

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



**BERDAQ NOMIDAGI QORAQALPOQ DAVLAT UNIVERSITETI
YARIMO'TKAZGICHLAR FIZIKASI KAFEDRASI**

FIZIKA
fani bo'yicha

MA'RUZALAR TO'PLAMI

Nukus-2019

Tuzuvchilar:

Q. Ismaylov - QDU, “Yarimo’tkazgichlar fizikasi” kafedrası
professori, f.-m.f.d.

M. Asqarov - QDU, “Yarimo’tkazgichlar fizikasi” kafedrası assistenti

Taqrizchilar:

B. Qunnazarov- QDU, «Fizika» kafedrası dotsenti, f.-m.f.n.

U. Nasirov - QDU, “Yarimo’tkazgichlar fizikasi” kafedrası dotsenti,
f.-m.f.n.

1-MA'RUZA. FIZIKA FANI HAQIDA. MODDIY NUQTANING TO'G'RI CHIZIQLI HARAKATI

Reja:

1. Kirish.
2. Fizikaning rivojlanish tarixidan ma'lumotlar.
3. Fizika fanining boshqa fanlar bilan bog'liqligi.
4. Fizik kattaliklar va ularning o'lcham birligi.
5. Mexanikaviy harakat.
6. Materiya, moddiy nuqta, vaqt, fazo tushunchasi, sanoq sistemasi.
7. Moddiy nuqta kinematikasi: tezlik, tezlanish va yo'l.
8. Moddiy nuqtaning to'g'ri chiziqli harakati.



Kirish so'zi

Ma'lumki, Fizikani o'qitishdan ikki hil maqsad ko'zlanadi:

1) tabiatning fundamental qonunlarini ilmiy asosda tushuntirish, o'quvchilarning ilmiy dunyoqarash va falsafiy mulohaza yuritish qobiliyatlarini rivojlantirish, texnikada va turmushda foydalanilayotgan uskuna va vositalarning ishlash printsipli asosida yotuvchi fizik jarayonlar haqida tasavvurlarni shakllantirish;

2) ta'lim olishni davom ettirish, bilimlarini chuqurlashtirish va ilmiy izlanishlarini davom ettirish uchun mustahkam zamin yaratish.

Fizika tabiat hodisalarining eng sodda va shu bilan birga eng umumiy qonunlarini, materiyaning hossalari, tuzilishi va uning harakat qonunlarini o'rganadigan fandir.

Fizika so'zi yunoncha «physis»-tabiat so'zidan olingan bo'lib, uning qonunlari barcha tabiatshunoslik bilimlarining asosida yotadi. shuning uchun ham uni uzoq vaqt tabiat falsafasi ham deb ataganlar. Tajribaviy materiallarning ko'payishi, ularning ilmiy umumlashtirilishi va tekshirish usullarining takomillashtirilishi natijasida, tabiat falsafasidan- astronomiya, himiya, biologiya, geologiya va boshqa tabiiy fanlar, jumladan fizika ham ajralib chiqqan. shuning uchun ham fizikaning boshqa tabiiy fanlar bilan chegarasi shartli bo'lib vaqt o'tishi bilan, o'zgarib boradi. Inson bilimining chuqurlashuvi bu fanlar orasida yanada chambarchas bog'lanish mavjudligini ko'rsatdi. Buning natijasi sifatida esa –astrofizika, fizikaviy himiya, biofizika, geofizika kabi fanlar vujudga keladi.

Fizikaning qonunlari ma'lumotlarga asoslangan bo'lib, asosan tajribalarda o'rnatilgan va matematik tilda ifodalangan miqdoriy tenglamalardan iboratdir. shu sababli, u aniq fanlar qatoriga kiradi.

O'rganiladigan material harakatlari, shakllari va ob'ektlarning ko'p qirraliligiga asosan fizika bir qator qismlarga bo'linadi:

1. Atom va molekulyar fizika;
2. Gaz va suyuqliklar fizikasi;
3. Qattiq jismlar fizikasi;
4. Plazma fizikasi;
5. Elementar zarrachalar fizikasi;
6. Yadro fizikasi.

Materiyaning harakat turlariga qarab fizika quyidagi bo'limlarga bo'linadi:

- ❖ Moddiy nuqta va qattiq jismlar mexanikasi;
- ❖ Termodinamika va statistika;
- ❖ Elektrodinamika;
- ❖ Optika;
- ❖ Gravitatsiya;
- ❖ Kvant mexanikasi;
- ❖ Maydonning kvant nazariyasi;
- ❖ Tebranish va to'lqinlar;
- ❖ Amaliy optika.

Fizikaning rivojlanishi ishlab chiqarishning texnikaviy darajasiga ta'sir ko'rsatadi.

Fizikada kashfiyotlar amalga oshirilgandan so'ng, ularni ishlab chiqarishga tadbqiq etish bilan shug'ullanuvchi mutahassislar maydonga chiqishadi va fizika bilan chambarchas bog'langan yangi fanlar vujudga keladi.

XIX asrning ohiri va XX asrning boshida elektromagnit hodisalarga bog'liq ko'plab jarayonlar, kashf etildi. L.Galvani (1737-1798) va A.Volta (1745-1827) lar tomonidan tok manbalari-galvanik elementlarining, M.Faradey (1791-1867) tomonidan elektromagnit induksiya hodisasining, A Popov(1857-1906) tomonidan radioning kashf qilinishi, nemis fizigi G.Gerts (1857-1894) tomonidan elektromagnit to'lqinlar mavjudligining isbotlanishi elektrotehnika, radioteknikaning rivojlanishiga olib keldi.

Shuningdek atom va yadro fizikasi sohasidagi kashfiyotlar atom energiyasidan foydalanish imkoniyatlarini yaratdi. Hozirgi paytda ko'plab atom elektr stantsiyalari, atom energiyasida ishlovchi muzyorar va suv osti kemalari ishlab turibdi.

Yarim o'tkazgichlarning kashf qilinishi radio va elektron hisoblash texnikasida inqilobiy o'zgarishlarni amalga oshirdi. Zamonaviy televizorlar, magnitafonlar, kompyuterlar va boshqa vositalarning yaratilishiga asos bo'lib xizmat qildi. Kosmosning o'zlashtirilishi va undan amalda foydalanish esa dunyoning istalgan chekkasidan uzatilayotgan radio va televizion eshittirishlarni qabul qilish, simsiz so'zlashuv vositalarini yaratish imkonini vujudga keltirdi.

Yarim o'tkazgichli foto elementlarning yaratilishi suniy yo'ldoshlarni energiya bilan taminlashga, qo'yosh energiyasini elektr energiyasiga aylantirib ekologik toza energiya olishga imkon yaratdi.

Fizikaning rivojlanish tarixidan malumotlar.

Fizik jarayonlar juda qadim zamonlardan buyon, hattoki eramizdan oldin ham odamlarning diqqat markazida bo'lgan. Moddalarning atomlardan tashkil topganligi to'g'risidagi talimot Demokrit, Epikur, Lukretsiylar tomonidan olg'a surilgan. Olamning geotsentrik sistemasi (Er olamning markazi) haqidagi ta'limot Ptolemey tomonidan yaratilgan. shuningdek eramizdan oldin qadimgi Yunonistonda richag (tayanch) to'g'risidagi, yorug'likning to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalishi va qaytishi, gidrostatikada Arhimed qonunlari yaratildi. Elektr va magnit hodisalariga aloqadar bazi sodda hodisalar kuzatildi. Bularning barisi eramizdan oldingi to'rtinchi asrda Aristotel tomonidan umumlashtirib yagona sistemaga solindi. O'n ettinchi asrga kelib italiyalik mashhur fizik G.Galiley (1564-1642) harakatni matematik tenglamalar yordamida ifodalash zarurligini tushundi. Galiley inertsia va jismlarning erkin tushishi qonunlarini yaratdi. Yorug'likning tezligini o'lchash maqsadida tajriba o'tkazdi. shunday bo'lishiga qaramasdan o'n ettinchi asrning eng ulkan yutug'i ingliz fizigi I.Nyuton (1643-1727) tomonidan klassik mehanikaning yaratilishidir. U o'zining 1687 yilda chop etilgan «Natural filosofiyaning matematik asoslari» asarida dinamikaning uchta asosiy qonuni va butun olam tortirish qonunini bayon qildi.

Fizika rivojining keyingi etapi DJ.Maksvell (1831-1879) tomonidan elektromagnit maydon nazariyasining yaratilishi bo'ldi. G.Gerts (1857-1894) elektromagnit to'lqinlarning mavjudligini tajribada isbotladi.

Keyingi muhim voqealar 1895 yilda V.Rentgen (1846-1923) tomonidan o'z nomi bilan ataluvchi nurlarning, 1896 yilda A.Bekkerel (1822-1908) tomonidan tabiiy radioaktivlikning kashf qilinishidir.

1905 yilda A.Eynshteyn (1879-1955) maxsus nisbiylik nazariyasini e'lon qildi. shu yili u fotoeffekt uchun o'z formulasini yozdi. 1911 yilda E.Rezerford (1871-1937) va 1913 yilda N.Bor (1885-1962) atomning planetar modelini yaratishdi.

Yuqoridagilar kvant fizikasiga asos bo'ldi. Atom yadrosi va elementar zarralar fizikasi vujudga keldi.

