ko'tarish uchun 4,9 eV energiya lozim, degan xulosaga kelamiz. Boshqacha aytganda, simob atomiga elektron faqat ma'lum ulush energiyani (ayni misolda 4,9 eV ni) beradi 9,8 va 14,7 eV li elektronlar esa mos ravishda simobning ikki va uch atomi bilan to'qnashsa, har bir to'qnashuvda 4,9 eV dan energiya berib, ularni yuqori energetik sathaga ko'taradi. Shu tariqa Frank va Gers tajribasi atomning turg'un holatlari haqidagi Bor g'oyasini isbotladi.

26.5. Mikrozarrachalarning korpuskulyar-to'lqin dualizmi. De-Broyl gipotezasi

Yorug'likning dualistik xususiyatlari, ya'ni uning to'lqin va korpuskulyar xususiyatlari to'g'risidagi fikrni rivojlantirib 1924-yilda De-Broyl yangi gipotezani ilgari surdi. *Tabiat simmetriyaga moyil bo'lganligi tufayli modda zarralarining faqat korpuskulyar xususiyatlari emas, balki to'lqin xususiyatlari ham sodir bo'lishi kerak.*

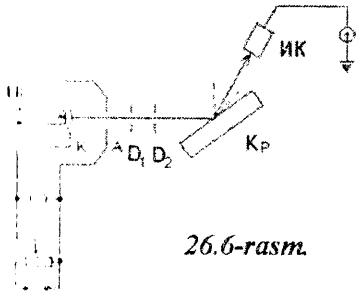
Boshqacha qilib aytganda, De-Broyl gipotezasiga asosan, korpuskulyar-to'lqin dualizm elektromagnit nurlanish uchun ham, modda zarralari uchun ham tegishlidir. U holda elektromagnit nurlanish fotoni uchun o'rinli bo'lgan quyidagi

$$\mathbf{p}=\frac{\mathbf{h\nu}}{\mathbf{c}}=\frac{\mathbf{h}}{\lambda}$$

munosabatni modda zarralari uchun ham qo'llash mumkin. Shuning uchun massasi m, tezligi v bo'lgan zarraning harakatlanish jarayonida uzunligi

$$\lambda=\frac{\mathbf{h}}{\mathbf{p}}=\frac{\mathbf{h}}{\mathbf{mv}} \qquad (26.6)$$

bo'lgan to'lqinning xususiyatlari namoyon bo'lishi kerak, degan xulosaga kelinadi. (26.6) ifodani *De-Broyl to'lqin uzunligi formulasi* deb, λ ni esa *De- Broyl to'lqin uzunligi* deb atash odat bo'lgan. De-Broyl gipotizasi bilan tanishgach, Eynshteyn quyidagi fikirni aytdi: agar bu gipotiza uchun bo'lsa, elektronlar uchun difraksiya hodisasi kuzatilishi lozim.



26.6-rasm.

Haqiqatan, 1927-yilda *Devisson va Jermer tajribasida* bu fikr tasdiqlandi. Bu tajribaning sxemasi 26.6-rasmda tasdiqlangan. Qizdirilgan *K* katoddan chiqqan termoelektronlar katod va *A* anod oralig'idagi elektr maydoni ta'sirida tezlatiladi. Elektronlar dastasi va diafragmalar yordamida ingichka dasta shaklida kristallga, undan sochilgan elektronlar esa ionizatsion kamera (*IK*)ga tushadi. Ionizatsion kamerada vujudga kelgan tok galvanometr yordamida o'lchanadi. Tajribada ionizatsion kamerani siljitish yordamida turli burchaklar ostida sochilgan elektronlarni qayd qilish imkoniyati mavjud edi. Tajribalar natijasi shuni ko'rsatdiki, sochilish burchagining o'zgarishi bilan ionizatsion kameradagi tok kuchi monoton ravishda o'zgarmaydi, balki bir qaror maksimumlar kuzatiladi.

Masalan, nikel kristali bilan tajribada o'tkazilganda elektronlarni tezlatuvchi (ya'ni *K* va *A* lar orasidagi) potensiallar farqi 54 V bo'lganda (bunday maydonda elektron $\sim 4\cdot10^6$ m/s tezlikka erishadi) sochilish burchagining $\alpha=50°$ qiymatida maksimum kuzatildi. Agar bu tajriba elektronlar dastasi bilan emas, balki rentgen nurlari bilan o'tkazilgan, difraksion maksimum $\alpha=50°$ da kuzatilishi uchun rentgen nurlarining to'lqin uzunligi $1{,}67\cdot10^{-10}$ m bo'lishi lozim. Ikkinchi tomondan, tajribada qo'llanilgan elektronlar uchun, (26.6) ifoda asosida, De-Broyl to'lqin uzunlikni hisoblasak, $\lambda\approx=1{,}67\cdot10^{-10}$

m qiymatni hosil qilamiz. Mos keluvchi bu natijalar De-Broyl gipotezasi to‘g‘riligining isboti bo‘lib xizmat qiladi.

26.6. Noaniqlik prinsipi

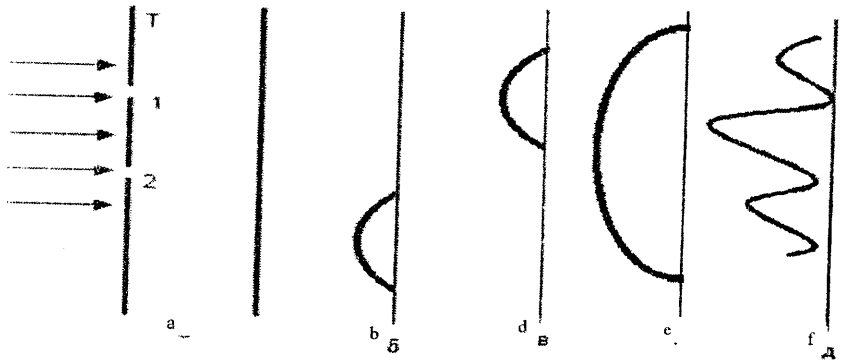
Yorug‘lik (umumiy holda elektromagnit nurlanish) va harakatlanuvchi zarra(ko‘pincha “mikrozarra” termini ishlatiladi)lar dualistik xislatlarga egaligi haqida tajribalarga asoslanib ishonch hosil qilindi. Endi harakatlanayotgan mikrozarralarda namoyon bo‘ladigan de-Broyl to‘lqinlarining tabiati haqida mulohaza yuritaylik. Ma’lumki, elektromgnit nurlanish, xususan yorug‘lik ham, to‘lqin nuqtayi nazaridan fazoda o‘zgaruvchi elektromagnit maydon tarqalishidir. De-Broyl to‘lqining tarqalishi esa hech qanday elektromagnit maydonning tarqalishi bilan bog‘liq emas. Hatto zaryadlangan mikrozarralarning fazodagi harakati biror elektromagnit jarayon bilan bog‘liq bo‘lishi mumkin-ku, deb faraz qilaylik. Haqiqatan, tezlanishga ega bo‘lgan elektronning elektrmagnit to‘lqin nurlantirishi kuzatiladi. Lekin elektron to‘g‘ri chiziqli trayektoriya bo‘yicha to‘g‘ri harakatlanayotganda hech qanday elektromagnit nurlanish vujudga kelmasligi yuqoridagi farazni inkor etadi. Xuddi shuningdek, De-Broyl to‘lqinining klassik fizikada ma’lum bo‘lgan boshqa biror to‘lqinga o‘xshatish asossiz ekanligini isbotlash mumkin.

Umuman, *harakatlanayotgan mikrozarralar bilan bog‘liq bo‘lgan De-Broyl to‘lqinlaprini klassik tushunchalar asosida tasavvur qilib bo‘lmaydi*. Haqiqatan, biz idrok qiladigan dunyoda mikrozarralarga o‘xshash obyekt mavjud emas. Mikrozarralar bizning sezgi organlarimizga bevosita ta’sir qilmaydi. Biz mikrozarralarni na ko‘ra olamiz, na seza olamiz. Mikrozarralar biz shu vaqtgacha ko‘rgan biror obyektga o‘xshamaydi. U bir vaqtning o‘zida ham zarra, ham to‘lqin xususiyatlarini mujassamlashtirgan maxsus tabiatli materiyadir. Uning tabiatining g‘alatiligi shundaki, mikrozarra dualistik xislatga ega, lekin u bizning klassik tasavvurimizdagi zarraga ham, to‘lqinga ham o‘xshamaydi.

Masalan, yorug‘lik to‘lqin yarim shaffof jismga tushayotgan bo‘lsa, ikki muhit chegarasidan yorug‘lik qisman qaytadi, qisman sinib ikkinchi muhitga o‘tadi. Boshqacha aytganda, yorug‘lik to‘lqin qismlarga bo‘linayapti. Agar bir muhitdan ikkinchi muhitga elektron

tushayotgan bo‘lsa, u ikkinchi jismni tashkil etuvchi zarralar bilan ta’sirlashuvi tufayli yo biror burchakka og‘ib harakatini davom ettiradi, yo jism tomonidan yutiladi. Lekin elektronning bir qismi yutilib, bir qismi harakatni davom ettirgani, ya’ni uni bo‘linmaganligi hech qanday tajribada kuzatilmagan. Demak, mikrozarraning harakati bilan bog‘liq bo‘lgan to‘lqin klassik tushunchadagi to‘lqinga o‘xshamaydi.

Endi quyidagi xayoliy tajriba bilan tanishaylik. Ikki tasmasimon tirqishli to‘siqqa (26.7-a-rasm) monoenergitik (ya’ni energiyalari bir



26.7 - rasm.

xil bo‘lgan) elektronlar oqimi tushayotgan bo‘lsin. Ekran o‘rniga fotoplastinka joylashtirilgan. Tirqishlardan birini berkitsak, elektronlar faqat ikkinchi tirqish orqali o‘tadi. Fotoplastinkada elektronlar ko‘proq tushgan sohalar boshqa sohalarga nisbatan qoraroq bo‘ladi. Shuning uchun elektronlar faqat ikkinchi tirqish orqali o‘tgan holda fotoplastinkaning qorayishi 26.7-b-rasmdagidek, faqat birinchi tirqish orqali o‘tgan holdagisi esa 26.7-d-rasmdagidek bo‘ladi. 26.7-e-rasmda biror fotoplastinkaning o‘ziga, avval faqat birinchi tirqish orqali, keyin faqat ikkinchi tirqish orqali elektron tushirilgan holda vujudga kelgan manzara tasvirlangan.

Endi ikkala tirqishni ham ochiq qoldirgan holda fotoplastinkaga elektronlar tushiraylik. Bu holdagi manzara oldingi holdagidek bo‘lishi lozim edi. vaholanki, hosil bo‘ladigan manzara xuddi

kogerent yorug'lik to'lqinlarining interferensiyasi tufayli vujudga keladigan manzaraga o'xshaydi (26.7-f-rasm).

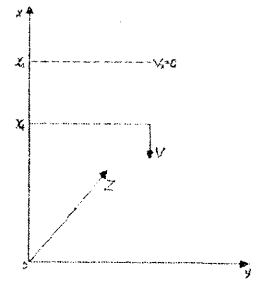
Bu tajribadan quyidagi xulosaga kelamiz: har bir elektronning harakatiga ikkala tirqish ham ta'sir ko'rsatadi. Ajablanarli darajadagi bu g'alati xulosa bizni «Axir elektron bo'linmas-ku! Shuning uchun u yo birinchi, yo ikkinchi tirqish orqali o'tishi lozim» degan fikrga olib keladi. Bunday fikr biz o'rganib qolgan klassik tasavvurlarning oqibatida vujudga keldi. Aniqroq qilib aytganda, biz mikrozarrani o'lchamlari nihoyatda kichik bo'lgan mexanik sharcha deb tasavvur qilganligimiz uchun shunday fikrga keldik. Ammo o'lchamlari kichiklashgan sari mikrozarralarda yangi g'alati xususiyatlar paydo bo'lishini hisobga olgan holda, ya'ni mikrozarraning dualistik xislatlarini hisobga olgan holda fikr yuritsak, yuqoridagi tajribalar asosida chiqarilgan xulosa ajablanarli emas, balki mantiqan to'g'ri ekanligiga ishonch hosil qilamiz.

Shunday qilib, yuqorida yuritilgan mulohazalar mikrozarralarning harakati bilan bog'liq bo'lgan De-Broyl to'lqinlarini klassik fizikadagi biror to'lqinga o'xshatishdan voz kechish lozimligini ko'rsatdi. Shuning uchun o'xshatish qidirmasdan De-Broyl to'lqinlarining fizik ma'nosini anglashga harakat qilaylik.

1926-yilda M.Born elektromagnit nurlanish hamda harakatlanayotgan mikrozarralar dualistik xislatlarining umumiyligiga asoslanib De-Broyl to'lqinining fizik ma'nosini statistik tarzda izohlab berdi. Haqiqatan, fazoning biror nuqtasida yorug'lik to'lqini amplitudasining kvadrati ayni nuqtaga tushayotgan yorug'lik fotonlarining soniga, ya'ni yorug'lik intensivligiga proporsional edi. Boshqacha aytganda, fazoning biror nuqtasiga fotonlarning tushish ehtimolligi ayni nuqtadagi yorug'lik to'lqin amplitudasining kvadrati $|E_m|^2$ bilan aniqlanar edi. Bunga qiyos qilib M.Born *harakatlanayotgan mikrozarra bilan bog'liq bo'lgan De-Broyl to'lqini amplitudasining kvadrati fazoning ayni nuqtasida mikrozarrani qayd qilish ehtimolligini xarakterlaydi,* deb tushuntirdi. Demak, elektronlar difraksiyasi sodir bo'lgan tajribalarda ekranning difraksion maksimum kuzatilgan sohalardagi nuqtalarda De-Broyl to'lqini amplitudasining kvadrati maksimal qiymatga erishadi. Aksincha, De-Broyl to'lqini amplitudasining kvadrati minimal

qiymatlarga ega bo'lgan ekranning nuqtalarida esa difraksion minimum kuzatiladi.

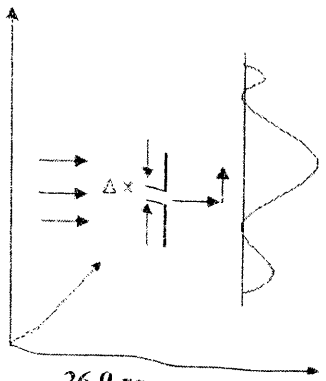
Geyzenbergning noaniqliklar munosabati. Harakatlanayotgan mikrozarralarda to'lqin xususiyatlarining namoyon bo'lishi klassik mexanika tushunchalarini mikrozarralarga qo'llashda qandaydir chegaralanishlar mavjudligidan dalolat beradi. Haqiqatan, klassik mexanikada jism (ya'ni mikrozarra) ning har bir ondagi holati uning fazodagi aniq o'rni (ya'ni jism og'irlik markazining koordinatasi) va impulsning aniq qiymati bilan xarakterlanadi. Klassik mexanikada *sababiyat prinsipi* amal qiladi. Sababiyat prinsipining mohiyati shundan iboratki, jismning biror ondagi holati ma'lum bo'lganda uning ixtiyoriy keyingi vaqtlardagi holatlarini oldindan aniq aytib berish mumkin. Bu fikrni quyidagi misol ustida yaqqol tasvirlash mumkin. Massasi m bo'lgan makrozarra x_0 balandlikdagi og'irlik kuchi ta'sirida erkin tushayotgan bo'lsin (26.8-rasm).



26.8-rasm.

Kuzatish boshlangan vaqtda ($t_0=0$) makrozarraning tezligi nolga teng bo'lgan ($v_0=0$). Kuzatish boshlangandan ixtiyoriy t vaqt o'tgach, makrozarraning o'rnini $x_t=x_0-gt^2/2$ formula orqali, impulsni esa $\rho=mv=mgt$ formula orqali oldindan aniq aytib berish mumkin.

Mikrozarra misolida esa ahvol o'zgacha bo'ladi. Masalan, to'siq (T) dagi kengligi Δx bo'lgan tirqishdan monoenergetik elektronlar



26.9-rasm.

dastasi OU unga parallel ravishda o'tayotgan bo'lsin (26.9-rasm).

Ekran E da elektronlar faqatgina tirqish to'g'risidagi sohagagina emas, balki difraksiya hodisasini xarakterlovchi qonuniyatlarga xos ravishda ekranning barcha sohalariga tushadi. Ekranga tushayotgan elektronlar zichligining OX o'qi bo'ylab taqsimoti rasmda punktir chiziq bilan tasvirlangan. Rasmdan ko'rinishicha, bu egri chiziq bitta tirqish tufayli vujudga keladigan parallel nurlardagi difraksion manzarani eslatadi. Haqiqatan, tirqish to'g'risida birinchi tartibli maksimum, φ_1 burchak ostida esa birinchi tartibli minimum kuzatiladi. φ_1 burchak, tirqish kengligi Δx va elektron uchun de-Broyl to'lqinining uzunligi $\lambda=h/r$ lar orasidagi bog'lanish difraksion minimum shartini qanoatlantiruvchi quyidagi ifoda bilan bog'langan:

$$\sin\varphi_1 = \frac{\lambda}{\Delta x} = \frac{h}{p\Delta x} \qquad (26.7)$$

Kuzatilayotgan difraksion manzaraga elektronni mexanik zarra deb tasavvur qilish asosida yondashaylik. Mexanik zarraning har ondagi holati uning o'rni (ya'ni koordinatasi) va impulsi orqali ifodalanishi lozim. Tirqishdan o'tayotgan paytdagi elektronning koordinatasi sifatida tirqishning koordinatasini olish mumkin. Koordinatani bunday usul bilan aniqlash tufayli vujudga kelgan noaniqlik tirqish kengligi Δx ga teng. Tirqishdan o'tish chog'idagi elektron impulsi r bo'lsin. Tirqishdan o'tgach, elektronlarning bir qismi boshlang'ich yo'nalishdan farqli yo'nalishda tarqaladi (shuning uchun ham bizga tanish bo'lgan difraksiya hodisasi kuzatiladi). Boshlang'ich yo'nalishdan farq qilib (ya'ni yon tomonlarga og'ib) tarqalayotgan elektronlar impulslarining OX o'qi yo'nalishidagi tashkil etuvchilari (ya'ni Δr_x lar) o'gish burchagiga proporsional bo'ladi. Agar faqat birinchi tartibli maksimumni vujudga keltiruvchi elektronlar bilan qiziqsak, Δr_x ning eng katta qiymati quyidagi

$$\Delta p_x = p\sin\varphi_1 \qquad (26.8)$$

ifoda orqali aniqlash mumkin. Boshqacha aytganda, birinchi tartibli difraksion maksimumni vujudga keltirishda qatnashayotgan elektronlar impulslari aniq emas, balki (26.8) ifoda bilan

harakterlanuvchi noaniqlik bilan topish mumkin. Agar ikkinchi difraksion maksimumning mavjudligini hisobga olsak, Δr_x ning maksimal qiymati (26.8) ifoda asosida topiladigan qiymatdan katta bo'ladi, ya'ni

$$\Delta P_x \geq P\sin\varphi_1$$

bo'lishi kerak. (26.7) dan foydalanib, bu ifodani quyidagicha o'zgartiramiz:

$$\Delta p_x \geq p\frac{h}{p\Delta x} = \frac{h}{\Delta x}, \qquad (26.9)$$

yoki

$$\Delta p_x \cdot \Delta x \geq h \qquad (26.10)$$

Bu munosabat noaniqliklar munosabatining matematik ifodasi bo'lib, uni quyidagicha o'qish mumkin: mikrozarraning impulsi va koordinatasini bir vaqtning o'zida ixtiyoriy aniqlik bilan o'lchash mumkin emas. Mikrozarraning koordinatasi aniqroq (ya'ni tirqish kengligi Δx kichikroq) bo'lsa, uning impulsini kamroq aniqlik bilan o'lchash mumkin bo'ladiki, bunda Plank doimiysi barcha fizik o'lchamlarda chegaraviy faktor bo'lib xizmat qiladi.

Bir necha xususiy hollarni qarab chiqaylik. Vodorod atomida elektronlarning koordinatasini atomning o'lchami, ya'ni 10^{-10} m aniqlik bilan ko'rsatilishi mumkin. Shuning uchun $\Delta x = 10^{-10}$ m deb, (26.10) ifoda asosida elektronning tezligidagi noaniqlikni hisoblaylik:

$$\Delta v_x = \frac{\Delta p_x}{m_e} \geq \frac{h}{m_e\Delta x} = \frac{6{,}6\cdot10^{-34}\,j\cdot c}{9{,}1\cdot10^{-34}\,kg\cdot10^{-10}\,m} \approx 7\cdot10^6\,\frac{m}{c}$$

Ikkinchi tomondan, klassik tasavvurlar asosidagi hisoblardan vodorod atomidagi elektron $2\cdot10^6$ m/s tezlik bilan harakatlanishi ayon bo'ladi. Demak, elektron tezligini aniqlashdagi noaniqlik tezlik qiymatidan kattaroq ekan. Bundan vodorod atomidagi elektronni mexanik zarra deb tasavvur qilib bo'lmaydi va albatta, elektron ma'lum tezlik bilan harakat qiluvchi orbita tushunchasi ham o'z ma'nosini yo'qotadi, degan xulosalarga kelamiz. Boshqacha aytganda, bu xususiy holda klassik tasavvurlardan foydalanish mumkin emas.

Ikkinchi misol bilan tanishaylik. Elementar zarralarni qayd qilish uchun qo'llanadigan qurilmalardan biri – Vilson kamerasida elektron qoldiradigan izning qalinligi millimetrning o'ndan bir ulushi chamasida bo'ladi: ya'ni $\Delta x \approx 10^{-4}$m. U holda elektron tezligidagi noaniqlik quyidagiga teng bo'ladi:

$$\Delta v_x \geq \frac{6{,}6 \cdot 10^{-34}\, j \cdot c}{9{,}1 \cdot 10^{-31} kg \cdot 10^{-4} m} \approx 7 \frac{m}{c}.$$

Agar Vilson kamerasida harakatlanayotgan elektron tezligi 700 m/s bo'lsa, tezlikning noaniqligi 1% lar chamasida bo'ladi, xolos. Shuning uchun bu xususiy holda elektronning harakatini xarakterlovchi trayektoriya tushunchasi ma'noga ega, albatta.

Biz yuqorida noaniqliklar munosabati bilan faqat OX o'qi yo'nalishidagi tirqish misolida tanishdik. Bu xulosani OY va OZ o'qlari uchun ham umumlashtirsa bo'ladi, natijada

$$\begin{aligned} \Delta p_x \cdot \Delta x &\geq h, \\ \Delta p_y \cdot \Delta y &\geq h, \\ \Delta p_z \cdot \Delta z &\geq h \end{aligned} \qquad (26.11)$$

munosabatlarni yozish imkoniyatiga ega bo'lamiz. Bundan tashqari, mikrozarraning energiyasi va vaqtni o'lchashdagi noaniqliklar uchun quyidagi munosabat ham mavjud:

$$\Delta W \cdot \Delta t \geq h. \qquad (26.12)$$

(26.11) va (26.12) munosabatlari 1927-yilda V.Geyzinberg tomonidan e'lon qilingan va uning nomi bilan *Geyzenbergning noaniqliklar munosabatlari* deb yuritiladi.

Geyzinbergning noaniqliklar munosabatlari falsafiy munozaralarni keltirib chiqargan. Hatto idealistik fikrlarga asos qilib olishga urinishlar ham bo'lgan. Bunday fikrlar tarafdorlarining aytishicha, zarraning koordinatasi va impulsini bir vaqtda aniq o'lchash mumkin emasligini inson tomonidan dunyoni idrok qilishda chegara mavjudligini ko'rsatadi. Vaholanki, noaniqliklar munosabatlarining ilmiy mohiyati mikrodunyoni idrok qilish imkoniyatining chegarasini aniqlamaydi, balki mikrozarralar uchun mexanik zarra modelini qo'llash chegaralarini xarakterlaydi. Noaniqliklar munosabatlari inson irodasiga bog'liq bo'lmagan o'zaro

bog'lanishlarni ifodalaydi. Shuning uchun ham bu munosabatlarni olamning obyektiv qonuni deb qaramoq lozim.

26.7. To'lqin funksiyasi. Shredinger tenglamasi

Harakatlanayotgan mikrozarralarda to'lqin xususiyatlar namoyon bo'lganligi tufayli mikrodunyo hodisalarini tushuntirishda klassik fizika ojizlik qila boshlaydi. Shuning uchun mikro obyektlarning to'lqin xususiyatlarini hisobga oladigan mexanika, ya'ni to'lqin mexanikasini yaratish zaruriyati tug'ildi. Bu vazifani Shredinger, Geyzenberg, Dirak kabi olimlar tomonidan amalga oshirildi. Bu mexanikada faqat mikro obyektrlardagina aniq kuzatiladigan kvant tasavvurlar o'z aksini topganligi uchun u, odatda, *kvant mexanikasi* deb ataladi.

Kvant mexanikasida mikrozarraning holati to'lqin funksiya bilan aniqlanadi. To'lqin funksiya ψ harfi bilan belgilanadi va «psi - funksiya» deb o'qiladi. Kvant mexanikasida mikrozarraning holati klassik mexanikadagidek oldindan aniq aytib berilmaydi, balki mikrozarraning u yoki bu holatini ehtimolligi aniqlanadi. Shuning uchun to'lqin funksiya deganda koordinata va vaqtga bog'liq bo'lgan shunday matematik ifoda (x, y, z, t) tushunilishi kerakki, uning yordamida mikrozarralarning fazodagi taqsimotini xarakterlash mumkin bo'lsin. U holda to'lqin funksiyaning ko'rinishi shunday bo'lishi lozimki, uning modulining kvadrati $|\psi|^2$ mikrozarrani fazoning birlik hajmida qayd qilish ehtimolligiga teng bo'lsin (xuddi yorug'lik vektori amplitudasining kvadrati $|E_m|^2$ fotonlar zichligini ifodalagandek). Demak, fazoning biror nuqtasi atrofidagi dV hajmda mikrozarrani qayd qilish ehtimolligi $|\Psi|^2 dV$ ga teng. Xuddi shuningdek, mikrozarrani fazoda (ya'ni fazoning qayeridadir) qayd qilish – muqarrar voqea bo'lganligi uchun uning ehtimolligi birga teng, ya'ni

$$\int |\psi|^2 dV = 1 \qquad (26.13)$$

bo'ladi. Bu ifoda to'lqin funksiyalarni normallash sharti deyiladi. Bundan tashqari, to'lqin funksiyaning fizik ma'nosidan kelib chiquvchi quyidagi shartlar ham bajarilishi lozim:

a) ψ – funksiya chekli bo'lishi kerak, chunki mikrozarrani qayd etish ehtimolligi birdan katta bo'la olmaydi;

b) ψ – funksiya bir qiymatli bo'lishi kerak, chunki mikrozarrani fazoning biror nuqtasida qayd qilish ehtimolligining qiymati bir nechta bo'lishi mumkin emas;

d) ψ – funksiya uzluksiz bo'lishi kerak, chunki mikrozarrani qayd qilish ehtimolligi sakrashsimon xarakterda o'zgarmaydi;

ψ – funksiyani 1926-yilda Shredinger tomonidan taklif etilgan va uning nomi bilan ataladigan quyidagi tenglamani yechib topiladi:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}\right)+U\psi=ih\frac{\partial\psi}{\partial t} \qquad (26.14)$$

Bu tenglamada m – mikrozarraning massasi, U – mikrozarraning potensial energiyasi, h – Plank doimiysi, $i=\sqrt{-1}$ – mavhum birlik. (26.14) tenglamada ψ-funksiyadan vaqt bo'yicha olingan hosilali had qatnashayotganligi uchun vaqt ishtirok etgan Shredinger tenglamasi deyiladi. Bu tenglamada mikrozarraga ta'sir etayotgan kuchlar potensial funksiya U (x, y, z, t) orqali aks ettirilgan, ya'ni mikrozarra potensial energiyasining qiymati fazoning turli nuqtalaridagina emas, balki fazoning ayni nuqtasida ham vaqtning turli onlarida turlichadir. Lekin mikrodunyoda sodir bo'layotgan aksariyat hodisalarda mikrozarraning potensial energiyasi vaqtga oshkor bog'liq bo'lmaydi (statsionar holatlar uchun). Bu holda Ψ – funksiya ikkita ko'paytuvchiga ajralib, biri faqat koordinatalarga, ikkinchisi faqat vaqtga bog'liq bo'ladi:

$$\Psi(x, y, z, t)=\varphi(x, y, z)\cdot\varphi(t). \qquad (26.15)$$

Natijada bir qator matematik amallardan so'ng (8) tenglamani quyidagi ko'rinishga keltirish mumkin:

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}+\frac{2m}{\hbar^2}(W-U)\psi=0 \qquad (26.16)$$

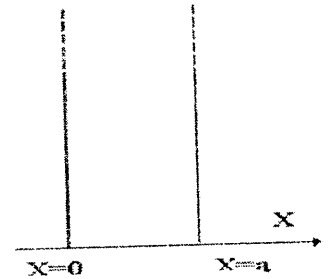
Bu tenglamada W – mikrozarraning to'liq energiyasi. (26.16) ifoda vaqt ishtirok etmagan (yoki statsionar holat uchun) Shredinger

tenglamasidir. Bundan keyin muhokama qilinadigan hollar statsionar holatlar bo'lgani uchun (26.16) ni, oddiygina, Shredinger tenglamasi deb ataylik.

Shuni alohida qayd qilaylikki, Shredinger tenglamasi xuddi Nyuton tenglamasi (F=ma) kabi ilgari ma'lum bo'lgan munosabatlardan foydalanib chiqarilmaydi. U asosiy faraz sifatida qabul qilinadi. Lekin bu tenglamani mikrodunyo obyektlariga qo'llash tufayli vujudga kelgan xulosalar tajriba natijalari bilan juda mos keladi. Buni esa tenglamaning isboti deb qabul qilish mumkin.

26.8. Cheksiz baland devorli potensial o'radagi zarra

1. 26.10-rasmda tasvirlangan potensial o'raning tubida x o'qi bo'ylab harakatlanayotgan m massali mikrozarra uchun Shredinger tenglamasi quyidagi ko'rinishga keladi:



26.10-rasm.

$$\frac{d^2\psi}{dx^2}+\frac{2m}{\hbar^2}(W-U)\psi=0 \qquad (26.17)$$

x=0 va x=a koordinatalar bilan xarakterlanuvchi devorlar mikrozarrani faqat $0\le x\le a$ intervalda harakatlanishiga imkon beradi. Bu sohada mikrozarraning potensial energiyasi nolga teng bo'lganligi uchun (26.17) ni

$$\frac{d^2\psi}{dx^2}+\frac{2m}{\hbar^2}W\psi=0 \qquad (26.18)$$

ko'rinishda yozishimiz mumkin. Agar

$$\frac{2m}{\hbar^2}W = \omega^2 \qquad (26.19)$$

belgilashdan foydalansak, (26.18) tenglamani quyidagicha yoza olamiz:

$$\Psi'' + \omega^2\Psi = 0 \qquad (26.20)$$

Bu tenglamaning yechmi quyidagi

$$\Psi(x) = A\sin(\omega x + \alpha) \qquad (26.21)$$

trigonometrik funksiya bilan aniqlanadi.

Mikrozarra potensial o'radan tashqarida bo'la olmaydi. Shuning uchun potensial o'radan tashqari sohalarda $|\Psi|^2$ (demak, Ψ ham) nolga teng. Demak, potensial o'raning devorlarini xarakterlovchi koordinatalarda, ya'ni x ning 0 va a qiymatlarida ham Ψ-funksiyaning qiymati nolga teng bo'lishi kerak. Shuning uchun $\Psi(0) = A\sin\alpha = 0$ yoki bundan $\alpha = 0$, degan xulosaga kelamiz. Xuddi shuningdek, x=a hol uchun $\Psi(a) = A\sin\omega a = 0$ tenglikni yoza olamiz. Bu tenglik ω ning quyidagi

$$\omega = (\pi/a)\cdot n,\ (n = 1, 2, 3, \ldots) \qquad (26.22)$$

qiymatlardagina bajariladi.

Bu ufodani (26.19) bilan taqqoslasak

$$\frac{2m}{\hbar^2}W = \omega^2 = (\pi/a)^2\cdot n^2 \qquad (26.23)$$

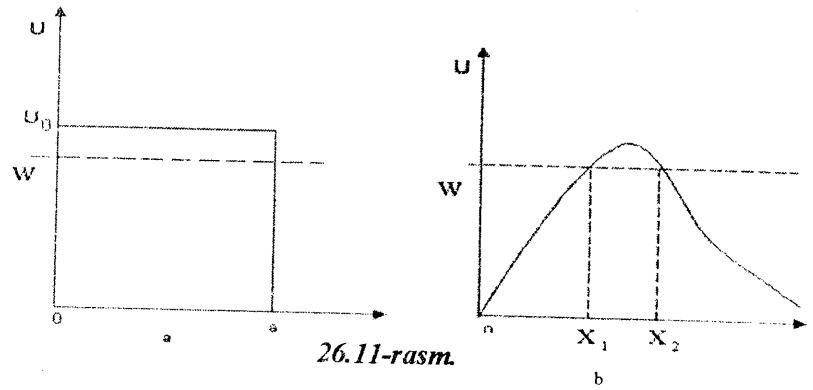
Munosobatni hosil qilamiz.

$$W = \pi^2\hbar^2 n^2/2ma^2 \qquad (26.24)$$

Bu ifodadan quydagi xulosa kelib chiqadi: potensial o'radagi mikrozarraning energiyasi ixtiyoriy qiymatlarga emas, balki bir qator diskret qiymatlarga ega bo'lishi mumkin.

26.9. Mikrozarraning potensial to'siq orqali o'tishi. Tunnel effekti

X o'qi yo'nalishida harakatlanayotgan m massali mikrozarra balandligi U_0, kengligi a bo'lgan potensial to'siqqa duch kelsin (26.11a-rasm).



26.11-rasm.

Klassik fizika tushunchalariga asosan, mikrozarraning energiyasi to'siq balandligidan katta bo'lsa (ya'ni $W>U_0$), u to'siqdan o'tib ketadi. Aksincha, $W<U_0$ bo'lsa, mikrozarra to'siqdan qaytib orqa tomonga uchishi kerak.

Kvant mexanikasida - chi? Kvant mexanikasida tunnel effekt deb ataladigan hodisa tufayli $W<U_0$ bo'lganda ham mikrozarrani potensial to'siqdan o'tish ehtimolligi noldan farqlidir. Bu effektni tushuntirish uchun kvant mexanikasida to'siqning shaffofligi D tushunchasidan foydalaniladi. U, optikaga qiyos qilingan holda, to'siqqa tushayotgan De-Broyl to'lqinlari intensivligining to'siqdan o'tadigan qismini xarakterlaydi.

Mikrozarraning klassik fizikaga mutlaqo zid bo'lgan bunday tabiati Shredinger tenglamasidan kelib chiqadi. Shredinger tenglamasini yechish shuni ko'rsatadiki, $0<x<a$ sohada ham ψ-funksiya noldan farqli qiymatlarga ega ekan. Bu esa mikrozarraning ta'sirini to'siq ichida ham qayd qilish ehtimolligi mavjudligidan dalolat beradi. Shuning uchun ham mikrozarrani potensial to'siqdan o'tish ehtimolligi noldan farqlidir. Bu matematik operatsiyalarning tafsiloti bilan qiziqmay, Shredinger tenglamasini bu hol uchun

yechish tufayli vujudga kelgan natijani bayon qilamiz. Ko'rilayotgan to'g'ri burchakli potensial to'siq uchun shaffofolik koeffitsiyenti

$$D \approx e^{-\frac{2}{\hbar}\sqrt{2m(U_0-W)}a} \qquad (26.25)$$

ifoda bilan aniqlanadi.

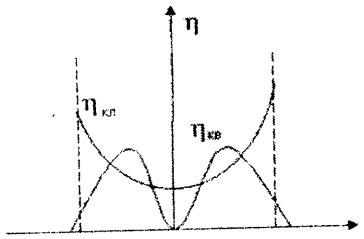
Potensial to'siq ixtiyoriy shaklda (26.11b-rasm) bo'lgan holda shaffoflik koeffitsiyenti quyidagi ifoda yordamida aniqlanadi:

$$D \approx e^{-\frac{2}{\hbar}\int_{x_1}^{x_2}\sqrt{2m(U-W)}a} \qquad (26.26)$$

bunda x_1 va x_2 lar W energiyaga mos keluvchi U = U(x) funksiya bilan xarakterlanuvchi potensial to'siqning koordinatalaridir.

26.10. Kvant mexanikasida garmonik ossilyator

X o'qi bo'ylab kvazielastik F = - kx kuch ta'sirida



26.12-rasm.

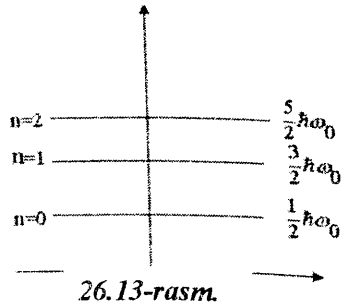
harakatlanuvchi m massali zarra garmonik ossilyator deb ataladi. Klassik fizikada bunday ossilyator

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$$

chastota bilan tebranib, uning amplitudasi A va energiyasi ($W \sim A^2$) ning qiymatlari 0 dan ∞ gacha intervalda bo'lishi mumkin. Klassik nazariyaga asosan, amplitudasi A bo'lgan ossilyatorning $-A \le x \le A$ intervaldagi koordinatalarga ega bo'lish ehtimolligi η_{kl} 26.12-rasmda parabolasimon chiziq bilan tasvirlangan.

Bu grafikdan ko'rinishicha, x ning qiymati ±A ga yaqinlashganda η_{kl} ning qiymati nihoyatda ortib ketadi.