Shuni qayd etish kerakki olamning hozirgi fizikaviy manzarasi hosil bo'lguncha juda ko'plab dadil g'oyalar olg'a surildi va kashfiyotlar qilindi. Fizika sohasidagi bilimlarini chuqurlashtirishni hohlovchilar albatta ular bilan tanishadilar. Endi esa tabiatni o'rganish ilmiga buyuk bobolarimiz, sHarq allomalarining qo'shgan hissalariga to'xtalib o'taylik.

Tabiatni o'rganish ilmiga sharqning buyuk allomalarining hissalar.

O'zbekiston – ilm-fan va madaniyati qadimdan taraqqiy topgan mamlakatlardan biri. Ayniqsa, astronomiya, matematika, tibbiyot, kimyo, to'qimachilik, memorchilik, madanshunoslik, kulolchilik, falsafa, musiqa, tilshunoslik, adabiyotshunoslik yahshi rivojlangan.

Abu Adulloh Muhammad Ibn Muso al-Horazmiy 780 y.da Hivada tug'ilgan va 850 y.da Bog'dodda vafot etgan. U matematika, astronomiya, geografiya sohasida ko'pgina asarlar yaratgan. «Al-jabr» (algebra) fani va «algoritm» tushunchasiga asos solgan. Uning «Hisobal-Hind» asarlari va «Astronomik jadvallari» o'n ikkinchi asrdayoq lotin tiliga tarjima qilinib, Evropada keng tarqalgan unli sanoq sistemasi va algoritm tushunchasining yoyilishiga olib kelgan.

Abul Abbos Ahmad ibn Muhammad ibn Kashr al-Farg'oniy ham astronomiya, geografiya, matematika fanlari bilan shug'ullangan. U 790 y.da Farg'ona vodiysida tug'ilgan va 865y.da Bog'dodda vafot etgan. Farg'oniy quyosh tutilishini oldindan hisoblab chiqqan. Yerning sharsimon ekanligini ilmiy isbotlagan, meridiani uzunligini hisoblagan. Nil daryosining oqimini o'lchash uchun asbob yasagan va unga risolalar yaratgan.

O'n birinchi asrda Horazm poytahti Urganchda ham «Bilimdonlar uyi»-«akademiya» tashkil etilgan bo'lib falsafa, matematika va tib ilmlari muhokoma qilingan. Buyuk mutafakkirlar Ibn sino, Beruniy, Abu Nasr Arroq va boshqalar bu akademiyaning azolari bo'lishgan.

Qomusiy olim va mutafakkir Abu Rayhon Muhammad Ibn Ahmad al-Beruniy-973 y.da Horazmda tug'ilgan va 1048 yilda Gaznada vafot etgan. Dunyoda birinchi globusni yasagan. 150 dan.ortik kitob va risolalar yozgan. Geliotsentrik sistema to'g'risidagi fikrlari fan taraqqiyotiga katta tasir ko'rsatgan.

Abu Ali ibn Abdullo ibn sino-komusiy olim, mutafakkir, faylasuf, shoir. U 980 y da Buhoro yaqinidagi Afshona qishlog'ida tug'ilgan. 1037 y.da Isfahonda vafot etgan. Asarlarining soni 280 dan ziyod. Ulardan 40 dan ko'prog'i tibbiyotga, 30 dan ortig'i tabiiy fanlar va musiqaga oid, qolganlari falsafa, mantiq, ahloq, ilohiyot, ijtimoiy-siyosiy mavzularda .

O'n beshinchi asrda Mirzo Ulug'bek samarqandda akademiya tashkil qildi. Uning qoshida yahshi jihozlangan rasadhona, boy kutubhona va oliy o'quv yurti-madrasa bor edi.

Muhammad Tarag'ay Ulug'bek 1394 yilda Temurning harbiy yurishi vaqtida sultoniya shahrida tug'ilgan, 1449 yilda o'ldirilgan .U dunyodagi eng yirik astronomiya maktabini tuzgan. Katta ilmiy va madaniy meros koldirgan. shulardan biri «Ulugbek ziji» («Ziji Kuragoniy»)dir. shogirdlari bilan mingdan ortiq yo'lduzlar ruyhatini tuzgan.

Matematik va astronom Kozizoda Rumi (salohiddin Muso ibn Muhammad ibn Muhammad) (1360-1437) Mirzo Ulugbekning ustoz bo'lgan. Rumi «Aflotuni zamon» (uz davrining Platoni) nomini olgan.

Atoqli matematik va astronom al-Qoshiy (Giyosiddin Jamshid Koshiy) (tahminan 1430 y.da vafot etgan). Birinchi bo'lib matematikaga unli kasrlarni kiritdi va nazariy asosladi, sinus va π sonini o'nli sistemada 17 honagacha aniqlik bilan hisobladi.

Mashhur astronom Ali Qushchi (Mavlano Alouddin Ali bin Muhammad Qushchi) (1403-1474)-matematika va astranomiya doir risolalar yozgan. U fasllar almashinuvi, oy va quyosh tutilishini ilmiy-tabiiy jihatdan to'g'ri tushuntirgan.

Yuqorida nomlari qayd etilgan buyuk mutafakkirlarning tabiiy fanlar, matematika, tibbiyot, falsafa, tilshunoslik va boshqa sohalaridagi ishlari, kashfiyotlari butun dunyo ilmu-fanining taraqqiyotiga katta hissa bo'lib, ayrim fan sohalarining yuqori bosqichga ko'tarilishiga, yangi yo'nalishlar paydo bo'lishiga olib keldi.

O'zbekistonda fizika taraqqiyoti sohasida olib borilayotgan ishlar.

O'zbekiston mustaqillikka erishgandan so'ng ilm-fanning rivojiga alohida etibor berilmoqda. Hozirgi O'zbekiston fanlar akademiyasining ilmiy-tarmoqlar bo'yicha sakkizta bo'limi mavjud. Ulardan biri fizika-matematika fanlari bo'limidir. Uning tarkibiga fizika sohasidagi faoliyat ko'rsatayotgan quyidagi ilmiy tekshirish institutlari kiradi: Yadro fizikasi Instituti; «Fizika-Quyosh» ilmiy ishlab chiqarish birlashmasi; Elektronika instituti; Astronomiya instituti; issiqlik fizikasi bo'limi. Hozirgi paytda O'zbekistonda fizikaning quyidagi yo'nalishlar buyicha ilmiy izlanishlar olib borilmoqda:

Issiqlik fizikasi- asosan akademik P.K.Habibullaev yaratgan ilmiy maktabda olib borilib, uning asosini O'zbekiston fanlar akademiyasining «Issiqlik fizikasi» bo'limi tashkil qiladi. Ilmiy ishlar bir jinsli bo'lmagan muhitlar issiqlik fizikasi; lazer nurlarining jismlar bilan o'zaro tasirlashuvi; yuqori haroratli o'ta-o'tkazuvchanlik, yo'nalishlariga taalluqlidir.

Yadro fizikasi- bu sohadagi ishlar asosan Yadro fizikasi Institutida olib boriladi. Ular O'zbekistonda 20-yillardan boshlangan. Lekin muntazam tadqiqotlar fizika texnika institutida akademik s.A. Azimov (1914-1988) rahbarligida olib borilgan. 1956 yilda esa Yadro fizikasi instituti tashkil qilingan. Hozir bu erda; yadro spektroskopiyasi va yadro tuzilishi; yadro reaksiyalari; maydonning kvant nazariyasi; elementar zarralar fizikasi; relyativistik yadro fizikasi va boshqa yo'nalishlar bo'yicha ilmiy-tadqiqot ishlari olib borilmoqda.

Quyosh texnikasi fizikasi (geliotexnika)-bu yo'nalishning asosiy maqsadi quyosh nuri energiyasini issiqlik energiyasiga aylantirishning fizik asoslarini ishlab chiqish va ular asosida yuqori samarali geliotexnik qurilmalarni yaratishga qaratilgandir. Bu tarmoqning rivojlanishida akademiyaning muhbir azosi G.Umarovning (1921-1988) xizmatlari katta. Hozirgi paytda honadonlarni issiq suv va issiqlik bilan taminlovchi quyosh isitgichlari, meva quritgichlar, sho'r suvlarni chuchuklashtiruvchi qurilmalar, quyosh energiyasi asosida ishlovchi boshqa moslamalar halq ho'jaligida keng foydalanilmoqda.

Qiyin eruvchi materiallar fizikasi- yuqori haroratli materialshunoslikka oid bu tadqiqotlar 1976 yildan boshlab, s.Azimov va boshqalar tomonidan keng ko'lamda o'tkazila boshlandi. Bu tadqiqotlarda, to'plangan quyosh nuri bilan materiallarga termik ishlov berish usuli asos qilib olindi. shu maqsadda 1987 yilda Toshkent viloyatining Parkent tumanida 1000 kVt quvvatli katta quyosh sandoni qurib bitkazildi. Bunday qurilma shu paytga qadar Frantsiyaning Odeyo shahridagina mavjud edi. Qurilmaning fokus masofasi 18 m bo'lib, u 54x42 m o'lchamga ega va 62 ta bir hil o'lchamdagi geliostatlardan iborat. 1993 yilda esa «Fizika-Quyosh» Ilmiy ishlab chiqarish birlashmasi tarkibida «Materialshunoslik» ilmiy tekshirish instituti tashkil qilindi.

Yuqori energiyalar fizikasi-sohasidagi ishlar akademik s.Azimov rahbarligida fizika texnika institutida boshlangan. Tadqiqotlar asosan ikki yo'nalishda olib borilmoqda: kosmik nurlar fizikasi va juda katta energiyagacha tezlashtirilgan zarra va yadrolarning nuklonlar hamda yadrolar bilan ta'sirlashuvlarini o'rganish.

Fizikaviy elektronika-O'zbekistonda bu sohadagi dastlabki tadqiqotlar oldingi asrning o'ttizinchi yillarida boshlangan. Bu sohaning keyingi rivojlanishi, fizik-elektronchilar ilmiy maktabining vujudga kelishi, ko'p jihatdan akademik U.Orifov (1909-1976) nomi bilan bog'liq. 1967 yilda esa fanlar akademiyasining elektronika instituti tashkil qilindi. Hozirgi paytda bu yo'nalishdagi ishlar sirt diagnostikasi va qattiq jism sirtining fizik-kimyoviy xossalari kerakli yo'nalishda o'zgartirishning metodik asoslarini ishlab chiqishga, hamda yarim-o'tkazgich va

konstruktsion materiallar olish va ularga ishlov berishning zamonaviy ion-nur texnologiyalarini yaratishga karatilgan.

Yarimo'rtkazgichlar fizikasi-bu sohadagi ilmiy tadqiqot ishlari yigirmanchi asrning 30 yillarida boshlangan. Bu ishlar ko'plab ilmiy tekshirish institutlari va oliy o'quv yurtlarida olib borilmoqda. Yarim o'rtkazgichlar fizikasi sohasida o'zbek olimlarining yutuqlari ham talaygina. Ular jumlasiga qo'yidagilarni kiritish mumkin: Quyosh energiyasini elektr energiyasiga aylantirib beruvchi o'zgartirgichlar, yuqori kuchlanishli fotoelektrik generatorlar, ikki yoqlama sezgir foto o'zgartirgichlar ishlab chiqildi va ular asosida fotoelektrik qurilmalarning modullari yaratildi.

Fizik kattaliklar. Birliklar sistemasi.

Fizikaviy qonunlar fizik kattaliklar orasidagi ma'lum munosabatlar vositasida ifodalanadi.

Fizik kattalik deb- miqdor jihatdan har bir fizik ob'ekt uchun hususiy, lekin sifat jihatdan ko'plab ob'ektlar uchun umumiy bo'lgan va bu ob'ektlarning biror hossasini ifodalovchi kattalikka aytiladi.

Fizik kattalikni ham miqdor, ham sifat jihatdan to'la ifodalaydigan kattalikka uning haqiqiy qiymati deyiladi.

Fizik kattaliklar sistemasi asosiy va hosilaviy kattaliklardan iboratdir. Asosiy fizik kattaliklar ettita bo'lib, ularning uchitasi moddiy dunyoning asosiy hossalari ifodalovchi: uzunlik, massa, vaqt kabi birliklardir. Qolgan to'rttasi esa fizikaning biror bo'limidan olingan. Bunday kattaliklar: tok kuchi, termodinamik harorat, modda miqdori va yorug'lik kuchidir.

Fizik kattalikning son qiymati, uning kattaligini ko'rsatuvchi son bo'lib, tanlangan birlikka bog'liqdir. Fizik kattalikning birligi deb, har bir fizik kattaliklarni miqdoriy ifodalash uchun qullaniladigan, shartli ravishda son qiymati birga teng deb belgilangan o'lchamli fizik kattalikka aytiladi. Odatda birlik kattalikning belgisi yordamida quyidagicha ko'rsatiladi: $[L] = 1\text{ m}$; $[m] = 1\text{ kg}$ va hokazo. Fizik kattalikning birligi, shu fizik kattalikning o'ziday kattalikdir. Fizik kattaliklarning asosiy va hosilaviy birliklarining to'plami birliklar sistemasini tashkil kiladi.

Fizik kattaliklarning halqaro birliklar sistemasi (SI-sistema international o'zbekcha «SI») 1960 yilda o'lchov va tarozilar bo'yicha bosh konferentsiyada qabul qilingan bo'lib, ettita asosiy –metr, kilogramm, sekund, ampir, kelvin, mol, kandela- va ikkita qo'shimcha-radian va steradianlardan tuzilgan.

TABLE 1-5 SI Base Quantities and Units

Quantity	Unit	Unit Abbreviation
Length	meter	m
Time	second	s
Mass	kilogram	kg
Electric current	ampere	A
Temperature	kelvin	K
Amount of substance	mole	mol
Luminous intensity	candela	cd

- Metr (m) – yorug'likning bo'shlikda 1g'299792458 s da o'tadigan yo'lining uzunligi;
- Kilogramm (kg)- kilogrammning halqaro timsolining massasiga teng massa. Parij yaqinidagi sevr shahrida ulchov va tarozilar halkaro byurosida saqlanayotgan platina-iridiy kotishmasining massasi);
- Sekund (s) –tseziy-133 atomi asosiy holatining ikkita o'ta nozik sathlari orasidagi o'tishga mos keluvchi nurlanish davrining 9192631770 tasiga teng bulgan vaqt.
- Kelvin (K)-suv uchlamchi nuqtasi termodinamik haroratining 273,15 dan bir qismiga teng harorat birligi;

- Amper (A) – bo'shlikda bir- biridan 1 m masofada, joylashgan, ko'ndalang kesim yuzasi juda kichik bo'lgan, ikkita parallel, to'g'ri cheksiz uzun o'tkazgichlardan o'tganida bu o'tkazgichlar orasida ular uzunligining har bir metriga $2 \cdot 10^{-7}$ N o'zaro ta'sir kuchi vujudga keltiradigan o'zgarmas tok kuchidir.
- Mol (mol) – tarkibiy elementlari, 0,012 kg massali ^{12}C uglerodda mavjud bo'lgan tarkibiy elementlarga teng, sistemaning modda miqdori;
- Kandela (kd) – $540 \cdot 10^{12}$ Gts chastotali monohromatik nurlanish chiqaradigan manbaning, energetik kuchi 1g'683 Vtg'sr bo'lgan yo'nalishdagi yorug'lik kuchi;

Qo'shimcha birliklar

- Radian (rad) – qarshisidagi yoyinig uzunligi aylananing radiusiga teng bo'lgan ikkita aylana radiusi orasidagi burchak;
- Steradian (sr) – sfera sirtidan, tomoni sfera radiusidek bo'lgan kvadratning yuzasiga teng yuzani ajratuvchi, uchi sfera markazida bo'lgan fazoviy burchak.

Mexanik harakat

Vaqt o'tishi bilan jismning fazodagi vaziyatining boshqa jismlarga nisbatan o'zgarishi *jismning mexanik harakati* deb ataladi.

Galiley - Nyutonning mexanikasi *klassik mexanika* deb ataladi. Klassik mexanika, tezligi yorug'likning vakuumdagi tezligidan sezilarli ravishda kichik tezlikka ega bo'lgan makroskopik jismlarning harakati qonunlarini o'rganadi.

Yorug'lik tezligiga yaqin yoki teng tezliklarga ega bo'lgan mikroskopik jismlar harakati qonunlarini maxsus nisbiylik nazariyasiga asoslangan *relyativistik mexanika* o'rganadi.

Mexanika asosan uch qismga bo'linadi:

1) kinematika; 2) dinamika; 3) statika.

Kinematika – jismlar harakati qonuniyatlarini, harakatning kelib chiqish sabablarini e'tiborga olmay, o'rganadi.

Dinamika – jismlar harakati qonuniyatlarini, harakatning kelib chiqish sabablarini bilgan holda, o'rganadi.

Statika – jismlar tizimi, to'plamining muvozanat holati qonunlarini o'rganadi va fizikada dinamika qonunlari bilan birgalikda ko'riladi.

Kinematika

Mexanikaning jismlar harakati qonunlarini bu harakatni vujudga keltiruvchi sabablarsiz urganadigan bulimiga *kinematika* deyiladi. Kinematikaning asosiy vazifasi harakatni xarakterlovchi kattaliklarni aniqlash va uni formulalar, grafiklar, jadvallar yordamida tavsiflashdir.

Moddiy nuqta. Absolyut qattiq jism. Fazo va vaqt

Klassik mexanikada o'rganiladigan eng sodda ob'ekt moddiy nuqta hisoblanadi.

Moddiy nuqta deb, ma'lum massaga ega bo'lgan, o'lchami o'rganiladigan masofalarga nisbatan juda kichik bo'lgan jismga aytiladi.

Moddiy nuqta tushunchasi abstraktdir. Masalan, Yerning o'lchami Quyoshgacha bo'lgan masofaga nisbatan juda kichik bo'lgani uchun, Quyosh atrofidagi harakatida uni moddiy nuqta deb faraz qilish mumkin. Bunda Yerning butun massasi uning geometrik markazida mujassamlangan, deb hisoblanadi.

Jismlar biri-biri bilan o'zaro ta'sirlashganda ularning shakli va o'lchamlari o'zgarishi mumkin.