Endi garmonik ossilyatorning tebranishini kvant mexanikasida ko'rib chiqaylik. Bu masala uchun Shredinger tenglamasi



26.13-rasm.

$$W_n = \left(n+\frac{1}{2}\right)\hbar\omega_0, \ (n = 0, 1, 2, \ldots) \qquad (26.27)$$

ifoda bilan aniqlanuvchi energiyalardagina yechmga ega bo'lishini ko'rsatish mumkin. Demak, garmonik ossilyatorning energiyasi kvantlangan bo'lib, uing qiymatlari kvant son n bilan aniqlanadi. 26.13-rasmda ossilyator ega bo'lishi mumkin bo'lgan diskret energetik sathlar tasvirlangan.

Nazariy mulohazalarning ko'rsatishicha, elektr ossilyator (ya'ni dipol) elektromagnit maydon bilan ta'sirlashganda qo'shni energetik sathlarga o'tadi: agar fotonni yutsa, yuqori sathga, agar foton chiqarsa, quyi sathga o'tadi. Bu protsesslarda foton chastotasi ossilyatorning xususiy chastotasi ω_0 ga, energiyasi esa ossilyatorning qo'shni energetik sathlarning ayirmasiga, ya'ni $\hbar\omega_0$ ga teng bo'ladi. Garmonik ossilyatorning minimal energiyasi noldan farqli bo'lib, uning qiymati ½ $\hbar\omega_0$ ga teng. Garmonik ossilyatorni, hatto, absolyut nolgacha sovitilganda ham undan bu energiyani olib bo'lmaydi. Minimal energiyaga ega bo'lgan ossilyator tebranadi, lekin nurlanish chiqara olmaydi.

26.12-rasmda sinusoidasimon chiziq bilan tasvirlangan grafik, kvant nazariyaga asosan, koordinatasi x bo'lgan nuqtada zarraning bo'lish ehtimolligi η_{kv} ni ifodalaydi. Bu grafikni tuzish uchun Shredinger tenglamasining n=1 uchun yechmini, ya'ni to'lqin funksiyani topib, so'ng x ning turli qiymatlari uchun $|\Psi|^2$

aniqlangan. Mazkur grafikdan ko'rinib turibdiki, klassik nuqtayi nazardan ruxsat etilgan soha (ya'ni x ning qiymatlari – A dan +A gacha bo'lgan soha nazarda tutilyapdi) dan tashqari nuqtalarda ham zarraning bo'lish ehtimolligi noldan farqli. Buning sababi zarraning to'lqin xususiyatga egaligidir.

26.11. Vodorod atomining kvant nazariyasi

$$\frac{d^2\psi}{dx^2}+\frac{d^2\psi}{dy^2}+\frac{d^2\psi}{dz^2}+\frac{2m_e}{\hbar^2}(W+\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r})\psi = 0 \qquad (26.28)$$

ko'rinishda yoza olamiz. Birinchi ko'rinishda oddiygina ko'ringan bu masalani (ya`ni yadro atrofida «aylanuvchi» bitta elektron holni) yechish anchagina murakkab matematik amallarni talab qiladi. Shuning uchun matematik operatsiyalar bilan qiziqmay vodorod atomi uchun Shredinger tenglamasining yechimini batafsilroq muhokama qilish maqsadga muvofiqroqdir.

Avvalo shuni qayd qilish lozimki, (1) tenglama quyidagi ikki holda yechimga ega bo'lar ekan:

1) $W > 0$ qiymatlarida,
2) $W < 0$ ning faqat

$$W = -\frac{m_e l^4}{32\pi^2\varepsilon_0^2\hbar^2 n^2}, \quad (n = 1, 2, 3, ...) \qquad (26.29)$$

shartini qanoatlantiruvchi diskret qiymatlarida.

Birinchi holda elektron yadro yaqinidan uchib o'tadi va fazoning barcha qismlarida harakatlana oladi. Umuman, yadro va elektrondan iborat sistemani har doim ham atom deb hisoblash mumkin emas. Elektronning harakati doimo yadroga yaqin sohada sodir bo'lganidagina, ular atom deb ataluvchi sistemani tashkil qiladi. Demak, Shredinger tenglamasining $W>0$ qiymatlaridagi yechimlari vodorod atomini emas, balki atom bo'lib birikmagan yadro va fazodagi elektronni aks ettiradi.

Ikkinchi hol, ya`ni $W < 0$ ning diskret qiymatlaridagi yechimlari vodorod atomidagi elektronni aks ettiradi. Elektron ega bo'la oladigan energiyaning qiymatlarini aniqlovchi ifoda Borning

vodorod atomi nazariyasidan kelib chiqqan ifodaning o'zginasidir. Kvant mexanikasida esa mikrozarralarning harakatini ifodalovchi Shredinger tenglamasidan keltirib chiqariladi. (26.29) ifoda bilan aniqlanuvchi qiymatlar W ning xususiy qiymatlaridir. Bu xususiy qiymatlarga mos keluvchi xususiy funksiyalar, ya'ni (26.28) tenglamaning yechimlari kvant sonlar deb ataladigan uchta parametrga ega. Bu kvant sonlarning fizik ma'nosi ustida qisqacha to'xtab o'taylik. Birinchi *asosiy kvant son* n harfi bilan belgilanadi. U elektron ega bo'la oladigan energiya qiymatlarini ifodalaydi. (26.29) ifodada qatnashayotgan n ana shu kvant sondir. Asosiy kvant son birdan boshlanadigan butun musbat qiymatlarga ega bo'la oladi, ya`ni:

$$n = 1, 2, 3, \ldots \qquad (26.30)$$

Ikkinchisi–*orbital kvant son*, l harfi bilan belgilanadi, uning yordamida elektron ega bo'la oladigan impuls momentining diskret qiymatlarini, quyidagi

$$L = \sqrt{l(l+1)}\,\hbar \qquad (26.31)$$

formula asosida aniqlash mumkin. Orbital kvant son 0 dan n - 1 gacha butun musbat qiymatlariga ega bo'la oladi, ya'ni:

$$l = 0, 1, 2, \ldots, n - 1. \qquad (26.32)$$

Nihoyat, uchinchisi-*magnit kvant son t* bo'lib, u - l dan 0 orqali + l gacha bo'lgan butun sonli qiymatlarga ega bo'la oladi, ya`ni

$$m = -l, -(l-1), \ldots, -1, 0, +1, \ldots, +(l-1), +l. \qquad (26.33)$$

Magnit kvant son yordamida elektronning impuls momenti vektori L ning fazodagi ruxsat etilgan yo'nalishlari aniqlanadi: ixtiyoriy z yo'nalishni, masalan, tashqi magnit maydon yo'nalishini tanlab olaylik. U holda L vektorning fazodagi yo'nalishini uning z yo'nalishiga proyeksiyasi L_z yordamida ifodalash mumkin. Elektron impuls momenti faqat

$$L_z = \pm m\hbar \qquad (26.34)$$

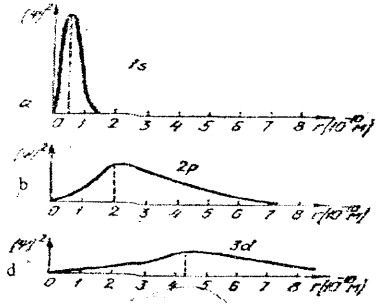
sharti bajariladigan yo'nalishlardagina amalga oshishi mumkin.

(26.28) tenglamaning yechimlarini tavsiflovchi to'lqin funksiyalari ifodasining tarkibida yuqorida bayon etilgan uchala kvant son mavjud. Shuning uchun ham to'lqin funksiyalari $\psi_{n,l,m}$ ko'rinishda belgilanadi, ya`ni ularning indeksida kvant sonlarining uchalovi ham qatnashadi. Vodorod atomidagi elektron energiyaning (26.29) ifoda bilan aniqlanuvchi har bir W_n qiymatiga bir necha to'lqin funksiya mos keladi, ular l va m kvant sonlar bilan farqlanadi. Misol tariqasida n = 2 holni muhokama qilaylik. Orbital kvant son l, (26.32) shartga asosan, 0 yoki 1 qiymatga ega bo'la oladi. $l = 0$ bo'lganda magnit kvant son t (26.33) shartga asosan faqat 0 qiymatga ega bo'la oladi, xolos. Lekin $l = 1$ bo'lganda uchun $t = 1, 0, +1$ qiymatlarini egallash imkoniyati bor. Shuning uchun n = 2 bo'lganda l va t lar bilan farqlanuvchi $\psi_{2,0,0}$, $\varphi_{2,1-1}$, $\varphi_{2,1,0}$, $\varphi_{2,1,1}$, to'lqin funksiyalarini yoza olamiz. Bu to'lqin funksiyalar bilan xarakterlanuvchi holatlardagi elektron energiyalari aynan bir xil qiymatga ega [ko'rilayotgan misolda bu qiymatni (26.29) ifodaga n = 2 ni qo'yib topish mumkin]. Energiyasi bir xil bo'lgan bu holatlarni *aynigan holatlar deb, holatlar soni esa W_n energetik sathning aynish karraligi deb ataladi.* Yuqorida muhokama qilingan misoldagi energetik sathning aynish karraligi 4 ga teng.

Elektron holatlarni belgilashda asosiy kvant sonni raqam bilan, orbital kvant sonni harf bilan ifodalash qabul qilingan. $l = 0$ holatni s harfi bilan, $l = 1$ holatni r harfi bilan, $l = 2$ holat esa d harfi bilan belgilanadi. Masalan,n = 1, $l = 0$ holatdagi elektronni 1s deb n = 2, l = 1 holatdagi elektron esa 2r deb belgilandi.

Vodorod atomining asosiy holati 1s holatdir. Bu holatda energiya minimal qiymatga, impuls moment esa nolga teng. Bor nazariyasiga asosan, asosiy holatdagi vodorod atomida elektron birinchi Bor orbitasi (uning radiusi ~ $0{,}53 \cdot 10^{-10}$ m edi) bo'ylab harakatlanadi. Kvant mexanikasida «trayektoriya» tushunchasi ma'noga ega bo'lmaganligi uchun «orbita» tushunchasi ham o'z ma'nosini yo'qotadi. Lekin kvant mexanikasi elektronning fazoning u yoki bu sohasida qayd qilish ehtimolligi to'g'risida axborot bera oladi. 26.14-rasmda mos ravishda 1s, 2p, 3d holatlardagi elektronlarni yadrodan r masofadagi nuqtalarda qayd qilish ehtimolligining zichligini tasvirlovchi grafiklar keltirilgan. Rasmlardan ko'rinishicha, eng katta

ehtimollik bilan elektron qayd qilish mumkin bo'lgan nuqtalarning geometrik o'rinlari Bor orbitalariga mos keladi.

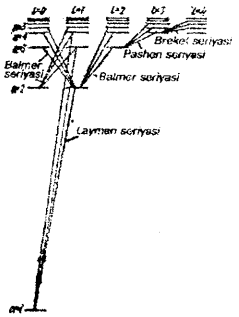


26.14-rasm.

1s dan boshqa holatlar o'yg'ongan holatlar deyiladi. Atomni asosiy holatdan uyg'ongan holatga yoki quyiroq uyg'ongan holatdan yuqoriroq uyg'ongan holatga o'tkazish uchun unga tashqaridan energiya berilishi lozim. Bu energiyaning miqdori atomning oxirgi va boshlang'ich holatlardagi energiyalarining farqiga teng bo'ladi, albatta. Energiya uzatish yo'llaridan biri atom tomonidan fotonni yutishdir. Foton yutishga teskari jarayon atomning nurlanish chiqarishidir. Tabiiyki, bu jarayon tufayli atom yuqoriroq uyg'ongan holatdan quyiroq uyg'ongan holatga yoki asosiy holatga o'tadi. Lekin ixtiyoriy o'tishlar ham amalga oshavermas ekan. Atomning boshlang'ich va oxirgi holatlarining orbital kvant sonlari faqatgina bir birlikka o'zgaradigan, ya'ni

$$\Delta l = \pm 1$$

bo'ladigan o'tishlargina amalga oshadi. 26.15-rasmda vodorod atomi spektrining kvant mexanikasi tasavvurlari asosida amalga oshishi tasvirlangan.



26.15-rasm.

Demak, Shredinger tenglamasi birorta ham qo'shimcha gipotezaga tayanmasdan vodorod atomining barcha xususiyatlarini tushuntira oladi.

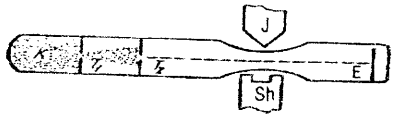
26. 12. Shtern va Gerlax tajribasi

s holat (l=0 nazarda tutiladi) dan boshqa barcha holatlar ($l \neq 0$ bo'lganda) dagi elektronlarning yadro maydonida harakati tufayli vujudga keladigan impuls momentlari noldan farqli bo'ladi. U holda L vektorga teskari yo'nalgan magnit moment vektori r_t ning qiymati ham noldan farqli:

$$p_m = \frac{e}{2m_e} L = \frac{e}{2m_e} h\sqrt{l(l+1)} = \mu_B \sqrt{l(l+1)} \qquad (26.35)$$

Bu ifodadagi

$$\mu_B = \frac{eh}{2m_e} = 9{,}2741 \cdot 10^{-24}\ \text{A}\cdot\text{m}^2. \qquad (26.36)$$



26.16-rasm.

26.17-rasm.

Bor magnetoni deb ataladi, u elektron va elektronlar sistemasining magnit momentini o'lchashda tabiiy birlik hisoblanadi. Atomning impuls momenti L_{at} (yoki magnit momenti r_{mat}) esa atom tarkibidagi ayrim elektronlarning impuls momentlari (magnit momentlari) ning vektor yig'indisi sifatida aniqlanadi, ya'ni $L_{at} = \Sigma L_i$ va $r_{mat} = \Sigma r_{mi}$. Shtern va Gerlax tomonidan ajoyib tarzda amalga oshirilgan tajribada magnit moment vektorining fazodagi ixtiyoriy yo'nalishlarida emas, balki ba'zi (boshqacha aytganda ruxsat etilgan) yo'nalishlardagina amalga oshishi isbotlanadi. Bu tajribada qo'llanilgan qurilma sxematik tarzda 26.16-rasmda tasvirlangan. Qizdiriladigan K kamerada bug'lanib chiqqan atomlar tasmasimon tirqishli to'siqlar (T_1 va T_2) dan o'tgach, dasta shakliga keladi. So'ngra atomlar dastasi nihoyat darajada bir jinsli bo'lmagan magnit maydon (bunday maydon elektromagnit o'zagining qutblariga maxsus shakl berish natijasida hosil qilinadi) dan o'tib E ekranga tushadi. Magnit maydon ta'sir qilmagan (ya'ni elektromagnit g'altaklari tok manbaiga ulanmagan) holda atomlar dastasi ekranga tushib, unda hosil qilgan dog'ning shakli to'siqdagi tirqishning shakliga o'xshaydi (26.17-*a* rasm). Bu holda vujudga keladigan manzarani muhokama qilishdan oldin tajribada qo'llanilayotgan magnit maydonning tokli konturga ta'sirini eslab olaylik. Tajribadagi magnit maydon induksiya chiziqlari z o'qi bo'ylab yo'nalgan. Maydonning bir jinslimasligi ham shu yo'nalishda vujudga keltiriladi, uning qiymatini $\frac{\partial B}{\partial z}$ deb belgilaylik. U holda magnit momenti r_t bo'lgan tokli konturga bu maydon tomonidan ta'sir etuvchi kuchning qiymati

$$F_z = p_m \frac{\partial B}{\partial z} \cos\alpha \qquad (26.37)$$

bo'ladi. Bu ifodada α burchak r_t ning maydoniga nisbatan holatini aniqlaydi. Boshqacha aytganda, α burchak–maydon gradiyenti $\frac{\partial B}{\partial z}$ va r_t orasidagi burchak. **B** ortib boradigan tomon $\frac{\partial B}{\partial z}$ ning yo'nalishi sifatida qabul qilinadi. Tajribada $\frac{\partial B}{\partial z}$ ning yo'nalishi z ning yo'nalishi bilan bir xildir. (26.37) ifodaga asosan, tokli konturga ta'sir etuvchi

kuch α burchak o'tkir bo'lganda z o'qi bo'ylab, α burchak o'tmas bo'lganda esa z o'qiga teskari yo'nalishda ta`sir qiladi.

Demak, bir jinsli bo'lmagan magnit maydonda harakatlanayotgan atomlarga ta'sir etuvchi kuch atom magnit momentining yo'nalishiga bog'liq. Bu kuch ta'sirida atomlar ekranning yuqoriroq (α-o'tkir burchak bo'lganda) yoki pastroq (α-o'tmas burchak bo'lganda) qismlariga tushadi. Shuning uchun atomlar dastasida r_t ning barcha yo'nalishlarida mavjud bo'lsa, bu atomlar ekranga tushishi natijasida vujudga kelgan dog'ning shakli 26.17-*b* rasmdagidek bo'lishi lozim edi. Tajribalarda bunday natijalar mutlaqo kuzatilmaydi. Ba'zi hollarda, masalan, simob yoki marganes atomlarining dastasi bilan o'tkazilgan tajribalarda, ekrandagi dog' xuddi hech qanday maydon ta'sir qilmaganidek shaklga ega bo'ladi. Boshqa hollarda esa atomlar dastasi komponentlariga ajraladi, natijada ekranda bir necha o'zaro parallel chiziqcha shaklidagi dog'lar hosil bo'ladi. Xususan, natriy yoki simob atomlarining dastalari ekranda vujudga keltirilgan manzara 26.17*d*-rasmda, temir atomlarining dastasi qo'llanilgan tajribada kuzatilgan manzara esa 2-*e* rasmda tasvirlangan. Bu manzaralardan atomlarni og'diruvchi F_z kuch to'g'risida axborot olish mumkin. Natijada magnit maydonning bir jinslimasligidan xarakterlovchi $\frac{\partial B}{\partial z}$ ning ma'lum qiymati asosida, (26.37) ifodadan foydalanib r_t ning z o'qiga proyeksiyasi $p_{mz}=p_m\cos\alpha$ ni hisoblab topish mumkin. Shunday qilib, *Shtern va Gerlax tajribasi fazoviy kvantlanish mavjudligini hamda elektronlar va atomlar magnit momentlarining qiymatlari diskret ekanligini isbotladi.*

26. 13. Elektron spini

Asosiy holatdagi vodorod atomining elektroni uchun $l=0$ (26.31) ga asosan, uning impuls momenti nolga teng. Bundan, vodorod atomlari dastasi bilan tajriba o'tkazilgan taqdirda bir jinsli bo'lmagan maydon unga hech qanday ta'sir qilmaydi, degan xulosaga kelishimiz mumkin. Vaholanki, tajribada vodorod atomlarining dastasi ikki simmetrik komponentga ajraladi. Bu nomuvofiqlikni tushuntirish uchun elektron impulsning xususiy momenti L_{sp} va unga mos bo'lgan xususiy magnit momenti μ_e (zarralarning xususiy magnit

momentlarini μ harfi bilan belgilaymiz) mavjud, deb faraz qilishga to'g'ri keladi. Bu fikr 1925-yilda S.Goudsmit va G.Ulenbeklar tomonidan atom fizikasidagi bir qator qiyinchiliklarni bartaraf qilish uchun ilgari surilgan. Impulsning xususiy momentini *spin* deb, xususiy magnit momentini esa *spin magnit momenti* deb atash odat bo'lgan. *«Spin» inglizcha so'z bo'lib «aylanmoq» degan ma`noni anglatadi.* Bu atamaning ishlatilishiga sabab shundaki, dastlab, elektronni o'z o'qi atrofida aylanuvchi zaryadlangan sharcha deb tasavvur qilingan. Impulsning xususiy momenti va xususiy magnit momenti ana shu harakat tufayli mavjud, deb hisoblangan. Lekin bu tasavvur noto'g'riligi keyinchalik aniqlandi. Ammo bu atamalardan foydalanish hanuzgacha davom etmoqda. Zamonaviy tushunchalarga asosan, *spin va spin magnit momenti xuddi zaryad va massa kabi elektronni tavsiflovchi asosiy kattaliklardir.* Elektron spinning qiymati

$$L_{sp}=\frac{\sqrt{3}}{2}h \qquad (26.38)$$

ga teng. Spinning tanlab olingan yo'nalish z ga (masalan tashqi magnit maydon yo'nalishiga) proyeksiyasi faqat kvantlangan qiymatlarga ega bo'la oladi, bu qiymatlar quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$L_{sp\,z}=S\,h, \qquad (26.39)$$

Bunda s-spin kvant soni bo'lib, n, l, m kvant sonlardan farqlanib, kasr qiymatlariga, ya'ni

$$s=-\frac{1}{2},\quad +\frac{1}{2} \qquad (26.40)$$

ga ega bo'lishi mumkin. Elektronning spin magnit momenti proyeksiyasi va $L_{sp\,z}$ quyidagi munosabat bilan bog'langan.

$$\mu_{ez}=-\frac{e}{m_e}L_{спz}=-s\frac{eh}{m_e}=\mp\frac{eh}{2m_e}=\pm\mu_B. \qquad (26.41)$$

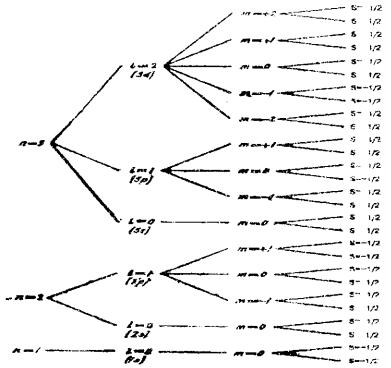
Demak, elektron spin magnit momentining tashqi magnit maydon yo'nalishiga proyeksiyasi faqat ikkita qiymatga ega bo'la oladi, uning mutlaq miqdori Bor magnetoniga teng. Vodorod atomlari (shuningdek davriy jadval birinchi guruh elementlari atomlarining

ham) dastasining bir jinsli bo'lmagan magnit maydonda ikki komponentga ajralishining sababi shu tarzda tushuntiriladi.

26. 14. Pauli prinsipi

Kvant mexanikasida atomdagi energetik sathlar to'rtta kvant son bilan tavsiflanadi:

$$\begin{aligned} n &= 1, 2, 3, \dots . \\ l &= 0, 1 \dots , (n-1); \\ m &= -l, -(l-1), \dots , (l-1), l; \\ s &= -\frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \end{aligned} \qquad (26.42)$$



26.18-rasm.

26.18- rasmda $n = 1$, $n = 2$ va $n = 3$ bo'lgan energetik sathlar tasvirlangan. n, l va t kvant sonlarning to'plami bir xil, lekin spin kvant soni bilan farqlanuvchi sathlar ikkitadan bo'ladi, chunki ularda n, l, m larning qiymatlari saqlanib, s esa $-\frac{1}{2}$ ёки $+\frac{1}{2}$ qiymatni qabul qiladi. Agar n va l larning qiymatlari o'zgarmasdan t va s lari bilan faqlanadigan sathlar sonini topish kerak bo'lsa, har bir l uchun t ning $2l + 1$ ruxsat etilgan qiymati mavjudligini hisobga olish kerak. Demak, n va l larning ayni to'plami $2 \cdot (2l + 1)$ sathdan iborat. Nihoyat, ayni n uchun l, t va s lari bilan farqlanuvchi sathlar sonini topaylik. (26.41) ga asosan, ayni n uchun l ning qiymatlari 0 dan n–1 gacha bo'lgan butun musbat sonlarni egallashi mumkin. Shuning

uchun asosiy kvant son n ning ayni qiymati bilan ifodalanuvchi sathlar soni

$$\sum_{l=0}^{n-1} 2(2l+1) = 2n^2 \qquad (26.43)$$

bo'ladi. Haqiqatan, 26.18-rasmda n = 1 bo'lgan sathlar soni 2ta, n = 2 bilan ifodalanuvchi sathlar soni 8 ta, n = 3 bo'lgan sathlar soni esa 18 ga teng. Vodorod atomida energetik sathlar aynigan bo'ladi. Masalan, n = 1 bo'lgan ikkala sath bir xil energiyaga ega yoki n= 2 bo'lgan sakkizta sathning hammasi aynan bir xil energiya bilan tavsiflanadi. Lekin ko'p elektronli atomlarda o'zaro ta'sir tufayli aynish yo'qoladi va atomdagi energetik sathlar barcha kvant sonlarga bog'liq bo'ladi.

Endi, ko'p elektronli atomda elektronlarning energetik sathlar bo'yicha taqsimoti qanday?–degan savolga javob qidiraylik. Bu savolga javob berishda quyidagi ikki prinsipga amal qilish kerak. Birinchi prinsipning mohiyati shundaki, normal (uyg'onmagan) holatdagi atomda elektronlar o'zlari uchun mumkin bo'lgan eng quyi energetik sath (ya'ni energiyasi minimal bo'lgan sath) larda joylashishi kerak.

Ikkinchi prinsip, uni kashf qilgan olim sharafiga Pauli prinsipi deb yuritiladi. Pauli prinsipi kvant mexanikasi asosiy prinsiplaridan biri bo'lib, uning to'liq kvantmexanik ta'rifini berish uchun zarralarning bir xillik (bir-biriga aynan o'xshashlik) prinsipi bilin tanishish lozim.

Ma`lumki, klassik mexanikada xususiyatlari aynan bir xil bo'lgan zarralar ham o'zlarining alohidaligini yo'qotmaydi. Bosh-qacha aytganda, biror sistema tarkibidagi zarralarning boshlang'ich momentini «xuddi raqamlangandek» belgilab olaylik. U holda zarralarning trayektoriyasini kuzatish natijasida vaqtning turli onlarida u yoki bu zarra vaziyati to'g'risida ma'lumotga ega bo'lamiz.

Kvantmexanik tavsifda esa zarrani u yoki bu sohada qayd qilish ehtimolligi aniqlanadi. Demak, bu holda bir xil zarralarni «raqamlari bo'yicha» ajratib olish imkoniyati bo'lmaydi. Zarralarni bir-biridan farq qilib bo'lmaganligi uchun ham ularning o'rni almashib qolgani bilan ehtimollik o'zgarmaydi. Umuman, kvant mexanikasida ko'p sonli zarralarni tavsif qilishda Fermi-Dirak hamda Boze-Eynshteyn

statistikalaridan foydalaniladi. Spinlarning tashqi magnit maydon yo'nalishiga proyeksiyasi $L_{sp\,z}$ ning qiymati 0 yoki $\hbar$ ga butun karrali bo'lgan zarralar Boze-Eynshteyn statistikasiga bo'ysunadi, zarralarning o'zlari esa *bozonlar* deb ataladi. $L_{sp\,z}$ ning qiymati $\hbar$ ga yarimli butun karrali bo'lgan zarralar Fermi-Dirak statistikasiga bo'ysunadi, bunday zarralar *fermionlar* deb ataladi. Faqat elektronlargina emas, balki pozitron, proton, neytronlar ham fermionlar hisoblanadi. Barcha fermionlar uchun Pauli prinsipi o'rinli bo'lib, u quyidagicha ta'riflanadi: bir xil fermionlardan tashkil topgan sistemada aynan bir holatda bir vaqtning o'zida bittadan ortiq fermion bo'lishi mumkin emas. Pauli prinsipini atomdagi elektronlarga tatbiq qilgan holda quyidagicha ta'riflasa ham bo'ladi. Atomdagi n, l, m, s kvant sonlar to'plami bilan tavsiflanuvchi ixtiyoriy energetik sathda bittadan ortiq elektron bo'lishi mumkin emas.

XXVII BOB
QATTIQ JISMLAR FIZIKASI ELEMENTLARI

27.1. Kvant statistik fizikaning asosiy tushunchalari. Boze - Eynshteyn va Fermi - Dirak taqsimoti

Statistik fizika nazariy fizikaning bo'limi hisoblanib, statistik usullar yordamida makroskopik sistemalar (ya'ni ko'p zarralardan tashkil topgan sistemalar) ning fizik xossalarini o'rganadi. Statistik usullar ehtimollar nazariyasi va statistik matematika qonunlariga asoslanadi.

Statistik qonuniyat miqdoriy jihatdan bayon etishda fazaviy fazo tushunchasidan foydalanish qulaylik tug'diradi.

Zarraning fazaviy fazosi deganda olti o'lchamlik fazo tushuniladi, unda uch o'q yordamida zarra koordinatalari va qolgan uch o'q yordamida impuls komponentlari ifodalanadi. Zero, fazaviy fazoda zarraning holati olti koordinata bilan aniqlanuvchi nuqta holatida tasvirlanadi.

Sistema tarkibida N dona zarra bo'lganligi va har bir zarra koordinatalari hamda impulsining proyeksiyalari boshqa zarralarnikiga bog'liq bo'lmagani tarzda ixtiyoriy qiymatlarga ega bo'la olganligi uchun sistema holati 3 N koordinata o'qlari va 3 N impuls proyeksiya o'qlari bilan ifodalanishi lozim. Binobaran, sistemaning har bir mikroholati 6 N o'lchamli fazoviy nuqta tarzida tasvirlanadi.

Agar zarralar koordinatalarini g_i (i = 1, 2....., 3N) impulslarining proyeksiyalarini p_i (i =1, 2..... 3N) bilan belgilasak, 6N koordinatalar differensiallarining ko'paytmasi holatida ifodalanadi:

$$dV = dg_1\, dg_2 \ldots\ldots dg_{3N}\, dp_1\, dp_2 \ldots\ldots dp_{3N} = dg\, dp \qquad (27.1)$$

elementar hajmi dp dg qancha katta bo'lsa, sistema holatini tasvirlovchi fazaviy nuqtani shu hajm ichida bo'lish ehtimolligi dw ham katta bo'ladi, ya'ni

$$dw\,(g, p) = f\,(g, p)\, dg\, dp \qquad (27.2)$$

Bu ifodadagi f (g, p)- taqsimot funksiyasi, u sistema holatining ehtimollik zichligi vazifasini bajaradi. Shuning uchun sistemaning amalga oshishi mumkin bo'lgan barcha holatlar ehtimolliklarning yig'indisi 1 ga teng bo'lishi kerak:

$$\int d\omega(q,p) = \int f(q,p)dqdp = 1 \qquad (27.3)$$

Bu ifodadagi fazoning barcha qismi bo'yicha olinadi, binobaran, u sistema qandaydir biror holatda bo'lishi (ya'ni sistema holatini tasvirlovchi nuqta fazaviy fazoning qayeridadir bo'lishi) muqarrar hodisa ekanligini ifodalaydi.

(27.3) ifodani, odatda, ehtimollikni normallash sharti deb ataladi. Taqsimot funksiya ma'lum bo'lgan holda sistemaning biror xossasini ifodalovchi $\underline{x}$ kattalikning o'rtacha qiymatini qo'yidagicha aniqlash mumkin.

$$< x >= \int x(q,p)d\omega(q,p) = \int x(q,p)f(q,p)dqdp \qquad (27.4).$$

Umuman taqsimot funksiyasining sistemani tavsif etishda qo'llanilayotgan tasavvur va modellarga bog'liq. Klassik mexanikaga asoslangan statistikani klassik statistika, kvant mexanikaga asoslangan statistikani esa kvant statistika deb ataladi. Klassik va kvant statistikalar zaminida yotuvchi tasavvurlar bir-biridan farqlanadi. Ularning asosiylari bilan tanishaylik:

1. Bir jinsli moddaning o'xshash zarralari (atomlar, malekulalar, elektronlar....) klassik statistikada bir - biridan farqlanadi (o'xshash zarralarning o'zaro farqlanish prinsipi) kvant statistikasida esa bir - biridan farqlanmaydi (o'xshash zarralarning o'zaro farqlanmaslik prinsipi) deb hisoblanadi.

2. Kvant statistikasida o'zaro bog'langan zarralar sistemasining energiyasi, klassik fizikadagidek uzluksiz emas, balki diskret qiymatlarga ega bo'lishi hisobga olinadi.

3. Klassik statistikada fazaviy fazoni ixtiyoriy kattalikdagi elementar hajmlarga ajratish mumkin. Yuqorida qayd qilganimizdek, klassik tushunchalarga asosan, sistemaning har bir holati fazaviy fazodagi nuqta tarzida tasvirlanadi. Holatlar uzluksiz o'zgarishi mumkin bo'lganligi uchun fazaviy fazo holatlar (nuqtalar) bilan

qoplangan. Kvant statistikada fazaviy fazo elementar hajmning eng kichik qiymati sistema har bir holatiga mos keluvchi fazaviy fazo elementar yacheykasining hajmidir. Geyzenbergning noaniqliklar munosabatiga asoslanib, elementar yacheykaning ma'nosini soddalashtirib olaylik. Noqulayliklar munosabatiga muvofiq, sistema holatini ifodalovchi koordinataning noaniqligi Δx bo'lsa (ya'ni x dan $x+\Delta x$ gacha intervalda yotsa), impuls proyeksiyasining noaniqligi Δr_x bo'ladi (ya'ni r_x dan $r_x + \Delta r_x$ gacha intervalda yotadi).

Olti o'lchamli fazaviy fazo haqida fikr yuritsak, xuddi shunday mulohazalar Δy, Δr_y va Δz, Δp_z uchun ham o'rinlidir. Har bir koordinata va unga mos impuls proyeksiyasi noaniqliklarning minimal qiymatlari o'zaro quyidagi munosabatlar bilan bog'langan.

$$\Delta x \Delta p_x \approx h$$
$$\Delta y \Delta p_y \approx h$$
$$\Delta z \Delta p_z \approx h.$$

Binobaran, olti o'lchamli fazaviy fazo elementar yacheykasi hajmning qiymati quyidagi ifoda bilan aniqlanadi. :

$$(\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z \cdot \Delta p_x \cdot \Delta p_y \cdot \Delta p_z)_{min} = h^3 \qquad (27.5)$$

4. Klassik statistikaga asosan bir vaqtda bitta holatda ixtiyoriy sonli zarralar bo'lishi mumkin. Kvant statistikasi esa mazkur savollarga quydagicha javob beradi: spinlarining tashqi magnit maydon yo'nalishiga proyeksiyasi 0 yoki $\hbar$ ga butun karrali bo'lgan zarralar - bazonlar uchun Bozey - Eynshteyn statistikasi o'rinli. Mazkur statistikada W_i energiyali holatida zarralarning o'rtacha soni Bozey - Eynshteyn taqsimoti deb ataladigan

$$< N_i >= \frac{1}{e^{(w_i - \mu)/kT} - 1} \qquad (27.6)$$

ifoda yordamida aniqlanadi. Bu ifodadagi μ -- kimyoviy potensial bo'lib, uning qiymati barcha $< N_i >$ lar yig'indisi sistemadagi zarralar soni n ga teng (ya'ni $\sum < N_i > = N$) bo'lishi shartidan aniqlanadi.

Spinlarining tashqi magnit maydon yo'nalishiga proyeksiyasi ħ ga yarimli butun karrali bo'lgan zarralar - fermionlar uchun Fermi - Dirak statistikasi o'rinli. Fermionlarning energiya bo'yicha taqsimoti

$$< N_i >= \frac{1}{e^{(w_i-\mu)/kT}+1} \qquad (27.7)$$

munosabat bilan ifodalanadi va Fermi - Dirak taqsimoti deb ataladi. Fermionlar uchun Pauli prinsipi o'rinli, ya'ni bir vaqtning o'zida aynan bir holatda bittadan ortiq Fermion bo'lishi mumkin emas. Shuni alohida eslatib o'taylikki « aynan bir holatdagi zarralar» va «aynan bir energiyali zarralar» tushunchalari teng kuchli emas, chunki aynan bir energiyali bir necha holat bo'lishi, ya'ni holatlarning aynishi amalga oshgan bo'lishi mumkin. Bozonlar uchun esa Pauli prinsipi bajarilmaydi, ya'ni bir vaqtning o'zida aynan bir holatda bitta emas, balki ixtiyoriy sonli bazonlar bo'lishi mumkin. Shuning uchun, ba'zan, fermionlarni «individuallistlar», bazonlarni esa «kollektivistlar» deb ataladi. Fermionlardan tashkil topgan sistema (fermi gaz) va bazonlardan tashkil topgan sistema (boze gaz) xossalari klassik statistikaga buysunuvchi xossalardan keskin farq qiladi. Shuning uchun boze-gaz yoki fermi-gazni kvant gaz yoki aynan gaz deb ataladi. Gazlarning aynishi past temperaturalarda namoyon bo'ladi. Aynish temperaturasi deb ataluvchi shunday temperatura mavjudki, undan past temperaturalarda zarralarning aynan o'xshashligi tufayli ularning kvant xossalari keskin seziladi:

$$(T_0 \approx \frac{\hbar^2}{mk}(\frac{N}{V})^{\frac{2}{3}}) \qquad (27.8)$$

bunda, m – zarra massasi, N – zarralar soni, V – zarralar egallagan hajm.

Demak, $T<T_0$ da zarralar sistemasi (gaz) uchun kvant sistemasi, $T>>T_0$ da esa klassik statistika qonuniyatlari o'rinli bo'ladi.

27.2. Fononlar

Avval kristall panjaraning issiqlik sig'imi bilan tanishaylik. Dyulong va Pti qonunlarining ta'kidlashicha, kristall holatidagi

barcha oddiy kimyoviy jismlarning issiqlik sig'imi 3 R ga teng. Amalda bu qonun yetarlicha yuqori temperaturalar uchun bajariladi. Past temperaturalarda esa kristalning issiqlik sig'imi kamayadi, temperatura 0 K ga yaqinlashganda issiqlik sig'imi ham 0 ga yaqinlashadi.

Issiqlik sig'imining kvant nazariyasi Eynshteyn tomonidan yaratildi. Eynshteyn N ta atomdan tashkil topgan kristall panjarani bir biri bilan bog'liq bo'lmagan 3 N garmonik ossilyatorga o'xshatdi. Ossilyatorlarning barchasi birday ω chastota bilan tebranishi va energiyasi kvantlangan qiymatlarga egaligini e'tiborga olib Eynshteyn kristall panjaraning issiqlik sig'imi uchun quyidagi formulani hosil qildi:

$$C = \frac{3N\hbar\omega}{(e^{\hbar\omega/kT}-1)^2} e^{\hbar\omega/kT} \frac{\hbar\omega}{kT^2} \qquad (27.9).$$

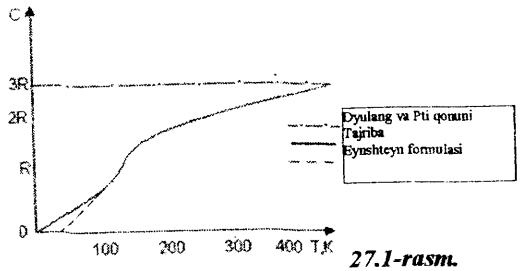
Ikki chegaraviy holatni muhokama qilaylik.