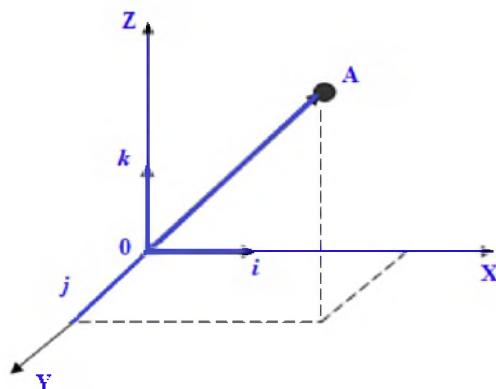
Har qanday sharoitda deformatsiyanmaydigan jism *absolyut qattiq jism* deb ataladi.

Qattiq jismning qismlari yoki ikki nuqtasi orasidagi masofa o'zgarmasdir. Qattiq jismlarning istalgan harakati ilgarilanma va aylanma harakatlar majmuasidan iborat.

Ilgarilanma harakat – bu shunday harakatki, unda harakat qilayotgan jism bilan mustahkam bog'langan istalgan to'g'ri chiziqli boshlang'ich holatiga nisbatan parallellligini saqlab qoladi.

Aylanma harakat – bu harakatda jismning barcha nuqtalarining harakat traektoriyalari aylanalardan iborat bo'lib, ularning markazi esa aylanish o'qi deb ataladigan to'g'ri chiziqli yotadi.

Jismlar harakatini tekshirishda, ularning vaziyatini boshqa, shartli ravishda qo'zg'almas deb qabul qilingan jismning holatiga nisbatan aniqlash kerak.



1 - rasm. Fazoviy sanoq tizimida moddiy nuqtaning koordinatalari

Jismlarning fazodagi vaziyatini aniqlashga imkon beradigan, qo'zg'almas jism bilan bog'langan koordinatalar tizimi *fazoviy sanoq tizimi* deb ataladi.

Tanlab olingan fazoviy sanoq tizimidagi har bir nuqtaning o'rnini uchta x , y , z koordinatalar orqali ifodalash mumkin (1 - rasm).

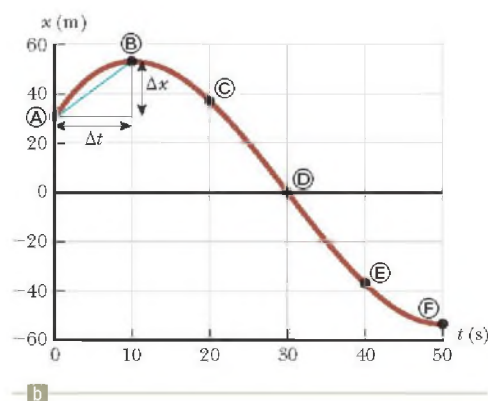
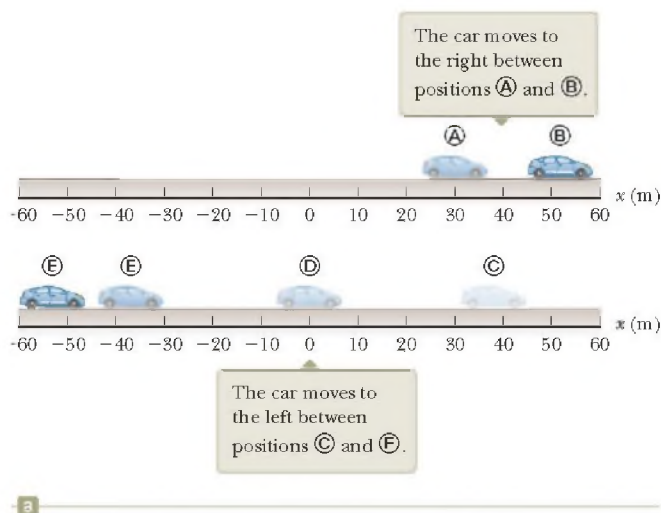
Koordinata boshidan A nuqtagacha yo'naltirilgan kesma *radius-vektor* deb ataladi. Radius-vektor $\vec{r}$ ning koordinatalari x , y , z o'qlardagi proektsiyalaridan iborat, ya'ni:

$$\vec{r} = x \cdot \vec{i} + y \cdot \vec{j} + z \cdot \vec{k}, \quad (1.1)$$

Bu yerda $\vec{i}$, $\vec{j}$, $\vec{k}$, koordinata o'qlari bo'ylab yo'nalgan birlik vektorlardir.

Agar A moddiy nuqtaning biror sanoq tizimidagi radius - vektori $\vec{r}$ bo'lsa, uning x , y , z koordinatalari t vaqtning funktsiyasi ko'rinishida ifodalanadi:

$$\vec{r} = \vec{r}(t), \quad x = x(t), \quad y = y(t), \quad z = z(t), \quad (1.2)$$



Har qanday harakatni o'rganish uchun fazoda turli sanoq tizimlarini tanlab olish mumkin. shuni qayd etish kerakki, turli sanoq tizimlarida ayni bir jismning harakati turlicha bo'ladi. Lekin, sanoq tizimi sharoitga qarab tanlanadi. Masalan, jismlarning harakati Yer bilan bog'langan sanoq tizimi yordamida o'rganiladi.

Yerning sun'iy yo'ldoshlari, kosmik kemalarning harakati esa, Quyosh bilan bog'liq bo'lgan geliotsentrik sanoq tizimida tekshiriladi.

Ma'lum bir tanlangan sanoq tizimidagi nuqta holatini belgilovchi x, y, z koordinatalar qandaydir sonlardan iborat deb hisoblasak, eng avval, ularni o'lchash usulini yoki printsiptini tan

Katta masofalarni o'lchashda namunalardan foydalanish imkoniyati yo'q bo'lgani uchun yorug'lik nurining tarqalish tezligidan foydalaniladi. Kichik masofalarni o'lchash uchun esa, aniq tuzilishli moddalarning fizikaviy xususiyatlaridan foydalaniladi.

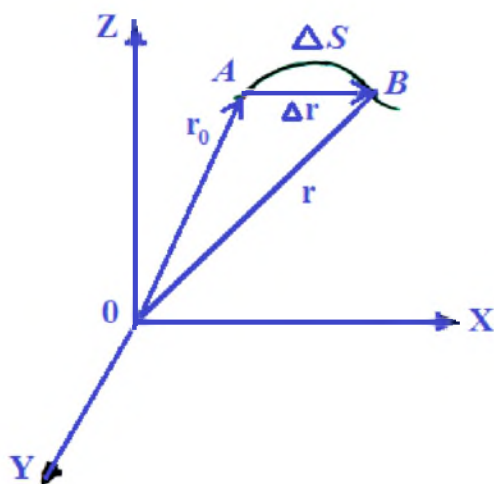
Vaqt ham fizik kattalik bo'lgani uchun uning miqdoriy qiymatlari ayrim sonlardan iborat bo'ladi.

Ammo, uzunlikka o'xshash vaqtning absolyut qiymati yo'q. Vaqt deganda qandaydir vaqt oralig'ini tushunish kerak. Vaqtni amaliy o'lchash usullaridan biri Yerning o'z o'qi atrofidagi aylanishdagi Quyosh sutkasidan iborat. Unga ketgan vaqtning 86400 dan bir ulushi sekunddir.

Vaqtni o'lchash usullarining eng anig'i deb Tseziy atomining asosiy holatlariga tegishli ikki energetik sathlar orasini o'tishda elektromagnit nurlanishning 9192631770 marta tebranishiga ketgan vaqt olinadi. Bu vaqt bir sekunda tengdir.

Moddiy nuqta kinematikasi. Ko'chish va yo'l.

Moddiy nuqta harakatini xarakterlovchi kattaliklardan biri uning harakat traektoriyasidir.



Moddiy nuqta harakatining traektoriyasi deb shu nuqtaning harakat davomida fazoda koldirgan iziga aytiladi. Traektoriyaning shakliga karab harakat to'g'ri chiziqli yoki egri chiziqli bo'lishi mumkin. 2-rasmda moddiy nuqtaning harakat traektoriyasi ko'rsatilgan. Moddiy nuqta harakatini A nuqtadan boshlab kuzata boshladik deylik. Ma'lum vaqtdan sung u B nuqtaga kelsin. Harakat traektoriyasi AB qismining uzunligiga teng bulgan, ΔS skalyar kattalikka yo'lning uzunligi deyiladi. Boshqacha aytganda moddiy nuqtaning Δt vaqtda bosib o'tgan yo'li uning shu vaqtda hosil qilgan traektoriyasining uzunligiga tengdir.

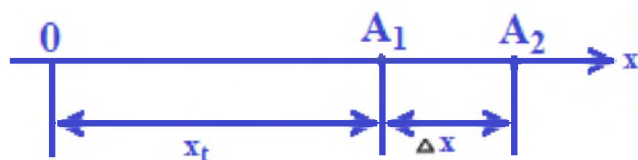
2 – rasm. Moddiy nuqtaning harakat traektoriyasi.

Moddiy nuqtaning dastlabki holatidan uning keyingi holatiga utkazilgan $\Delta \vec{r} = \vec{r} - \vec{r}_0$ vektorga ko'chish deyiladi.

To'g'ri chiziqli harakatda ko'chish vektori tegishli traektoriya kismining uzunligi bilan mos keladi va ko'chish vektorining moduli $\Delta \vec{r}$ o'tilgan yo'l ΔS ga teng bo'ladi.

Moddiy nuqtaning to'g'ri chiziq bo'ylab harakati.

Endi moddiy nuqtaning to'g'ri chiziq bo'ylab harakatini kuzataylik (3 - rasm).



3 - rasm. Moddiy nuqtaning OX o'qi bo'yicha to'g'ri chiziqli harakati

To'g'ri chiziqli OX koordinata o'qi bo'ylab joylashgan, deb hisoblaymiz. Moddiy nuqta holati quyidagi ifoda bilan belgilanadi:

$$x = x(t)$$

Belgilangan t vaqtda moddiy nuqta koordinatasi $x_1 = x(t)$ bo'lgan A_1 holatda deb hisoblaymiz. Δt vaqtdan so'ng moddiy nuqta koordinatasi $x_2 = x(t + \Delta t)$ bo'lgan A_2 holatga ko'chadi. Demak, moddiy nuqta Δt vaqt ichida Δx yo'lni bosib o'tadi:

$$\Delta x = x_2 - x_1 = x(t + \Delta t) - x(t).$$

Bosib o'tilgan Δx yo'lni Δt vaqt oralig'iga nisbati moddiy nuqtaning *o'rtacha tezligi* deb ataladi

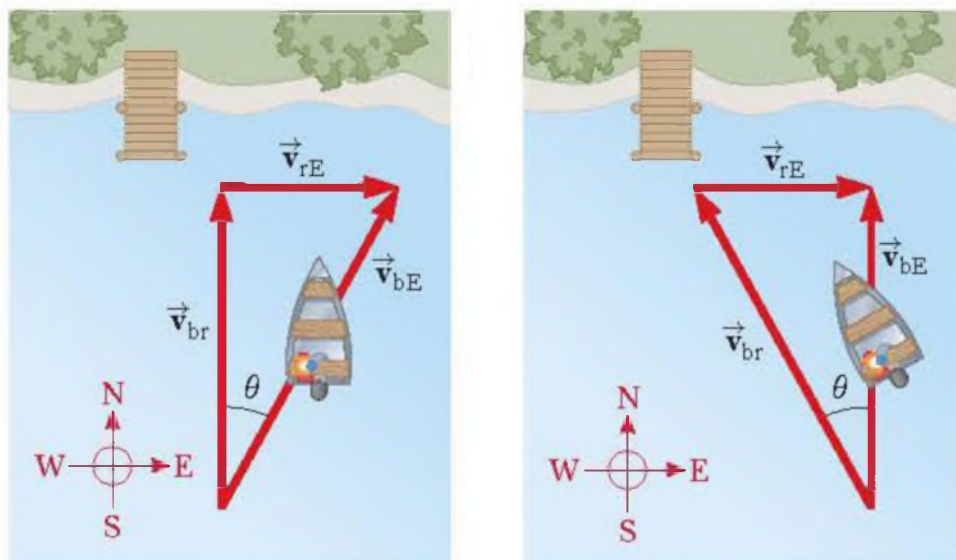
$$\langle v \rangle = \frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{x(t + \Delta t) - x(t)}{\Delta t}, \quad (1.3)$$

Agarda Δt vaqt oralig'i nisbatan katta bo'lsa, o'rtacha tezlik tushunchasi o'rinli bo'ladi. Ammo Δt vaqt oralig'ini kichraytira borsak, natijada $\Delta x / \Delta t$ nisbat ma'lum bir chegaraviy qiymatga intiladi. Bu chegaraviy qiymat moddiy nuqtaning *oniyl tezligi* deb ataladi

$$v = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta x}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{x(t + \Delta t) - x(t)}{\Delta t}, \quad (1.4)$$

Matematikada bu ifoda $x(t)$ ifodadan t vaqt bo'yicha olingan *hosila* deb aytiladi:

$$v = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{dx}{dt} = \frac{ds}{dt}. \quad (1.5)$$



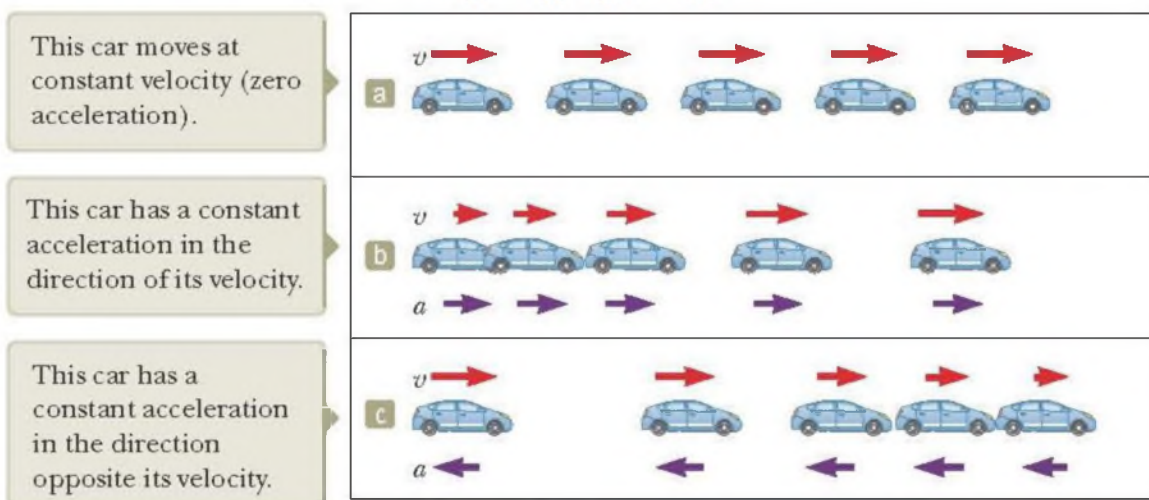
Bosib o'tilgan yo'ldan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosila moddiy nuqtaning *oniy tezligi* deb ataladi.

Ko'pincha moddiy nuqtaning tezligi vaqtning funksiyasidan iborat bo'ladi, ya'ni $\vartheta = \vartheta(t)$. Bu tezlikni vaqt birligida o'zgarishi nuqtaning *o'rtacha tezlanishi* deb ataladi.

$$\langle a \rangle = \frac{\Delta \vartheta}{\Delta t}, \quad (1.6)$$

$$a = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vartheta}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\vartheta(t + \Delta t) - \vartheta(t)}{\Delta t} = \frac{d\vartheta}{dt},$$

$$a = \frac{d\vartheta}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{dx}{dt} \right) = \frac{d^2 x}{dt^2}, \quad (1.7)$$



Bosib o'tilgan yo'ldan vaqt bo'yicha olingan ikkinchi tartibli hosila moddiy nuqtaning *oniy tezlanishi* deb ataladi.

Bosib o'tilgan S yo'lni, tezlik funksiyasini 0 dan t vaqtgacha chegarada integrallash yo'li bilan hisoblash mumkin

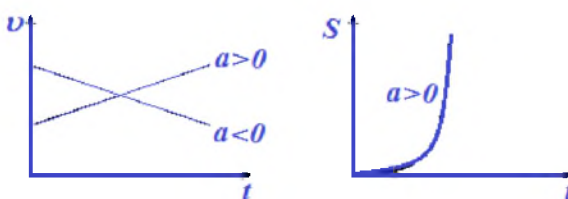
$$S = \int_0^t \vartheta(t) dt, \quad (1.8)$$

Agar harakat to'g'ri chiziqli tekis harakatdan iborat bo'lsa, $v = const$ bo'ladi.

$$S = \int_0^t \vartheta \cdot dt = \vartheta t, \quad (1.9)$$

bundan,

$$\vartheta = \frac{S}{t}$$



4-rasm. Moddiy nuqtaning tezlanuvchan va sekinlanuvchan harakati.

Agar moddiy nuqta harakatining boshlang'ich momentida ($\Delta t = 0$) tezlik v_0 ga teng bo'lsa:

$$v(t) = v_0 + \int_0^t a(t) dt, \quad (1.9)$$

ga ega bo'lamiz.

Tezlanish o'zgarmas bo'lgan holda ($a = \text{const}$) harakat *tekis o'zgaruvchan harakat* deb ataladi. U holda

$$v_t = v_0 + at, \quad (1.10)$$

$$s = \int_0^t v_t dt = \int_0^t (v_0 + at) dt = v_0 t + \frac{at^2}{2}, \quad (1.11)$$

Ushbu formuladan to'g'ri chiziqli tezlanuvchan harakatlanayotgan jismning istalgan vaqt mobaynidagi holatini topamiz. Yo'lning bundan ham boshqa ko'rinishlari bor.

$$s = \frac{v^2 - v_0^2}{2a}$$

Agarda dastlabki tezlik nolga teng bo'lsa tenglama quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi.

$$s = \frac{v^2}{2a}, \quad v^2 = 2as$$

Agar $a > 0$ bo'lsa, harakat *tekis tezlanuvchan harakat* deyiladi, $a < 0$ bo'lganda esa, *tekis sekinlanuvchan harakat* deb ataladi.

Xalqaro birliklar tizimi - «XBT»da tezlik metr/sekund bilan o'lchanadi.