1. Yuqori temperaturalarda (ya'ni κT >> ħω bo'lganda) (27.9) ifodaning mahrajidagi $e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} \approx 1+\frac{\hbar\omega}{kT}$ va suratidagi $e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} \approx 1$ deb hisoblasak, issiqlik sig'imi formulasi quyidagi ko'rinishga keladi:

$$C = 3Nk \qquad (27.10).$$

Bu munosabat Dyulong va Pti qonunining ifodasidir.

2. Past temperaturalarda (ya'ni κT << ħω bo'lganda) (27.9) ifoda maxrajidagi 1 ni e'tiborga olmasa ham bo'ladi. Shuning uchun issiqlik sig'imi formulasi quydagi ko'rinishga keladi:



27.1-rasm.

$$C = \frac{3N(\hbar\omega)^2}{kT^2} e^{-\hbar\omega/kT} \qquad (27.11)$$

27.1-rasmda aluminiy uchun issiqlik sig'imining tajribadan olingan va nazariy qiymatlari asosida chizilgan grafik tasvirlangan. Rasmdan

ko'rinishicha, Eynshteyn nazariyasi past temperaturalarda issiqlik sig'imining o'zgarishini sifat jihatidan to'shuntiradi. Tajriba bilan miqdoriy muvofiqlikni ta'minlovchi nazariyani esa Debay yaratdi. U kristall panjaradagi atomlarning tebranishlari mustaqil emas, balki o'zaro prujinalar bilan bog'langan sharchalarning tebranishlari kabi sodir bo'lishini e'tiborga oladi. Boshqacha aytganda, kristallni nihoyatda ko'p o'zaro bog'liq «mayatniklar»-garmonik kvant ossilyatorlarning to'plami deb tasavvur qildi. Har bir kvant ossilyator bir emas, balki bir necha chastota bilan tebranadi, ya'ni ossilyatorlarning tebranishlari ma'lum chastota spektrga ega bo'ladi. Atomlardan birining muvozanat vaziyatidan siljishi qo'shni atomning siljishiga sababchi bo'ladi. Shu tarzda kristallning biror sohasida vujudga kelgan tebranish bir atomdan boshqasiga uzatiladi, natijada elastik to'lqin vujudga keladi. Kristall sirtiga yetib kelgan to'lqin qaytadi. Qaytgan to'lqinning asosiy to'lqin bilan usma - ust tushushi tufayli turg'un to'lqin hosil bo'ladi. Turg'un to'lqinlar chastotalarning faqat diskret qiymatlarida amalga oshadi. Mazkur to'lqinlar kristallda tarqala oladigan tovush to'lqinlaridir. Shuning uchun kristall panjaraning uyg'ongan holatga o'tishini elementar tebranishlar yig'indisi yoxud kristall bo'ylab tarqalgan to'lqinlarning yig'indisi tarzida tasavvur etish mumkin. Tovush to'lqiniga mos keluvchi alohida kvaziraga **fonon** deb nom berilgan. Fotonning ko'p xossalari zarraga o'xshaydi. Lekin oddiy (haqiqiy) zarralar (elektron, proton, faton) dan farqli ravishda foton vakuumda vujudga kelmaydi. Fotonning vujudga kelishi va mavjud bo'lishi uchun albatta biror muhit bo'lishi shart. Fotonning fotonga o'xshash xususiyatlari mavjud: elektron magnit nurlanishi juda kichik teshikka ega bo'lgan berk kavak idishni to'ldirgan foton gaz deb ta'savur qilingan edi. Kristall panjara tebranishlarini esa kristall bo'lagining sirtlari bilan chegaralangan hajmni to'ldirgan foton gaz tarzida tasavvur etish mumkin. Demak, kristall panjara tugunlaridagi o'zaro ta'sirlashuvchi ko'p atomlarning muvozonat vaziyatlari atrofida kichik tebranishlarni o'rganishdek murakkab masala kvazarlar usulida foton gaz bilan xayolan almashtiriladi. Fotonlar va fotonlar uchun (27.6) dagi $\mu=0$. Shuning uchun Boze - Eynshteyn taqsimoti quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\langle N_i\rangle=\frac{1}{e^{\hbar\omega_i/kT}-1} \qquad (27.12).$$

Bozе - Eynshteyn statistikasini foton gazga qo'llash tufayli Debay kristall panjaraning issiqlik sig'imini keng temperaturalar sohasida to'g'ri tushuntirishga erishildi.

27.3. Qattiq jismlar energetik zonalar nazariyasi

Endi N dona izolatsialangan atomning o'zaro joylashash simmetriyasini buzmagan holda asta-sekin bir-biriga yaqinlashtiraylik. Atomlar yaqinlashgan sari ularning o'zaro tortishishi kuchayib boradi. Atomlar orasidagi masofa kristall panjara parametriga teng (r=d) bo'lganda atomlarning o'zaro ta'sirlashuvi normal (xuddi kristalldagidek) qiymatga erishadi. Atomlar bir-biriga yaqinlashgan sari energetik sathlarning bir-biriga nisbatan siljishi va natijada ularning ajralishi sodir bo'ladi. Natijada kristalldagi N dona atomning birdek energetik sathlarini bir-biriga nisbatan siljigan sathlar guruhiga – energetik zonaga aylanish sodir bo'ladiki, u elektronlar to'lqin xususiyati bilan bog'liq.

Atomlar birikib kristall holati vujudga kelganda atomlar valent elektronlarining to'lqin funksiyalari ustma-ust tushadi. Bu esa valent elektronlarni kristall panjaraning ixtiyoriy sohasida qayd qilish ehtimolligi $|\psi|^2$ ekanligini bildiradi. Zero, kristalldagi valent elektronlar « umumlashgan» ekan. Bu xulosani quyidagi mulohazalar ham tasdiqlaydi. Kristalldagi barcha elektronlarning bir atomdan ikkinchi atomga 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 fikr yuritish ma'noga ega emas. Zero, kristalldagi valent elektronlar «umumlashadi» va ular «elektron gaz» ni tashkil etadi. Geyzenbergning noaniqliklar munosabatiga asosan elektronlar energiyasidagi noaniqlik munosabatiga asosan bunday elektronlar energiyasidagi noaniqlik bo'ladi.

$$\Delta W \approx \frac{h}{\tau} \approx 1eV$$

Izolatsiyalangan atomdagi elektronlarning uyg'ongan holatda yashash o'rtacha muddati $\tau \approx 10^{-8}$ s bo'lgani uchun mazkur holatga mos keluvchi energetik sath kengligi $\Delta W \approx \frac{h}{\tau} \approx 10^{-7}$ эВ bo'ladi. Demak, izolatsiyalangan atomdagi valent elektronning ~10 eV kenglikdagi energetik zonaga aylanadi.

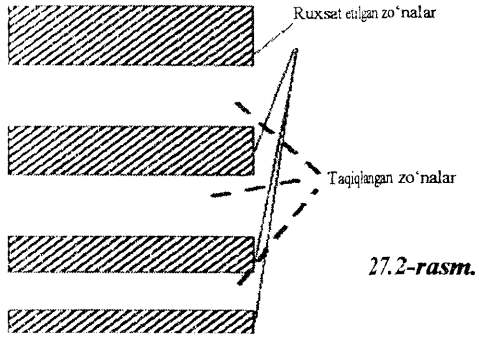
Ichki elektronlar uchun manzara o'zgacha. Xususan natriy kristalidagi biror atomning 1 s elektroni tunnel effekt tufayli qo'shni atomga 20 yilda bir marta o'ta oladi, xolos. Tabiiyki, bunday elektronlarning kristalldagi energetik sathi xuddi izolatsiyalangan atomnikidek bo'ladi. r = d da 1s va 2s sathlarning ajralishi sezilmaydi, 3s sath esa anchagina ajraladi, yanada yuqoriroq uyg'ongan sath, (3r) esa 3s sathdan ko'proq ajralgan. Binobarin, 3r sathlar ajralishi tufayli vujudga kelgan energetik zona kengligi 3s sathlar ajralishi tufayli vujudga kelgan zona kengligidan kattaroq bo'ladi.

Zonada energetik sathlar zichligi qanday? Avval shuni qayd qilaylikki, izolatsiyalangan atomdagi energetik sathning aynish karraligi $2l+1$ bo'lsa, bu sathga mos keluvchi kristall energetik zona $(2l+1)$ N sathdan iborat bo'ladi. Masalan, izolatsiyalangan atomdagi r sathning (r sath uchun $l=1$) aynish karraligi $2l+1 = 2*1+1=3$ bo'lganligi uchun mazkur sathlarga mos keluvchi energetik zona 3 N sathdan iborat. Demak, 1 sm^3 hajm kristallda ~ 10^{22} atom mavjud ekanligi va energetik zona kengligi 1 eV ekanligini e'tiborga olsak, zonadagi qo'shni energetik sathlar orasidagi masofa ~10^{-22} ev bo'ladi. Bu masofa shunchalik kichikki, zonadagi sathlar uzluksiz energetik qiymatlarga egadek tuyiladi. Lekin zonadagi energetik sathlar soni chekli ekanligini unutmaylik.

Shunday qilib, izolatsiyalangan atomdagi ruxsat etilgan energetik sath o'rniga kristallda ruxsat etilgan energetik zona vujudga keladi. Ruxsat etilgan zonalar energetik taqiqlangan qiymatlar bilan ajralgan bo'ladi .

27.4. Energetik zonalarni elektronlar bilan to'ldirilishi

Izolatsiyalangan atomlardagi energetik sathlarni elektronlar to'la ishg'ol etgan, qisman ishg'ol etgan yoxud ishg'ol etmagan bo'lishi



27.2-rasm.

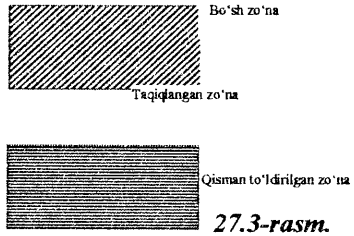
mumkin edi. Izolatsiyalangan atomdagi energetik sathga mos ravishda kristallda energetik zona vujudga kelayapti. Lekin ayrim hollarda zonalarning energetik shkala bo'yicha joylashish tartibi izolatsiyalangan atomdagi energetik sathlarning joylashish tartibiga mos kelmasligi ham mumkin. Xususan, izolatsiyalangan atomdagi quyiroq energetik sathni ajralishi tufayli kristallda vujudga kelgan energetik zona yuqoriroq energetik sathni ajralishi tufayli kristallda vujudga kelgan energetik zonadan teparoqda joylashishi mumkin. Bunday hollarda zonalarni elektronlar bilan to'ldirilishi izolatsiyalangan atomdagi sathlarni elektronlar tomonidan ishg'ol etilishiga mos kelmasligi mumkin. Buning sababi – elektronlar energiyaning kichikroq qiymatlariga mos keladigan zonalarni to'ldirishga intilishidir. Kristalldagi zonalarning sathlari Pauli prinspiga asosan, ikkitidan ortiq elektron joylashishi mumkin emas. Bu elektronlarning spinlari qarama - qarshi yo'nalgan bo'ladi. Zonalardagi energetik sathlar elektronlar tomonidan to'la yoxud 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.

Izolatsiyalangan atomning quyiroq energetik sathdagi elektron qo'shimcha energiya olgan hollarda yuqoriroq bo'sh energetik sathga o'tishi kerak edi. bunday o'tishlar kristallda qisman to'ldirilgan zonaning quyiroq sathdan yuqoriroq sathi tomon amalga oshishi mumkin. Bu o'tishlarda elektron sath oralig'iga mos keluvchi qo'shimcha energiyani kristall panjaraning issiqlik tebranishlardan

yoki kristallda vujudga keltirilgan tashqi elektr maydon ta'sirida olishi mumkin. Shuningdek, kristallda elektron quyiroq ruxsat etilgan zonadan yuqoriroq ruxsat etilgan zonaga ham o'tishi mumkin. Bu holda yuqori ruxsat etilgan zonada bo'sh energetik sath bo'lishi va elektron taqiqlangan zonaning energetik kengligiga teng 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.

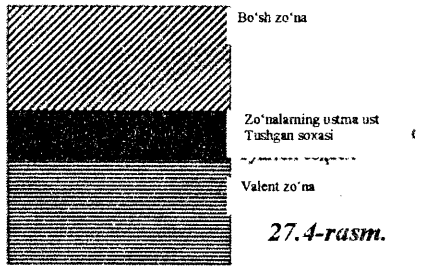
Soddalashtirilgan energetik sxemada valent elektronlar tomonidan ishg'ol etilgan zona (valent zona) va bu zonaga eng yaqin bo'lgan ruxsat etilgan zona (bo'sh zona) ifodalanadi, xolos.



27.3-rasm.

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 qismini elektronlar ishg'ol etgan bo'lsa (27.3-rasmdagi qisman to'ldirilgan zona), elektronlarning shu zonadagi quyiroq sathdan yuqoriroq sathga ko'tarilishiga imkoniyat mavjud. Bu o'tish uchun kerak bo'ladigan qo'shimcha energiya elektronlar kuchsizgina elektr maydon tomonidan berilishi mumkin. Binobarin, qisman to'ldirilgan zonadagi elektronlar elektr o'tkazuvchanlikda qatnashadi. Shuning uchun bunday zona o'tkazuvchanlik zonasi deb ataladi. Mazkur xususiyatga ega bo'lgan qattiq jismlar — metallardir.



27.4-rasm.

Ba'zi qattiq jismlarda (masalan, Mg, Ca kabi ishqoriy yer elementlarining kristallarida valent zona va bo'sh zona ustma-ust

tushadi (27.4-rasm). Masalan, berilliy kristallida 2s valent zona 2p bo'sh zona bilan ustma-ust tushadi. Natijada birlashgan 2s — 2p zona vujudga keladi. 2s valent zonadagi $(2l+1)N = (2*1+1)N = N$ energetik sathda 2N dona elektron joylashishi mumkin. 1r bo'sh zonadagi $(2l+1)N = (2*1+1)N = 3N$ energetik sathda $2*3N = 6N$ elektron joylashishining imkoniyati bor. Binobaran, birlashgan 2s–2r zonada $2N+6N = 8N$ joylashish imkoniyatiga ega. Vaholanki, bu birlashgan zonada faqat 2N mavjud va ular quyiroq sathlarni (bu sathlar qaysi zonalarga taalluqli ekanligidan qat'i nazar) egallaydi. Shuning uchun birlashgan zona qisman to'ldirilgan zonaga o'xshaydi va tashqi elektr maydon ta'sirida birlashgan zonadagi elektr o'tkazuvchanlikda qatnashadi. Yuqorida bayon etilgan ikki holni umumlashtirib quyidagi xulosaga kelamiz:

Valent zonadagi sathlari elektronlar bilan qisman to'ldirilgan yoki valent va bo'sh zonalari ustma-ust tushgan qattiq jismlar metall deb ataladi.

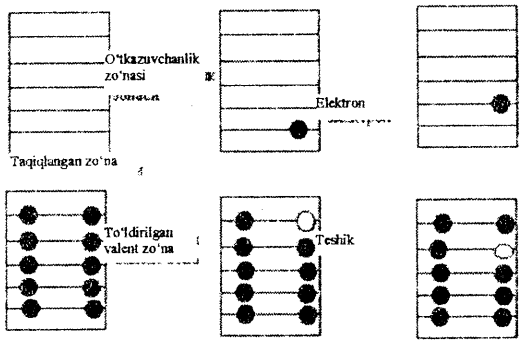
Metall bo'lmagan aksariyat qattiq jismlarda valent zonadagi barcha energetik sathlarni elektronlar band etgan bo'ladi. Shuning uchun elektron yuqoriroq energetik sathga ko'tarilishi lozim bo'lsa, faqat bo'sh zonadagi energetik sathga ko'tarilishi kerak. Buning uchun elektr maydon ta'sirida elektron erishayotgan qo'shimcha energiya taqiqlangan zonaning energetik kengligi ΔW dan katta bo'ladi. Demak, u holda qattiq jismning xossalari taqiqlangan zonaning energetik kengligi bilan aniqlanadi.

Agar ΔW yetarlicha katta bo'lsa, elektr maydon ta'sirida yoki issiqlik harakati energiyasi tufayli elektronlar valent zonadan bo'sh zonaga o'ta olmaydi, ya'ni elektronlar valent zonada o'z o'rinlaridan qo'zg'almaydi. Bunday jismlarni izolatorlar yoki dielektriklar deb ataladi.

Agar ΔW unchalik katta bo'lmasa, qattiq jismning temperaturasi yetarlicha yuqori bo'lganda (masalan, xona temperaturasi) issiqlik harakati 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.

Shartli ravishda, valent zonasi elektronlar bilan butunlay to'lgan jismlar taqiqlangan zonasining energetik kengligi $\Delta W<3$ eV bo'lganlarini yarimo'tkazgichlar deb, aksincha $\Delta W>3$ eV bo'lganlarini dielektriklar deb atash mumkin.

27.5 Yarimo'tkazgichlarning xususiy elektr o'tkazuvchanligi



27.5-rasm.

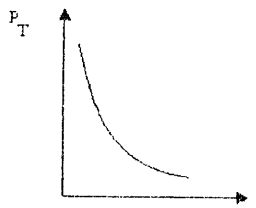
Elektr o'tkazuvchanligi bo'yicha metallar bilan dielektriklar oralig'idagi jismlar guruppasi mavjudki, ularni *yarimo'tkazgichlar* deb ataladi. Yarimo'tkazgichlarni ikki gruppaga ajratiladi. Tarkibi faqat bir xil atomlardan iborat yarimo'tkazgichlarni elementar o'tkazgichlar deyiladi. Bunga B, C, Si, Ge, Sn, P, As, Sb, S, Se, Ti, J lar kiradi. Ikkinchi guruh yarimo'tkazgichlarga ikki yoki undan ko'proq atomlardan tuzilgan birikmalar kiradi. Bu gruppaning tipik vakillari sifatida D. I. Mendeleyev jadvalining uchinchi va beshinchi gruppa elementlarining birikmalari InAs, GaP, GaSb, AlSb va boshqalarni ko'rsatish mumkin.

Zamonaviy texnikada eng ko'p qo'llaniladigan yarim o'tkazgichlar germaniy va kremniydir. Bu elementlar davriy jadvalning IV gruppasiga oid, ya'ni bu elementlar atomlarining eng chetki (valent) qobig'i to'rttadan elektron bor. Bu elementlarning kristallari *kovalent bog'lanishga* ega. Kovalent bog'lanish shunday kimyoviy bog'lanishki, bunda kristall panjaraning tugunlarida joylashgan har ikki qo'shni atomning bittadan valent elektroni birgalikda bu ikki qo'shni atom uchun umumiy bo'lgan elektron jufti

vujudga keladi. Barcha valent elektronlar kovalent bog'lanishda qatnashgan sof yarimo'tkazgich kristalli izolator bo'l adi, ya'ni elektr toki o'tkazmaydi. Lekin biror ta'sir natijasida kristallning ayrim qismlaridagi kovalent bog'lanish buzilishi mumkin. Masalan, kristallni qizdirganda yoki uni yoritganda yarimo'tkazgich atomining kovalent bog'lanishdagi elektronlarning issiqlik harakat energiyasi ham ortadi. Elektronning issiqlik harakat energiyasi sof yarim - o'tkazgichdagi kovalent bog'lanishni buzishga yetarli bo'lib qolganda, bu elektron o'z o'rnini tashlab kristall bo'ylab harakat qila boshlaydi. Odatda, energiyaning bu qiymatini *aktivlash energiyasi* deb ataladi. Elektron bo'shagan joyni teshik deyiladi. Teshik kvazi zarra bo'lib, uning atrofida kristallning elektroneytrall igi buziladi. Bu yerda manfiy zaryad yetishmaganligi uchun teshi kning zaryadini musbat deb qabul qilish kerak, albatta. Shunday qilib, *sof yarim o'tkazgichning biror joyida kovalent bog'lanis hning buzilishi natijasida elektron va teshik vujudga keladi.* Buni, odatda, elektron teshik vujudga keldi deyiladi. Agar elektron teshik bilan uchrashsa, u teshik atrofida musbat zaryadni neytrallaydi. Natijada elektron kovalent bog'lanish ishtirokchisiga aylanib qoladi. Bu protsessda (bu prosess *rekombinatsiya* deyiladi) elektron va teshik yo'qoladi. Demak, sof yarim o'tkazgichlarda elektron va teshik birgalikda, ya'ni juft bo'lib vujudga keladi yoki yo'qoladi. Energetik sathlar sxemasida elektron – teshik juftining vujudga kelishiga taqiqlangan zonaning energetik kengligi (ΔW) dan kattaroq qo'shimcha energiya olgan valent zonadagi biror elektronning o'tkazuvchanlik zonasiga o'tishi mos keladi (27.5-rasm). Rekombinatsiya protsessida esa, aksincha, o'tkazuvchanli zonasidagi elektron valent zonadagi bo'sh energetik sathni egallaydi.

Elektr maydon ta'sirida butun kristall bo'ylab elektronlar maydon kuchlanganligiga teskari, teshiklar esa maydon kuchlanganligi yo'nalishida (teshikning zaryadi musbat ekanligini unitmang) harakatga keladi. Bu protsessga sathlar sistemasidagi quyidagi manzara mos keladi. O'tkazuvchanlik zonasidagi elektron elektr maydon ta'sirida qo'shimcha energiya olib yuqoriroq energetik

sathga ko'chadi. Teshik esa aksincha, quyiroq sathga ko'chadi.



27.6-rasm.

Elektr maydon ta'sirida valent zonadagi elektron ham yuqoriroq bo'sh energetik sathga ko'tariladi, natijada shu elektronning o'rni bo'sh qoladi. Bu bo'sh sathga yanada quyiroq energetik sathdagi elekron ko'tarilishi tufayli «bo'sh o'rin» – teshik quyiroq sathlar tomon ko'chadi. Yuqorida bayon etilgan elektr o'tkazuvchanlik mexanizmi faqat sof yarimo'tkazgichlar uchun xos bo'lib, uni xususiy elektr o'tkazuvchanlik deyiladi. Tabiiyki, elektr o'tkazuvchanlikning qiymati yarimo'tkazgichlarda tok tashuvchilar vazifasini bajaruvchi elektronlar va teshiklarning konsentratsiyasiga bog'liq bo'ladi. Ularning konsentratsiyasi kristall temperaturasiga nihoyatda darajada bog'liqdir. Masalan, aktivlash energiyasi 1eV temperaturada elektron – teshik juftlarning konsentratsiyasi $n \approx 10^{10}$ sm^{-3} bo'lar ekan. Agar shu yarimo'tkazgichning temperaturasini 200 K gacha pasaytirilsa n ~ (10 ÷ 20) sm·-3 bo'ladi. Shuning uchun, bunday past temperaturalarda sof yarimo'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligi nihoyatda past bo'lib, dielektriklarga yaqin bo'ladi. Aksincha, xuddi shu yarimo'tkazgichni 1100 K qizdirganimizda elektron – teshik juftining konsentratsiyasi $n \approx 10^{19}$ sm^{-3} gacha ortadi. Shunday qilib, yarimo'tkazgichlarning xususiy elektr o'tkazuvchanligi temperaturaga proporsional ravishda orta boradi. (27.6-rasm) Qarshilik esa aksincha kamayib boradi. Qarshilikning temperaturaga bog'liqligi

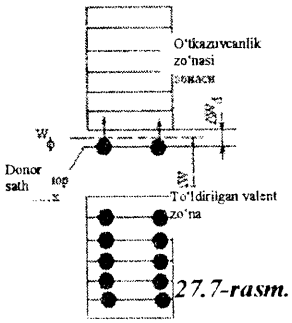
$$\rho_T = \rho_0 e^{\frac{\Delta W}{2kT}}$$

qonun bo'yicha o'zgaradi. Bu ifodada Δ W — taqiqlangan zonaning energetik kengligi ρ_0 va ρ_T lar esa mos ravishda 0 va T dagi solishtirma qarshilik.

Odatda, metallarning temperaturasi, 1 gradusga o'zgarganda ularning qarshiligi taxminan 0,3 % ga o'zgaradi. Yarimo't-kazgichlarda esa bu o'zgarish 3÷6 % ni tashkil etadi, ya'ni metallarnikiga qaraganda 10–20 marta katta. Yarim o'tkaz-gichlarning bu xususiyati, ya'ni ularning qarshiligining temperatura

koeffitsiyenti nihoyatda katta qiymatlarga ega bo'lishi *termoqarshiliklar* (yoki oddiygina, *termistorlar*) deb ataladigan qurilmalarda ishlatiladi.

27.6. Yarimo'tkazgichlarning aralashma elektr o'tkazuvchanligi



27.7-rasm.

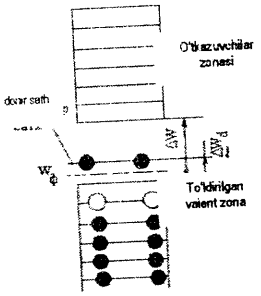
Oldingi paragraflarda ideal sof yarimo'tkazgich elektr o'tkazuvchanligining mexanizmi bilan tanishdik. Lekin, odatda, ideal sof yarimo'tkazgich bo'lmaydi. Har qanday yarimo'tkazgichga bir qancha miqdorda o'zga element atomlari aralashgan bo'ladi. Umuman, har qanday jismdagi aralashma ham shu jismning elektr xususiyatiga ta'sir qiladi. Masalan, metallardagi aralashmalar ularning qarshiligini orttiradi. Dielektrdagi arlashma tufayli tok tashuvchilar vujudga keladi. Bu esa dielektrkning nihoyatda zaif elektr o'tkazuvchanligiga sabab bo'ladi. Yarimo'tkazgichlardachi?

Bu savolga javob topish uchun quyidagi hollarni ko'raylik:

1. To'rt valentli germaniy va kremniy tomlardan tuzilgan kristall panjaraning ba'zi tugunlarida besh valentli atomlar, masalan, fosfor yoki mishyak joylashgan bo'lsin. Bu holda aralashma atomining to'rt valent elektroni qo'shni germaniy atomlari bilan kovalent bog'lanishda bo'ladi. Beshinchi elektron esa atom bilan shunchalik zaif bog'langan bo'ladiki, hatto issiqlik harakati energiyasi bu elektronni atomdan ajralib ozod bo'lishiga yetarli bo'ladi. Shu tariqa har bir aralashma atomdan bittadan elektron ajralib chiqadi va bu elektronlar yarimo'tkazgichda tok tashuvchi vazifasini bajaradi. Yarimo'tkazgichlarning xususiy elektr o'tkazuv-chanligi mexanizmidan farqli ravishda ko'rilayotgan holda faqat elektronlar vujudga keladi, ya'ni elektron bilan birgalikda teshik vujudga kelmaydi. Beshinchi valent elektrondan ajralgan aralashma atomi musbat zaryadlanib qoladi, ammo bu musbat zaryad kristall panjara bilan bog'liq bo'lib tashqi elektr maydon ta'sirida ko'cha olmaydi.

Demak, *to'rt valentli element atomlaridan tuzilgan kristallga besh valentli elementlar atomlari aralashgan bo'lsa, bunday yarimo'tkazgichlarning elektron o'tkazuvchanlik bo'ladi.* Ko'pincha bunday o'tkazuvchanlikni n-tip o'tkazuvchanlik deb ataladi. Aralashma atomi o'tkazgichga elektron berayotganligi uchun, odatda uni donor yoki n – tip aralashma deyiladi.

Aralashma atomlari tufayli kristall panjaraning maydoni ideal sof yarimo'tkazgich panjarasining maydonidan farqli bo'ladi. Bu esa taqiqlangan zonada donor sathlarning vujudga kelishiga sabab bo'ladi. Donar sathlar odatda, o'tkazuvchanlik zonasining tubiga yaqin joylashgan bo'ladi (27.7-rasm). Masalan, kremniyga mishyak aralashtirilgan bo'lsa, $\Delta W_d \sim 0,05$ eV bo'ladi. Shuning uchun unchalik yuqori bo'lmagan temperaturalarda issiqlik harakat energiyasi donor sathidagi elektronlarni o't-kazuvchanlik zonasiga ko'chirishga yetarli bo'ladi. Elektr maydon ta'sirida bu elektronlar o'tkazuvchanlikni yuqori sathiga ko'tariladi.



27.8-rasm.

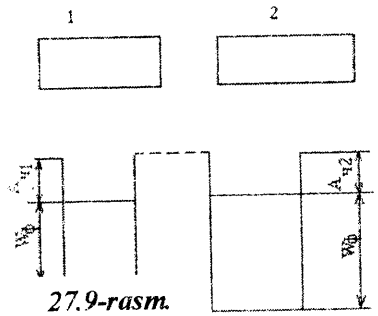
2. To'rt valentli element atomlaridan iborat bo'lgan kristall panjaraning ba'zi tugunlariga uch valentli element atomlari joylashgan bo'lsin. Masalan, germaniyga indiy qo'shilgan bo'lsa, indiyning uch valent elektroni uch qo'shni germaniy atomlari bilan kovalent bog'lanishda bo'ladi. To'rtinchi germaniy atomi bilan kovalent bog'lanishni to'ldirmagan bo'ladi, ya'ni bitta elektron uchun bo'sh joy mavjud bo'ladi. Qo'shni germaniy atomlarining birorta elektron o'z atomidan ajralib, bu bo'sh joyni to'ldiradi. Natijada aralashma atomi atrofida bog'lanish to'ldi, lekin elektronni yo'qotgan germaniy atomi atrofida teshik vujudga keldi. Bu teshik ikkinchi germaniy atomidan ajralib chiqqan elektron bilan to'ldirilishi mumkin. Natijada birinchi atomning teshigi to'ldiriladi, lekin ikkinchi atom atrofida teshik vujudga keladi va hokazo. Shu tariqa teshik kristall bo'ylab xaotik tarhda ko'chadi. Agar yarim - o'tkazgichda elektr maydon hosil qilinsa, teshik elektr maydon kuchlanganligi yo'nalishida ko'chib, yarimo'tkazgichda teshikli elektr o'tkazuvchanlik hosil bo'ladi. Bunday elektr o'tkazuvchanlikni

p - tip o'tkazuvchanlik deb ham ataladi. p-tip yarimo'tkazgichdagi aralashma atomi kristallni tashkil etuvchi asosiy atomning elektronini qabul qilib olishi natijasida teshik vujudga kelganligi uchun, odatda, uni *akseptor* yoki r - tip aralashma deyiladi.

p - tip aralashma tufayli taqiqlangan zonada akseptor sathi vujudga keladi (27.8-rasm). To'ldirilgan valent zonaning yuqori energetik sathdan akseptor sathga elektronlarning o'tishi uchun lozim bo'lgan energiya ΔW_a taqiqlangan zonaning energetik kengligidan ancha kichik bo'ladi. Bu o'tish natijasida to'ldirilgan valent zonada «bo'sh» energetik sathlar vujudga keladi. Elektr maydon ta'sirida quyiroq sathlardagi elektronlar yuqoriroq sathlarga ko'tariladi. Natijada teshiklar elektronlarning ko'chishiga teskari yo'nalishda ko'chadi.

Demak, o'tkazgich aralashma o'tkazuvchanligining mexanizmi aralashma va asosiy atomlarning valentligiga bog'liq. Umuman *past temperaturalarda yarimo'tkazgichning elektr o'tkazuvchanligi asosan aralashma o'tkazuvchanlikdan iborat bo'ladi.* Yuqoriroq temperaturalarda issiqlik harakat energiyasi valent zonadagi elektronlarning o'tkazuvchanlik zonasiga ko'chirishga yetarli bo'lib qoladi. Natijada xususiy o'tkazuvchanlikka sabab bo'luvchi elektron teshik vujudga keladi. Shuning uchun bunday temperaturalarda aralashma va xususiy o'tkazuvchanliklarni hisobga olish kerak. *Juda yuqori temperaturalarda esa xususiy o'tkazuvchanlik aralashma o'tkazuvchanligidan ancha katta bo'lganligi uchun aralashmali o'tkazuvchanlikni hisobga olmasa ham bo'ladi.*

27.7. Kontakt hodisalar



27.9-rasm.

Chiqish ishlari $A_{ch1} = e\varphi_1$ va $A_{ch2} = e\varphi_2$ bo'lgan zaryadlanmagan ikki metallni ko'raylik (27.9-rasm). Bu metallarda Fermi sathiga mos ravishda W_{f1} va W_{f2} bo'lsin. Metallar bir-biridan biror masofada joylash-gan taqdirda ular orasida hech qan-day elektr maydon vujudga kelmay-di. Agar bu metallarni bir - biriga

tekgizsak elektronlar birinch metalldan ikkinchi metallga o'ta boshlaydi. Natijada birinchi metall elektronning bir qismini yuqotganligi uchun musbat zaryadlanadi. Shu tariqa bu ikki metall orasida potensiallar farqi vujudga keladi. Bu potensiallar farqi ikki metallning bir - biriga tekizilishi, ya'ni kontakti tufayli vo'judga kelganligi uchun *kontakt potensiali* deb ataladi.

Elektronlarning bir metalldan ikkinchi metallga o'tishi nihoyatda tez (10^{-16} s) tugallanadi va muvozanat vujudga keladi. Muvozanat vaziyatida ikkala metallning Fermi sathlari teng bo'ladi.

Bir - biriga tegib to'rgan metallarning ichki nuqtalari (V va S nuqtalar) orasidagi potensiallar farqi kontaktdagi ichki potensiallar farqi deyiladi. Uning qiymati kontakdagi metallar Fermi sathlarining ayirmasi bilan xarakterlanadi:

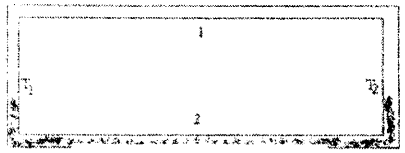
$$U_r' = \frac{W_{\phi 1} - W_{\phi 2}}{e} \qquad (27.13)$$

Odatda tajribalarda o'lchangan kontakt potensiallar farqi metallarning sirtiga nihoyatda yaqin bo'lgan tashqi nuqtalar masalan, metall sirtiga ~10^{-9} m yaqinlikda bo'lgan (A va D nuqtalar) orasidagi potensiallar farqidir. Shuning uchun uni kontakdagi tashqi potensiallar farqi yoki qisqacha kontakt potensiallar farqi deb ataladi. Rasmda ko'rinishicha, uning qiymati metallardagi elektronlarning chiqish ishlarining farqi bilan xarakterlanishi lozim:

$$U_r = \frac{A_{q1} - A_{q2}}{e} = \varphi_1 - \varphi_2 \qquad (27.14)$$

bu ifodada φ_1 va φ_2 – mos ravishda birinchi va ikkinchi metalldan elektronlarning chiqish potensiallari.

Ikki metallning bir - biriga tegishi tufayli vujudga keladigan kontakt potensiallar farqi metallarning kimyoviy tarkibiga va temperaturasiga bog'liq. Buni birinchi bo'lib Volt aniqlagan. Shuning uchun Voltning birinchi qonuni deb ataladi. Voltning ikkinchi qonuni ham mavjud. Bu qonunga asosan, bir xil temperaturadagi bir necha metall bir - biriga ketma - ket ulansa, bunday zanjirning eng chetki nuqtalarida vujudga keladigan potensiallar farqi faqat chetki metallarning, ya'ni birinchi va oxirgi metallarning bir-biriga tekkizilishi natijasida vujudga keladigan potensiallar farqiga teng bo'ladi.

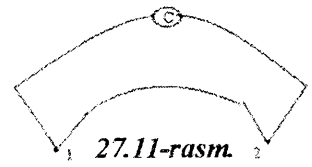


27.10-rasm.

Ikki metalldan berk zanjir tuzaylik (27.10-rasm). Bu zanjirda ikki kontakt mavjud. Agar bu kontaktlarning temperaturalari bir - xil bo'lsa, zanjirda elektr toki vujudga kelmaydi. Aksincha, agar kontaktlarning temperaturalari turlicha bo'lsa, zanjirda termoyuritiuvchi kuch vujudga keladi va natijada elektr tok paydo bo'ladi. Bu hodisa birinchi marta Zeebek tomonidan aniqlangan va uning nomi bilan ataladi.

Vujudga keluvchi termo EYUK kontaktlardagi temperaturalar farqiga proporsional ekan bu esa kontakt hodisalarni keng qo'llanishiga imkon beradi:

1. Termopara yoki termoelement deb ataluvchi qurilmalarda ikki turli metallardan tuzilgan zanjirning bir kontakti temperaturasi aniq va o'zgarmas bo'lgan muhitda (masalan, eriyotgan muz ichida) saqlanadi, ikkinchi kontakti esa temperaturasi aniqlanishi lozim bo'lgan muhitga (muhitga) joylashtiriladi. (27.11-rasm) zanjirdagi galvanametr 1 va 2 kontaktlari orasidagi temperaturalar farqiga moslab darajalanadi. Bunday qurilma (termopara) yordamida juda past va yuqori temperaturalarni aniq o'lchash mumkin. (0, 01 gradusgacha).



27.11-rasm.

2. Termobatareyalarda issiqlik energiyani to'g'ridan - to'g'ri elektr energiyaga aylantirish mumkin. Hozirgi vaqtda yarim o'tkazgichli termoelektrogeneratorlarning foydali shi koeffitsiyenti ~ 7-8% ga yetadi.