Nazorat savollari

1. Fizika fanining asosiy tekshirish uslubi nima?
2. Fizikaviy qonunlar deb qanday qonunlarga aytiladi?
3. Fizik kattalik deb qanday kattalikka aytiladi.
4. Asosiy fizik kattaliklar. Asosiy fizik kattaliklar qanday tanlangan.
5. Fizik kattalikning birligi.
6. Mehanik harakat deb qanday harakatga aytiladi?
7. Mehanika nimani urganadi?
8. Klassik mehanika nimani urganadi.
9. Relyativistik mehanika nimani urganadi?
10. Kvant mehanikasi nimani urganadi?
11. Moddiy nuqta deb nimaga aytiladi.
12. Yo'l bilan ko'chish orasida qanday bog'liqlik mavjud?
13. To'g'ri chiziqli tekis o'zgaruvchan harakat deb qanday harakatga aytiladi?
14. To'g'ri chiziqli tekis o'zgaruvchan harakatda tezlik va yo'l.
15. To'g'ri chiziqli tekis o'zgaruvchan harakatda tezlik va yo'l grafiklari.

Ma'ruza № 2. MODDIY NUQTANING EGRI CHIZIQLI HARAKATI

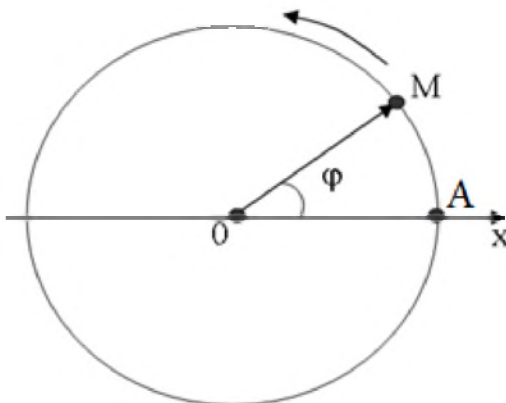
Reja:

1. Moddiy nuqtaning aylana bo'ylab harakati.
2. Burchak tezlik, burchak tezlanish va ular orasidagi bog'lanish. Burchak tezlanish.
3. Aylanish davri va chastotasi. Tangensial va normal tezlanish.
4. Jismlarning erkin tushishi.
5. Gorizonttal otilgan jismning harakati.
6. Gorizontga burchak ostida otilgan jismning harakati.

Moddiy nuqtaning aylana bo'ylab harakati.

Agarda moddiy nuqta aylana bo'ylab harakatlanganda bunday harakatga moddiy nuqtaning aylana bo'ylab harakati deb ataladi. Aylana bo'ylab harakatlanganda uning tezlik vektori aylana radiusiga perpendikulyar bo'ladi.

Moddiy nuqtaning aylana bo'ylab harakati 1 - rasmda keltirilgan. M moddiy nuqtaning holati o'zgarmas OX o'qi bilan OM radius - vektor orasidagi φ burchak bilan belgilanadi.



1 - rasm. Moddiy nuqtaning aylana bo'ylab harakati

Bu holda r radiusda yotgan har xil nuqtalarning chiziqli tezliklari har xil bo'ladi ($v_1, v_2, \dots$, va h.k.). shuning uchun aylanma harakatda moddiy nuqtaning tezligi uchun alohida kattalik kiritiladi.

Burchak tezlik. Moddiy nuqtaning r radiusli aylana bo'ylab harakatini ko'raylik. (1-rasm). O'zgarmas OX o'qi bilan OM radius vektor orasidagi burchakdan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosila *burchak tezlik* deb ataladi.

Moddiy nuqta aylana bo'ylab harakati davomida ma'lum nuqtadan takror-takror o'taveradi. Demak ko'chish va yo'l kabi kattaliklar moddiy nuqtaning aylana bo'ylab harakatini xarakterlovchi asosiy kattaliklar bo'la olmaydi. Bunday kattalik vazifasini moddiy nuqtaning Δt vaqtda burilish burchagi φ o'tishi mumkin. Juda kichik burilish burchagini vektor sifatida qarash mumkin. Yo'nalishi aylana yo'nalishi bilan bog'lik bo'lgan bunday vektorlarga psevdovektorlar yoki aksial vektorlar deyiladi. φ vektorning moduli burilish burchagidek bo'ladi. Demak ilgarilanma harakatda ko'chish r ga o'xshash kattalik aylanma harakatda burilish burchagi φ , bo'ladi. Unda burchak tezlik moddiy nuqtaning burilish burchagidan vaqt buyicha olingan birinchi tartibli hosiladek aniqlanadigan vektor kattalikdir.

$$\vec{\omega} = \frac{d\vec{\varphi}}{dt} \quad (2.1)$$

ω ning yo'nalishi $d\vec{\varphi}$ ning yo'nalishi bilan mos keladi (1 rasm).

Burchak tezlikning o'rtacha qiymati

$$\omega_{o'p} = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} \quad (2.2)$$

ifoda yordamida aniqlanadi. Aylana bo'ylab tekis harakatda ham burchak tezlik shu ifoda yordamida aniqlanadi.

$$\vec{\omega} = \frac{d\vec{\varphi}}{dt}$$

Burchak tezlikning o'lcham birligi $\omega = \varphi g' t = 1 \text{ rad} g' 1 \text{ s} = 1 \text{ s}^{-1}$.

Agar burchak tezlik ω o'zgarmas bo'lsa, aylana bo'ylab harakat *tekis aylanma harakat* deb ataladi. Moddiy nuqta bir marta to'liq aylanishda $\varphi = 2\pi$ burchakka buriladi. 2π burchakka burilishga ketgan vaqt T *aylanish davri* deb ataladi.

$$\omega_{o'p} = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = \frac{2\pi}{T}, \quad T = \frac{2\pi}{\omega}, \quad (2.3)$$

Birlik vaqt ichida aylana bo'ylab qilingan to'liq aylanishlar soni *aylanish chastotasi* deb ataladi va ν bilan belgilanadi.

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi}, \quad \omega = 2\pi\nu, \quad (2.4)$$

Burchak tezlikdan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosila yoki $\dot{\varphi}$ - burchakdan vaqt bo'yicha olingan ikkinchi tartibli hosila *burchak tezlanish* deb ataladi:

$$\varepsilon = \frac{d\omega}{dt} = \frac{d^2\varphi}{dt^2}. \quad (2.5)$$

shuningdek moddiy nuqtaning aylana bo'ylab tekis o'zgaruvchan harakatida quyidagi munosabatlar o'rinli

$$\omega = \omega_0 + \varepsilon t$$

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

bu erda ω_0 – boshlang'ich burchak tezlik, burchak tezlanish ε – esa yo'nalishiga qarab musbat yoki manfiy qiymatlarni qabul qilishi mumkin.

Chiziqli va burchak tezliklar orasidagi bog'lanish.

Endi burchak va chiziqli tezliklar orasidagi bog'lanishni qaraylik. Bu bog'lanishni aniqlash maqsadida 1-rasmdan $\Delta S = MA$ ni aniqlab olaylik. Matematika kursidan ma'lumki ΔS yoyning uzunligi burilish burchagi φ va radius r ning kupaytmasiga teng, ya'ni

$$\Delta S = \varphi \cdot r$$

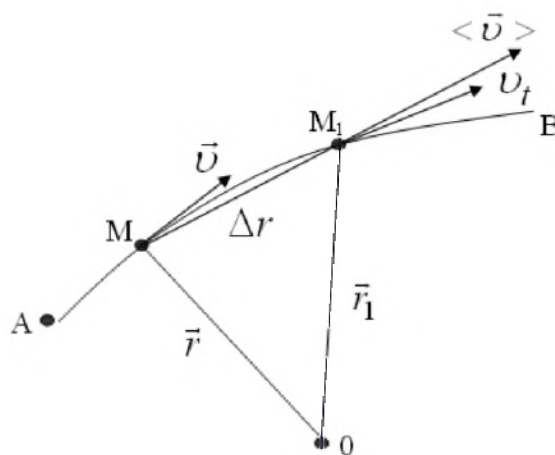
Unda chiziqli tezlikning aniqlanish ta'rifiga asosan

$$\vartheta = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta S}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{r\varphi}{\Delta t} = r \frac{d\varphi}{dt} = r\omega. \quad (2.6)$$

Bundan quyidagi kelib chiqadi

$$\vartheta = \omega r = \frac{2\pi r}{T}, \quad \vartheta = 2\pi n$$

Endi egri chiziqli traektoriya bo'ylab harakatlanayotgan moddiy nuqtaning chiziqli tezlanish va tezligini ko'rib chiqamiz (2 - rasm). AV egri chiziqli traektoriyada harakatlanayotgan moddiy nuqta holatlari $\vec{r}$ radius - vektorning ko'chishi bilan belgilanadi. t vaqt momentida moddiy nuqta $\vec{r} = \vec{r}(t)$ radius - vektorli M holatda bo'ladi, Δt vaqt o'tgandan so'ng moddiy nuqta $\vec{r}_1 = \vec{r}(t + \Delta t)$ radius vektorli M_1 nuqtaga ko'chadi. Rasmdan ko'rinib turibdiki, moddiy nuqta AV egri chiziq bo'ylab harakatlanganda $\vec{r}(t)$ radius-vektor kattaligi va yo'nalishi o'zgaradi.