Peltye hodisasi Zeebek hodisasiga teskari bo'lib, uning mohiyati quydagicha: kontaklardagi temperaturalari bir xil bo'lgan turli metallardan tashkil topgan zanjir orqali elektr tok o'tkazaylik. Bunday zanjirda Joul- Lens qonuniga asosan ajraladigan issiqlikdan

tashqari, kontaktlar birida qo'shimcha issiqlik ajralib chiqadi. Bu issiqlik miqdori zanjirdan o'tayotgan tok kuchiga va tokning o'tish vaqtiga proporsional. Ikkinchi kontaktda esa, aksincha, issiqlik yutiladi. Bu issiqlik miqdori birinchi kontaktda ajralib chiqqan issiqlikka teng.

Pelte hodisisi sovitkich mashinalar (xolodilniklarda) foydalaniladi.

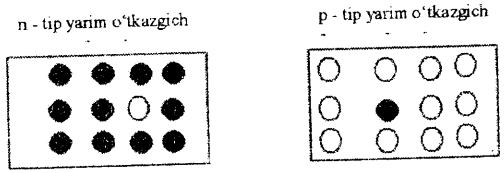
Tomson hodisasi esa quyidagidan iborat: bir jinsli o'tkazgich bo'ylab temperaturalar farqi mavjud bo'lsin. Bo'nday o'tkazgich orqali elektr tok o'tish jarayonida, Joul issiqligidan tashqari, tokning yo'nalishiga bog'liq ravishda qo'shimcha issiqlik miqdori ajraladi yoki yutildi.

Tomson hodisasini Pelte hodisasining xususiy holi deb qarash mumkin: Pelte hodisasida zanjirdagi bir jinslimaslik ikki bir-biri bilan kontaktda bo'lgan o'tkazgichlarning kimyoviy tarkibidagi farq tufayli vujudga keladi. Tomson hodisasi esa zanjirdagi o'tkazgich barcha qismlarining kimyoviy tarkiblari bir xil, lekin temperaturalari farq qiladi. Shuning uchun o'tkazgichning issiqroq qismidagi elektronlarning energiyasi sovuqroq qismidagi elektronlarning energiyasidan kattaroq bo'ladi. Demak, bir jinsli o'tkazgichni notekis qizdirganda bu o'tkazgichda bir jinslimaslik vujudga keladi. Bu bir jinslimaslik yuqorida bayon qilingan effektni vujudga keltiradi.

27.8. p - n – o'tish

Ikki bir xil element (masalan, germaniy) dan iborat bo'lgan kristall parchasini ko'raylik. Birinchi kristalldagi aralashma atomining valentligi beshga, ikkinchi kristalldagi aralashmaniki esa uchga teng bo'lsin. U holda birinchi kristall n- tip, ikkinchi kristall esa r- tip yarim o'tkazgich bo'ladi. Bu kristallar bir-biriga tegmagan hol 27.12-rasmda tasvirlangan.

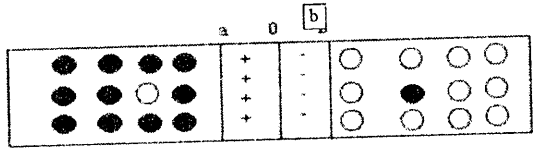
Bu rasmda birinchi kristalda r tip aralashma atomlari tufayli vujudga kelgan asosiy zaryad tashuvchilar – elektron doirachalar bilan, ikkinchi kristalldagi p – tip aralashma atomlari tufayli vujudga kelgan asosiy zaryad tashuvchilar – teshiklarni esa aylanachalar bilan tasvirlashga shartlashib olamiz.



27.12-rasm.

Bundan tashqari birinchi kristallda asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar – teshiklar va ikkinchi kristallda esa asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar elektronlar mavjud bo'ladi. Bu asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar kristallning xususiy atomlari tufayli vujudga keladi. Odatda, asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasidan ancha kam bo'ladi.

Bu sxemalarni yanada soddalashtirish maqsadida to'ldirilgan valent zonalarning yuqori qismi va o'tkazuvchanlik zonasining tub qismi tasvirlangan, xolos. Rasmdan ko'rinib turibdiki, Fermi sathi n tip yarim o'tkazgichda taqiqlangan zonaning yuqori qismida, p- tip yarim o'tkazgichda esa taqiqlangan zonaning quyiroq qismida joylashgan. Endi bu ikkala kristallni bir-biriga shunday jipslab



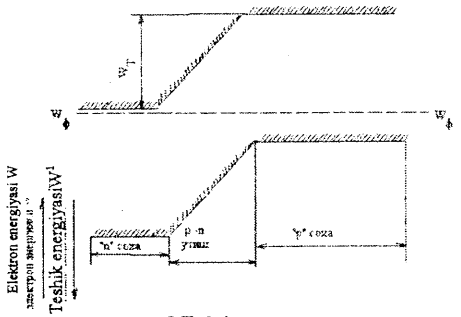
27.13-rasm.

tegizaylikki, natijada ular orasida nihoyatda yaxshi elektr kontakt vujudga kelsin (27.13-rasm).

Bu kontakt orqali birinchi kristalldagi zaryad tashuvchilar ikkinchi kristallga va aksincha, ikkinchi kristalldagi zaryad tashuvchilar birinchi kristallga o'ta boshlaydi. n – tip yarim o'tkazgichdan r – tip yarimo'tkazgichga o'tgan elektronlar p – tip kristallning «ob» qatlamidagi teshiklar bilan rekombinatsiyalashadi. Natijada bu qatlamda musbat zaryadli teshiklar soni kamayganligi tufayli «ов» qatlam manfiy zaryadlanib qoladi. Aksincha, p – tip yarim o'tkazgichdan n-tip yarim o'tkazgichga teshiklar o'tib, u y erda

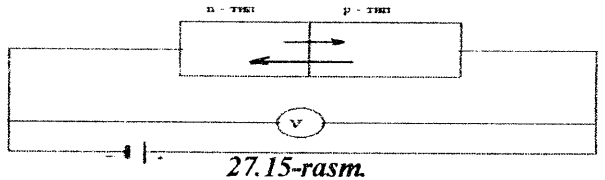
elektronlar bilan rekombinatsiyalashganligi uchun «ao» qatlam musbat zaryadlanib qoladi.

Demak, turli tipdagi yarimo'tkazgichlarning tegib turgan chegaraviy sohasida qo'sh elektron qatlam vujudga kelib, uning elektr maydoni E_{np} elektronlarning birinchi kristalldan ikkinchisiga va teshiklarning ikkinchi kristalldan birinchisiga yanada o'tishiga to'sqinlik qila boshlaydi. Boshqacha aytganda, bu qo'sh elektr qatlam berkituvchi qatlam bo'lib xizmat qiladi. Bu qatlamdagi zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasi nihoyatda kichik. Shuning uchun bu qatlamning elektr qarshiligi nihoyatda katta bo'ladi. Shunday qilib, n va p - tip yarim o'tkazgichlarning bir-biriga tegib turgan sohasida (bu sohaning qalinligi 10^{-3} mm lar chamasi bo'ladi) vujudga kelgan qatlamni p – n o'tish deb ataladi. Oldindan shuni qayd qilib o'taylikki, ikki xil tipdagi yarimo'tkazgichlarni o'zaro bir-biri bilan mexanik ravishda jipslashtirish yo'li bilan p- n – tip o'tish vujudga keltirish mumkin emas. Lekin o'tishning mohiyatini oddiyroq tushintirish maqsadida, biz ataylab shunday o'xshatishdan foydalanamiz. Keyinchalik, p- n o'tish amalga oshirish texnologiyasining prinsiplari bilan tanishamiz. Endi, p – n-o'tishni zonalar nazariyasi asosida ko'rib chiqaylik. n – va p-yarimo'tkazgichlar orasida elektr kontakt vujudga keltirilsa, bu kristall yagona sistemani tashkil etadi va Fermi sathlari bir xil balandlikda joylashadi. Bu esa kristallning energetik zonalarining bir-biriga nisbatan siljishiga va bu ikki yarimo'tkazgichdan iborat sistemaning zonalarini 27.14-rasmda ko'rinishga kelishiga sababchi bo'ladi. Bu rasmda elektron qanchalik yuqori energetik sathga joylashgan bo'lsa, uning energiyasi shunchalik katta ekanligini, teshik esa qanchalik quyi energetik sathga joylashgan bo'lsa, uning energiyasi shunchalik katta ekanini eslaylik. Rasmdan ko'rinib turibdiki, n – tip yarimo'tkazgichdagi elektronlarning o'ng tomoniga



27.14-rasm.

va p- tip yarimo'tkazgichdagi teshiklarning chap tomoniga o'tish balandligi W_T bo'lgan potensial to'siq qarshilik qiladi. Demak, zonalar nazariyasiga asosan, p – n – o'tish kristalldagi asosiy zaryad tashuvchilar uchun potensial to'siq bo'lib xizmat qiladi. Muvozanat vaziyatida p – n – o'tish orqali faqat energiyalari potensial to'siqlarning balandligidan kattaroq bo'lgan asosiy zaryad tashuvchilargina o'tadi. Bu asosiy zaryad tashuvchilarning oqimi *asosiy tok* (I_a) deb ataladi. Shu vaqtning o'zida asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar ham p - n - tip o'tish orqali harakat qilib, *noasosiy* (I_n) *tokni* vujudga keltiradi. Shuni qayd etish lozimki, asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilarga p - n - o'tish to'sqinlik qilmaydi. Aksincha p - n - o'tish issiqlik harakati tufayli yetib kelgan asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilarni p - n - o'tishdagi elektr maydon bir kristalldan ikkinchi kristallga o'tishga ko'maklashadi. Shunday qilib, bir vaqtning o'zida p - n - o'tish orqali qarama-qarshi yo'nalishlarda asosiy va noasosiy toklar mavjud bo'ladi. Muvozanat vaziyatida bu toklarning absolyut qiymatlari teng bo'ladi, shuning uchun p - n - o'tish orqali natijaviy tokning qiymati nolga teng bo'ladi:



27.15-rasm.

$$I = I_a + I_n = 0 \qquad (27.15)$$

Agar p – n – o'tishga tashqi kuchlanish berilsa, natijaviy toknig qiymati noldan farqli bo'ladi, chunki bu kuchlanish muvozanatni buzgan bo'ladi. Haqiqatdan, p – n - tipdagi yarim o'tkazgichlardan iborat kristallning «n» sohasiga elektr manbaining manfiy qutbini va «p» sohasiga musbut qutbini ulaylik. Bu ulashni (27.15-rasm) *to'g'ri ulash*, kristallga berilayotgan tashqi kuchlanish (U) ni esa *to'g'ri kuchlanish* deb ataladi. To'g'ri kuchlanish natijasida kristallda vujudga kelayotgan elektr maydon yo'nalishi p – n- o'tishdagi kontakt elektr maydoni yo'nalishiga teskari bo'ladi. Boshqacha aytganda, to'g'ri kuchlanish kontaktdagi elektr maydonini

susaytiradi. Bu esa o'z navbatida energetik sathlar sxemasida potensial to'siqning balandligi eU miqdorga kamayishiga sabab bo'ladi. Bu hol rasmda tasvirlangan. Potensial to'siqning pasayishi p – n- o'tish orqali asosiy zaryad tashuvchilarning oqimini kuchaytiradi, ya'ni asosiy tokning qiymatini oshiradi. Potensial to'siq qanchalik ko'proq pasaysa asosiy tokning qiymati shunchalik katta bo'ladi. Noasosiy tokning qiymati esa o'zgarmaydi, chunki asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilarning harakatiga potensial to'siq qarshilik qilmas edi. Demak, p – n- o'tish orqali oqayotgan natijaviy tokning qiymati to'g'ri kuchlanishga proporsional ravishda ortib boradi va kristallning «p» sohasidan «n» sohasi tomon yo'nalgan bo'ladi. Bu yo'nalishni odatda to'g'ri yo'nalish deb ataladi.

Kristallning «n» sohasiga kuchlanish U bo'lgan manbaning musbat qutbini, «p» sohasiga esa manfiy qutbini ulaylik.

Bu holda kuchlanishni *teskari kuchlanish* deb atash odat bo'lgan. Teskari kuchlanish sathlar sxemasida (rasm) potensial to'siq balandligini eU ga qadar oshiradi. Natijada asosiy tokning qiymati kamayib ketadi. Noasosiy tok bu holda ham o'zgarmaydi. Demak, bu holda asosiy tokning qiymati noasosiy tokning qiymatidan kichik bo'ladi, ya'ni

$$|I_a| < |I_n|. \qquad (27.16)$$

Shuning uchun natijaviy tokning yo'nalishi noasosiy tokning yo'nalishi bilan bir xil bo'ladi. Bu yo'nalishni teskari yo'nalish deb ataladi.

Umuman, har ikkala holda ham natijaviy tokning qiymati p – n- o'tishga berilgan kuchlanishga bog'liq ravishda o'zgaradi. Bu bog'lanish p-*n-o'tishning voltamper xarakteristikasi* deyiladi.

27.9. Yarimo'tkazgichli diod va triodlar

p-n- tip asosida ishlaydigan qurilmalar haqida fikrlashdan oldin p-n- o'tishni hosil qilishning ba'zi bir usullari bilan tanishaylik. Yuqorida p-n – o'tishni p- va n- tipdaga yarimo'tkazgichlarni bir-biriga tekkizish yo'li bilan hosil qilib bo'lmaydi deb aytgandik. Shuning uchun, odatda p-n- o'tishni hosil qilish uchun quyidagi usullardan foydalaniladi:

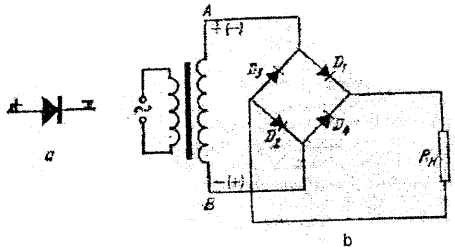
1) Masalan, n- tipidagi germaniy kristalining ustiga indiy kristalining parchasini qo'yib, ularni asta-sekin qizdiraylik. Indiyning

erish temperaturasi 428 K, germaniyniki esa 1215 K. Shuning uchun temperatura ortishi natijasida indiy eriydi, so'ng indiy - germaniy aralashmasi germaniy kristallining ichiga bir oz chuqurlikgacha kirib borgan qatlam tashkil etadi. Asta-sekin sovitish natijasida bu qatlam ham kristallanadi. Lekin u p- tip kristalldir. Demak, yuqoridagi protsess natijasida germaniydan iborat qatlam vujudga keladi. Ular oralig'ida esa p-n- o'tish vujudga keladi.

2) Biror idishga, masalan n-tip yarimo'tkazgich va ushbu yarimo'tkazgichda p-tip o'tkazuvchanlikga sabab bo'ladigan aralashma solaylik. Idishning havosini so'rib olib, uni biror inert gaz bilan to'ldiramiz va idishni germetik ravishda berkitamiz. Qizdirish natijasida aralashma atomlari bug'lanadi va diffuziya hodisasi natijasida yarimo'tkazgich ichiga kirib boradi. Aralashma atomlari kirib borgan qatlam p-tip yarimo'tkazgichga aylanadi. Natijada yarimo'tkazgich sirtidan unchalik chuqur bo'lmagan masofada p-n- o'tish vujudga keladi.

Biz yuqorida bayon etgan p-n- o'tishni hosil qilish usullaridan tashqari ancha murakkab texnologiyali usullar ham mavjud.

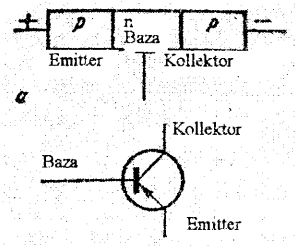
Endi yarimo'tkazgichli qurilmaning ishlash prinsipi bilan tanishaylik. Oldingi paragrafda tanishib o'tganimizdek, p-n-o'tish orqali tok asosan bir xil yo'nalishda oqar edi. p-n-o'tishning bu xususiyatidan o'zgaruvchan tokni to'g'irlash maqsadida foydalanish mumkin. Haqiqatdan, p-n-o'tishga sinusoidal qonun bo'yicha o'zgaruvchi kuchlanish qo'yilgan bo'lsin. Tok yarim davridagi kuchlanish ayni p-n- o'tish uchun to'g'ri kuchlanish bo'lsa, juft yarim davridagisi esa teskari kuchlanish bo'ladi. Ko'pincha yarimo'tkazgichli diodlardan iborat to'g'irlagachlarning ko'prik sxemalaridan keng foydalaniladi.



27.16-rasm.

Bu 27.16-rasmdagi sxemaga asosan to'g'irlagichning ishlash prinsipi quyidagicha: kuchlanishning tok yarim davrida D_1 va D_2 diodlar tok o'tkazadi. D_3 va D_4 diodlar berk bo'ladi. Natijada tok A nuqtadan diod D_1, bosim qarshiligi R_N, diod D_2 orqali V nuqtaga oqadi. Kuchlanishning juft yarim davrida D_3 D_4 tok o'tkazadi, D_1 va D_2 diodlar esa berk bo'ladi. Bunda tok V nuqtadan diod D_4, nagruzka qarshiligi R_N, diod D_3 orqali A nuqtaga oqadi. Demak, tok yarim davrlarda ham, juft yarim davrlarda ham, bosim qarshiligi orqali o'tuvchi tokning yo'nalishi bir xil bo'ladi. Shuning uchun to'g'irlagichning ko'prik sxemasida tokning ikkala yarim davrlaridan foydalanish imkoniyati tug'iladi.

p-n- o'tish xususiyatlaridan foydalanib elektr signallarini kuchaytiruvchi qurilma- yarimo'tkazgichli triodlar yasash mumkin. Odatda bunday qurilmani tranzistor deb ataladi. Tranzistorlar uchta yupqa qatlamdan tashkil topgan bo'ladi. Bu 27.17-rasmdan ko'rinib turibdiki, tranzistordagi chetki qatlamlar hamma vaqt bir xil tipdagi o'tkazuvchanlikga ega bo'ladi. O'rtadagi qatlamning o'tkazuvchanligi chetki qatlamlarnikidan boshqacha bo'ladi, ya'ni chetki qatlamlarning o'tkazuvchanligi p-tip bo'lsa, o'rta qatlamning o'tkazuvchanligi n-tip bo'lishi kerak. Tranzistorning o'rta qatlami **baza** deb, chetki qatlamlari esa **emitter** va **kollektor** deb ataladi.



27.17-rasm.

Endi tranzistorlarning elektr signallarini kuchaytirish prinsipi bilan tanishaylik. Tranzistorda ikki p-n- o'tish mavjud. Birinchi p-n- o'tish emitter va baza o'rtasida, ikkinchisi baza va kollektor o'rtasida shuning uchun tranzistorni ikki bir - biriga qarama-qarshi ulangan p-n- diodlardan tashkil topgan deyish mumkin. Ulanishda kirish diodiga to'g'ri kuchlanish, chiqish diodiga teskari kuchlanish berilgan. Teskari kuchlanishning qiymati to'g'ri kuchlanishning

qiymatiga qaraganda bir necha marta katta. To'g'ri kuchlanish ta'sirida birinchi p-n- o'tish orqali emitterdan baza tomon asosiy tok oqadi. Bu tokni, odatda emitter toki deyiladi. Emitterda asosiy zaryad tashuvchilar – teshiklardir. Teshiklar bazaga o'tgach, qisman bazadagi asosiy zaryad tashuvchilar – elektronlar bilan rekombinatsiyalashadi. Odatda tranzistor yasash vaqtida bazadagi aralashma atomlari emitterdagi aralashma atomlaridan taxminan bir necha yuz marta kam qilib olinadi. Demak, emitterdagi teshiklar soni ham bazadagi elektronlar sonidan bir necha yuz marta ko'p bo'ladi. Shunin uchun emitterdan bazaga o'tgan teshiklarning taxminan bir foizcha qismi bazadagi elektronlar bilan rekombinatsiyalashadi. Teshiklarning qolgan asosiy qismi tranzistordagi ikkinsi p-n- o'tish orqali hech qanday qarshilikga uchramay, bazadan kollektorga o'tadi. Haqiqatan, ikkinchi p-n- o'tishga teskari kuchlanish berilgan. Bu kuchlanish ta'sirida p-n- o'tish orqali asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilargina o'tadi. Ko'rilayotgan holda baza vazifasini n- tip yarim o'tkazgich bajarayapti. Boshqacha aytganda, bazadagi asosiy zaryad tashuvchilar — elektronlar, asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar esa — teshiklardir. Shuning uchun bazadagi teshiklar teskari kuchlanish ta'sirida bazadan kollektorga o'tib, tokini tashkil etadi. Yuqoridagi mulohozalarga asoslanib, kollektor toki emitter tokiga taxminan teng, deb xulosa qilish mumkin.

Agar tranzistorning emitter zanjiridagi kuchlanish biror qonuniyat asosida o'zgarib tursa, unga monand ravishda emitter tokining qiymati ham o'zgaradi. Emitter tokining o'zgarishi esa kollektor tokining o'zgarishiga sabab bo'ladi. Kollektor zanjirdagi bosim qarshiligida kuchlanish tushishi (odatda bu kuchlanishning tushishini chiqish kuchlanish deyiladi) ning qiymati quyidagiga teng bo'ladi:

$$U_{chiq}=I_kR_n \qquad (27.17)$$

Emitter zanjiridagi o'zgaruvchi kuchlanish esa

$$U_{kir}=I_e R_{kir} \qquad (27.18)$$

shaklida yozish mumkin. Bunda R_{kir}. o'zgaruvchi kuchlanish zanjirdagi (zanjirning kirish qismidagi qarshilik).

$$C_{\vartheta} = 3R\frac{T}{T_{\phi}} \qquad (27.28)$$

Agar metalning har bir atomiga bir emas, balki z dona elektron to'g'ri kelsa, elektron gazning issiqlik sig'imi

$$C_{\vartheta} = 3zR\frac{T}{T_{\phi}} \qquad (27.29)$$

ko'rinishga ega bo'ladi. Aniq hisoblar va elektr gazning issiqlik sig'imi uchun quyidagi munosabat vujudga keladi:

$$C_{\vartheta} = \frac{\pi^2}{2}zR\frac{T}{T_{\phi}} \qquad (27.30)$$

Xona temperaturasidagi elektron gazning issiqlik sig'imi metalning umumiy sig'imiga juda kichik hissa qo'shadi, lekin nihoyatda past temperaturada kristall panjaraning issiqlik sig'imi (T^3) elektron gazning issiqlik sig'imi (T) ham kamayib ketadi.

27.12. Metallarda elektronlarning Fermi sathi

Zommerfeld formulasiga v_f esa temperaturaga amalda bog'liq emas, chunki W_f ning qiymati temperatura o'zgarishiga deyarli ta'sir etmaydi.

Ikkinchi asosiy farq metallar klassik va kvant nazariyalarida erkin yugurish masofasining talqin qilinishidadir. Ma'lumki, klassik nazariyada erkin elektronlarni klassik elektron gaz deb hisoblanar edi. Bu gazning zarralari – elektron o'z yo'lida uchragan kristall panjara tuguniga urilib turadi. Metallarning elektr qarshiligiga ana shu urilish sabab bo'ladi.

Kvant nazariyasi esa metaldagi erkin elektronning harakati de-Broyl munosabati bilan aniqlanadigan elektron to'lqinlarning tarqalish protsessidir, deb hisoblanadi. Bu to'lqinlar kristall panjara tugunidagi ionlardan sochiladi.

Elektron to'lqinning sochilish jarayonini muhokoma qilishdan oldin yorug'lik to'lqinining xira muhitlar (tuman, kalloid eritmalar...) o'tish jarayonini eslaylik.

Metalda tarqalayotgan elektron to'lqinlar uchun ham yuqorida qayd qilinganga o'xshash hodisalar sodir bo'ladi. Xususan tuginidagi zarralar qo'zg'almas bo'lgan ideall kristal panjaradan elektron to'lqin

sochilmaydi. Bunday panjara elektr tokiga qarshilik ko'rsatmasligi kerak. Amalda panjara tugunlaridagi zarralar tebranma harakatda bo'ladi. Metalni tashkil etuvchisi nihoyatda muayyan paytda bir - biri bilan harakatlanayotganini tassavvur eting. Ular orasidagi masofa qo'zg'almas panjara orasidagi masofadan kichik bo'ladi. Tabiiyki bunday zarralarni qamrab olgan mikrohajmlardagi modda zichligi moddaning o'rtacha zichligidan katta bo'ladi. Qo'shni sohalarda shunday mikrohajmlar ham bo'ladiki, ulardagi modda zichligi o'rtacha qiymatdan kichik bo'ladi. Shuning uchun panjara tugunidagi zarralarning issiqlik harakati tufayli vujudga keladigan mikrohajmlar – zichlik flyuktuatsiyalari elektron to'lqinlarni sochuvchi markazlar vazifalarini o'taydi. Bu esa absolyut toza metallar elektr qarshiligiga ega bo'lishining sababidir.

Metallar elektr qarshiligining ikkinchi sababchisi – real kristallardagi aralashmalardir. Binobarin, metallarning solishtirma elektr qarshiligi ikki had yig'indisi tarzida ifodalanadi:

$$\rho = \rho_t + \rho_L$$

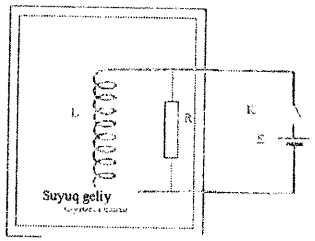
bundagi ρ_t – panjaraning issiqlik tebranishlar tufayli vujudga keladigan qarshilik, ρ_L – aralashma atomlarida elektron to'lqinlarning sochilishi tufayli vujudga keladigan qarshilik.

Temperatura ortgan sari to'lqinlarning panjara issiqlik tebranishlarida sochilish ortadi, ya'ni elektronlarning erkin yugurish o'rtacha masofasi l_f kamayadi. Xona temperaturalarida $l_f \sim T^{-1}$. Bu esa tajribada kuzatiladigan metallar elektr o'tkazuvchanligining temperaturaga bog'liqligini aks ettiradi. Temperatura pasaygan sari ρ_t ham kamayib boradi $T \to 0$ va $\rho_t \to 0$. Natijada $\rho \to \rho_L$. Odatda ρ_L ni qoldiq qarshilik deb yuritiladi, chunki ρ_L temperaturaga bog'liq bo'lmaganligi uchun 0 K da ham uning qiymati o'zgarmay qoladi. Shunday qilib metallar elektr o'tkazuvchanligining kvant nazariyasi klassik elektron nazariya kamchiliklarini bartaraf etadi.

27.13. O'ta o'tkazuvchanlik hodisasi

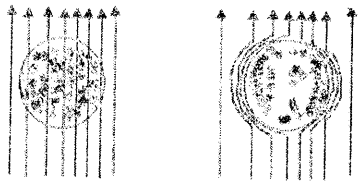
Yetarlicha past temperaturalarda ba'zi metallarning elektr qarshiligi birdaniga (sakrashsimon tarzda) nolga teng bo'lib qolishi

o'ta o'tkazuvchanlik deb ataladi. Mazkur hodisa 1911-yilda golland fizigi Kamerling – Onnes tomonidan kuzatilgan. U toza simobning Elektr qarshiligini juda past temperaturalarda o'lchash chog'ida 4, 2 K temperaturada simobning qarshiligi nolgacha kamayib ketishini aniqladi. Keyinchalik, ba'zi metallarda ham o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi kuzatildi. Jismning o'ta o'tkazuvchan hodisasi sodir bo'ladigan temperatura T_k kritik temperatura deb yuritiladi. O'ta o'tkazgich orqali o'tayotgan tok juda uzoq vaqt saqlanishi kerak 27.21- rasmda sxematik tasviri keltirilgan tajribaga e'tibor bering. O'ta o'tkazgichdan yasalgan g'altak suyuq geliy bilan to'ldirilgan idishga joylashtiriladi va idishdan tashqariga tok manbai ulanadi. G'altakga parallel ulangan qarshilikni T_k dan pastroq temperaturagacha sovutiladi va zanjir manbaidan ajratiladi. Binobarin, tok manbai g'altak L va qarshilik R dan iborat berk zanjir bo'ylab elektr tokni «yurguzib yuboruvchi turtki » vazifasini o'taydi. Tajribalardan aniqlanishicha, o'ta o'tkazgichdan yasalgan berk zanjir bo'ylab elektr toki uch yil davomida intensivligi o'zgarmagan holda o'tib turgan.



27.21-rasm.

Meyssner effekti deb nom olgan o'ta o'tkazgichlarning yana bir xossasi 1933-yilda kashf etildi. O'ta o'tkazuvchanlik xususiyatiga ega bo'lgan metalni magnit maydonga joylashtiraylik va temperaturani pasaytirib boraylik. Kritik temperaturadan yuqori ($T>T_k$) temperaturalarda metaldagi magnit maydon noldan farqli, $T<T_k$ da esa metaldagi magnit maydon induksiyasi nolga teng (V=0) bo'ladi (27.22- rasm) boshqacha aytganda metal o'ta o'tkazuvchan holatga o'tganda magnit induksiya chiziqlarini o'zidan itarib chiqaradi.


27.22-rasm.

Ma'lumki, tashqi magnit maydon ta'sir etmagan holda ferromagnetizm xususiyatlariga ega bo'lmagan metallarda magnit induksiyasi nolga teng. Buning sababi

shundaki, moddani elementar toklarning magnit maydonlari betartib tartibsiz bo'lganligi uchun bir-birini kompensatsiyalaydi. Tuchlanganligi N bo'lgan tashqi maydon ta'sirida moddada $V = \mu N$ maydon vujudga keladi. Magnit singdiruvchanligi $\mu > 1$ bo'lgan paramagnit moddalarda maydon kuchayadi, $\mu < 1$ bo'lgan deamagnit moddalarda esa maydon susayadi. O'ta o'tkazgichlarda V =0. Binobarin, o'ta o'tkazgich uchun μ =0. Shuning uchun o'ta o'tkazgichni ideal diamagnetik deb ham ataladi. Ideal diamagnetizm quyidagicha tavsif etiladi. Tashqi magnit maydonga joylashtirilgan o'ta o'tkazuvchan metallning sirt qatlamida statsionar elektr tok vujudga keladi. Bu tokning magnit maydoni tashqi magnit maydonga qarama - qarshi yo'nalgan. Shuning uchun metall ichkarisidagi magnit maydon induksiyasi nolga teng bo'ladi.

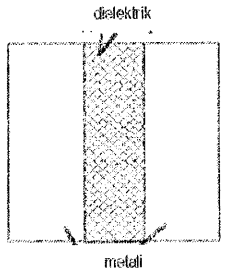
O'ta o'tkazuvchanlik nazariyasini Bardin, Kuper, Shrifferlar yaratishdi (BKSh nazariyasi) va N. N Bogolyubov takomillashtirdi. Bu nazariyada o'ta o'tkazuvchanlik nazariyasi sifat jihatidan quyidagicha tushuntiriladi. Metallardagi elektronlar orasida kulon qonuniga bo'ysunuvchi o'zaro itarilish bilan birgalikda ba'zi hollarda o'zaro tortishish ham amalga oshadi. Elektronlarning o'zaro tortishishi elektronlar va kristall panjara issiqlik tebranishlari orasidagi o'zaro ta'sirlashish tufayli vujudga keladi. Bu ta'sirlashishda Fermi sathiga yaqin joylashgan sathlarda elektronlar fononlarni chiqarishi va yutishi mumkin. Mazkur jarayonni elektronlarning fotonlar almashinishi tarzida tasavvur etish mumkin. Bunday foton almashinuv elektronlar orasidagi o'zaro ta'sirni vujudga keltirishi BKSh nazariyasida asoslanadi. O'ta o'tkazuvchanlik xususiyatiga ega bo'lgan moddalarda past temperaturalarda elektronlar orasidagi o'zaro tortishish kuchi kulon itarish kuchidan katta bo'lib qoladi. Natijada qarama-qarshi yo'nalgan spinli va impulsli ikki elektron «juft» bo'lib bog'lanib qoladi. Bunday juft elektronlarni bir-biriga yopishib qolgan ikki elektron tarzida tasavvur etish noto'g'ri. Aksincha, juft elektronlar orasidagi masofa 10^{-6} bo'lib, u kristall panjara doimiysi (10^{-10}) dan taxminan 10^4 marta katta. Binobarin, o'ta o'tkazgichlarda tabiatda juda kam uchraydigan uzoqdan bog'lanish sodir bo'ladi. Juft elektronlarning spini nolga teng, ya'ni ular bozonlardir. O'ta o'tkazgichlik nazariyasida qayd qilingandek, bozonlar yetarlicha past temperaturalarda o'ta oquvchan bo'la oladi,

ya'ni ichki ishqalanishsiz oqadi. Demak, o'ta o'tkazuvchanlik —boze gazning o'ta oquvchanligi deb tushinish mumkin. O'ta o'tkazuvchan moddada juft elektronlardan tashqari oddiy elektronlar ham mavjud. Shuning uchun, o'ta o'tkazgichda ikki xil suyuqlik — oddiy va o'ta oquvchan komponentlar mavjud, deya olamiz.

0 K temperaturada juft elektronlar Fermi sathidan pastda joylashadi. Bu sath metaldagi elektronlar normal holatini ifodalovchi eng yaqin sathdan W_c qadar pastda joylashadi. Energetik tirqish deb yuritiluvchi W_c ning qiymati T=0 da metalning o'ta o'tkazuvchan holatga o'tishini xarakterlovchi kritik temperatura T_K ga mos keluvchi issiqlik harakat energiyasi kT_K bilan aniqlanadi.

Boshqacha aytganda, o'ta o'tkazuvchan holati asosiy holatdan tirqish W_c bilan ajralgan. Zero, o'tkazgichdagi juft elektronlar yo'qolishi uchun unga eng kami W_c qadar energiya berish kerak. Juda past temperaturalarda kristall panjara energiyaning bunday ulushini bera olmaydi.

Shuning uchun juft elektronlar juda past temperaturalarda mustahkam sistema bo'lib tashqi elektr maydon qarshiligiga uchramasdan harakatlanadi, ya'ni o'ta o'tkazgich hodisasi namoyon bo'ladi. O'ta o'tkazgichning harorati ortgan sari tirqish kengligi W_c ning qiymati kamayib boradi va T_K temperaturada nolga tenglashadi. Shuning uchun juft elektronlar T_K temperaturada yo'qoladi va modda normal holatga o'tadi.



27.23-rasm.

1986-yil oxiri 1987-yil boshida yuqori temperaturali o'ta o'tkazgichlar kashf qilindi. Ba'zi metalloksid birikmalar, hattoki, 100 K temperaturada ham o'ta o'tkazgichlik xususiyati qayd qilindi. Mazkur temperatura suyuq azotning qaynash temperaturasi (77 K) dan ancha yuqoriligini e'tiborga olsak, o'ta o'tkazgichlarni amalda qo'llanishiga sabab bo'layotgan temperaturaviy to'siq, absolyut nolga yaqin temperaturalarni vujudga keltirish muammosidan qutulishga erishiladi.

27.14. Jozefson effekti

Nihoyatda yupqa ($\sim 10^{-9}$) dielektrik qatlam bilan bir-biridan ajratilgan ikki o'ta o'tkazgich (27.23-rasm) *tunnel kontakti* deb ataladi. Bunday qurilmadagi bitta o'ta o'tkazgichdan ikkinchisiga elektron o'ta oladimi? Avval metal plastinkalar $T>T_K$ temperaturada, ya'ni o'ta o'tkazuvchan emas, balki normal holatda bo'lsin. Ikki metal orasidagi dielektrik qatlam elektronlar uchun potensial to'siq vazifasini bajaradi. Lekin elektron to'lqin xususiyatiga ega bo'lganligi uchun tunnel effekt tufayli elektronlarning dielektrik qatlamdan o'tish ehtimolligi noldan farqli bo'ladi. Lekin, umumiy tok nolga teng, chunki dielektrik orqali chapdan o'ngga o'tgan elektronlarning o'rtacha soni o'ngdan chapga o'tgan elektronlarning o'rtacha soniga teng.

Agar tunnel kontaktda metallar temperaturasini $T< T_K$ gacha sovutsak (bu hol tunnel kontakt Jozefson elementi deb ataladi), metallar o'ta o'tkazuvchan holatda bo'ladi. Bu holatda o'ta o'tkazgichlarda mavjud bo'ladigan juft elektronlar ham dielektrik qatlam orqali tunnel effekt tufayli chapda o'ngga va o'ngdan chapga o'tadi. Har bir o'ta o'tkazgichdagi juft elektronlar birday fazaga ega. dielektrik qatlamda ikkala o'ta o'tkazgichdan chiqarilayotgan juft elektronlarning kogerent to'lqinlari o'zaro interferensiyalashadi. Natijada umumiy tok qiymati

$$I = I_c \sin(\varphi_2 - \varphi_1)$$

munosabat bilan aniqlanadi. Bunda φ_2 va φ_1 — mos ravishda birinchi va ikkinchi o'ta o'tkazgichlar chiqarayotgan kogerent juft elektronlar to'lqin funksiyalarining fazalari, I_c esa tunnel kontakt orqali o'tadigan tokning maksimal qiymati.

Yuqorida bayon qilingan hodisa, bir-biridan yupqa dielektrik qatlam bilan ajratilgan ikki o'ta o'tkazuvchan holatdagi metallardan doimo tunnel orqali elektr toki oqishi Jozefsonning statsionar effekti deb nom oladi. Shuni alohida qayd qilish kerakki, tunnel kontaktga kuchlanish berganda ham o'tkazuvchanlik toki oqadi. Metall plastinkalari o'ta o'tkazuvchan holatda bo'lgan tunnel kontaktni Jozefson elementi deb atalishining boisi ham shunda.

Endi, tunnel kontaktni tashqi tok manbaiga ulab dielektrik maydon vujudga keltiraylik. Metall plastinkalar normal holatda bo'lsa tunnel kontakt orqali normal tunnel tok oqadi, uning qiymati qo'yilgan kuchlanishga proporsional bo'ladi.

Metall plastinkalar o'ta o'tkazuvchan holatda bo'lsa tunnel kontakt orqali o'zgaruvchan o'ta o'tkazgichlik tok o'tadi. Xuddi tebranish konturidagi tok kabi tunnel kontaktdan o'tayotgan o'zgaruvchan tok elektromagnit to'lqinlar nurlantiradi. Jozefson nostatsionar effekti deb nom olgan mazkur hodisani quyidagicha tavsif etiladi. O'ta o'tkazgichda $T< T_k$ temperaturalarda vujudga kelgan juft elektronlar dielektrik qatlamdan o'tganda 2 eU energiyaga ega bo'ladi. Ikkinchi plastinkaga o'tgach, juft elektronlar o'z energiyalarini kamaytirib muvozanat holatga o'tishi kerak. Metal plastinka normal holatda bo'lganda kristall panjara bilan bir necha to'qnashuvda ortiqcha energiya issiqlikga aylangan bo'lardi. Lekin, metal plastinka o'ta o'tkazuvchan holatda bo'lgani uchun elektr qarshiligi nolga teng. Binobarin, kristall panjara bilan to'qnashuvlar ham bo'lmaydi. Juft elektronlarning dielektrik qatlamdan o'tish chog'ida erishgan 2 eU miqdordagi energiya ulushi esa elektromagnit to'lqini kvanti tarzida nurlantiradi. Haqiqatan tajribalarda $\omega = \frac{2eU}{\hbar}$ chastotali nurlanish harkovlik olimlar I. K. Yason, V. M. Dmitrienko tomonidan 1965-yilda kuzatildi.

Jozefson effekti o'ta yuqori chastotali qurilmalarda, kvant interferometrlarida, kriogen elektron hisoblash mashinalarining elementlarida keng qo'llaniladi.

XXVIII BOB
YANGI TEXNOLOGIYALARNING FIZIK ASOSLARI

28.1. Majburiy va spontan nurlanishlar. Lazerlar

Mikrozarrachalar spinlarining – tashqi magnit maydon yo'nalishiga proyeksiyasi nol yoki ħ ($\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1.054 \cdot 10^{-34}$ js) ga butun karrali bo'lgan mikrozarrachalar bozonlar, ħ/2 ga karrali bo'lgan mikrozarrachalar fermionlar deb ataladi.

Fononlar – kristall panjaraning issiqlik tebranishlaridagi kvazi zarralar energiya almashinishlari fononlar yordamida tavsif etiladi.

O'ta o'tkazuvchanlik hodisasida – yetarlicha past haroratlarda (0 K) ba'zi metallarning elektr qarshiligi birdaniga nolga teng bo'lib qolishi kuzatiladi. Bunday hodisa 1911-yilda Golland fizigi Kamerling – Onnes tomonidan kashf qilingan.

Lazerlar yorug'likni majburiy nurlanish hisobiga kuchaytirish g'oyasini birinchi bo'lib 1940-yilda sovet fizigi V. A. Fabrikant o'rtaga tashladi. Mikroto'lqin diapazonidagi elektromagnitik to'lqinlarni kuchaytirishda majburiy nurlanishdan foydalanish g'oyasini 1953-yilda sovet olimlari N. G. Basov va A. M. Proxorov va ulardan bexabar ravishda ishlagan amerikalik olimlar Tauns va Veber o'rtaga tashlagan edilar. Santimetrli to'lqinlar diapazonida ishlaydigan bunga mos asboblar mazerlar deb atalgan. "Mazer" so'zi inglizcha Misrowave Amplifisation by Stimulated Emission of Radiation (mikroto'lqinlarni majburiy nurlanish) degan nomning birinchi harflaridan tuzilgan. 1960-yil Meyman (AQSH) optikaviy diapazonda ishlovchi shunday asbob yaratdi. Bu asbobga lazer nomi berildi, bu nom Light Amplifisation by Stimulated Emission of Radiation (yorug'likni majburiy nurlanish yordamida kuchaytirish) so'zlarining birinchi harflaridan olib tuzilgan. Ba'zan lazerlar optik kvant generatorlari deb ataladi.

Modda atomlarining $(E_n-E_m)/h$ chastotalaridan biri bilan bir xil bo'lgan ω chastotali yorug'lik moddaga tushayotganda ikki prosessni vujudga keltiradi (bu yerda $E_n>E_m$):1) atomlarning E_m energiyali holatdan E_n energiyali holatga o'tishi, 2) atomlarning *n* holatdan *m* holatga majburiy o'tishi. Birinchi protsessda yorug'lik yutiladi va

tushayotgan yorug'lik dastasi susayadi, ikkinchisidan tushayotgan yorug'lik dastasining intensivligi kuchayadi. Yorug'lik dastasi intensivligining natijaviy o'zgarishi ikki prosessdan qaysi biri ustun kelishiga bog'liq.

Termodinamik muvozanat qaror topgan holda atomlarning turli energetik holatlar bo'yicha taqsimlanishi Bolsman qonuni bilan aniqlanadi.

$$N_i = N_i = \frac{1}{e^{(E_i-\mu)/kT}+1} = Ce^{-\frac{E_i}{kT}}, \qquad (28.1)$$

bunda N – atomlarning to'liq soni, N_i – T temperaturada E_i energiyali holatda bo'lgan atomlar soni (soddalik uchun hamma energetik holatlar aynimagan deb faraz qildik).

Holat energiyasi ortishi bilan sathning zichligi, ya'ni shu holatdagi atomlar soni kamayishi (28.1.) formuladan kelib chiqadi. Ikki sath orasidagi o'tishlar soni boshlang'ich sath zichligiga proporsional. Demak, termodinamik muvozanatda turgan atomlar sistemasida tushuvchi yorug'lik to'lqinining yutilishi majburiy nurlanishdan ustunlik qiladi, natijada tushuvchi to'lqin moddadan o'tayotganda kuchsizlanadi. Tushuvchi to'lqinni kuchaytirish uchun energetik sathlar zichligini biror yo'l bilan teskarisiga o'zgartirish kerak, ya'ni shunday qilish kerakki, katta E_n energiyali holatda kichik E_m energiyali holatdagiga qaraganda ko'proq atom bo'lsin. Bu holda bu atomlar to'plami inversion zichlikka ega deyiladi.(1) formulaga muvofiq,

$$\frac{N_n}{N_m} = e^{-(E_n-E_m)/kT} \qquad (28.2)$$

inversion zichlik holida $(E_n - E_m) = 0$ bo'lganda $(N_n/N_m) = 1$ bo'ladi. (1) qonunni bu holga formal ravishda tatbiq etsak, T ning qiymati manfiy bo'lib chiqadi. Shuning uchun inversion zichlikli holatlar ba'zan manfiy temperaturali holatlar deb yuritiladi. Bu termin juda shartli termin ekanligini nazarda tutish lozim. Gap shundagi, inversion zichlikli holatlar muvozanatsiz holatlardir. Temperatura tushunchasi esa faqat muvozanatli holatlarga taalluqlidir.

Energetik sathlari inversion zichlikka ega bo'lgan moddada majburiy nurlanish atomlarning yorug'lik yutishidan ortiq bo'lishi mumkin, natijada tushuvchi yorug'lik dastasi moddadan o'tayotganda kuchayadi. Yorug'lik yutuvchi muhitdan o'tganda intevsivligining o'zgarishi

$$L = I_0 e^{\varkappa l} \qquad (28.3)$$

formula bilan ifodalanadi.

Tushayotgan yorug'lik dastasi kuchayganda hodisa go'yo (28.3) formuladagi x yutish koeffitsiyenti manfiy bo'lgan holdagidek yuz beradi. Shunga muvofiq ravishda, inversion zichlikka ega bo'lgan atomlar to'plamini yutish koeffitsiyenti manfiy bo'lgan muhit deb qarash mumkin.

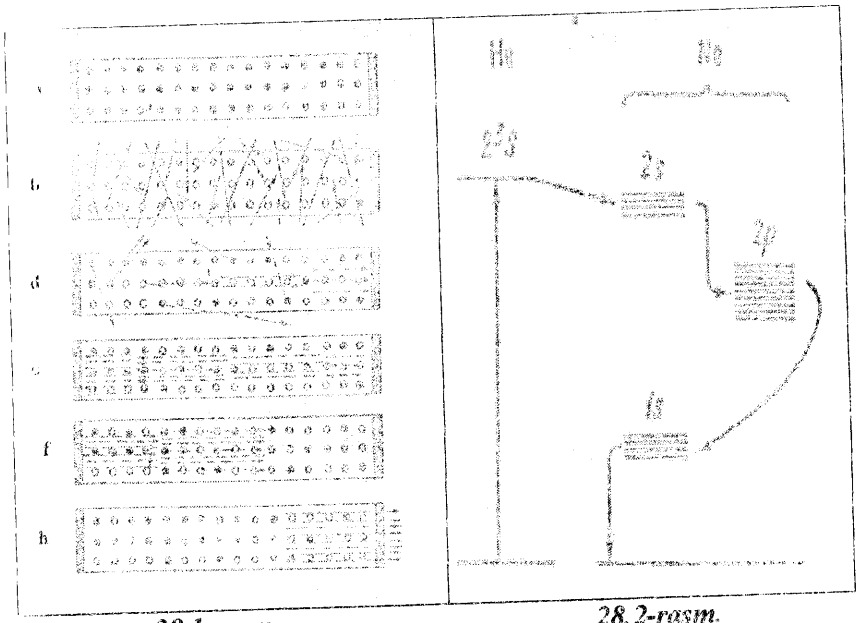
Ba'zi moddalarda inversion zichlikli sathlarni vujudga keltirish usullari topilgandan keyingina lazerdan amalda foydalanila boshlandi. Meyman qurgan birinchi lazerda ish jismi qilib pushti rang yoqutdan yasalgan silindrik sterjen olingan edi. Sterjen diametri 1*sm* chamasida, uzunligi 5 *sm* chamasida bo'lgan. Yoqut sterjenning uchlari yaxshilab silliqlangan bo'lib, ular bir - biriga rosa parallel bo'lgan ko'zgudek edi. Uning bir uchi shaffof bo'lmagan qalin kumush qatlami bilan, ikkinchi uchi o'ziga tushgan energiyaning 8% ini o'tkazadigan kumush qatlami bilan qoplangan.

Yoqut aluminiy oksidi (Al_2O_3) bo'lib, bunda aluminiyning ba'zi atomlari o'rnida xrom atomlari turadi. Xrom konsentratsiyasi qancha katta bo'lsa, kristallning rangi shuncha to'q bo'ladi. Xrom ionlar Sr^{+++} (yorug'lik yutganda yoqut kristalida xrom shunday holda bo'ladi) uyg'ongan holatga o'tadi. Xrom ioni asosiy holatga ikki bosqichda qaytib o'tadi. Uyg'ongan ionlar birinchi bosqichda o'z energiyasining bir qismini panjaraga berib, metastabil holatga o'tadi. Metastabil holatdan asosiy holatga o'tish tanlash qoidasiga asosan taqiqlangan. Shuning uchun metastabil holatda ionning o'rtacha yashash vaqti ($\sim 10^{-3}$ *sek*) odatdagi uyg'ongan holatdagi yashash vaqtidan (u 10^{-8}*sek* tartibdagi kattalik) taqriban 10^5marta katta. Ikkinchi bosqichda ionlar metastabil holatdan asosiy holatga) λ=6943

Å li foton chiqarib o'tadi. To'lqin uzunligi xuddi shunday bo'lgan fotonlar ta'sirida, ya'ni majburiy nurlanishda xrom ionlari metastabil holatdan asosiy holatga spontan ravishda nurlanishdagidan ancha tez o'tadi.

Lazerda yoqutni keng polosali chastatada yorug'lik beradigan impulsli ksenon lampa yoritadi. Lampaning quvvati yetarlicha bo'lganda xrom ionlarining ko'pchiligi uyg'ongan holatga o'tadi. Lazerning ish jismiga atomlarni uyg'ongan holatga o'tishi uchun kerakli bo'ladigan energiya uzatish protsessi quvvatlash (podkachka) deyiladi. Sr^{+++} ionlarning sathlar sxemasida quvvatlash hisobiga ionlar uyg'onishi W_{13}strelka bilan ko'rsatilgan. *3* bilan belgilangan sathning yashash vaqti juda qisqa ($\sim 10^{-8} sek$). Bu vaqt davomida ba'zi ionlar spontan ravishda *3* polosadan asosiy *1*sathga o'tadi. Ionlarning bunday o'tishi A_{31} strelka bilan ko'rsatilgan. Biroq ionlarning kuchliligi *2* bilan ko'rsatilgan metastabil holatga o'tadi (S_{32} strelka bilan ko'rsatilgan o'tish ehtimoli A_{31} o'tish ehtimolidan ancha katta). Quvvatlash yetarlicha katta bo'lganda *2* sathda turgan xrom ionlari soni *1*sathdagi ionlar sonidan ortib ketadi. Demak, *1* va *2* sathlar inversiyasi sodir bo'ladi.

A_{21} strelka metastabil holatdan asosiy holatga spontan ravishda o'tishni tasvirlaydi. Bundan chiqarilgan foton majburiy ravishda qo'shimcha fotonlar chiqishiga sabab bo'lishi mumkin. (W_{21} o'tish), bular esa o'z navbatida majburiy nurlanishni vujudga keltiradi va hokazo. Shunday qilib fotonlar kaskadi hosil bo'ladi. Majburiy nurlanishda hosil bo'ladigan fotonlar tushuvchi fotonlar yo'nalishida uchadi. Harakat yo'nalishi kristall sterjen o'qi bilan kichik burchak hosil qilgan fotonlar namunaning uchlaridan ko'p marta qaytadi. Shuning uchun kristallda ularning yo'li juda katta bo'ladi, natijada fotonlar kaskadi o'qi yo'nalishida nihoyatda o'sib boradi. Boshqa yo'nalishlarda spontan ravishda chiqqan fotonlar kristallning yon sirti orqali siqib ketadi.

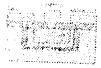


28.1-rasm. *28.2-rasm.*

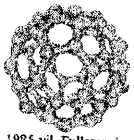
Bayon qilingan prosesslar 28.1-rasmda sxematik ravishda tasvirlangan. Impuls olishdan oldin xrom ionlari asosiy holatda turgan bo'ladi (28.1-*a* rasmdagi qora to'garaklar). Quvvatlash yorug'ligi (28.1-*b* rasmdagi tutash strelkalar) ionlarning ko'pchiligini uyg'ongan holatga (oq to'garaklar). Uyg'ongan ionlar spontan ravishda kristall o'qiga parallel yo'nalishda (boshqa yo'nalishlarda chiqqan fotonlar kristalldan chiqib ketadi) fotonlar nurlay boshlaganda (28.1-*d* rasmdagi punktir strelkalar) fotonlar kaskadi rivojlana boshlaydi. Fotonlar majburiy nurlanish hisobiga ko'payib boradi. Bu protsess rivojlanib boraveradi, chunki fotonlar kristall uchlaridan ko'p marta qaytib, kristall bo'ylab o'tadi. Fotonlar dastasi yetarlicha intensivlashganda uning bir qismi kristallning yarim-shaffof uchi orqali chiqadi (28.1-*h* rasm).

1906-yil. Vakuumli triod

1947-yil. Yarimo'tkazgichli tranzistor kashfi

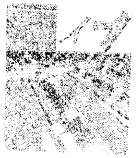


1950–60-yillar Integral mikrosxemalar



1985-yil. Fullerenning kashf etilishi

1991-yil. Uglerodli nanonaychalar



1998–2006-yillar. nanotranzistorlar

Yoqutli lazerlar impulsli rejimda ishlaydi (takrorlanish chastotasi minutiga bir necha impuls tartibida bo'ladi). Kristall ichida ko'p miqdorda issiqlik ajraladi. Shuning uchun uni tez sovutib turish kerak, bunda suyuq havodan foydalaniladi.

1961-yilda geliy bilan neon aralashmasida ishlaydigan gazli lazer qurildi, buni Javan taklif etgan edi. Bu asbobda quvvatlash energiyasi miltillama razryad hisobiga beriladi. Razryad nayi *1mm* sim. ust. ga teng bosim ostidagi geliy va 0,1 *mm* sim. ust.ga teng bosim ostidagi neon gazlari aralashmasi bilan to'ldiriladi. Nay uchlarida yassi- parallel ko'zgular bo'lib, ulardan biri yarimshaffof qilib tayyorlangan. Razryad Ne atomlarini uyg'otib, ularni metastabil 2^3S sathga o'tkazadi. (28.2-rasm). He ning uyg'ongan atomlari asosiy holatda turgan Ne atomlari bilan to'qnashadi va ularga o'z energiyasini uzatadi.

Natijada Ne atomlari 2*s* sathga o'tadi, oqibatda 2*s* va *2p* sathlarning inversion zichligi vujudga keladi. $2s \rightarrow 2p$ o'tish lazer nurlanishini beradi. Ne atomlarining *2p* sathdan *1s* sathga tez o'tishi tufayli Ne atomlari *2p* holatda yig'ilib qilmaydi. *2s* to'rtta sathchadan, *2p* sath esa o'nta sathchadan iborat. Tanlash qoidasi *2s* sathchalardan *2p* sathchalarga 30ta o'tishga ruxsat beradi, ular 0,6 dan 5,4 *mk* gacha to'lqin uzunligiga to'g'ri keladi. Ulardan eng intensivi 11530 Å to'lqin uzunlikli $2s_2$-$2p_4$ o'tishdir. Shunday qilib, bu lazer infraqizil nurlanish hosil qiladi (generatsiyalaydi). Gazli lazerlar uzluksiz rejimda ishlaydi va intensiv sovitishga muhtoj emas. 1963-yilda yarimo'tkazgichli birinchi lazerlar yaratildi. Lazerlar nurlanishining bir qator ajoyib xususiyatlari bor. Lazer nurlanishi: 1) vaqt va fazoda kogerent, 2) qat'iy monoxromatik ($\lambda \sim 0{,}1$ A°), 3) quvvati katta va 4) dastasi ingichka bo'ladi.

Lazer nurlanishining yuksak darajasi kogerent bo'lishi lazerlardan radioaloqa, xususan kosmosda tayinli bir yo'nalishda

radioaloqa o'rnatish maqsadlarida foydalanishga keng yo'l ochib beradi. Agar yorug'likni modulatsiyalash va demodulatsiyalash metodi topilsa, hajmi katta axborot uzatish mumkin bo'ladi: bitta lazer hajm jihatidan AQSH ning sharqiy sohili bilan g'aroyib sohili orasidagi butun aloqa sistemasi o'rnini bosa olgan bo'lur edi.

28.2. Nanoelektronikaning rivojlanishi

Oxirgi yillarda ilm-fan olamida ham, yuqori texnologiyalar dunyosida ham, sanoat va turmush hayotimizda ham nanofanlar va nanotexnologiyalarning o'rni va ahamiyati jadal va keng miqyosda oshib bormoqda. Ushbu ma'ruzamizda biz ana shunday yangi yo'nalishlardan biri bo'lmish nanoelektronika haqida umumiy va biroz kengroq ma'lumot bermoqchimiz.

Avval elektronikaning tarixiga qisqacha to'xtalib o'taylik.

1904-yil angliyalik D. A. Fleming vakuumli diodni, 2 yil o'tgach L. De Fores va R. Liben vakuumli triodni ixtiro qilishgandan keyin elektron vakuum lampalariga asoslangan elektronikaning ilk bosqichi rivojlana boshladi. 1947-yilga kelib amerikalik olimlar U. Bratteyn, J. Bardin va U. Shokkli yarim o'tkazgichli tranzistorni ixtiro qilib elektronikaning ikkinchi bosqichi – yarim o'tkazgichli elektronikaga yo'l ochib berganlari uchun Nobel mukofotiga sazovor bo'lishdi (1956-yil). 1950–60-yillarda fotolitografiya jarayoniga asoslangan planar texnologiya vositasida boshqa yarim o'tkazgich materiallarga nisbatan ancha arzon hamda yana ko'pgina afzalliklarga ega bo'lgan kremniy plastinalarida integral mikrosxemalar ishlab chiqarish yo'lga qo'yilgach elektronikaning uchinchi bosqichi - zamonaviy mikroelektronika keng va jadal rivojlana boshladi. Ilk integral sxemalarga bor-yo'g'i bir nechta tranzistor yoki diod sig'dira olingan bo'lsa, hozirgi eng zamonaviy, masalan, Pentium mikroprotsessorlarida 500 million tranzistor joylashgan.

Yarim asr ichida bitta tranzistorning o'lchami 100 ming marta kichraygan, og'irligi esa 10 million marta yengillashgan. Bundan keyingi kichraytirishda, ya'ni 1-10 nanometr o'lchamli tuzilmalarda elektronning kvant xususiyati sezilarli darjada namoyon bo'ladi. Ma'lumki elektron zarracha bo'lish bilan bir qatorda to'lqin xususiyatiga ham ega. Buning oqibatida elektronni zarracha sifatidagi

xususiyatiga asoslangan klassik tranzistorlar mazkur o'lchamlarda ishga yaramay qolishi mumkin. Ammo boshqa jihatdan bunday holat elektron qurilmalarning yangi avlodlarini – kvant mexanika prinsiplariga asoslangan nanoelektron asboblarning ishlab chiqilishiga yo'l ochadi.

Nanoolamda signal tashuvchi elektr zaryadining kvantlanishi birinchi o'ringa chiqadi. Ma'lumki kvant mexanikasida biron zarrachaning holati to'lqin funksiyasi, ya'ni o'sha zarraning biror yoki boshqa holatda bo'lish ehtimolligining zichligi bilan belgilanadi. Elektronning kogerent to'lqin uzunligi mikrosistemalardagi o'lchamlarga nisbatan hisobga olmaydigan darajada kichik bo'lgani va bunday sistemalarda elektronlar miqdori «elektron gaz» deydigan darajada ko'p bo'lgani uchun elektronning kvant xususiyatining deyarli ahamiyati yo'q. Ammo bir necha atom o'lchamidagi tuzilmalardan iborat nanosistemadan tok o'tishda bitta elektroning ta'siri yoki to'lqin xususiyatini ham albatta hisobga olish lozim bo'ladi. Shuning uchun nanotuzilmalarda klassik elektronika prinsiplarini ishlata olmaymiz. Masalan, oddiy biron o'tkazgichning elektr o'tkazuvchanligi uning uzunligiga teskari va kesim yuzasiga to'g'ri proporsional bo'ladi. Biroq nanoo'tkazgichda esa uzunlikka va qalinlikka bog'liq bo'lmay, o'tkazuvchanlik kvantiga – $2e^2/h$ (12, 9 $k\Omega^{-1}$), ya'ni erkin elektronning o'tkazgich uzunligi bo'ylab to'siqsiz o'tishiga mos keluvchi nihoyaviy o'tkazuvchanlik qiymatiga teng bo'la oladi. Xona haroratida nanosimchalarda tok zichligining qiymati (10^7 A/sm^2) hozirgi o'ta o'tkazuvchan moddalarda erishilgan tok zichligidan 100 marta yuqori bo'lishi kuzatilgan. Nanotuzilmada moddaning elektr o'tkazuvchanligi uning o'lchamiga qarab metalldan to dielektrikkacha o'zgarishi mumkin. Misol uchun ba'zi kimyoviy elementlarni 20, 50 va 100 atomdan iborat nanotuzilmalarni olib qarasak, ularda mos ravishda dielektrik, yarimo'tkazgich va metall o'tkazuvchanlik xususiyatlari namoyon bo'lishini ko'rish mumkin.

28.3. Fullerenlar va nanonaychalar

1985-yili A+Shning Sasseks Universitetidan (University of Sussex) Xorald Kroto (H. W. Kroto) va Rays Universitetidan (Rise

University) Robert Kerl (R. F. Curl) hamda Richard Smalli (R. E. Smalley) grafitni lazer nur dastasida bug'latish jarayonida uning bug'larida ko'p atomli uglerod klasterlarini kashf etdilar. Faqatgina uglerod atomlaridan tashkil topgan va ichi g'ovak sharsimon va qovunsimon kristall strukturaga ega bo'lgan uglerodning bu yangi allatropik shakli (1954-yil katta imoratlarini yopish uchun ko'p qirrali sferoid shakldagi qurilish konstruksiyasini ixtiro qilgan amerikalik arxitektor R. Fuller (R. Fuller) sharafiga) fullerenlar deb ataldi. Fullerenlarning eng mashhuri C_{60} bo'lib keyinchalik C_{20}, C_{70}, C_{82}, C_{96} bo'lgan yengil va og'irlari ham kashf etildi. Yuqorida nomlari zikr qilingan olimlar bu kashfiyotlari uchun 11 yildan keyin (1996-yil) kimyo Nobel mukofotiga sazovor bo'lishdi. 1991-yilga kelib fullerenlerdan diametri 0, 5-1 nm, uzunligi esa bir necha mikrongacha boradigan bir (SWNT-single-walled nanotube) va ko'p qatlamli uglerodli nanonaychalar (MWNT-multi-walled nanotube) o'stirishga erishildi. Bunday natijaga ilk bor yapon olimi S. Iyjima (S. Iijima) erishdi. Uglerodli nanonaychalar bugungi kunda keng qo'llaniladigan kremniyga asoslangan mikroelektron asboblarning o'rnini qoplaydigan istiqbolli nanomaterial o'laroq baholanmoqda.

Uglerodli nanonaychalarning strukturalarini bir oz o'zgartirib (masalan bir strukturaviy nuqson hosil qilib) yoki tashqaridan elektr maydon ta'sir ettirib o'tkazuvchanligini bir necha tartibga o'zgartirish mumkin.

28.4. Nanoelektron asboblar

Yuqorida aytib o'tilganidek nanoasboblar – bu kvant mexanikasi prinsiplariga asoslangan qurilmalardir. Biroq nanoasbob faqat kvantlangan axborot bilan ishlashga majbur degan fikrni ham o'rinli deb bo'lmaydi. 20-30 nm o'lchamdagi nanotranzistorlarning klassik mantiq bilan ishlay olishi tajribalarda o'z isbotini topmoqda.

Berkley laboratoriyasida uglerod nanonaychalar asosida nanotranzistor 1998-yilda yasalgan bo'lsa, 2000-yilga kelib S_{60} fulleren klasterlari asosida ham nanotranzistorlar ishlab chiqildi. Nanotranzistor yasash uchun oldin kremniy plastina ustiga elektron litografiya usulida 200 nm kenglikda va 10 nm qalinlikda oltindan yo'lchalar hosil qilganlar. Ana shu oltin yo'lchalardan katta tok

oqizish natijasida ma'lum joylaridan 1 nm tirqish hosil qilib uziladi. Shundan so'ng plastina fulleren klasterlarining suvli eritmasi bilan yupqa qatlam qilib qoplanadi. Eritma uchib ketgach fullerenlar boyagi tirqishlarga joylashib qoladi. Bunday nanotranzistorlar bir necha GGts chastotada ishlay oladi.

Kembridj Universiteti va Japan Science and Technology Corparation bilan birgalikda xona haroratida ishlaydigan bir elektronli tranzistor ishlab chiqdi. Nanotranzistorning o'tkazuvchi kanali (orolcha shaklida) kirish va chiqish kanallardan tunnel to'siq bilan ajratilgan. Orolcha amorf kremniy klasteridan o'stirilgan bo'lib sirti tunnel to'siq vazifasini bajaruvchi yupqa dielektrik oksid qatlam bilan qoplangan, o'lchami esa 10 nm dan oshmaydi.

2005-yilda A+Shning Kaliforniya va Klemson Universitetlari hamkorlikda Y-shaklidagi nanonaychani o'stirishga muvaffaq bo'ldilar. Uni hosil qilish uchun avval kimyoviy bug'latish usuli bilan to'g'ri nanonaycha o'stirilgan, keyin uning sirti o'stirish katalizatori sifatida titan nanozarralari bilan qoplangan. Natijada nanonaychaning yon tomonidan yana bir shoxcha o'stirilgan. Ana shu shoxchaga elektr kuchlanish berib nanonaychadan o'tayotgan elektronlarni boshqarish mumkin. Y-nanotranzistorining elektr xususiyatlari o'rganilganda uning zamonaviy metall-oksid-yarimo'tkazgich tranzistorlarining o'rnini bosa olishi aniqlandi.

28.5. Texnologik muammolar

Nanoelektronikaning hozirgi asosiy texnologik vositalari skanirlovchi zondli mikroskop, tunnel mikroskop va atom-kuch mikroskoplar yordamida nanotranzistorni bitta-bitta atomdan to'plab yig'ish mumkin. Lekin bu juda ko'p vaqtni talab qiladi. Uskunalarning o'zi ham juda qimmatbaho sanaladi. Hozirda ixtiro qilinayotgan nanoasboblarning keng ko'lamda ishlab chiqarishga qo'yila olinmayotganining asosiy sababi ham nanotexnologik vosita va usullarning iqtisodiy jihatdan o'zini qoplaydigan darajada mahsuldor emasligidir. Shuning uchun ham hozirda nanoasboblar yasashning qulay va arzonroq usul va vositalari ustida tadqiqotlar olib borish nanotexnologiyaning eng dolzarb muammolaridan bo'lib qolyapti.

Uglerod nanonaychalarining kashfiyotchisi S. Iyjima boshliq ibmiy guruh bir qatlamli nanonaycha olinadigan standart elektr yoy ...yad usulini yanada takomillashtirib ilk uskunalarga nisbatan ...cha yuqori bo'lgan unumdorlikka erishdi.

IBM mutaxassislari esa uglerodli nanonaychalar asosida tran...tor elementlarini yasash usulini ishlab chiqishdi. Nanonaychalarni ...olishning barcha usullarida metall va yarimo'tkazgich nanonay...chalarning turli shakldagi aralash tuzilmalari hosil bo'ladi. Asosiy muammo ularni ajrata olishda bo'ladi. Ularni ajratish uchun IBM olimlari quyidagi «konstruktiv qo'porish» degan usulni ishlab chiqishdi. Unga ko'ra avval nanonaychalarga litografiya usuli bilan metall kontaktlar hosil qilinadi. Keyin kontaktlar orqali kichik elektr kuchlanishi beriladi. Shunda yarimo'tkazgichli nanonaychalar vaqtincha izolyatorga aylanib qoladi. Keyin taglikka kuchli elektr kuchlanish beriladi. Natijada metall o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan nanonaychalar elektr zarbidan uloqtirib tashlanadi va plastina ustida tranzistor yasashga yaraydigan yarimo'tkazgichli nanonaychalargina qoladi. Bunday usul nanotranzistorlardan iborat nanosxemalarni unumdorli ishlab chiqarishga keng yo'l ochishi ta'kidlanmoqda.

XXIX BOB
ATOM YADROSI FIZIKASI

29.1. Atom yadrosining tarkibi va asosiy xarakteristikalari

Atomning yadro modeli taklif etilgandan so'ng, taxminan sakkiz yillar chamasida yadroning tarkibi haqida nazariy munozaralar davom etdi, xolos. Lekin 1919-yilda Rezerford azot yadrolarini alfa-zarralar bilan bombardimon qilganda ulardan vodorod yadrolari ajralib chiqishini kuzatdi. Rezerford ajralib chiqqan bu zarralarni proton (grekcha πρωτοξ - «birinchi» degan so'zdan olingan) deb atadi. Yana bir elementar zarra – neytronni 1932-yilda Rezerfordning shogirdi Chedvik aniqladi. Shundan sung 1932-yilda sovet fizigi D. D. Ivanenko va nemis olimi Verner Geyzenberg bir-biridan mustaqil ravishda atom yadrosi protonlar va neytronlardan tashkil topgan, degan fikrni ilgari surishdi. Shu tariqa atom yadrosining proton-neytron modeli yaratildi. Proton va neytron yagona nom bilan nuklon deb ataldi. Bu nom lotincha nucleus "yadro" so'zidan olingan bo'lib, u proton va neytron yadroviy zarralar ekanligini anglatadi. Ana shu nuklonning asosiy xarakteristikalaridan biri bilan tanishaylik.

Proton musbat elementar elektr zaryadga ega bo'lgan zarra, ya'ni $q_r = +e = +1,60219 \cdot 10^{-19}$ C. Uning tinchlikdagi massasi $m_r = 1,67265 \cdot 10^{-27}$ kg. Atom va yadro fizikasida massaning atom birligi (qisqartirib "m. a. b. " shaklida yoziladi) dan keng foydalaniladi. Bu birlik ST SEV 1052-78 ga asosan ruxsat etilgan. 1 m. a. b. uglerod – 12 atomi massasining 1/12 ulushiga, ya'ni 1, $66057 \cdot 10^{-27}$ kg ga teng. Natijada $m_r = 1,007276$ m. a. b. bo'ladi. Neytron esa elektroneytral zarra bo'lib, uning tinchlikdagi massasi $m_n = 1,67495 \cdot 10^{-27}$ kg = 1, 008665 m. a. b. ga teng. Bundan tashqari energiya va massaning ekvivalentlik qonuni ($W=mc^2$) ga asoslanib, massa J larda yoxud eV larda (1J = 6, 2419·10^18 eV) ham ifodalanadi. Demak,

$$m_p = 1,5033 \cdot 10^{-10} \text{ J} = 938,28 \text{ MeV}$$
$$m_n = 1,5054 \cdot 10^{-10} \text{ J} = 939,57 \text{ MeV} \qquad (29.1)$$

Har qanday fermionlar kabi nuklonlarning ham spinlari yarimga teng, ya'ni s = ½. Elementar zarralar spinlarini kvant son yordamida

uni shunday yozish qabul qilingan. Proton yoxud neytronning spini ... ga teng deyilganda, nuklon spinining ixtiyoriy yo'nalishga (masalan tashqi magnit maydon yo'nalishiga) proyeksiyasi ½h = ½·1, 05459·10^-34 J·s = 0, 5273·10^-34 J·s ga teng ekanligini tushunishimiz lozim.

Proton va neytronlar xususiy magnit momentlarga ham ega, ularning qiymatlari quyidagicha:

$$\mu_p = +2,79\ \mu_{ya}$$
$$\mu_n = -1,91\ \mu_{ya} \qquad (29.2)$$

Bu ifodadagi μ_{ya} yadrolar va zarralarning magnit momentlarini o'lchash uchun qo'llaniladigan va yadroviy magneton deb ataladigan kattalik. Bu tushuncha Bor magnetoniga, qiyosan kiritilgan. Agar Bor magnetoni ifodasining maxrajidagi elektron massasi m_e o'rniga proton massasi m_r ni qo'ysak, yadroviy magnetonning ifodasi hosil bo'ladi:

$$\mu_{ya} = \frac{eh}{2m_p} = 5,0508 \cdot 10^{-27} \frac{A}{м^2} \qquad (29.3)$$

Endi atom yadrosini xarakterlovchi kattaliklar bilan tanishaylik.

D. I. Mendeleyev davriy jadvalidagi elementlarning tartib nomeri Z shu element atomi yadrosining zaryadini aniqlaydi, ya'ni $q_{ya} = +Ze$. Barcha yadrolar ichida vodorod atomining yadrosi eng kichik zaryadga, ya'ni protonning zaryadi +e ga teng. Kislorod atomi yadrosining zaryadi +8e. Kumushniki +47e, oltinniki +79e, uranniki esa +92e ga teng.

Yadrodagi nuklonlar soni, ya'ni yadro tarkibidagi barcha protonlar soni Z va barcha neytronlar soni N ning yig'indisi

$$Z + N = A$$

yadroning massa soni deyiladi.

Yadrolarni belgilashda elementning kimyoviy simvolidan foydalanib, simvolning yuqorigi o'ng tomonida yadroning massa soni yoziladi. Masalan, Li^7, Au^{197} va hokazo. Ba'zan simvolning pastki chap tomonida elementning tartib nomeri (protonlar soni) ham qayd qilinadi: ${}_8O^{16}$, ${}_{20}Sa^{40}$, ${}_{26}Fe^{54}$, ${}_{75}Re^{182}$, ${}_{92}U^{235}$.

Ba'zi hollarda esa yadrodagi protonlar va neytronlar sonini aks ettirish uchun kimyoviy simvolning pastki o'ng tomoniga neytronlar soni ham yozib qo'yiladi: ${}_{83}Bi^{209}{}_{126}$, ${}_{92}U^{238}{}_{146}$.

Demak, yadroni xarakterlash uchun Z, N va A sonlar qo'llaniladi. Bu uch sondan birortasi o'zgarmas bo'lgan yadrolarni umumlashtiruvchi quyidagi nomlardan foydalaniladi:

1) Z lari bir xil bo'lgan yadrolar izotoplar deyiladi. Masalan, vodorodning uchta izotopi mavjud: ${}_1H_0^1$ (protiy), ${}_1H_1^2$ (deytriy) va ${}_1H_2^3$ (tritiy). Demak, izotoplar deganda neytronlarining sonlari bilan farqlanuvchi ayni element atomlarining yadrolarini tushunish lozim.

2) N lari bir xil bo'lgan yadrolar izotonlar deyiladi. Masalan, ${}_7N^{15}{}_8$, ${}_8O^{16}{}_8$, ${}_9F^{17}{}_8$.

3) Z va N lari har xil, lekin A = Z + N lari bir xil bo'lgan yadrolar izobarlar deyiladi. Masalan, ${}_{74}W^{181}{}_{107}$, ${}_{75}Re^{181}{}_{106}$, ${}_{76}Os^{181}{}_{105}$, ${}_{77}Ir^{181}{}_{104}$.