2 - rasm. Moddiy nuqtaning egri chiziqli traektoriya bo'ylab harakati

O'rtacha tezlik quyidagicha ifodalanadi:

$$\langle \vartheta \rangle = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} = \frac{\vec{r}(t + \Delta t) - \vec{r}(t)}{\Delta t}, \quad (2.7)$$

Bu tezlik vektor kattalikdir, uning yo'nalishi MM_1 xorda yoki $\Delta \vec{r}$ kesma yo'nalishi bilan mos tushadi.

O'rtacha tezlikning Δt vaqtni nolga intilishida olgan chegaraviy qiymati radius - vektor $\vec{r}$ dan vaqt bo'yicha olingan hosilaga teng bo'ladi:

$$\vartheta = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} = \frac{d\vec{r}}{dt}, \quad (2.8)$$

Bu yerda $\vec{v}$ moddiy nuqtaning egri chiziqli harakatidagi oniy tezligidir. Oniy tezlik yo'nalishi harakatlanayotgan moddiy nuqta traektoriyasiga urinma yo'nalishda bo'ladi. Oniy tezlik belgilangan t vaqtga tegishli M nuqtada egri chiziqqa urinma bo'ladi. Tezlanish esa, tezlik vektori $\vec{v}$ dan vaqt bo'yicha olingan hosilaga teng

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \frac{d\vec{v}}{dt}, \quad \vec{a} = \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2}. \quad (2.9)$$

Tezlanishning tangensial va normal tashkil etuvchisi.

Chiziqli v va burchak tezlik ω orasidagi $v = \omega r$ boglanishdan foydalanib a_t ni aniqlaymiz. Bu erda aylananing radiusi r – o'zgarmas kattalik.

$$a_t = \frac{dv}{dt} = \frac{d(\omega r)}{dt} = r \frac{d\omega}{dt} = r \frac{d^2\varphi}{dt^2} = r\varepsilon \quad (2.10)$$

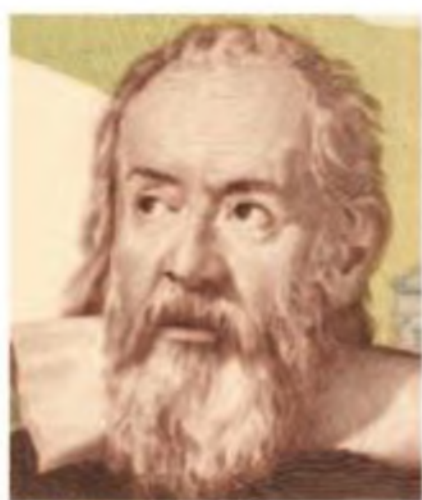
Shuningdek tezlanishning normal tashkil etuvchisi

$$a_n = \frac{v^2}{r} = \frac{(r\omega)^2}{r} = \frac{r^2\omega^2}{r} = \omega^2 r \quad (2.11)$$

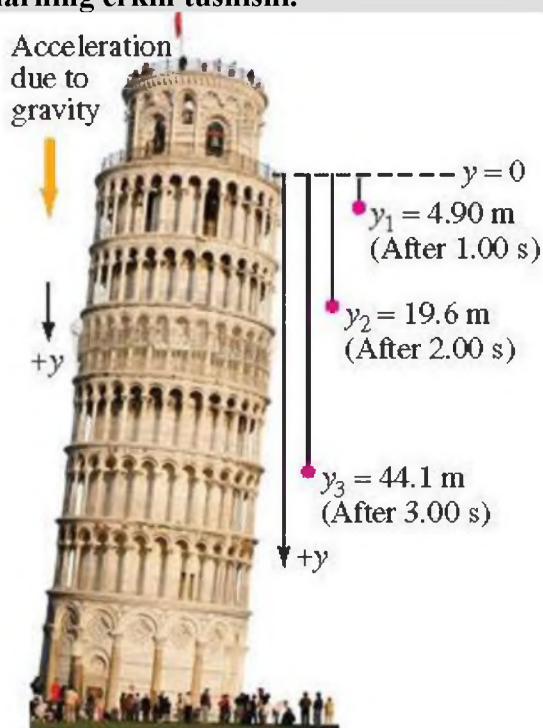
Aylana bo'ylab harakatlanayotgan moddiy nuqtaning umumiy tezlanishi a quyidagi formula bilan hisoblanadi

$$a^2 = a_n^2 + a_t^2$$

Jismlarning erkin tushishi.



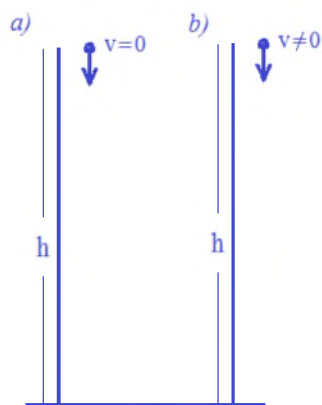
Galileo Galilei



Er yaqinida joylashgan ixtiyoriy erkin jism er markaziga tomon yo'nalgan $9,81 \text{ m/s}^2$ tezlanish bilan tushishi eksperimental aniqlangan. Eng ajoyib tomoni shuki, bu tezlanish jism massasiga, tuzilishiga va boshlang'ich tezligiga bog'liq emas. Bu tezlanishni g harfi bilan belgilash qabul qilingan $g = 9,81 \text{ m/s}^2$.

Italiyalik olim G.Galiley ko'plab tajribalar yordamida bu harakatlarni o'rgangan va ularni tekis o'zgaruvchan harakat ekanligiga ishonch hosil qilgan. U tajribada jismlar er markazi tomon tik yo'nalgan va kattaligi o'zgarmas $g = 9,81 \text{ m/s}^2$ bo'lgan tezlanish bilan harakat qilishini aniqlagan. Bu tezlanishga jismlarning erkin tushish tezlanishi deyiladi.

Biz erkin tushish tezlanishni hamma vaqt musbat deb hisoblaymiz. shuning uchun x o'qi yuqoriga yo'nalgan bo'lsa, u holda tezlanish $a = -g$ bo'ladi.



3-rasm. Erkin tushayotgan (a) va boshlang'ich tezlik bilan otilgan (b) jismlarning harakati.

Agarda jism h balandlikdan erkin tushayotgan bo'lsa, uning tushish vaqti quyidagi formuladan topiladi

$$h = \frac{gt^2}{2} \quad (2.12)$$

oxirgi tezligi bo'lsa

$$v = gt$$

bilan hisoblanadi.

Biz uni boshlang'ich tezligi nolga teng bo'lmagan tezlik bilan vertikal pastga uloqtirsak, unda uning tushish vaqti quyidagi formuladan topiladi.

$$h = v_0 t + \frac{gt^2}{2} \quad (2.13)$$

Jismning oxirgi tezligi ya'ni yer betidagi tezligi

$$v = v_0 + gt$$

formuladan topiladi.

Agarda jismni vertikal yuqoriga v_0 boshlang'ich tezlik bilan uloqtirsak, unda tenglamalar quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi.

$$h = v_0 t - \frac{gt^2}{2}$$

$$v = v_0 - gt$$

Vertikal erkin tashlangan jismning ko'chishi bilan bosib o'tgan yo'li bir biriga teng bo'ladi.

Agarda jismning H balandlikda tekis yuqoriga harakatlanayotgan aerostatdan erga tashlab yuborilsa, unda uning harakat tenglamasi quyidagicha bo'ladi.

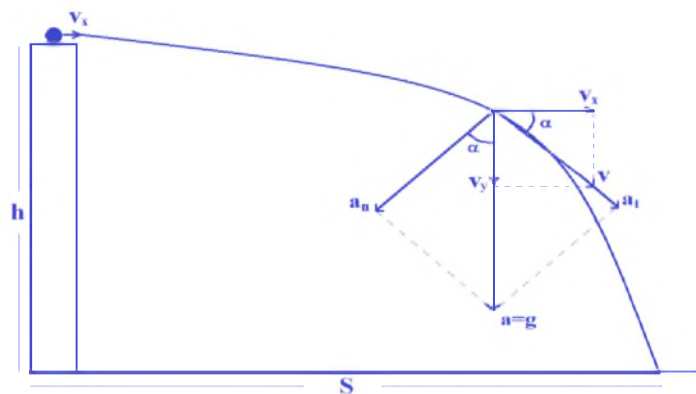
$$h = H + v_0 t - \frac{gt^2}{2}$$

Jism yerga tushsa $h = 0$ bo'ladi.

$$0 = H + v_0 t - \frac{gt^2}{2}$$

Gorizontal otilgan jismning harakati.

Gorizontal otilgan jismning harakatini ko'rib chiqaylik. Gorizontal yo'nalishdagi koordinatani x va vertikal yo'nalishdagi koordinatani y bilan belgilaylik.



4-rasm. Gorizontaal otilgan jismning harakatlanish traektoriyasi.