29.2. Yadroviy kuchlar va bog'lanish energiyasi

Yadro o'lchamlari bilan tanishgandan so'ng quyidagicha mulohaza yuritishimiz mumkin. Yadro tarkibidagi ikki proton orasida, Kulon qonuniga asosan, miqdori

$$F_K = \frac{e \cdot e}{4\pi\varepsilon_0 r^2} \approx 34H$$

bo'lgan o'zaro itarish kuchi ta'sir qilishi lozim. Og'ir yadrolarda (bu yadrolarda bir necha o'nlab protonlar mavjud) esa kulon kuchining miqdori bir necha ming nyutonga yetadi. Bunday kuchlar ta'sirida yadrodagi protonlar tarqab ketishi lozim edi. Vaholanki, barqaror yadrolar mavjud. Balki yadrolar barqarorligining sababini nuklonlar orasidagi o'zaro tortishish gravitatsion kuchlarining ta'siri bilan tushuntirish mumkindir. Biroq ikki proton orasidagi gravitatsion kuchning miqdori

$$F_{2p} = \gamma \frac{m_p \cdot m_p}{r^2} \approx 28 \cdot 10^{-36} H$$

ga teng, ya'ni gravitatsion kuch kulon kuchidan taxminan 10^{36} marta kichik. Shuning uchun barqaror yadrolarning mavjudligini yadro ichidagi tortishish xarakteriga ega bo'lgan qudratli yadroviy kuchlar

bilan tushuntiriladi. Yadroviy kuchlarning xususiyatlari tajribalarda yaxshigina o'rganilgan. Bu xususiyatlarning asosiylari quyidagilardan iborat:

1) nuklonlar orasidagi masofa $r = (1 \div 2) \cdot 10^{-15}$ m bo'lganda yadroviy kuchlar tortishish xarakteriga, $r < 1 \cdot 10^{-15}$ m masofada esa itarish xarakteriga ega bo'ladi. $r > 2 \cdot 10^{-15}$ m masofalarda yadroviy kuchlarning ta'siri deyarli sezilmaydi;

2) yadroviy kuchlarning miqdori o'zaro ta'sirlashayotgan nuklonlarning zaryadli yoxud zaryadsiz bo'lishiga bog'liq emas, ya'ni ikki proton, ikki neytron yoki proton va neytron orasidagi o'zaro ta'sirning kattaligi bir xil bo'ladi;

3) yadroviy kuchlar o'zaro ta'sirlashadigan nuklonlar spinlarining yo'nalishiga bog'liq. Bunga ikkita nuklondan tashkil topgan sistema misol bo'la oladi. Neytron va protonning spinlari faqat parallel bo'lgan taqdirdagina sistema bog'liq bo'ladi, ya'ni deyteriy (N^2) hosil bo'ladi. Spinlari antiparellel bo'lgan neytron va proton N^2 hosil qilmaydi;

4) yadroviy kuchlar to'yinish xususiyatiga ega, ya'ni har bir nuklon yadrodagi barcha nuklonlar bilan emas, balki o'zining atrofidagi chekli sondagi nuklonlar bilan bir vaqtning o'zida ta'sirlasha oladi.

Haqiqatdan, zamonaviy tasavvurlarga asosan, yadrodagi nuklonlar bir-biri bilan pi-mezonlar almashib turadi. Pi-mezonlar uch xil bo'ladi: musbat (π^+), manfiy (π^-) va neytral (π^0). Proton va neytronning o'zaro ta'sirlashishi quyidagicha amalga oshadi: proton π^+ chiqarib, o'zi neytronga aylanadi, π^+ ni neytron yutadi va u protonga aylanadi. Bu jarayonni sxematik tarzda

$$p + n \leftrightarrow n + \pi^+ + n \leftrightarrow n + p \text{ yoki } n + p \leftrightarrow p + \pi^- + p \leftrightarrow p + n$$

shaklida yozish mumkin. Barcha proton va neytron orasida zaryad almashinish ro'y beryapti. Proton va neytron orasidagi o'zaro ta'sir π^0 vositasida ham ro'y berishi mumkin, lekin bu holda nuklonlar zaryad almashmaydi:

$$p + n \leftrightarrow p + n + \pi^0 + n \leftrightarrow n + p$$

Proton va proton yoki neytron va neytron orasidagi o'zaro ta'sir ham π^0 vositachiligida o'tadi.

$$p + p \leftrightarrow p + \pi^0 + p \leftrightarrow p + p \text{ yoki } n + n \leftrightarrow n + \pi^0 + n \leftrightarrow n + n$$

Shunday qilib, nuklonlar doimo mezon chiqarib va yutib turadi, ya'ni ular mezonlar buluti bilan qoplangan bo'ladi.

29.3. Yadro massasi va bog'lanish energiyasi

Turli elementlar izotoplarining massalari mas-spektrometr deb ataluvchi qurilmalar yordamida yetarlicha aniqlik bilan o'lchanadi.

Ion manbaida (IM) jism atomlari musbat zaryadlangan ionlarga aylantiriladi. So'ngra D_1 va D_2 tirqishli to'siqlar oralig'ida q zaryadli ionlar qU energiyagacha tezlatiladi, ya'ni vakuum kameraga (VK) kirayotgan ionlar uchun

$$\frac{mv^2}{2} = qU \qquad (29.4)$$

munosabat o'rinli bo'ladi. Bunda m – ionning massasi, v – uning tezligi. Vakuum kamerada ionlarga perpendikular yo'nalishdagi bir jinsli magnit maydon ta'sir qiladi. Bu maydon ta'sirida ion aylanma trayektoriya bo'yicha harakatlanadi. R radiusli aylana bo'ylab harakatlanayotgan ionga ta'sir etuvchi markazdan ko'chirma kuch induksiyasi V bo'lgan magnit maydon tomonidan ta'sir etuvchi Lorents kuchiga teng, ya'ni

$$\frac{mv^2}{R} = qUB \qquad (29.5)$$

(29.4) va (29.5) tenglamalarni birga yechsak,

$$m = \frac{qR^2B^2}{2U} \qquad (29.6)$$

ifodani hosil qilamiz. Demak, m massa va q zaryad bilan xarakterlanuvchi ionning induksiyasi B bo'lgan bir jinsli maydondagi aylanma trayektoriyasining radiusi U tezlatuvchi potensial bilan aniqlanadi. (6) ifodadan foydalanilib ion massasi aniqlanadi. Yadro massasi haqida axborot olish uchun ion massasidan uning tarkibidagi

barcha elektronlar massasini ayirish kerak, albatta. Mas-spektrometrlar yordamida olingan ma'lumotlar shuni ko'rsatadiki, yadroning massasi uning tarkibidagi nuklonlar massalarining yig'indisidan kichik. Masalan, Ne^4 yadrosining massasi 4, 001523 m. a. b. ga teng. Bu yadro ikki proton va ikki neytrondan tashkil topgan. Erkin holatlarning umumiy massasi $2m_n + 2m_p = (2 \cdot 1, 007276 + 2 \cdot 1, 008665)$ m. a. b. = 4, 031882 m. a. b. ga teng. Demak, Ne^4 yadrosining massasi uning tarkibidagi nuklonlarning umumiy massasidan $\Delta m = (2m_n + 2m_p) - m_{Ne^4} = (4, 031882 - 4, 001523)$ m. a. b. =0, 030359 m. a. b. kabi kichik. Bu muammoni qanday tushunmoq kerak? Mazkur savolga javob berish uchun nisbiylik nazariyasining asosiy xulosalaridan biri bo'lgan energiya va massaning ekvivalentligi haqidagi prinsipga murojaat qilamiz. Bu prinsipning ta'kidlashicha, agar sistema biror ΔW energiya yo'qotsa yoki qo'shib olsa, uning massasi

$$\Delta m = \frac{\Delta W}{c^2} \qquad (29.7)$$

qadar kamayadi yoki ortadi. Shu prinsipga asoslanib yuqoridagi xulosani muhokama qilaylik. Ikki proton va ikki neytrondan iborat sistema mavjud. Nuklonlar bir-biri bilan ta'sirlashmaydigan darajadagi uzoqlikda joylashgan (ya'ni izolatsiyalangan) xayoliy holni sistemaning bir holati desak, to'rtala nuklon yadro bo'lib bog'langan real holni sistemaning ikkinchi holati, deb hisoblash lozim. Sistemaning bu ikki holatdagi massalarining o'zgarishi Δm ga teng bo'lyapdi. Demak, (29.7) munosabatga asosan, nuklonlar bir-biri bilan bog'langanda (yadro tarzida) ularning energiyasiga o'zgaradi. Boshqacha aytganda, $\Delta m \cdot c^2$ – nuklonlarning bog'lanish energiyasini ifodalovchi kattalik.

$$\Delta W = \Delta m \cdot c^2$$

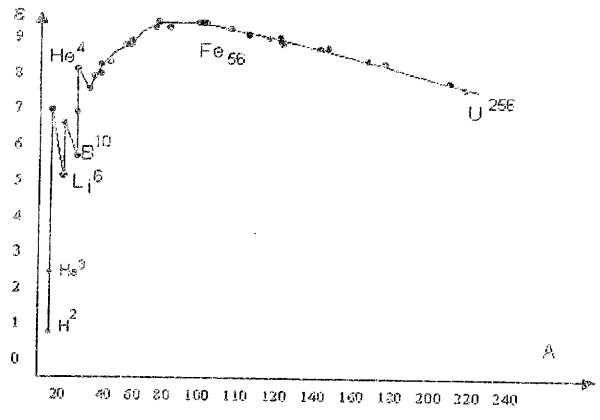
Umuman, fizikada (kimyoda ham) bog'lanish energiyasi deganda, shu bog'lanishni butunlay buzish uchun bajarilishi lozim bo'lgan ish tushuniladi. Xususan, yadrodagi nuklonlarning bog'lanish energiyasi – yadroni tashkil kiluvchi nuklonlarga butunlay ajratish uchun sarflanadigan energiyadir. Uning qiymati quyidagicha aniqlanadi:

$$W_b = (Zm_n + Nm_n - m_{ya})c^2 \qquad (29.8)$$

Yadro bog'lanish energiyasining nuklonlar soniga nisbati, ya'ni

$$\varepsilon = \frac{W_б}{A} \qquad (29.9)$$

kattalik yadrodagi nuklon bog'lanishining o'rtacha energiyasi deb ataladi. ε ning qiymati qanchalik katta bo'lsa, nuklonni yadrodan ajratish uchun shunchalik



29.1-rasm.

ko'proq energiya sarflash kerak bo'ladi. Bu esa o'z navbatida yadroning mustahkamroq ekanligini bildiradi. ε ning turli yadrolar uchun qiymatlari rasmda tasvirlangan.

29.4. Radioaktivlik

Radioaktivlikni birinchi marta 1896-yilda fransuz olimi Bekkerel kuzatgan, uran va uning birikmalari o'z-o'zidan chiqargan nurlar shaffofmas (yorug'lik uchun) jismlardan parron o'tgan, fotoplastinkaga ta'sir qilgan, havoni ionlashtirgan. Keyinchalik, radioaktivlikni o'rganishga bir qator olimlar, ayniqsa Per Kyuri va uning rafiqasi Mariya Kyuri–Skladovskaya katta hissa qo'shdilar. Umuman, radioaktivlik hodisasida kimyoviy elementning beqaror izotoplari elementar zarralar yoxud nuklon chiqarib boshqa element izotoplariga aylanadi. Tabiiy sharoitlarda mavjud bo'lgan izotoplarda kuzatiladigan radioaktivlik tabiiy radioaktivlik, sun'iy ravishda hosil qilinadigan izotoplarda kuzatilgani esa sun'iy radioaktivlik deyiladi

Tabiiy va sun'iy radioaktivlikning bir-biridan farqi yo'q, deyish mumkin. Ularning farqi yemirilayotgan izotoplarni tabiiy sharoitlarda uchrashi yoki uchramasligida, xolos. Radioaktivlik hodisasi tufayli radioaktiv yadrolar yemirilib, borgan sari kamayib boradi. Radioaktiv yemirilish

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \qquad (29.10)$$

qonuni bo'yicha sodir bo'ladi. Bu ifodadagi N_0 – boshlang'ich (ya'ni $t = 0$) vaqtda radioaktiv moddada mavjud bo'lgan yadrolar soni, N – biror t vaqtdan sung yemirilmay qolgan yadrolar soni, λ esa yemirilish doimiysi deb ataluvchi kattalik. Ko'pincha λ o'rniga yarim yemirilish davri (τ) deb ataladigan kattalikdan foydalaniladi. λ va τ lar orasida quyidagi bog'lanish mavjud:

$$\lambda\tau = \ln 2 = 0,693 \qquad (29.11)$$

Radioaktiv izotopning yarim yemirilish davri τ shunday vaqt intervalidir, bu vaqt ichida mavjud radioaktiv yadrolarning yarmi yemiriladi. Ayni radioaktiv izotop uchun τ o'zgarmas kattalik. Uning qiymati tashqi sharoitlarga (temperatura, bosim, magnit yoki elektr maydonlarining ta'siriga) va radioaktiv yadrolarning qanday kimyoviy birikmalar tarkibida ekanligiga bog'liq emas. τ ning qiymatlari turli radioaktiv yadrolar uchun turlicha, masalan, sekundning ulushlaridan million yillargacha bo'lishi mumkin.

Tarkibida radioaktiv yadrolar mavjud bo'lgan moddalar radioaktiv manbalar yoki preparatlar deyiladi. Radioaktiv preparatning xarakteristikasi sifatida preparat aktivligi degan fizik kattalikdan foydalaniladi. Radioaktiv preparatning aktivligi birlik vaqtda sodir bo'ladigan yemirilishlar sonini ifodalaydi. Uning SI dagi birligi bekkerel (Bk). 1 sekund davomida 1 yemirilish sodir bo'ladigan radioaktiv preparatning aktivligi 1 bekkerel bo'ladi. Yadro fizikasiga oid adabiyotlarda preparat aktivligining kyuri (Ki) deb nomlangan birligi uchraydi: $1Ki = 3,7 \cdot 10^{10}$ Bk. Lekin ST VES 1052-78 ga asosan, 1980-yil 1 yanvardan boshlab bir qator birliklarda (xususan kyuridan) foydalanish to'xtatildi.

Alfa-yemirilish. Mazkur yemirilishda radioaktiv yadro α-zarra (He^4 yadrosi) chiqarib, zaryad ikki birlikka, massa soni esa to'rt

birlikka kichik bo'lgan yadroga aylanadi. α-yemirilish sxematik tarzda quyidagicha yozilishi mumkin:

$$z^{X^A} \rightarrow z_{-2}Y^{A-4} + He^4, \qquad (29.12)$$

bunda X – yemirilayotgan (ona) yadroning kimyoviy simvoli, U – yemirilish tufayli vujudga kelgan (bola) yadroning kimyoviy simvoli.

Betta-yemirilish. Betta-yemirilishning uch turi mavjud: β^--yemirilish; β^+-yemirilish; elektron yutish. Ularning sxemasi quyidagicha yoziladi:

$$zX^A \rightarrow z_{+1}U^A + e^- + \nu, \qquad (29.13\text{-a})$$

$$zX^A \rightarrow z_{-1}U^A + e^+ + \nu \qquad (29.13\text{-b})$$

$$zX^A + e^- \rightarrow z_{-1}U^A + \nu \qquad (29.13\text{-d})$$

Bu sxemalardan ko'rinishicha, β^--yemirilishda yadrodan elektron ajralib chiqadi, β^+-yemirilishda esa pozitron ajralib chiqadi. Elektron, pozitron ... Axir yadro proton va neytronlardan tashkil topgan bo'lsa, elektron yoki pozitroni qaydan olinadi? – degan savol tug'iladi. Bu savolga javob quyidagicha: β-yemirilishlarning uchchala turida ham yadroning massa soni o'zgarmaydi. Lekin yadro zaryadi bir birlikka o'zgaradi. β^-yemirilishda yadrodagi bitta neytron

$$n \rightarrow p + e^- + \nu \qquad (29.14\text{-a})$$

sxema bo'yicha protonga aylanadi. β^+-yemirilishda esa, aksincha, bitta proton neytronga aylanadi:

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu \qquad (29.14\text{-b})$$

β-yemirilishning uchinchi turida, ya'ni elektron yutish jarayonida yadro elektron qobiqdagi (asosan K-qobiqdagi) elektronni yutadi. Bu elektron yadrodagi biron proton bilan qo'shilib quyidagi

$$p + e^- \rightarrow n + \nu \qquad (29.14\text{-d})$$

sxema bo'yicha neytronga aylanadi.

29.5. Yadro reaksiyalari

Ikki zarra (ikki yadro yoki yadro va zarra) bir-biri bilan 10^{-15} m [illegible] chamasiga yaqinlashganda yadroviy kuchlarning ta'siri tufayli [illegible] intensiv ta'sirlashadi, natijada yadroviy o'zgarishlar vujudga keladi. Bu jarayon yadroviy reaksiyalar deb ataladi. Yadroviy reaksiyani quyidagicha yozish odat bo'lgan:

$$A + a \rightarrow B + b \text{ yoki } A(a, b)B, \qquad (29.15)$$

Bunda A – boshlang'ich yadro, a – reaksiyaga kirishuvchi zarra, b – yadroviy reaksiyadan ajralib chiquvchi zarra, B – yadroviy reaksiyada vujudga kelgan yadro, a va b zarralar – neytron, proton, alfa-zarra, gamma-kvant, yengil yadrolar yoki boshqa elementar zarralar bo'lishi mumkin.

Birinchi yadroviy reaksiyani 1919-yilda Rezerford amalga oshirgan. Bunda azotni α-zarralar bilan bombardimon qilish natijasida kislorod va proton hosil bo'lgan. Yuqorida bayon etilgan yadroviy reaksiyalarni yozish usuliga asoslanib mazkur reaksiyani

$$_7N^{14} + _2He^4 \rightarrow _8O^{17} + _1P^1 \qquad (29.16\text{-a})$$

yoki ixchamroq

$$N^{14}(\alpha, P)\,O^{17} \qquad (29.16\text{-b})$$

ko'rinishlarda ifodalash mumkin.

Reaksiyalarning turlari ko'p. Lekin reaksiyaga kirishuvchi zarralarning tabiatiga asoslanib uch sinfga: 1) zaryadli zarralar; 2) neytronlar; 3) γ-kvantlar ta'sirida amalga oshadigan reaksiyalarga ajratish mumkin.

Reaksiyalarni amalga oshish mexanizmi bo'yicha ikki sinfga shartli ravishda ajratsa bo'ladi:

1. Yadroviy reaksiyalarni oraliq yadro orqali amalga oshishi. Bunda reaksiya ikki bosqichda o'tadi. Birinchi bosqichda zarra yadro tomonidan yutiladi. Vujudga kelgan sistema oraliq yadro yoki kompaund yadro deb ataladi. Ikkinchi bosqichda oraliq yadro yemiriladi. Demak, $A + a \rightarrow C^* \rightarrow B + b$ sxema bo'yicha amalga oshadi. C^* yadroning (bundagi yulduzcha yadroning uyg'ongan holatini ifodalaydi) yashash davomiyligi ancha

birlikka kichik bo'lgan yadroga aylanadi. α-yemirilish sxematik tarzda quyidagicha yozilishi mumkin:

$$z^{X^A} \rightarrow z_{-2}Y^{A-4} + He^4, \qquad (29.12)$$

bunda X – yemirilayotgan (ona) yadroning kimyoviy simvoli, U – yemirilish tufayli vujudga kelgan (bola) yadroning kimyoviy simvoli.

Betta-yemirilish. Betta-yemirilishning uch turi mavjud: β^--yemirilish; β^+-yemirilish; elektron yutish. Ularning sxemasi quyidagicha yoziladi:

$$zX^A \rightarrow z_{+1}U^A + e^- + \nu, \qquad (29.13\text{-a})$$

$$zX^A \rightarrow z_{-1}U^A + e^+ + \nu \qquad (29.13\text{-b})$$

$$zX^A + e^- \rightarrow z_{-1}U^A + \nu \qquad (29.13\text{-d})$$

Bu sxemalardan ko'rinishicha, β^--yemirilishda yadrodan elektron ajralib chiqadi, β^+-yemirilishda esa pozitron ajralib chiqadi. Elektron, pozitron ... Axir yadro proton va neytronlardan tashkil topgan bo'lsa, elektron yoki pozitroni qaydan olinadi? – degan savol tug'iladi. Bu savolga javob quyidagicha: β-yemirilishlarning uchchala turida ham yadroning massa soni o'zgarmaydi. Lekin yadro zaryadi bir birlikka o'zgaradi. β^-yemirilishda yadrodagi bitta neytron

$$n \rightarrow p + e^- + \nu \qquad (29.14\text{-a})$$

sxema bo'yicha protonga aylanadi. β^+-yemirilishda esa, aksincha, bitta proton neytronga aylanadi:

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu \qquad (29.14\text{-b})$$

β-yemirilishning uchinchi turida, ya'ni elektron yutish jarayonida yadro elektron qobiqdagi (asosan K-qobiqdagi) elektronni yutadi. Bu elektron yadrodagi biron proton bilan qo'shilib quyidagi

$$p + e^- \rightarrow n + \nu \qquad (29.14\text{-d})$$

sxema bo'yicha neytronga aylanadi.

29.5. Yadro reaksiyalari

Ikki zarra (ikki yadro yoki yadro va zarra) bir-biri bilan 10^{-15} m tu chamasiga yaqinlashganda yadroviy kuchlarning ta'siri tufayli o zaro intensiv ta'sirlashadi, natijada yadroviy o'zgarishlar vujudga keladi. Bu jarayon yadroviy reaksiyalar deb ataladi. Yadroviy reaksiyani quyidagicha yozish odat bo'lgan:

$$A + a \rightarrow B + b \text{ yoki } A(a, b)B, \qquad (29.15)$$

Bunda A – boshlang'ich yadro, a – reaksiyaga kirishuvchi zarra, b yadroviy reaksiyadan ajralib chiquvchi zarra, B – yadroviy reaksiyada vujudga kelgan yadro, a va b zarralar – neytron, proton, alfa-zarra, gamma-kvant, yengil yadrolar yoki boshqa elementar zarralar bo'lishi mumkin.

Birinchi yadroviy reaksiyani 1919-yilda Rezerford amalga oshirgan. Bunda azotni α-zarralar bilan bombardimon qilish natijasida kislorod va proton hosil bo'lgan. Yuqorida bayon etilgan yadroviy reaksiyalarni yozish usuliga asoslanib mazkur reaksiyani

$$_7N^{14} + _2He^4 \rightarrow _8O^{17} + _1P^1 \qquad (29.16\text{-a})$$

yoki ixchamroq

$$N^{14}(\alpha, P)\, O^{17} \qquad (29.16\text{-b})$$

ko'rinishlarda ifodalash mumkin.

Reaksiyalarning turlari ko'p. Lekin reaksiyaga kirishuvchi zarralarning tabiatiga asoslanib uch sinfga: 1) zaryadli zarralar; 2) neytronlar; 3) γ-kvantlar ta'sirida amalga oshadigan reaksiyalarga ajratish mumkin.

Reaksiyalarni amalga oshish mexanizmi bo'yicha ikki sinfga shartli ravishda ajratsa bo'ladi:

1. Yadroviy reaksiyalarni oraliq yadro orqali amalga oshishi. Bunda reaksiya ikki bosqichda o'tadi. Birinchi bosqichda zarra yadro tomonidan yutiladi. Vujudga kelgan sistema oraliq yadro yoki kompaund yadro deb ataladi. Ikkinchi bosqichda oraliq yadro yemiriladi. Demak, $A + a \rightarrow C^* \rightarrow B + b$
sxema bo'yicha amalga oshadi. C* yadroning (bundagi yulduzcha yadroning uyg'ongan holatini ifodalaydi) yashash davomiyligi ancha

katta – taxminan ($10^{-14}\div10^{-15}$) s bo'ladi. Yadro fizikasida yadroviy vaqt tushunchasidan foydalanish odat bo'lgan. Yadroviy vaqt deganda energiyasi 1MeV bo'lgan nuklon ($v\sim10^7$ m/s ga mos keladi) yadroning diametriga ($\sim10^{-14}$ m) teng masofani bosib o'tish uchun ketgan vaqt

$$\tau_я=\frac{10^{-14}м}{10^7\frac{м}{с}}=10^{-21}с$$

tushuniladi. Demak, oraliq yadroning yashash davomiyligi yadroviy vaqtdan $10^6\div10^7$ marta katta.

2. Zarraning yadro bilan bevosita o'zaro ta'sirlashuvi tufayli amalga oshadigan reaksiyalar. Misol tariqasida deyton (N^2) ni yadro bilan o'zaro ta'sirlashuvini bayon qilaylik. Yadroga yaqinlashgan deytonning protonini yadro itarib yuboradi (ikkalasining ham zaryadi musbat bo'lganligi uchun). Deytonning neytroni esa yadroga kirishi mumkin. Natijada deyton bo'linib ketadi, ya'ni uning neytronini yadro yutadi, protoni esa yadroga kirmasdan o'tib ketadi. Bu ba'zan «uzib olish» reaksiyasi deb ham ataladi.

Yadroviy reaksiyalarni tajribalarda o'rganish tufayli reaksiyalarda saqlanish qonunlarining bajarilishi aniqlandi:

1. Yadroviy zarralarga kirishuvchi zarralarning umumiy zaryadi reaksiyada vujudga kelgan zarralarning umumiy zaryadiga teng.

2. Yadroviy reaksiyaga kirishayotgan zarralardagi nuklonlarning to'liq soni reaksiyadan keyin ham saqlanadi, ya'ni reaksiyada hosil bo'lgan zarralar nuklonlarining to'liq soniga teng bo'ladi. Bu ikki qonunning bajarilishini quyidagi jadvalda keltirilgan yadroviy reaksiyalar misolida tekshirib ko'rsa bo'ladi:

Yadroviy reaksiya	Elektr zaryadi	Nuklonlar soni
$N^{14}+\alpha\rightarrow O^{17}+p$	7+2=8+1	14+4=17+1
$H^2+H^2\rightarrow He^3+n$	1+1=2+0	2+2=3+1
$Li^7+p\rightarrow Be^7+n$	3+1=4+0	7+1=7+1
$S^{32}+n\rightarrow P^{32}+p$	16+0=15+1	32+1=32+1
$Be^9+\gamma\rightarrow 2He^4+n$	4+0=2·2+0	9+0=2·4+1

3. Yadroviy reaksiyalarda massaning saqlanish qonuni (va energiyaning saqlanish qonuni ham) bajariladi. Bu ikki qonunni

haqiqatda bayon qilmoqchiligimizning sababi massa va energiya o'zaro $W=mc^2$ munosabat bilan bog'langanligidadir. Yadroviy reaksiyani (29.15) belgilanishiga amal qilaylik. U holda yadroviy reaksiyaga kirishayotgan zarralarning tinchlikdagi massalarini m_A va m_a deb, reaksiyada vujudga kelgan zarralarnikini esa m_V va m_b deb belgilaymiz. Ularning kinetik energiyalarini mos ravishda T_A, T_a, T_V, T_b deb belgilaylik. Natijada reaksiyaga kirishayotgan zarralar to'liq energiyalarining yig'indisi reaksiyada vujudga kelgan zarralar to'liq energiyalarining yig'indisiga tengligini quyidagicha ifodalaymiz:

$$m_Ac^2+T_A+m_ac^2+T_a=m_Bc^2+T_B+m_bc^2+T_b$$

Mos hadlarni guruhlasak, bu ifoda quyidagi

$$[(m_A+m_a)-(m_B+m_b)]c^2=(T_B+T_b)-(T_A+T_a)$$

ko'rinishga keladi. Bu tenglikning o'ng tomoni reaksiya natijasida vujudga keladigan energiya o'zgarishini ifodalaydi. Yadroviy reaksiyada ajralib chiqadigan yoki yutiladigan energiya reaksiya energiyasi deyiladi va odatda, Q harfi bilan belgilanadi. U holda

$$Q=[(m_A+m_a)-(m_B+m_b)]c^2=(T_B+T_b)-(T_A+T_a) \qquad (29.17)$$

Agar $Q>0$ bo'lsa, zarralar tinchlikdagi massasining kamayuvi hisobiga zarralar kinetik energiyasining ortishi kuzatiladi. Bu holda ekzoenergetik reaksiya amalga oshayotgan bo'ladi. Ekzoenergetik reaksiya (T_A+T_a) ning har qanday qiymatida ham amalga oshadi. Faqat zarra zaryadli bo'lgan holda uning energiyasi yadro elektr maydonining qarshiligini (odatda, u kulon to'sig'i deyiladi) yengishga yetarli bo'lishi kerak, albatta.

Agar $Q<0$ bo'lsa, endoenergetik reaksiya sodir bo'ladi. Bunda zarralar kinetik energiyasining kamayuvi hisobiga ularning tinchlikdagi massalari ortadi. Shuning uchun reaksiyaga kirishayotgan zarralar kinetik energiyalari yetarlicha katta bo'lishi, ya'ni $(T_A+T_a)=|Q|+(T_B+T_b)$ shart bajarilishi kerak.

29.6. Yadrolarning bo'linish reaksiyasi

E. Fermi (Italiya), I. Jolio-Kyuri va P. Savich (Fransiya), O. Gan va F. Shtrassman (Germaniya), O. Frish va L. Maytner (Avstriya) larning tajribaviy va nazariy izlanishlari tufayli neytronlar bilan bombardimon qilingan og'ir yadrolar (masalan, uran) ni ikki qismga bo'linishi aniqlandi. Bundan tashqari, neytronlar, elektronlar va γ-narlanishlarning ham vujudga kelishi kuzatildi. Bu hodisa yadro bo'linishi deb nom oldi. Bo'linishi jarayonida vujudga kelgan (Mendeleyev davriy jadvalining urtarogidagi elementlarga taalluqli) yadrolar esa bo'linish parchalari deb ataldi.

Bu hodisani yadro fizikasiga oid bilimlarimiz asosida talqin qilib ko'raylik. Neytron ${}_zX^A$ yadroga kirgach, uning nuklonlari orasida o'ralashib qoladi. Natijada yangi ${}_zX^{A+1}$ yadro hosil bo'ladi, u esa ikki yadroga, ya'ni ${}_{z1}U^{A1}$ va ${}_{z2}V^{A2}$ yadrolarga bo'linadi. Bo'linish natijasida vujudga kelishi mumkin bo'lgan boshqa zarralar bilan qiziqmasak, mazkur reaksiyani quyidagicha yoza olamiz:

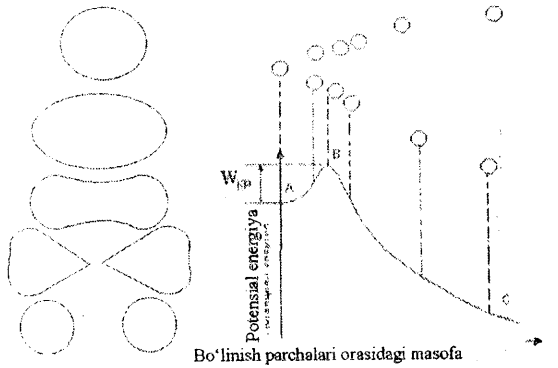
$$ {}_zX^A+n\rightarrow {}_zX^{A+1}\rightarrow {}_{z1}U^{A1}+{}_{z2}V^{A2}+\ldots \qquad (29.18)$$

X yadroni U va V yadrolarga ajralish imkoniyati energetik nuqtayi nazardan

$$Q=(\varepsilon_1A_1+\varepsilon_2A_2) - \varepsilon A \qquad (29.19)$$

ifodaning ishorasiga bog'liq. (29.19) da ε_1, ε_2 va ε lar mos ravishda bo'linish parchalari – U va V hamda X yadrolardagi bitta nuklonga to'g'ri keluvchi bog'lanish energiyalarining qiymatlari. Davriy jadvalning o'rta qismidagi elementlar yadrolari uchun nuklonning yadroga bog'lanish energiyasi (ya'ni ε_1 va ε_2 lar) ning qiymatlari jadval oxiridagi og'ir yadrolarniki (ya'ni ε) ga nisbatan ~0, 8 MeV katta. Shuning uchun Q ning ishorasi musbat bo'ladi. Bundan tashqari X yadroning nuklonlari U va V yadrolar orasida taqsimlangaligi uchun

$$Z_1+Z_2=Z \text{ va } A_1+A_2=A+1\approx A \qquad (29.20)$$



29.2-rasm.

deb hisoblash mumkin. Natijada og'ir yadro (masalan, U^{235}) ikki o'rtacharoq yadroga ajralganda $Q\approx A\cdot 0$, 8 MeV energiya ajralishi lozim, degan xulosaga kelamiz. Qizig'i shundaki, (29.19) ifoda asosida hisoblashlar massa soni 100 dan katta bo'lgan barcha yadrolar uchun Q ning ishorasi musbat ekanligini ko'rsatdi. Demak, nazariy jihatdan A>100 bo'lgan yadrolar o'z-o'zidan, ya'ni spontan bo'linishi mumkin.

Zanjir reaksiya. Reaktorlar

U^{235} yadrosi bo'linishi tufayli ajraladigan energiyaning taxminan 82÷84% i bo'linish parchalarining energiyasi tarzida, qolgan qismi esa neytronlar (2÷3%), γ-nurlanish (5÷6%), elektronlar (3÷4%) va neytrnolar (5÷6%) ning energiyasi sifatida namoyon bo'ladi. Har bir yadro bo'linganda taxminan 200 MeV energiya ajraladi. Solishtirish maqsadida oddiy kimyoviy reaksiyalarda (masalan, yonish protsessida) ajraladigan energiyaning har bir atomga to'g'ri keladigan ulushi atigi bir necha eV ekanligini eslaylik. Demak, yadro bo'linishida kimyoviy reaksiyadagidan millionlab marta ko'p energiya ajraladi. Shuning uchun og'ir yadrolarning bo'linish hodisasi kashf qilinishi bilanoq, bu reaksiyada ajraladigan energiyadan foydalanish yo'llari izlana boshlandi. Bo'linish energiyasidan foydalanish imkoniyati amalga oshishi uchun shunday sharoit yaratish kerakki, bu sharoitda reaksiya bir boshlangandan

so‘ng o‘z-o‘zidan davom eta olsin, ya’ni reaksiya zanjir xarakterga ega bo‘lsin. Bunday reaksiyani amalga oshirishga og‘ir yadroning bo‘linishida vujudga keladigan 2-3 dona neytron yordam beradi. Masalan, birinchi yadro bo‘linganda ajralib chiqqan 2-3 neytronning har biri o‘z navbatida yangi yadrolarning bo‘linishiga sababchi bo‘ladi. Natijada 6-9 yangi netronlar vujudga keladi. Bu neytronlar yana boshqa yadrolarning bo‘linishiga imkoniyat yaratadi va hokazo. Shu tariqa bo‘linayotgan yadrolar va buning natijasida vujudga keladigan neytronlar soni nihoyat tez ortib boradi. Bayon etilgan tarzda rivojlanadigan protsess – zanjir reaksiyadir. Hisoblarning ko‘rsatishicha, birinchi yadro bo‘lingandan keyin $7,5\cdot10^{-7}$ s vaqt o‘tgach $10^{24}\div10^{25}$ yadro (shuncha yadro taxminan 1 kg uran tarkibida bo‘ladi) reaksiyada qatnashgan bo‘ladi. Reaksiyaning bunday o‘ta shiddatli tusda o‘tishi – portlash demakdir. Lekin bu mulohazalarda barcha neytronlar yangi yadrolarning bo‘linishiga sabab bo‘ladi, degan farazdan foydalaniladi. Aslida neytronlar boshqa yadrolar tomonidan yutilishi, lekin bu yadro bo‘linmasligi mumkin. Yoxud neytronlar bo‘linuvchi yadrolar bilan to‘qnashmasdan reaksiya sodir bo‘ladigan hajm (ya’ni aktiv zona) dan chiqib ketishi mumkin. Natijada zanjir reaksiya rivojlanmaydi. Demak, zanjir reaksiya rivojlanishi uchun yadroning bo‘linishi tufayli hosil bo‘lgan neytronlarning o‘rta hisobda bittadan ortig‘i yangi bo‘linishni vujudga keltirishi shart.

29.7. Termoyadroviy reaksiyalar

Yadro bog‘lanish energiyasining bir nuklonga mos keluvchi qiymati ε ning massa son A ga bog‘liqligini xarakterlovchi grafik (rasm) ga nazar tashlasak, faqat og‘ir yadrolarning bo‘linishi tufayligina emas, balki *juda yengil yadrolarni biriktirish* (yadrolar sintezi) ***usuli bilan ham yadroviy energiyadan foydalanish mumkin,*** degan fikrga kelamiz. Masalan, deyteriy va tritiyning sintezida α-zarra va neytron hosil bo‘ladi, ya’ni

$$_1H^2 + {}_1H^3 \rightarrow {}_2He^4 + n \qquad (29.21)$$

Mazkur reaksiyaning energiyasini hisoblaylik:

$$Q = \left[(m_{H^2} + m_{H^3}) - (m_{H_1^4} + m_n)\right]C^2 \approx 17,6MeV \qquad (29.22)$$

Demak, reaksiya ekzotermik va unda qatnashayotgan har bir nuklonga to‘g‘ri keluvchi energiya ~3, 5 MeV ga teng. Taqqoslash maqsadida U^{235} ning bo‘linishida ajraladigan energiyaning bitta nuklonga mos keluvchi ulushi ~0, 85 MeV ligini eslaylik.

Yadrolar sintezi amalga oshishi uchun ular bir-biri bilan yadroviy kuchlarning ta’siri seziladigan masofa ($r\sim10^{-15}$ m) gacha yaqinlashishi kerak. Lekin yadrolarning bu darajada yaqinlashishiga kulon itarish kuchlari tufayli ular orasida vujudga keladigan potensial to‘siq qarshilik ko‘rsatadi. Bu to‘siqni yengish uchun H^2 va H^3 ning sintez reaksiyasida yadrolar

$$\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r} = \frac{(1,6\cdot10^{-19})^2}{4\cdot3,14\cdot8,85\cdot10^{-12}\cdot2\cdot10^{-15}}\text{Ж} \approx 0,7\text{МэВ} \qquad (29.23)$$

energiyaga ega bo‘lishi kerak. Demak, to‘qnashayotgan yadrolarning har birini kinetik energiyasi ~0, 35 MeV bo‘lsa, yadroviy sintez reaksiyasi amalga oshadi. U holda yadrolar sintezi issiqlik harakatining energiyasi (ya’ni 3kT/2) tufayli sodir bo‘lishi uchun yadrolarni qanday temperaturagacha qizdirish lozim? – degan savolga javob topaylik. Hisoblardan ko‘rinishicha, bu temperatura $2\cdot10^9$ K bo‘lishi kerak. Mazkur temperaturani amalda hosil qilib bo‘lmaydi. Lekin bunchalik yuqori temperaturaga hojat ham bo‘lmasa kerak. Bu fikr quyidagi ikki sababga asoslanadi:

1) ixtiyoriy T temperaturadagi gaz molekulalari tezliklarining qiymati Maksvell taqsimotiga buysunadi. Shu sababli Maksvell taqsimotini xarakterlovchi grafikning “dumi” ga mos keluvchi tezliklar bilan harakatlanadigan yadrolar issiqlik harakat energiyasining qiymati 3kT/2 dan ancha katta bo‘ladi;

2) tunnel effekt tufayli yadrolar birikishi uchun lozim bo‘ladigan kinetik energiyaning qiymati kulon to‘sig‘i balandligidan kichik ham bo‘lishi mumkin. Shuning uchun N^2 va N^3 yadrolarining ~10^7 K temperaturada yana ham yetarlicha intensiv birikishi kuzatiladi. *Yadrolar sintezi yuqori temperaturalarda sodir bo‘lganligi uchun u termoyadroviy reaksiya deb ataladi.* Bu qadar yuqori temperatura yulduzlarda, jumladan, Quyoshda mavjud. Quyosh nurlanishining

spektrini o‘rganish asosida yulduzlar tarkibi, asosan, vodorod va geliydan hamda ozgina miqdordagi (~1% cha) uglerod, azot va kisloroddan iborat, degan xulosaga kelingan. Quyosh energiyasi uning tarkibidagi yadrolarning sintezi, ya’ni termoyadroviy reaksiyalar tufayli ajraladi. Bu reaksiyalarning variantlaridan biri prton – proton (pp) siklidir. Mazkur sikldagi birinchi reaksiyada ikki proton birikib, deytonni hosil qiladi:

$$H^1 + H^1 \rightarrow H^2 + e^+ + \nu \qquad (29.24a).$$

Ikkinchi bosqichda

$$H^2 + H^1 \rightarrow \gamma + He^3 \qquad (29.24b)$$

reaksiya amalga oshadi. Shundan so‘ng

$$He^3 + He^3 \rightarrow He^4 + 2H^1 \qquad (29.24d)$$

reaksiyada geliy yadrosi va ikkinchi proton hosil bo‘ladi. Bundan tashqari, siklning birinchi bosqichidagi C^{12} yadrosi ham vujudga keladi. U yana yangi siklni boshlaydi. Boshqacha qilib aytganda, C^{12} yadrosi uglerod siklida “yadroviy katalizator” vazifasini o‘taydi. Shuni ham qayd qilmoq lozimki, uglerod sikli pp – siklga nisbatan yuqoriroq temperaturalarda o‘tadi. Zamonaviy tasavvurlarga asosan, Quyosh energiyasining manbai asosan rr-sikldir.

I. E. Tamm va uning xodimlari 1950-yilda plazmani magnit maydon yordamida izolatsiyalash mumkin, degan fikrni ilgari surdilar. Bu fikrga asoslanib bir qancha qurilmalar yasalgan. Ular ichida sovet olimlari yasagan va “Tokamak” nomi bilan yurgiziladigan qurilmalar e’tiborga loyiq. “Tokamak” lar yordamida xalqaro hamkorlik asosida boshqariladigan termoyadroviy reaksiyani amalga oshirish bo‘yicha izlanishlar ham olib borilmoqda.

Yadro fizikasi o‘zining navqironligiga qaramay ko‘gina yutuqlarga erishdiki, ular fan-texnika va sanoatning bir qancha sohalarida qo‘llanilmoqda. Shularning ba’zilari haqida to‘xtalib o‘taylik.

1. Yadroviy energetika haqida. Yadroviy energiya Xirosima va Nagasaki fojialaridan so‘ng keng jamoatchilikka ayon bo‘ldi. Yadroviy energiyadan tinchlik maqsadlarida foydalanish 1954 - yil iyulda birinchi atom elektrostansiyani ishga tushirish bilan boshlandi.

XXX BOB
OLAMNING ZAMONAVIY FIZIK MANZARASI

30.1. Elementar zarralarning kashf qilinishi

Zamonaviy tezlatkichlarda zarralarni yuqori energiyalargacha tezlatish imkoniyatlari elementar zarralarni o‘rganishga keng sharoitlar yaratib beradi. Xususan, antiproton va antineytronlarning kashf etilishi sinxrofazotronda yuqori energiyali protonlar oqimini hosil qilish bilan bog‘liq. 1932 - yilda elektronning antizarrasi pozitron kashf qilingandan so‘ng, barcha elementar zarralarning antizarralari ham bo‘lishi lozim, degan fikr fizikada mustahkam o‘rin oladi. Antiproton 23 yildan so‘ng, ya`ni 1955 - yilda olimlar Chemberlen, Segre, Uigand va Ipsilantis birgalikda amalga oshirgan tajribalarida qayd qilindi. Ular 6 GeV gacha tezlatilgan protonlar bilan misning nishonini nurladilar. Bunda yuqori energiyali proton mis yadrosining tarkibidagi biror nuklon bilan ta`sirlashadi va quyidagi reaksiyalardan biri amalga oshadi:

$$p + p \rightarrow p + p + p + \bar{p} \quad \text{yoki} \quad n + p \rightarrow n + p + p + \bar{p}$$

Antiprotonning elektr zaryadi manfiy, xususiy magnit momenti mexanik momentga teskari yo‘nalgan. Xuddi elektron va pozitron kabi proton va antiproton o‘zaro annigilatsiyalanadi. Antiproton neytron bilan to‘qnashganda ham annigilatsiyalanishi mumkin.

Bir yildan so‘ng, ya`ni 1956 - yilda antineytron kashf qilindi. Antineytronning xususiy magnit momentining yo‘nalishi mexanik momentining yo‘nalishi bilan bir xil. U nuklon bilan (ya’ni proton yoki neytron bilan) to‘qnashganda annigilatsiyalanishi aniqlandi.

Keyinchalik (1965 - 1966 y) eng oddiy yadrolar – deyteriy va tritiylarning antiyadrolari antideyteriy va antitritiylar kashf etildi.

Hozirgi vaqtda deyarli barcha zarralarning (foton, pi-nol-mezon va eta-mezondan tashqari) antizarralari mavjudligi aniqlangan. Antizarrani belgilash uchun zarraning belgisidan foydalaniladi, faqat belgi tepasiga chiziqcha qo‘yiladi.

Jadvaldan ko‘rinishicha, barcha zarralar to‘rt guruh shaklida joylashtirilgan. Birinchi guruhga o‘zining xususiyatlari bilan boshqa

zarralardan ajralib turadigan elektromagnit maydon kvanti - foton kiradi, xolos. Leptonlar guruhi massalari 207 elektron massasidan kichik bo'lgan yengil zarralardan tashkil topgan. Mezonlar guruhiga kirgan zarralarning massalari esa leptonlardan og'irroq, lekin barionlar guruhidagi zarralardan yengilroq. Shuning uchun ularni o'rta massali zarralar guruhi desa bo'ladi.

Zarralarni guruhlarga ajratishda ularning faqat massalari emas, balki boshqa xususiyatlari ham e'tiborga olingan. Masalan, leptonlar va barionlarning spinlari 1/2 ga (omega – giperonning spini 3/2 ga teng), mezonlarda 0 ga, fotonniki esa 1 ga teng. Zarralar yana bir xususiyati bilan bir-biridan farqlanadi. Bu xususiyat – zarralar orasidagi o'zaro ta'sirdir. O'zaro ta'sirning to'rt turi mavjud:

1) kuchli o'zaro ta'sir, unga yadroviy kuchlar misol bo'ladi;

2) elektromagnit o'zaro ta'sir;

3) kuchsiz o'zaro ta'sir, uning namoyon bo'lishini β- yemirilishi jarayonida kuzatiladi;

4) gravitatsion o'zaro ta'sir, eng sust o'zaro ta'sir.

Barionlar va mezonlar guruhlariga oid zarralarda kuchli o'zaro ta'sir namoyon bo'ladi. Ba'zi zarralar bir vaqtning o'zida bir necha o'zaro ta'sirda qatnashish qobiliyatiga ega. Masalan, proton boshqa zarralar bilan kuchli, elektromagnit, kuchsiz o'zaro ta'sirlarda bo'la oladi. Keyingi yillarda kuchli o'zaro ta'sirda qatnashadigan zarralarning oilasi rezonanslar deb ataladigan zarralarning katta guruhi bilan to'ldi. Rezonanslarning yashash davomiyligi ($10^{-22} \div 10^{-23}$) s chamasida. Birinchi marta rezonanslarni 1952 - yil E. Fermi pi-mezonlarning protonlarda sochilishini tekshirish jarayonida kuzatgan. Mazkur tajribada pi-mezonlarning sochilish ehtimolligining ular energiyasiga bog'liqligini ifodalovchi grafikda keskin maksimum kuzatiladi. Bu xuddi matematik mayatnikning majburiy tebranishida yuz beradigan rezonans hodisasidagi maksimumga o'xshaydi. Kashf etilgan zarraning rezonans deb atalishi ana shundan kelib chiqqan. Umuman, rezonansni zarra yoki pi-mezonning nuklonga «yopishgan» holati deb talqin qilish hozircha hal bo'lmagan muammodir. Balki nihoyat qisqa vaqtlar oralig'ida (rezonans uchun $\tau \sim 10^{-22} \div 10^{-23}$ s) zarra va pi-mezonning nuklonga «yopishgan» holati tushunchalarining farqi yo'qdir.

Biroq kashf qilingan rezonanslar soni anchagina bo'lib qoldi va ularni qo'shib hisoblaganda elementar zarralar soni yuzdan ortib ketdi. Hozirgi zamon tasavvurlariga asosan, ma'lum bo'lgan boshqa zarralardan tashkil topmagan zarrani elementar deb atash mumkin. Masalan, vodorod atomi proton va elektrondan iborat. Shuning uchun uni elementar zarra deb bo'lmaydi. Balki vodorod atomi elementar zarralardan tashkil topgan sistemadir. Neytronchi? Neytron $p \rightarrow e^- + \nu$ sxema bo'yicha yemiriladi, lekin u proton, elektron va neytrinodan iborat sistema emas, bu zarralar neytron yemirilayotgan lahzada vujudga keladi (xuddi yadroning uyg'ongan holatidan asosiy holatga o'tishida foton hosil bo'lganidek). Shuning uchun hozirgi tasavvurlarga asosan neytron elementar zarradir. Biroq shunga qaramay, olimlar ma'lum elementar zarralardan ham kichik bo'lgan zarralar mavjud emasmikan? - degan savolga javob qidirmoqdalar. Ba'zi nazariyotchi fiziklarning fikricha, tabiatda hali kashf qilinmagan zarralar mavjudki, bu zarralardan hozircha elementar deb atalayotgan zarralar tashkil topgandir. Bu sohada 1964-yilda Gell - Man tomonidan taklif etilgan gipoteza e'tiborga loyiq. Bu gipotezaga asosan barcha mezonlar, barionlar va rezonanslarni *kvarklar* deb nomlangan uch zarra va *antikvarklar* deb atalgan uch antizarraning turli kombinatsiyalardagi bog'lanishlari tarzida vujudga keltirish mumkin. Agar mazkur gipoteza qabul qilinsa, hozirgacha ma'lum bo'lgan elementar zarralar tartibli sistemaga keltiriladi. Lekin taklif etilayotgan kvarklarning xususiyatlari hozirgi tasavvurimizda g'ayrioddiy ko'rinadi. Kvarklardan birining elektr zaryadi $+2e/3$, qolgan ikkitasining elektr zaryadlari esa $-e/3$ ga teng bo'lishi lozim. Buning g'ayrioddiyligi shundaki, hozirgacha elektrondan kichik bo'lgan elektr zaryad tabiatda kuzatilgan emas.

Umuman kvarklar haqidagi gipotezani rad etuvchi birorta ham tajribaviy yoki nazariy dalil yo'q. Ikkinchi tomondan, kvarklarning mavjudligini tasdiqlovchi biror tajribaviy dalil ham yo'q, bu sohadagi urunishlar tufayli hozircha biror muvaffaqiyatga erishilgani ham yo'q.

Bu g'oyatda qiziq va dolzarb muammoni hal qilish – fiziklarning yaqin kelajakdagi asosiy vazifalaridan biridir.

30.2. Elementar zarralarning xossalari va klassifikatsiyasi

Hozirgi vaqtga kelib antizarralar bilan birgalikda 350 dan ortiq elementar zarralar kashf qilingan. Ulardan foton, elektron, glyuon, elektron neytrinosi, proton va ularning antizarralari turg'un hisoblanadi. Qolgan elementar zarralar eksponensial qonun bo'yicha 1000 s dan 10^{-24} s vaqtlar davomida o'z-o'zidan yemiriladi.

Hamma elementar zarralar aynan bir xillik va korpuskular to'lqin dualizmi prinsiplariga bo'ysunadilar.

Elementar zarralarning asosiy xarakteristikalariga massa, spin, elektr zaryadi, yashash vaqti, barion zaryad, lepton zaryad, magnit momenti, g'alatilik, izotopik spin, spirallik va juftlik kabi tushuncha va kattaliklar kiradi. Elementar zarralarni quyidagi xossalar bo'yicha klassifikatsiyaga ajratadilar.

1. Yashash vaqti bo'yicha hamma elmentar zarralar turg'un (stabil) va noturg'un zarralarga ajratadilar. Massasi bo'yicha hamma zarralar massasiz va massaga ega zarralarga bo'linadi. Foton, glyuon, graviton va ularning antizarralari massaga ega emas deb hisoblanadi.

Spinlari bo'yicha hamma elementar zarralar bozonlar va fermionlarga bo'linadi. Butun sonli spinga ega bo'lgan zarralar, masalan, foton, glyuon, mezonlar, Xiggs bazoni va boshqalar bozonlar deb ataladi. Yarim sonli spinga ega zarralar, masalan, proton, elektron, neytron, neytrino va boshqalar fermionlar deb nomlanadi. O'zaro ta'sir xarakteriga qarab zarralar adronlar va leptonlarga bo'linadi. Adronlar hamma fundamental o'zaro ta'sirlarda qatnashadigan zarralar bo'lib kvarklardan tashkil topgan deb hisoblanadi. Adronlar o'z navbatida mezonlar va barionlarga bo'linadi.

Kuchli o'zaro ta'sirdan boshqa o'zaro ta'sirlarda qatnashadigan va tuzilishga ega bo'lmagan fundamental zarralar leptonlar deb ataladi. Elektronlar, myu va tau-mezonlar leptonlarga misol bo'la oladi. Leptonlarning olti turi (e, μ, τ, ν_e, ν_μ, ν_τ) mavjud. Mikroolamdagi barcha jarayonlarda barion va lepton zaryadlari saqlanadi.

Gell-Mann – Sveyg modeliga asosan hamma adronlar kvark va antikvarklardan tashkil topgan. Masalan, $\pi^+(u\bar{d})$ $\pi^-(\bar{u}d)$ $p(uud)$

$n(udd)$ $K^+(u\bar{s})$. Kvarklarning elektr zaryadlari kasr sonli, ya'ni $\pm 2/3$ yoki $\pm 1/3$ elementar zaryadga teng.

Kvarklar erkin holda tabiatda uchramaydilar. Tabiatda kvark-lepton simmetriyasi mavjud, ya'ni 6 ta leptonga 6 ta kvark mos keladi deb hisoblanadi. Kvarklar leptonlardan farqli ravishda kuchli o'zaro ta'sirda qatnashdilar. Fizikada elementar zarralar ro'yxatiga o'zaro ta'sir bozonlarini ham kiritishadi. Foton elektromagnit o'zaro ta'sir kvanti bo'lib, ushbu o'zaro ta'sir fotonlar almashinuvi natijasida yuz beradi. 8 turdagi glyuonlar kvarklar orasidagi kuchli o'zaro ta'sirni ta'minlaydi. Oraliq vektor W^+, W^- va Z^0 bozonlar kuchsiz o'zaro ta'sir kvantlari hisoblanadilar. Gravitonlar gravitatsion o'zaro ta'sir kvantlari hisoblanadi.

Tabiatdagi moddalar adron va lentonlar (p, n, e) dan tashkil topgan. Hamma elmentar zarralar Xiggs bozoni yordamida massaga ega bo'ladi. Xiggs bozoni 1964-yilda bashorat qilingan bo'lib, 2012-yil katta adron kollayderida kashf qilindi. Adronlarning o'lchamlari taxminan 10^{-15} m, tuzilishga ega bo'lmagan fundamental zarralar, (fotonlar, glyuonlar, W va Z bozonlar, kvarklar, leptonlar) taxminan 10^{-18} m o'lchamga ega deb hisoblanadi. Elementar zarralarning standart modeliga asosan 12 ta fermionlar va ularning antizarralari 3 avlodga bo'linadi. 1-avlod fermionlarga elektron, pozitron (e^-, e^+) elektron neytrinosi yoki antineytrinosi (ν_e, $\tilde{\nu}_e$) U-"yuqori" kvark yoki anti kvark (Ū), d-"quyi" kvark yoki anti kvark đ kiradi. 2-avlod fermionlarga glyuon, my mezonlar (μ^- yoki μ^+), myuon neytrinosi va antineytrinosi (ν_μ, $\tilde{\nu}_\mu$); C ("maftunkor") – kvark va Č-antikvark; S ("g'alati") kvark va Š-antikvarklar kiradi. Uchinchi avlod fermionlarini Tay lepton (τ^-) va anti Tay lepton (τ^+); Tay neytrinosi (ν_τ) va antineytrinosi ($\tilde{\nu}\tau$); t ("haqiqiy") – kvarki va t –antikvarkini; b ("go'zal") kvark va ƀ-antikvarklar tashkil etadi.

Standart modeli elementar zarralarning hozirgi zamon nazariyasi bo'lib, mikroolamda yuz beradigan juda ko'p jarayonlar va elementar zarralarning xossalari shu nazariya asosida tushuntiriladi. Standart model tomonidan bashorat qilingan juda ko'plab fikrlar tajribada o'z tasdig'ini topmoqda.

30.3. Fundamental o'zaro ta'sir turlari

Elementar zarralar qatnashadigan jarayonlar davomiyligi va zarralarning energiyasiga qarab bir-biridan keskin farq qiladi. Hozirgi zamon tasavvurlariga asosan tabiatda 4 ta fundamental, kuchli, elektromagnit, kuchsiz va gravitatsion o'zaro ta'sirlar mavjud.

Kuchli o'zaro ta'sirning xarakterli vaqti ~10^{-23} s ni tashkil qilib, ta'sir doirasi ~10^{-15} m ga teng deb hisoblanadi. Kuchli o'zaro ta'sir vositasida nuklonlar birlashgan holda bir butun yadroni tashkil etadilar. Elektromagnit o'zaro ta'sir asosan elektr zaryadiga ega bo'lgan zarralar va fotonlar orasida yuz beradi. Elektromagnit o'zaro ta'sir atomlar va molekulalarning turg'unligini ta'minlaydi. Tabiatda uchraydigan ishqalanish va elastiklik kuchlarini paydo bo'lishi sabab bo'ladi. Bu o'zaro ta'sir qattiq, suyuq va gazsimon holatda bo'lgan moddalarning juda ko'p xossalarini belgilab beradi va mikro hamda makroolamda yuz beradigan juda ko'p jarayonlarga sababchi deb hisoblanadi.

Kuchsiz o'zaro ta'sir mikroolamda sekin yuz beradigan jarayonlarga sabab bo'ladi. Kuchsiz o'zaro ta'sirga fotonlardan tashqari barcha zarralar qatnashishlari mumkin. Kuchsiz o'zaro ta'sir neytrino yoki antineytrinolar qatnashadigan barcha jarayonlarning kechishni ta'minlaydi. Masalan neytronning protonga yemirilishi $n \rightarrow p^+ + e^- + \tilde{\nu}_e$ kuchsiz o'zaro ta'sir natijasida yuz beradi. Neytrinolar ishtirokisiz sekin ($t \geq 10^{-10} s$) kechadigan jarayonlar ham shu o'zaro ta'sir natijasida yuz beradi. Gravitatsion o'zaro ta'sirga massaga ega bo'lgan hamma elementar zarralar qatnashishlari mumkin. Ammo elementar zarralarning massasi juda kichik bo'lganligi sababli ular orasidagi gravitatsion o'zaro ta'sir kuchini hisobga olmasa ham bo'ladi. Shu sababli mikroolamdagi jarayonlarga gravitatsion o'zaro ta'sirning ahamiyati e'tiborga olinmaydi.

Lekin katta massaga ega bo'lgan jismlar orasidagi gravitatsion o'zaro ta'sir kuchi juda katta bo'ladi. Shuning uchun koinot obyektlari (yulduzlar va ularning tizimlari, planetalar, galaktikalar, megagalaktikalar)ning paydo bo'lishi, harakati kabi jarayonlarda gravitatsion o'zaro ta'sir asosiy rolni o'ynaydi.

Hozirgi zamon tasavvurlariga asosan hamma fundamental ta'sirlar o'zaro almashinuv ta'siri xarakteriga ega, ya'ni o'zaro

ta'sirlar zarralar almashinuvi natijasida sodir bo'ladi. Masalan, zaryadli zarralar orasidagi elektromagnit o'zaro ta'sir fotonlar almashinuvi natijasida sodir bo'ladi deb qaraladi. Shuning uchun fotonga elektromagnit o'zaro ta'sir kvanti sifatida qaraladi. Shunga o'xshash yadrodagi nuklonlar orasidagi yadroviy o'zaro ta'sir π(pi)-mezonlar almashinuvi, kvarklar orasidagi kuchli o'zaro ta'sir gluonlar almashinuvi tarzida yuz beradi. Kuchsiz o'zaro ta'sir og'ir $W^{\pm}$ va Z^0 bozonlar vositasida, gravitatson o'zaro ta'sir esa gravitonlar deb ataladigan zarralar almashinuvi vositasida sodir bo'ladi.

$W^{\pm}$ va Z^0 vektor bozonlar 1983-yilda yuqori energiyali proton va antiprotonlarning qarama-qarshi to'qnashuvi jarayonida amalda kuzatildi va kashf qilindi. Bu bozonlarning kashf qilinishi elektromagnit va kuchsiz o'zaro ta'sirlarni nazariy birlashtirish imkonini berdi. Birlashgan o'zaro ta'sirni elektrozaif o'zaro ta'sir deb atashadi. Kuchli va elektrozaif o'zaro ta'sir turlarini birlashuvi nazariyasini Buyuk birlashuv nazariyasi deb atashadi. Buyuk birlashuv muammosi ustida ilmiy-nazariy ishlar amalga oshirilmoqda.

Hozirgi paytda birlashgan o'zaro ta'sir turi zarralarning energiyasi juda katta bo'lgan sharoitda amalga oshishi mumkinligi isbotlangan. Zarralar shunday sharoitga Katta portlashning boshlanish lahzalarida ega bo'lishlari mumkin. O'sha lahzada hozirgi zamon tasavvurlariga asosan Olamning temperaturasi 10^{32} K, zarralarning energiyasi esa 10^{19} GeV tartibida bo'lgan deb hisoblanadi. Shu lahzada olam moddasi kvark va neytrinolardan iborat bo'lib, ular birlashgan o'zaro ta'sir maydonida harakatlanganlar. Vaqt o'tishi bilan Olamning kengayib sovib borishi tufayli energiya miqdori kamayadi va natijada umumiy birlashgan maydondan avval kuchli maydon ajralib mustaqil maydon shaklini oladi.

Energiya 10^{14} GeV gacha kamayganda kuchli o'zaro ta'sir va elektrozaif maydondan ajraladi. Energiya qiymati 10^3 GeV gacha kamayganda hamma 4 xil o'zaro ta'sir maydonlari ajralib, mustaqil maydon shaklini oladi.

30.4. Olamning paydo bo'lishi va evolutsiyasi

Hozirgi zamon standart modeli tasavvurlariga ko'ra fizik olamning, materiyaning, mavjudlik shakllaridan biri bo'lib,

maydonning eng quyi energiyali holati hisoblanadi. Zamonaviy mavjud inflatsiya nazariyasiga ko'ra vakuum energiyasi fluktatsiyasi katta qiymatga erishganda fizik vakuumda kuchli qo'zg'alish yuz beradi va u "pufak" simon ravishda juda keskin ($\sim 10^{-33}$ s davomida) kengayadi va "yoriladi", ya'ni katta portlash sodir bo'ladi. Bu hodisa bundan taxminan 13 mlrd yil oldin sodir bo'lganligi aniqlangan. Katta portlashdan so'ng Olam juda qaynoq bo'lganligi va doimiy kengayib borayotganligi amerikalik fizik Xabbl tomonidan "qizil siljish" qonuni ochilgandan keyin isbotlandi. 1965-yilda relektiv (qoldiq) nurlanishning kashf qilinishi ham bu g'oyani to'g'riligini tasdiqlaydi.

Xabbl o'z teleskopi yordamida 1929-yil Koinotdan kelayotgan nurlanish spektrining qizil to'lqin tomonga siljishini kashf qildi. Dopler effektiga asosan bu hodisa nurlanuvchi koinot obyektlari (yulduz to'plamlari, galaktikalar)ning bir-biridan uzoqlashayotganligini, ya'ni Olamning kengayotganligini isbotlaydi.

Tadqiqot natijasida Xabbl galaktikalarning bir-biridan uzoqlashish tezligi (v) uchun v = HL ifodani keltirib chiqardi, bu yerda L– galaktikalargacha bo'lgan masofa; $H \approx 2.36 \cdot 10^{-18}\ c^{-1}$ – Xabbl doimiysi.

Xabbl qonuni ifodasidan Olamning yoshini aniqlash mumkin: t= L/v=1/H. Bu ifodaga Xabbl doimiysining qiymatini qo'yib hisoblasak Olam yoshi t = 13,5 mlrd yil ekanligi kelib chiqadi.

Kengayib sovuyotgan Olam temperaturasini taxminan $T \approx 10^{10}/\sqrt{t}$ ifoda, energiyasini $E \approx kT$ ifoda yordamida baholash mumkin. Portlashdan taxminan $t=10^{-12}$s vaqt o'tganidan keyin harorat va energiya qiymatlari mos ravishda $\sim 10^{15}$ K va ~300 MeV bo'lganda kvarklar adronlarga "kondensatsiyalanib" bo'ladi. Olam yoshi t=13,8 s, unga mos sharoit $T \approx 3 \cdot 10^9$ K ; E≈ 0,1 MeV bo'lganda yengil deytriy va geliy yadrolari sintezi boshlanib, t= 3min bo'lganda bu jarayon tugaydi. Olam yoshi taxminan 700000 yil, harorat T~3000 K, energiya esa E~0,3eV ga teng bo'lganda modda plazma holatida bo'lmay elektronlar va yadrolar rekombinatsiyasi yuz berib, neytral vodorod va geliy atomlari hosil bo'ladi. Bu sharoitda nurlanish atomlarda yutilib ularni parchalamaydi, modda va nurlanish bir-biridan ajralib Olam fotonlar uchun shaffof bo'lib qoladi.

Rekombinatsiya davrining oxirida Olam yanada kengayib va sovib 1 mln yoshga kiradi.

Olam yoshi 1 mlrd yil bo'lganda katta obyektlar paydo bo'la boshlaydi. Hozirda kuzatilayotgan yulduzlar, galaktikalar va boshqa obyektlarning shakllanib rivojlanayotganiga ~ 10 mlrd yil bo'ldi deb hisoblanadi. Hozirgi paytga kelib Olam moddasining kimyoviy tarkibi taxminan ~70% - vodorod va ~30% geliydan iborat bo'lib, ular asosan yulduzlarda va yulduzlararo chang to'plamlarida mujassamlashgan. Qolgan og'ir elementlarning ulushi – 1% ni ham tashkil qilmaydi.

Har qanday obyektlar kabi yulduzlar ham paydo bo'ladi va ma'lum bir evolutsion davr o'tgandan keyin o'z faoliyatini tugatib boshqa obyektlarga aylanadi.

Agar yulduz massasi 1,4 Quyosh massasidan kichik bo'lsa, bunday yulduzlar oq karliklarga aylanadilar. Aylanish jarayonida yulduzda portlash yuz berib uning nisbatan og'irroq elementlardan iborat tashqi qobig'i koinotga sochilib ketadi. Yadrosi esa oq karlik deb nomlangan obyektga aylanadi. Oq karliklar zichligi juda katta bo'lgan plazma holatidagi obyekt hisoblanadi. Ularning o'rtacha zichligi taxminan suv zichligidan 100 mln marta katta bo'lib, radiusi portlashdan oldingi yulduz radiusidan taxminan 100 marta kichik bo'ladi. Oq karlikning harorati odatda bir necha o'n ming kelvinni tashkil qiladi.

Agar umri tugagan yulduzning massasi (1,4÷3,5) Quyosh massasiga teng bo'lsa, portlash natijasida u neytron yulduzga aylanadi. Neytron yulduzlarning zichligi oq karliklar zichligidan yuz ming, hatto 1 mln martagacha katta bo'lishi mumkin. Neytron yulduz qa'rida harorat bir necha mlrd (10^9) kelvinga teng bo'lib, bu sharoitda elektronlarning protonlarga intensiv yutilishi natijasida neytronlar soni protonlar sonidan sezilarli darajada ko'p bo'ladi.

Agar yulduz massasi 4 Quyosh massasidan katta bo'lsa, bunday massiv yulduzlar portlashi natijasida qora tuynuklar hosil bo'ladi. Portlashdan keyin qolgan yulduz yadrosida kuchli gravitatsion siqilish (kollaps) sodir bo'lib juda katta gravitatsion maydonga ega bo'lgan qora tuynuk hosil bo'ladi. Gravitatsion kollaps sodir bo'lishi uchun m-massali jismining radiusi $r_g = 2Gm/s^2$ ifoda orqali

aniqlanadigan gravitatsion radiusdan kichik bo'lishi kerak. Masalan Quyoshning gravitatsion radiusi 3 km ga teng.

Ko'zga ko'rinuvchi yorug'lik fotonlari qora tuynuk gravitatsion tortish kuchini yengib uni tark eta olmaydi. Lekin qora tuynuk absolyut (100%) qora emas. Rentgen nurlari qora tuynukni tark etishi mumkin. Shunday rentgen nurlari yordamida uning manbai bo'lgan qora tuynuklar tadqiq qilinadi. Qora tuynuklarning gravitatsion maydoni juda kuchli bo'lganligi sababli, ularga uchragan moddalar va nurlanishlar to'la yutiladi. Oxirgi kuzatishlar va tadqiqotlar galaktikalar markazida qora tuynuklar joylashganidan darak bermoqda.

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR

1. C.Douglas Giancoli, Physics: Principles with Applications, Prentice Hall; 6th edition January 17, 2014 USA.

2. Raymond A. Serway , John W. Jewett. Physics for Scientists and Engineers with Modern Physics, Cengage Learning; 9 edition (January 17, 2013), Brooks/cole 20 Channel Center Street Boston, MA 02210 USA.

3. Султонов Н. Физика курси. Дарслик, –Т.: Fan va texnologiya, 2007.

4. Детлаф А.А., Яворский Б.М., Курс физики.Учебник – М.: "Академия", 2007.

5. Трофимова Т.И. Курс физики.Учебник. – М.: «Академия», 2007.

6. Qodirov O., Boydedayev A. Fizika kursi. 3-qism: Kvant fizikasi – T.: O'zbekiston, 2005.

7. Исмоилов М., Хабибуллаев П.К.,Халиулин М. Физика курси. Дарслик, – Т.: Ўзбекистон, 2000.

8. Абдурахмонов К.П., Эгамов Ў. Физика курси. Дарслик – Тошкент, 2010.

9. Камолхўжаев Ш.М., Гаибов А.Г., Химматкулов О. Механика ва молекуляр физикадан маърузалар матни. ТошДТУ, 2003.

10. Зайнабидинов С.З., Тешабоев А. Яримўтказгичлар физикаси. Дарслик –Т.: Ўқитувчи, 1999.

11. Ахмаджонов О. Физика курси. Дарслик, 1-3 к. –Т.: Ўқитувчи, 1989.

12. Сафаров А.С. Умумий физика курси. Электромагнетизм ва тўлқинлар. Дарслик, Т.: Ўқитувчи, 1992.

MUNDARIJA

Kirish..... 3

I BO'LIM. MEXANIKANING FIZIK ASOSLARI

I BOB. KINEMATIKA ASOSLARI

1.1. Fizik modellar..... 7

1.2. Mexanika bo'limi predmeti..... 8

1.3. Skalyar va vektor fizik kattaliklar. Fazo va vaqt..... 9

1.4. Harakatning kinematik tavsifi..... 10

1.5. Moddiy nuqtaning to'g'ri chiziqli harakati..... 11

1.6. Moddiy nuqtaning aylana bo'ylab harakati. Burchak tezlik va burchak tezlanish..... 13

1.7. Egri chiziqli harakatda tezlik va tezlanish 17

II BOB. MODDIY NUQTA ILGARILANMA HARAKAT DINAMIKASI

2.1. Kuch. Massa. Impuls..... 19

2.2. Nyutonning birinchi qonuni. Inersial sanoq tizimlari..... 20

2.3. Nyutonning ikkinchi qonuni. Jismning harakat tenglamasi.... 21

2.4. Nyutonning uchinchi qonuni..... 23

2.5. Tabiatdagi o'zaro ta'sir turlari..... 23

2.6. Klassik mexanikaning qo'llanish chegarasi..... 24

2.7. Tabiatdagi kuchlar. Elastiklik kuchlari. Guk qonuni..... 25

2.8. Ishqalanish kuchlari..... 27

2.9. Gravitatsiya kuchlari..... 29

2.10. Noinersial sanoq tizimlari. Inersiya kuchlari..... 31

2.11. Ilgarilanma harakat qilayotgan noinersial sanoq tizimida inersiya kuchlari..... 32

2.12. Aylanuvchi sanoq tizimida inersiya kuchi Koriolis kuchi..... 34

III BOB. MEXANIKADA SAQLANISH QONUNLARI

3.1. Impuls va inersiya markazining saqlanish qonuni..... 37

3.2. Inersiya markazi va uning saqlanish qonuni..... 39

3.3. Mexanikada bajarilgan ish va quvvat..... 41

3.4. Kinetik energiya..... 43

3.5. Konservativ va nokonservativ kuchlar. Potensial energiya... 44

3.6. Potensial energiya va kuch orasidagi bog'lanish..... 46

3.7. Mexanik energiyaning saqlanish qonuni..... 47

3.8. Mutlaq qayishqoq va noqayishqoq to'qnashuvlar..... 49

IV BOB. MODDIY NUQTA VA QATTIQ JISM AYLANMA HARAKAT DINAMIKASI

4.1. Moddiy nuqta va qattiq jismning inersiya momenti..... 52

4.2. Kuch momenti..... 56

4.3. Impuls momentining saqlanish qonuni..... 57

4.4. Qattiq jism aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi..... 61

4.5. Aylanayotgan jismning kinetik energiyasi va bajargan ishi.. 63

V BOB. MEXANIK TEBRANISH VA TO'LQINLAR

5.1. Garmonik tebranishlar..... 65

5.2. Garmonik tebranma harakat qiluvchi moddiy nuqtaning tezlik va tezlanishi va energiyasi..... 66

5.3. Garmonik tebranma harakatining differensial tenglamasi..... 69

5.4. Matematik mayatnik..... 70
5.5. Fizik mayatnik. Izoxronlik..... 72
5.6. Bir yo'nalishdagi bir xil chastotali tebranishlarni qo'shish... 74
5.7. O'zaro tik bo'lgan tebranishlarni qo'shish..... 76
5.8. So'nuvchi tebranishlar..... 78
5.9. Majburiy tebranishlar..... 81
5.10. Mexanik to'lqinlarning elastik muhitda tarqalishi..... 85
5.11. Yassi va sferik to'lqinlar tenglamalari..... 86
5.12. Elastik to'lqin energiyasi..... 87
5.13. Turg'un to'lqinlar..... 90

VI BOB. NISBIYLIK NAZARIYASI ASOSLARI

6.1. Mexanikada nisbiy harakat. Galiley almashtirishlari..... 92
6.2. Nisbiylik prinsipi. Galiley almashtirishlarining invariantlari. 94
6.3. Relyativistik mexanika elementlari. Maxsus nisbiylik nazariyasi..... 95
6.4. Lorens almashtirishlari..... 96
6.5. Lorens almashtirishlaridan kelib chiqadigan natijalar..... 98
6.6. Relyativistik mexanikada tezliklarni qo'shish..... 102
6.7. Relyativistik impuls..... 103
6.8. Relyativistik zarraning harakat tenglamasi..... 104
6.9. Relyativistik ish va kinetik energiya..... 106
6.10. Relyativistik energiya, impuls va massa orasidagi bog'lanish..... 108
6.11. Lorens almashtirishlariga nisbatan invariant kattaliklar..... 110
6.12. Energiya va impuls uchun Lorens almashtirishlar..... 112

VII BOB. UZLUKSIZ MUHITLAR MEXANIKASI ELEMENTLARI

7.1 Suyuqliklarning harakat va muvozanat tenglamasi..... 114
7.2 Siqilmaydigan suyuqlik gidrostatikasi..... 116
7.3 Ideal suyuqlikning turg'un harakati. Bernulli tenglamasi..... 118
7.4 Suyuqlikning naylarda oqishi. Puazeyl formulasi..... 120
7.5 Suyuqlik va gazlarda jismlarning harakatiga ko'rsatiladigan qarshilik..... 122

VIII BOB. MOLEKULAR-KINETIK NAZARIYA VA STATISTIK FIZIKA ASOSLARI

8.1 Ideal gaz holati tenglamasi..... 124
8.2 Molekular-kinetik nazariyaning asosiy tenglamasi..... 126
8.3 Gaz molekulalarining tezliklar bo'yicha taqsimlanishi..... 129
8.4 Barometrik formula..... 131
8.5 Boltsman taqsimoti..... 133

IX BOB. TERMODINAMIKA ASOSLARI

9.1 Energiyaning molekula erkinlik darajalari bo'yicha tekis taqsimlanishi..... 135
9.2 Gazning hajmi o'zgarganda bajaradigan ishi..... 136
9.3 Ideal gazning ichki energiyasi..... 137
9.4 Termodinamika asoslari..... 138
9.5 Ideal gazning issiqlik sig'imi..... 141
9.6 Termodinamika birinchi qonunining izojarayonlarga tatbiqi.... 143
9.7 Adiabatik jarayon..... 145

X BOB. QAYTAR VA QAYTMAS JARAYONLAR

10.1 Aylanma jarayonlar. Termodinamikaning ikkinchi asosi... 147

10.2. Karno sikli va uning F.I.K..... 148
10.3. Keltirilgan issiqlik miqdori. Klauzius tengsizligi..... 151
10.4. Entropiya..... 152
10.5. Entropiyaning xossalari..... 155

XI BOB. REAL GAZLAR

11.1. Gazlarning ideallikdan chetlanishi..... 160
11.2. Van-der-Vaals tenglamasi..... 161
11.3. Eksperimental izotermalar..... 165
11.4. Real gazning ichki energiyasi..... 166
11.5. Joul-Tomson effekti..... 168

XII BOB. ELEKTROSTATIK MAYDON VA UNING XUSUSIYATLARI

12.1. Elektr zaryadi. Elektr zaryadining saqlanish qonuni..... 171
12.2. Kulon qonuni..... 172
12.3. Elektrostatik maydon va uning kuchlanganligi..... 174
12.4. Kuchlanganlik vektorining oqimi. Gauss teoremasi va uning tatbiqi..... 177
12.5. Elektr maydonda bajarilgan ish va potensial..... 181
12.6. Elektr maydonning potensiali va kuchlanganligi orasidagi bog'lanish..... 185

XIII BOB. ELEKTROSTATIK MAYDONDAGI DIELEKTRIKLAR VA O'TKAZGICHLAR

13.1. Dielektriklarning qutblanishi va elektr maydonda dipol..... 188
13.2. Elektr maydonidagi dielektriklar uchun Gauss teoremasi..... 190
13.3. Segnetoelektriklar..... 193
13.4. O'tkazgichlarda zaryadlarning taqsimlanishi..... 194

13.5. Elektrostatik induksiya qonuni..... 197
13.6. O'tkazgichning elektr sig'imi. Kondensatorlar..... 199
13.7. Elektrostatik maydon energiyasi..... 203
13.8. Ponderomotor kuchlar. O'zaro ta'sir nazariyalari..... 205

XIV BOB. O'ZGARMAS TOK QONUNLARI

14.1. O'zgarmas tok. Tok kuchi va zichligi..... 208
14.2. Elektr yurituvchi kuch va kuchlanish..... 209
14.3. Om qonuni va uning differensial va integral ko'rinishi..... 212
14.4. Tokning ishi va quvvati..... 216
14.5. Kirxgof qoidalari..... 217

XV BOB. MUHITLARDA ELEKTR TOKI

15.1. Metallarda elektr toki. Metallar klassik elektron nazariyasi..... 220
15.2. Vakuumdagi elektr toki..... 221
15.3. Gazlardagi elektr toki..... 223
15.4. Nomustaqil gaz razryad..... 223
15.5. Mustaqil gaz razryad..... 226
15.6. Plazma va uning xossalari..... 230

XVI BOB. VAKUUMDAGI MAGNIT MAYDONI

16.1. Magnit maydon induksiya vektori..... 233
16.2. Magnit maydonni grafik usulda tasvirlash..... 236
16.3. Bio – Savar – Laplas qonuni..... 238
16.4. Turli shakldagi o'tkazgichlar atrofidagi magnit maydonini hisoblash..... 239

XVII BOB. MAGNIT MAYDONINING TOKLI O'TKAZGICH VA ELEKTR ZARYADLARIGA TA'SIRI

17.1. Amper qonuni..... 242

17.2. Parallel toklarning o‘zaro ta’siri. Tok kuchining o‘lchov birligi..... 244
17.3. Lorens kuchi..... 245
17.4. Zaryadli zarralarning magnit maydondagi harakati..... 246
17.5. Xoll effekti..... 248

XVIII BOB. MAGNIT MAYDON SIRKULATSIYASI VA OQIMI

18.1. Magnit maydon induksiya vektorining sirkulatsiyasi..... 251
18.2. Solenoid va toroidning magnit naydoni..... 252
18.3. Magnit maydon oqimi. Gauss teoremasi..... 253
18.4. Tokli o‘tkazgichni va tokli konturni magnit maydonda ko‘chirishda bajarilgan ish..... 254

XIX BOB. ELEKTROMAGNIT INDUKSIYA HODISASI

19.1. Faradey tajribalari. Elektromagnit induksiya qonuni. Lens qoidasi..... 257
19.2. O‘zinduksiya hodisasi. Induktivlik. Solenoidning induktivligi..... 259
19.3. Elektr zanjirni ulash va uzilishdagi toklar..... 260
19.4. O‘zaro induksiya. Transformatorlar..... 261
19.5. Magnit maydon energiyasi..... 262

XX BOB. MUHITLARDA MAGNIT MAYDONI

20.1. Magnit maydon kuchlanganlik vektori va uning sirkulatsiyasi..... 264
20.2. Magnetiklar..... 265
20.3. Diamagnetizm va paramagnetizm..... 266
20.4. Ferromagnitiklar. Gisterezis va domenlar nazariyasi..... 270

XXI BOB. ELEKTROMAGNIT MAYDON NAZARIYASI

21.1. Uyurmaviy elektr maydoni. Maksvell tenglamalari..... 272
21.2. Magnitoelektrik induksiya hodisasi. Siljish toki..... 273
21.3. Maksvell tenglamalari..... 275
21.4. Elektromagnit maydon..... 277

XXII BOB. ELEKTROMAGNIT TEBRANISHLAR VA TO‘LQINLAR

22.1. Tebranish konturlaridagi garmonik erkin elektromagnit tebranishlar..... 280
22.2. Erkin elektromagnit tebranishlar..... 282
22.3. So‘nuvchi elektromagnit tebranishlar..... 283
22.4. Majburiy elektromagnit tebranishlar..... 284
22.5. Elektromagnit to‘lqinlarning hosil bo‘lishi va tarqalish tezligi..... 285
22.6. Elektromagnit to‘lqinlarning xossalari va differensial tenglamasi..... 289
22.7. Elektromagnitning to‘lqin energiyasi. Umov-Poyting vektori..... 290
22.8. Elektromagnit to‘lqinlarning qo‘llanilishi va shkalasi..... 292

XXIII BOB. YORUG’LIKNING ELEKTROMAGNIT TO‘LQIN NAZARIYASI VA TO‘LQIN OPTIKASI

23.1. Yorug‘lik - elektromagnit to‘lqin..... 297
23.2. Yorug‘lik tabiati to‘g‘risidagi tasavvurlarning rivojlanishi... 301
23.3. Yorug‘lik interferensiyasi..... 302
23.4. Yorug‘lik interferensiyasini kuzatish usullari..... 305
23.5. Interferension manzarani hisoblash..... 307

23.6. Yupqa plastinkalardagi intenferensiya. Nyuton halqalari.... 309
23.7. Yorug'lik difraksiyasi..... 314
23.8. Frenel zonalar metodi..... 315
23.9. Frenel difraksiyasi..... 317
23.10. Fraungofer difraksiyasi..... 320
23.11. Difraksion panjara..... 322

XXIV BOB. ELEKTROMAGNIT TO'LQINLARNING MODDALARDA TARQALISHI

24.1. Yorug'lik dispersiyasi..... 328
24.2. Dispersiyaning elektron nazariyasi..... 329
24.3. Yorug'likning yutilishi..... 332
24.4. Tabiiy va qutblangan yorug'lik..... 333
24.5. Yorug'likning qaytishda va sinishda qutblanishi..... 335
24.6. Nurning ikkilanib sinishi..... 338
24.7. Polyarizatorlar..... 342
24.8. Malyus qonuni..... 344

XXV BOB. NURLANISHNING KVANT TABIATI

25.1. Issiqlik nurlanish va uning xarakteristikalari..... 346
25.2. Kirxgof qonuni..... 350
25.3. Absolyut qora jism nurlanish qonuniyatlari..... 352
25.4. Plank gipotezasi va formulasi..... 354
25.5. Fotoeffekt va uning qonunlari..... 357
25.6. Fotoeffekt nazariyasi..... 361
25.7. Foton va uning xarakteristikalari..... 363
25.8. Yorug'likning bosimi..... 366
25.9. Kompton effekti..... 368

XXVI BOB ATOM FIZIKASI VA KVANT MEXANIKASI ELEMENTLARI

26.1. Atom tuzilishi. Rezerford tajribasi..... 371
26.2. Vodorod atomining nurlanish spektri..... 373
26.3. Bor postulatlari va nazariyasi..... 374
26.4. Frank va Gers tajribasi..... 376
26.5. Mikrozarrachalarning korpuskular-to'lqin dualizmi. De-Broyl gipotezasi..... 378
26.6. Noaniqlik prinsipi..... 380
26.7. To'lqin funksiyasi. Shredinger tenglamasi..... 387
26.8. Cheksiz baland devorli potensial o'radagi zarra..... 389
26.9. Mikrozarraning potensial to'siq orqali o'tishi. Tunnel effekti..... 391
26.10. Kvant mexanikasida garmonik ossilyator..... 392
26.11. Vodorod atomining kvant nazariyasi..... 394
26.12. Shtern va Gerlax tajribasi..... 398
26.13. Elektron spini..... 400
26.14. Pauli prinsipi..... 402

XXVII BOB. QATTIQ JISMLAR FIZIKASI ELEMENTLARI

27.1. Kvant statistik fizikaning asosiy tushunchalari. Boze - Eynshteyn va Fermi-Dirak taqsimoti..... 400
27.2. Fononlar..... 408
27.3. Qattiq jismlar energetik zonalar nazariyasi..... 411
27.4. Energetik zonalarni elektronlar bilan to'ldirilishi..... 412
27.5. Yarimo'tkazgichlarning xususiy elektr o'tkazuvchanligi.... 416

27.6. Yarimo'tkazgichlarning aralashma elektr o'tkazuvchanligi ... 419
27.7. Kontakt hodisalar ... 421
27.8. p - n – o'tish ... 424
27.9. Yarimo'tkazgichli diod va triodlar ... 428
27.10. Yarimo'tkazgichlarning fotoo'tkazuvchanligi ... 432
27.11. Metallardagi elektronlarning kvant statistikasi ... 433
27.12. Metallarda elektronlarning Fermi sathi ... 436
27.13. O'ta o'tkazuvchanlik hodisasi ... 437
27.14. Jozefson effekti ... 441

XXVIII BOB. YANGI TEXNOLOGIYALARNING FIZIK ASOSLARI

28.1. Majburiy va spontan nurlanishlar. Lazerlar ... 443
28.2. Nanoelektronikaning rivojlanishi ... 449
28.3. Fullerenlar va nanonaychalar ... 450
28.4. Nanoelektron asboblar ... 451
28.5. Texnologik muammolar ... 452

XXIX BOB. ATOM YADROSI FIZIKASI

29.1. Atom yadrosining tarkibi va asosiy xarakteristikalari ... 454
29.2. Yadro kuchlari va bog'lanish energiyasi ... 456
29.3. Yadro massasi defekti va bog'lanish enegiyasi ... 458
29.4. Radioaktivligi ... 460
29.5. Yadro reaksiyalari ... 463
29.6. Yadrolarning bo'linish reaksiyasi ... 466
29.7. Termoyadroviy reaksiyalar ... 468

XXX BOB. OLAMNING ZAMONAVIY FIZIK MANZARASI

30.1. Elementar zarralarning kashf qilinishi ... 471
30.2. Elementar zarralarning xossalari va klassifikatsiyasi ... 474
30.3. Fundamental o'zaro ta'sir turlari ... 476
30.4. Olamning paydo bo'lishi va evolutsiyasi ... 477
Foydalanilgan adabiyotlar ... 481

СОДЕРЖАНИЕ

Введение..... 3

РАЗДЕЛ I. ФИЗИЧЕСКИЙ ОСНОВЫ МЕХАНИКИ

ГЛАВА I. ОСНОВЫ КИНЕМАТИКИ

1.1. Физические модели 7

1.2. Предмет механики. 8

1.3. Скалярные и векторные физические величины. Пространство и время..... 9

1.4. Кинематика движения 10

1.5. Прямолинейное движение материальной точки..... 11

1.6. Движение материальной точки по окружности. Угловая скорость и угловое ускорение..... 13

1.7. Скорость и ускорение при криволинейном движении.. 17

ГЛАВА II. ДИНАМИКА ПОСТУПАТЕЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ МАТЕРИАЛЬНОЙ ТОЧКИ

2.1. Масса.Сила. Импульс 19

2.2. Первый закон Ньютона. Инерциальные системы отсчета..... 20

2.3. Второй закон Ньютона. Уравнение движения тела..... 21

2.4. Третий закон Ньютона 23

2.5. Типы взаимодействия в природе..... 23

2.6. Граница применения классической механики..... 24

2.7. Силы в природе. Силы упругости. Закон Гука..... 25

2.8. Силы трения 27

2.9. Гравитационные силы 29

2.10. Неинерциальные системы отсчета. Силы инерции 31

2.11. Силы инерции при поступательном движении системы отсчета..... 32

2.12. Сила инерции во вращающейся системе отсчета. Сила Кориолиса..... 34

ГЛАВА III. ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ В МЕХАНИКЕ

3.1. Закон сохранения импульса. 37

3.2. Центр инеции и закон его сохранения.. 39

3.3. Работа в механике. Мощность. 41

3.4. Кинетическая энергия 43

3.5. Консервативные и неконсервативные силы. Потенциальная энергия 44

3.6. Связь между потенциальной энергией и силой 46

3.7. Закон сохранения механической энергии 47

3.8. Абсолютно упругий и неупругий столкновения..... 49

ГЛАВА IV. ДИНАМИКА ВРАЩАТЕЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ МАТЕРИАЛЬНОЙ ТОЧКИ И ТВЕРДОГО ТЕЛА

4.1. Момент инерции материальной точки и твердого тела 52

4.2. Момент силы 56

4.3. Закон сохранения момента импульса 57

4.4. Основное уравнение динамики вращательного движения 61

4.5. Кинетическая энергия вращения 63

ГЛАВА V. МЕХАНИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ

5.1 Гармонические колебания 65

5.2 Скорость, ускорение и энергия материальной точки при гармоническом колебании 66

5.3 Дифференциальное уравнение гармонического колебания 69

5.4 Математический маятник 70

5.5 Физический маятник. Изохронность 72

5.6 Сложение гармонических колебаний одинаковой частоты и одинакового направления..... 74

5.7 Сложение взаимно перпендикулярных гармонических колебаний 76

5.8 Затухающие колебания 78

5.9 Вынужденные колебания. 81

5.10 Распространение механических вволн в упругой среде..... 85

5.11 Уравнения плоских и сферических волн. 86

5.12 Энергия упругих механических волн 87

5.13 Стоячие волны 90

ГЛАВА VI. ОСНОВЫ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

6.1 Относительность движения в механике. Преобразования Галилея 92

6.2 Принцип относительности. Инварианты относительно преобразованиям галилея..... 94

6.3 Элементы релятивистской механики.Специальная теория относительности..... 95

6.4 Преобразования Лоренца 96

6.5 Следствия из преобразований Лоренца. 98

6.6 Закон сложения скоростей в релятивистской механики.. 102

6.7 Релятивистский импульс 103

6.8 Уравнение движения релятивистской частицы 104

6.9 Работа и кинетическая энергия в релятивистской механике. 106

6.10 Связь между релятивистской массы, энергии и импульса 108

6.11 Инварианты относительно преобразованиям Лоренца.. 110

6.12 Преобразования Лоренца для энергии и импульса 112

ГЛАВА VII. ЭЛЕМЕНТЫ МЕХАНИКИ СПЛОЩНЫХ СРЕД

7.1 Уравнение движения и равновесия жидкостей 114

7.2 Гидростатика несжимаемой жидкости 116

7.3 Стационарное течение идеальной жидкости.Уравнение Бернулли 118

7.4 Течение жидкости по трубкам. Формула Пуазеля..... 120

7.5 Силы сопротивления к движению тел в жидкостях и газах 122

ГЛАВА VIII. ОСНОВЫ МОЛЕКУЛЯРНО-КИНЕТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ И СТАТИСТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

8.1 Уравнение состояния идеального газа 124

8.2 Основное уравнение молекулярно-кинетической теории 126

8.3 Распределение молекул газа по скоростям 129
8.4 Барометрическая формула 131
8.5 Распределение Больцмана..... 133

ГЛАВА IX. ОСНОВЫ ТЕРМОДИНАМИКИ

9.1 Равномерное распределение энергии по степеням свободы молекул. 135
9.2 Работа расширения газа 136
9.3 Внутренняя энергия идеального тгаза 137
9.4 Первый закон термодинамики..... 138
9.5 Теплоемкость идеального газа..... 141
9.6 Применение первого закона термодинамики к изопролцессам..... 143
9.7 Адиабатический процесс 145

ГЛАВА X. ОБРАТИМЫЕ И НЕОБРАТИМЫЕ ПРОЦЕССЫ

10.1 Круговой процесс. Второй закон термодинамики 147
10.2 Цикл Карно. КПД цикла Карно..... 148
10.3 Приведенное количество теплоты. Неравенство Клаузиуса 151
0.4 Энтропия..... 152
10.5 Свойства энтропии 155

ГЛАВА XI. РЕАЛЬНЫЕ ГАЗЫ

11.1 Отклонение газов от идеальности 160
11.2 Уравнение Ван-дер-Ваальса 161
11.3. Экспериментальные изотермы 165
11.4 Внутренняя энергия реального газа 166

11.5 Эффект Джоуля-Томсона..... 168

ГЛАВА XII. ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ И ЕГО ХАРАКТЕРИСТИКИ

12.1 Электрический заряд. Закон сохранения электрического заряда 171
12.2 Закон кулона 172
12.3 Электростатическое поле и его напряженность. 174
12.4 Поток вектора напряженности. Теорема Гаусса и его применения..... 177
12.5 Работа перемещения заряда в электрическом поле. Потенциал и разность потенциалов..... 181
12.6 Связь между потенциалом и напряженностью электрического поля..... 185

ГЛАВА XIII. ДИЭЛЕКТРИКИ И ПРОВОДНИКИ В ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОМ ПОЛЕ

13.1 Поляризация диэлектриков. Диполь в электрическом поле 188
13.2 Теорема Гаусса для электростатического поля в диэлектриках 190
13.3 Сегнетоэлектрики 193
13.4 Распределение зарядов в проводниках 194
13.5 Закон электростатической индукции. 197
13.6 Электроемкость проводников. Конденсаторы 199
13.7 Энергия электростатического поля 203
13.8 Пондермоторные силы.Теории дальнего и близкого 205

ГЛАВА XIV. ЗАКОНЫ ПОСТОЯННОГО ТОКА

14.1 Постоянный электрический ток. Сила и плотность тока 208
14.2 Электродвижущие силы. Напряжение 209
14.3 Закон Ома в интегральной и дифференциальной форме 212
14.4 Работа и мощность тока 216
14.5 Правила Кирхгофа 217

ГЛАВА XV. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК В РАЗЛИЧНЫХ СРЕДАХ

15.1 Электрический ток в металлах 220
15.2 Электрический ток в вакууме 221
15.3 Электрический ток в газах 223
15.4 Несамостоятельный газовый разряд 223
15.5 Самостоятельный газовый разряд 226
15.6 Плазма и ее свойства 230

ГЛАВА XVI. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ВАКУУМЕ

16.1 Вектор магнитной индукции 233
16.2 Графическое изображение магнитного поля 236
16.3 Закон Био-Савара-Лапласа 238
16.4 Магнитное поле проводников с токами различной формы 239

ГЛАВА XVII. ДЕЙСТВИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПРОВОДНИКОВ С ТОКАМИ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЗАРЯДЫ

§ 17.1 Закон Ампера 242

17.2 Взаимодействие параллельных токов 244
17.3 Сила Лоренца 245
17.4 Движение заряженных частиц в магнитном поле 246
17.5 Эффект Холла 248

ГЛАВА XVIII. ЦИРКУЛЯЦИЯ И ПОТОК ВЕКТОРА МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ

18.1 Циркуляция вектора магнитной индукции 251
18.2 Магнитное поле соленоида и тороида 252
18.3 Поток магнитного поля. Теорема Гаусса 253
18.4 Работа перемещения проводника и контура с током в магнитном поле 254

ГЛАВА XIX. ЯВЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ

19.1 Опыты Фарадея. Закон электромагнитной индукции. Правило Ленца 257
19.2 Самоиндукция. Индуктивность. Индуктивность соленоида 259
19.3 Токи при замыкании и размыкании цепи 260
19.4 Взаимная индукция. Трансформаторы 261
19.5 Энергия магнитного поля 262

ГЛАВА XX. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ВЕЩЕСТВЕ

20.1 Вектор напряженности магнитного поля и его циркуляция 264
20.2 Магнетики 265

20.3 Диамагнетизм и парамагнетизм 266
20.4 Ферромагнетики. Магнитный гистерезис и доменная теория ферромагнетиков..... 270

ГЛАВА XXI. ОСНОВЫ ТЕОРИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

21.1 Вихревое электрическое поле. Уравнения Максвелла 272
21.2 Явление магнетоэлектрической индукции. Ток смещения 273
21.3 Уравнения Максвелла 275
21.4 Электромагнитное поле 277

ГЛАВА XXII. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ

22.1 Электромагнитные колебания в колебательном контуре..... 280
22.2 Свободные электромагнитные колебания 282
22.3 Затухающие электромагнитные колебания..... 283
22.4 Вынужденные электромагнитные колебания..... 284
22.5 Возбуждение и скорость распространения электромагнитных волн. 285
22.6 Свойства и дифференциальное уравнение электромагнитных волн..... 289
22.7 Энергия электромагнитных волн. Вектор Умова-Пойтинга 290
22.8 Применение и шкала электромагнитных волн..... 292

ГЛАВА XXIII. ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ТЕОРИЯ СВЕТА И ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

23.1 Электромагнитная волновая природа света 297
23.2 Развитие представлений о природе света 301
23.3 Интерференция света 302
23.4 Способы наблюдения интерференции света 305
23.5 Расчет интерференционной картины 307
23.6 Интерференция в тонких пленках. Кольца Ньютона.... 309
23.7 Дифракция света 314
23.8 Метод зон Френеля 315
23.9 Дифракция Френеля 317
23.10 Дифракция Фраунгофера 320
23.11Дифракционная решетка. 322

ГЛАВА XXIV. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН С ВЕЩЕСТВОМ

24.1 Дисперсия света 328
24.2 Электронная теория дисперсии 329
24.3 Поглощение света 332
24.4 Поляризация света. Естественный и поляризованный свет. 333
24.5 Поляризация света на границе раздела двух диэлектриков..... 335
24.6 Двойное лучепреломления 338
24.7 Поляризаторы 342
24.8 Закон Малюса 344

ГЛАВА XXV. КВАНТОВАЯ ПРИРОДА ИЗЛУЧЕНИЯ

25.1 Тепловое излучение и его характеристики. 346
25.2 Закон Кирхгофа. 350
25.3 Законы излучения абсолютно черного тела. 352
25.4 Гипотеза и формула Планка. 354
25.5 Фотоэффект. Законы фотоэффекта. 357
25.6 Теория фотоэффекта. 361
25.7 Фотон и его характеристики. 363
25.8 Давление света. 366
25.9 Эффект Комптона. 368

ГЛАВА XXVI. ЭЛЕМЕНТЫ АТОМНОЙ И КВАНТОВОЙ ФИЗИКИ

26.1 Строение атома. Опыт Резерфорда. 371
26.2 Спектр излучения атома водорода 373
26.3 Постулаты и теория Бора. 374
26.4 Опыт Франка-Герца. 376
26.5 Корпускулярно-волновой дуализм вещества. Гипотеза Де-Бройля. 378
26.6 Принцип неопределенности. 380
26.7 Волновая функция. Уравнение Шредингера. 387
26.8 Частица в потенциальной яме с бесконечно высокими стенками. 389
26.9 Прохождение микрочастиц через потенциальный барьер. Туннельный эффект. 391
26.10 Гармонический осциллятор в квантовой механики. 392

26.11 Квантовая теория атома водорода. 394
26.12 Опыт Штерна-Герлаха. 398
26. 13 Спин электрона. 400
26.14 Принцип Паули. 402

ГЛАВА XXVII. ЭЛЕМЕНТЫ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

27.1 Основные понятия квантовой статистической физики. Распределения Бозе-Эйнштейна и Ферми –Дирака. 400
27.2 Фононы. 408
27.3 Зонная теория энергии твердых тел. 411
27.4 Заполнение электронами энергетических зонн. 412
27.5 Собстенная электропроводимость полупроводников. 416
27.6 Примесная электропроводимость полупроводников. 419
27.7 Контактные явления. 421
27.8 p - n – переход. 424
27.9 Полупроводниковые диоды и транзисторы. 428
27.10 Фотопроводимость полупроводников. 432
27.11 Кванотовая статистика электронов в металлах. 433
27.12 Уровень Ферми электронов в металлах 436
27.13 Сверхпроводимость. 437
27.14 Эффект Джозефсона. 441

ГЛАВА XXVIII. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ВЫСОКИХ ТЕХНОЛОГИЙ

28.1 Спонтанные и вынужденные излучения. Лазеры. 443
28.2 Развитие наноэлектроники. 449
28.3 Фуллероны и нанотрубки. 450

28.4 Наноэлектронные приборы. 451
28.5 Технологические проблемы 452

ГЛАВА XXIX. ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА

29.1 Состав и основные характеристики атомного ядра..... 454
29.2 Ядерные силы..... 456
29.3 Дефект массы. Энергия связи атомного ядра..... 458
29.4 Радиоактивность атомных ядер..... 460
29.5 Ядерные реакции..... 463
29.6 Реакция деления атомных ядер..... 466
29.7 Термоядерные реакции..... 468

XXX ГЛАВА. СОВРЕМЕННАЯ ФИЗИЧЕСКАЯ КАРТИНА МИРА

30.1 Открытие элементарных частиц..... 471
30.2 Классификация элементарных частиц..... 474
30.3 Фундаменталные взаимодействия элементарных частиц..... 476
30.4 Рождение и эволюция..... 477
Литература..... 481

CONTENTS

CHAPTER I. FOUNDATIONS OF KINEMATICS

1.1 Physical models. 7
1.2 The subject of mechanics. 8
1.3 Scalars and vectors physical quantities. Space and time . . . 9
1.4 The kinematics of motion. 10
1.5 The rectilinear motion of a material point. 11
1.6 The motion of a material point along a circle. Angular velocity and angular acceleration. 13
1.7. Velocity and acceleration in curvilinear motion. 17

CHAPTER II. DYNAMICS OF THE INITIAL MOVEMENT OF THE MATERIAL POINT

2.1 Mass. Power. The momentum 19
2.2 Newton's First Law, Inertial Reference Systems. 20
2.3 Newton's second law, The equation of motion of a body. . . . 21
2.4 Newton's third law. 23
2.5 Types of interaction in nature. 23
2.6 Boundary of the application of classical mechanics. 24
2.7 Forces in Nature. Forces of elasticity. Hooke's Law. 25
2.8 The forces of friction. 27
2.9 Gravitational forces. 29
2.10 Non-inertial reference frames. Forces of inertia. 31

CHAPTER III. THE LAWS OF CONSERVATIONS IN MECHANICS

3.1. The law of conservation of momentum. 37

3.2 The Center of the Inertia and the law of its conservation. ... 39
3.3. Work in mechanics. Power. 41
3.4. The kinetic energy. 43
3.5 Conservative and non-conservative forces. Potential energy..... 44
3.6 Relationship between potential energy and force. 46
3.7. The law of conservation of mechanical energy. 47
3.8 Absolutely elastic and inelastic collisions. 49

Chapter IV. DYNAMICS OF THE ROTATIONAL MOTION OF THE MATERIAL POINT OF THE SOLID

4.1 The moment of inertia of a material point and a solid. 52
4.2 The moment of force. 56
4.3. The basic equation of the dynamics of rotational motion. . 57
4.4. The law of conservation of angular momentum. 61
4.5. The kinetic energy of rotation. 63

CHAPTER V. MECHANICAL OSCILLATIONS AND WAVES

5.1 Harmonic oscillations. 65
5.2. Velocity, acceleration and energy of the body with a harmonic oscillation..... 66
5.3 Differential equation of harmonic oscillation. 69
5.4 Mathematical pendulum. 70
5.5. Physical pendulum. Isochronism 72
5.6 Addition of harmonic oscillations of the same frequency and the same direction. 74
5.7 Addition of mutually perpendicular harmonic oscillations. 76

5.8 Damped of oscillations. 78
5.9 Forced of oscillations. 81
5.10 Propagation of mechanical waves in an elastic medium. ... 85
5.11 Equations of plane and spherical waves. 86
5.12. Energy of elastic mechanical waves. 87
5.13. Standing Waves. 90

CHAPTER VI. FOUNDATIONS OF THE THEORY OF RELATIVITY

6.1 Relativity of motion in mechanics. Transformations of Galileo. 92
6.2 The principle of relativity. Invariants with respect to the Galilean transformations. 94
6.3 Elements of relativistic mechanics. Special theory of relativ..... 95
6.4 Transformations of Lorentz. 96
6.5 Consequences of Lorentz transformations. 98
6.6 The law of addition of velocities in relativistic mechanics. 102
6.7 Relativistic momentum. 103
6.8 Equation of motion of a relativistic particle. 104
6.9 Work and kinetic energy in relativistic mechanics. 106
6.10 Relation between the relativistic mass, energy and momentum. 108
6.11 Invariants with respect to Lorentz transformations. 110
6.12 Lorentz transformations for energy and momentum 112

CHAPTER VII. ELEMENTS OF MECHANICS OF SUMMARY MEDIA

7.1 Equation of motion and equilibrium of liquids. 114

7.2 Hydrostatics of an incompressible fluid. 116
7.3. Stationary flow of an ideal fluid. Bernoulli equation. 118
7.4 Flow of liquid through tubes. The Poiseule formula. 120
7.5 Forces of resistance to the motion of bodies in liquids and gases. 122

CHAPTER VIII. FOUNDATIONS OF MOLECULAR-KINETIC THEORY AND STATISTICAL PHYSICS

8.1 Equation of state of an ideal gas. 124
8.2 The basic equation of the molecular-kinetic theory. 126
8.3. Distribution of gas molecules over velocities. 129
8.4. The barometric formula. 131
8.5 The Boltzmann distribution. 133

CHAPTER IX. THE BASIS OF THERMODYNAMICS

9.1 Uniform energy distribution in the molecular degrees of freedom i 135
9.2. Gas expansion work. 136
9.3 The internal energy of an ideal gas. 137
9.4 The first law of thermodynamics. 138
9.5 The heat capacity of an ideal gas. 141
9.6 Application of the first law of thermodynamics to icoprocess. 143
9.7 The adiabatic process. 145

CHAPTER X. REVERSE AND NON-PROCESSED PROCESSES

10.1. The circular process. The second law of thermodynamics. . 147
10.2 Carnot cycle. Efficiency of the Carnot cycle. 148

10.3 Reduced amount of heat. Inequality of Clausius. 151
10.4 Entropy. 152
10.5 The properties of entropy. 155

CHAPTER XI. REAL GASES

11.1 Deviation of gases from ideality. 160
11.2 Van der Waals equation. 161
11.3. Experimental isotherms. 165
11.4 Internal energy of a real gas. 166
11.5 The Joule-Thomson effect. 168

CHAPTER XII. ELECTROSTATIC FIELD AND ITS CHARACTERISTICS

12.1 Electric charge. The law of conservation of electric charge. 171
12.2 Law of the Coulomb. 172
12.3 Electrostatic field and its tension. 174
12.4. Flow of the tension vector. Gauss's theorem and its applications. 177
12.5 Work of charge transfer in an electric field. Potential and potential difference. 181
12.6 Relationship between the potential and the strength of the electric field. 185

CHAPTER XIII. DIELECTRICS AND CONDUCTORS IN THE ELECTROSTATIC FIELD

13.1 Polarization of dielectrics. Dipole in an electric field. 188
13.2 Gauss's theorem for an electrostatic field in dielectrics. 190
13.3 Ferroelectrics. 193

13.4 Distribution of charges in conductors. 194
13.5 The law of electrostatic induction. 197
13.6 Electrical conductivity of conductors. Capacitors. 199
13.7 The energy of the electrostatic field. 203
13.8 Ponderomotive forces. Theories of long-range and near-range interaction. 205

CHAPTER XIV. THE LAWS OF THE DC

14.1 Direct current. Strength and current density. 208
14.2 Electromotive force. Stress. 209
14.3 Ohm's law in integral and differential form. 212
14.4 Work and power of current. 216
14.5 Kirchhoff's rules. 217

CHAPTER XV. ELECTRIC CURRENT IN VARIOUS MEDIA

15.1 Electric current in gases. 220
15.2 Nonself-sustained gas discharge. 221
15.3 Self- sustained gas discharge. 223
15.4 Plasma and its properties. 223

CHAPTER XVI. MAGNETIC FIELD IN VACUUM

16.1 The vector of magnetic induction. 233
16.2 Graphical representation of the magnetic field. 236
16.3 Biot-Savart-Laplace law. 238
16.4 Magnetic field of conductors with currents of different shapes. 239

CHAPTER XVII. EFFECT OF THE MAGNETIC FIELD ON CONDUCTORS WITH CURRENTS AND ELECTRICAL CHARGES

17.1 Ampere's Law. 242
17.2 Interaction of parallel currents. 244
17.3 The Power of Lorentz 245
17.4 Motion of charged particles in a magnetic field. 246
17.5 The Hall effect. 248

CHAPTER XVIII. CIRCULATION AND FLOW OF THE VECTOR OF MAGNETIC INDUCTION

18.1 Circulation of the vector of magnetic induction. 251
18.2 The magnetic field of a solenoid and a toroid. 252
18.3 Flow of magnetic field. Gauss's theorem. 253
18.4 Work of moving a conductor and a circuit with current in a magnetic field. 254

CHAPTER XIX. OF THE EVENT OF ELECTROMAGNETIC INDUCTION

19.1 Faraday's experiments. The law of electromagnetic induction. The Lenz rule. 257
19.2 Self-inductance. Inductance. Inductance of the solenoid. . . . 259
19.3 Currents at closing and opening of the circuit. 260
19.4 Mutual induction. Transformers. 261
19.5 The energy of the magnetic field. 262

CHAPTER XX. MAGNETIC FIELD IN THE SUBSTANCE

20.1 The vector of magnetic field intensity and its circulation. . . 264

20.2. Magnetic materials. 265
20.3 Diamagnetism and paramagnetism. 266
20.4. Ferromagnets. Magnetic hysteresis and domain theory of ferromagnets. 270

CHAPTER XXI. THE FOUNDATIONS OF THE THEORY OF THE ELECTROMAGNETIC FIELD

21.1 Vortex electric field. Maxwell's equations. 272
21.2 The phenomenon of magnetoelectric induction. The bias current. 273
21.3 Maxwell's equations. 275
21.4 Electromagnetic field. 277

CHAPTER XXII. ELECTROMAGNETIC OSCILLATIONS AND WAVES

22.1 Electromagnetic oscillations in the oscillatory circuit. 280
22.2. Free electromagnetic oscillations. 282
22.3 Damped electromagnetic oscillations. 283
22.4 Forced electromagnetic oscillations. 284
22.5 Excitation and propagation velocity of electromagnetic waves. 285
22.6 Properties and differential equation of electromagnetic waves. 289
22.7 The energy of electromagnetic waves. The Umov-Poyting vector. 290
22.8 Application and scale of electromagnetic waves. 292

CHAPTER XXIII. ELECTROMAGNETIC THEORY OF LIGHT AND WAVE OPTICS

23.1 Electromagnetic wave nature of light. 297
23.2 Development of ideas about the nature of light. 301
23.3 Interference of light. 302
23.4 Methods of observing interference of light. 305
23.5. Calculation of the interference pattern. 307
23.6 Interference in thin films. Rings of Newton. 309
23.7 Diffraction of light. 314
23.8 The Fresnel zone method. 315
23.9 Fresnel diffraction. 317
23.10 Diffraction of Fraunhofer. 320
23.11 Diffraction grating. 322

CHAPTER XXIV. INTERACTION OF ELECTROMAGNETIC WAVES WITH SUBSTANCE

24.1 Dispersion of light. 328
24.2 Electronic dispersion theory. 329
24.3 Absorption of light. 332
24.4 Polarization of light. Natural and polarized light. 333
24.5 Polarization of light at the interface between two dielectrics. 335
24.6 Double refraction. 338
24.7 Polarizers. 342
24.8 The Law of Malus. 344

CHAPTER XXV. QUANTUM NATURE OF RADIATION

25.1 Thermal radiation and its characteristics. 346

CHAPTER XXIX. PHYSICS OF THE ATOMIC NUCLEUS

29.1 Composition and basic characteristics of the atomic nucleus 454
29.2 Nuclear Forces 456
29.3 The mass defect. The binding energy of the atomic nucleus 458
29.4 Radioactivity of atomic nuclei 460
29.5 Nuclear reactions 463
29.6 The fission reaction of atomic nuclei 466
29.7 Thermonuclear reactions 468

CHAPTER XXX. MODERN PHYSICAL PICTURE OF THE WORLD

30.1 Elementary particles 471
Literature 481

A.G. GAIBOV, O. XIMMATKULOV

FIZIKA

Toshkent – «Fan va texnologiya» – 2019

Muharrir: M.Hayitova
Tex. muharrir: A.Moydinov
Musavvir: V.Umarov
Musahhih: Sh.Mirqosimova
Kompyuterda sahifalovchi: N.Rahmatullayeva

E-mail: tipografiyacnt@mail.ru Tel: 71-245-57-63, 71-245-61-61.
Guvohnoma AI№149, 14.08.09. Bosishga ruxsat etildi 23.09.2019.
Qog'oz bichimi 60x84 1/16. «Timez Uz» garniturasi. Ofset bosma usulida bosildi.
Shartli bosma tabog'i 32,25. Nashriyot bosma tabog'i 32,5.
Tiraji 300. Buyurtma № 162.