Gorizontaal otilgan jismning harakat traektoriyasi paraboladan iborat bo'ladi. Uning otilish tezligi x o'qiga parallel bo'lganligi uchun uni biz gorizontaal otilgan jism deb ataymiz. Endi uning harakatlanish tenglamalarini keltirib chiqaylik.

h balandlikdan v_0 boshlang'ich tezlik bilan gorizontaal otilgan jismning havoda uchish vaqti t

$$y = h = \frac{gt^2}{2} \quad (2.14)$$

formulasidan topiladi. (2.14) formula (2.12) formula bilan bir xil. Demak jismlar bir vaqtda bir xil balandlikdan biri erkin tushsa, ikkinchisi gorizontaal v_0 boshlang'ich tezlik bilan otilsa ular bir vaqtda yerga tushar ekan.

Uning minora tubidan uchish uzoqligi S quyidagicha topiladi

$$x = S = v_x t = v_0 t. \quad (2.15)$$

(2.15) tenglamadan t ni topib, (2.14) tenglamaga qo'ysak, uning harakat traektoriyasi tenglamasi kelib chiqadi.

$$y = \frac{g}{2} \left(\frac{x}{v_0} \right)^2$$

Bu tenglamadan ko'rinib turibdiki, gorizontaal otilgan jismning harakat traektoriyasi paraboladan iborat bo'lar ekan.

Ko'chishi bo'lsa,

$$\Delta r = \sqrt{\left(\frac{gt^2}{2} \right)^2 + (v_0 t)^2}. \quad (2.16)$$

Jism gorizontaal otilganda tezligining gorizontaal tashkil qiluvchisi o'zgarmaydi, lekin vertikal tashkil qiluvchisi o'zgarib $v_y = gt$ ga teng bo'ladi. Uning erga tushish burchagi va oxirgi tezligi

$$\tan \theta = \frac{v_y}{v_x} = \frac{gt}{v_0}, \quad v = \sqrt{(v_0)^2 + (gt)^2}$$

formulalardan topiladi. Normal va tangensial tezlanishlar tezliklarning tashkil etuvchilari bilan

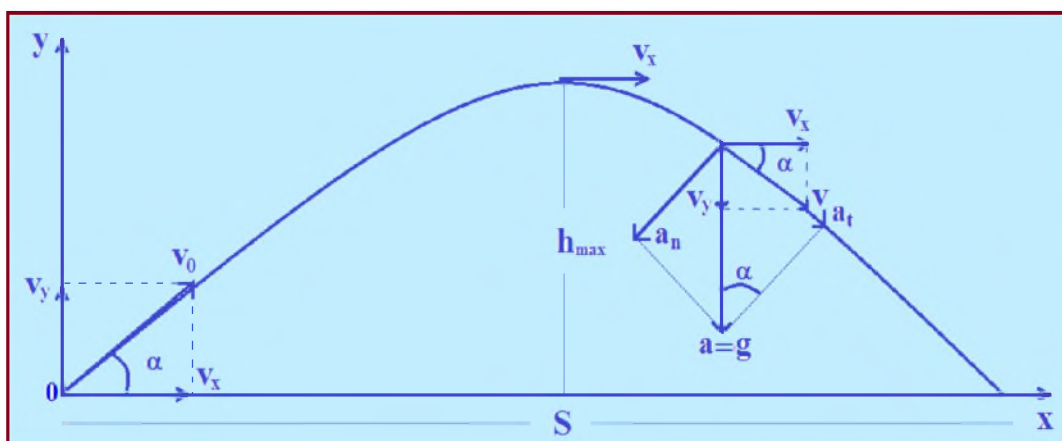
$$\cos \phi = \frac{a_n}{a} = \frac{a_n}{g} = \frac{v_x}{v}, \quad \sin \phi = \frac{a_t}{a} = \frac{a_t}{g} = \frac{v_y}{v}$$

bog'langan.

$$a_t = \frac{dv}{dt}, \quad a_n = \frac{v^2}{r}$$

Gorizontga burchak ostida otilgan jismning harakati.

Biror jism gorizont bilan α burchak tashkil qiluvchi va son qiymati v_0 ga teng bo'lgan boshlang'ich tezlik bilan otilgan deb faraz qilaylik.



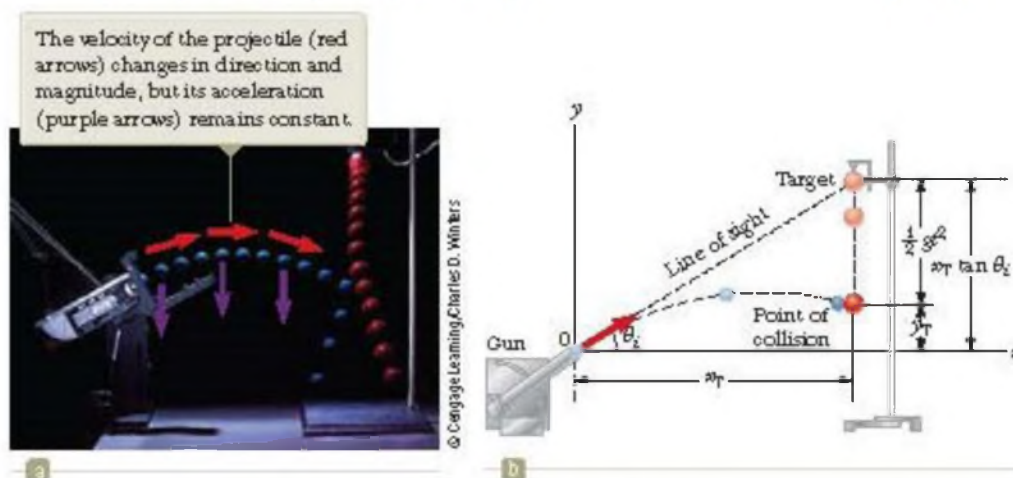
5-rasm. Gorizontga nisbatan ϕ burchak ostida otilgan jismning harakat traektoriyasi.

Ushbu jismning harakat traektoriyasining ko'rinishi, uning harakat vaqti, maksimal ko'tarilish balandligi va uchish uzoqligini aniqlaylik.

Jismning harakatini Yerga nisbatan qarab, Yerni sanoq boshi qilib olamiz va unga to'g'ri burchakli koordinatalar sistemasini joylashtiramiz. (5-pasm).

5-rasmdan foydalanib, jism tezligining proeksiyalari uchun quyidagi ifodalarni yozamiz.

$$v_x = v_0 \cos \phi, \quad v_y = v_0 \sin \phi - gt. \quad (2.17)$$



Jism koordinatalari vaqt o'tishi bilan o'zgaradi. shuning uchun ularni vaqtning funksiyalari sifatida quyidagi ko'rinishda yozish mumkin.

$$\begin{cases} x = S = v_0 \cos \alpha \cdot t \\ y = h = v_0 \sin \alpha \cdot t - \frac{gt^2}{2} \end{cases} \quad (2.18)$$

Jismning harakati gorizontol yo'nalishda v_x tezlikli tekis harakat bilan v_y boshlang'ich tezlikda yuqoriga vertikal yo'nalgan tekis sekinlanuvchan harakat yig'indisidan iborat bo'lgan murakkab harakatdir. x va y ning (2.18) tenglamadagi ifodalaridan t vaqtini yo'qotib, traektoriya tenglamasini topamiz:

$$y = tg\alpha \cdot x - \frac{g}{2v_0^2 \cdot \cos^2 \alpha} \cdot x^2 \quad (2.19)$$

(2.19) tenglamadagi x va x^2 oldidagi koeffitsientlar o'zgarimas kattaliklardir, ularni a va b bilan belgilasak, u holda

$$y = ax - bx^2 \quad (2.20)$$

hosil bo'ladi, bu parabola tenglamasidir. Demak, gorizontga nisbatan burchak ostida otilgan jism parabola bo'yicha harakat qiladi ekan.

Traektoriyaning eng yuqori nuqtasida tezlikning vertikal tashkil etuvchisi nolga teng, ya'ni $v_y = 0$. shuning uchun jismning maksimal ko'tarilish balandligi t_1 ni

$$v_0 \sin \alpha - gt_1 = 0$$

tenglikdan aniqlash mumkin, bundan

$$t_1 = \frac{v_0 \sin \alpha}{g} \quad (2.21)$$

bo'ladi.

Jismning ko'tarilish balandligi faqat tezlikning vertikal tashkil etuvchisiga bog'liq. Maksimal ko'tarilish balandligi h_m (2.18) formuladagi y ning ifodasiga maksimal balandlikka ko'tarilish vaqti t_1 ning qiymatini qo'yib aniqlanadi, ya'ni:

$$h_m = v_y \cdot t_1 - \frac{gt_1^2}{2} = v_0 \sin \alpha \cdot \frac{v_0 \sin \alpha}{g} - \frac{g}{2} \left(\frac{v_0 \sin \alpha}{g} \right)^2 = \frac{v_0^2 \sin^2 \alpha}{2g}. \quad (2.22)$$

Og'irlik kuchi ta'siri ostida harakatlanayotgan jismning ko'tarilish vaqti uning tushish vaqtiga tengdir. shuning uchun jismning to'liq uchish vaqti

$$t = 2t_1 = \frac{2v_0 \sin \alpha}{g} \quad (2.23)$$

munosabatdan topiladi. Jismning uchish uzoqligi faqat tezlikning gorizontol tashkil etuvchisiga bog'liq. shuning uchun t uchish vaqtining qiymatini x ning ifodasiga keltirib qo'yib, jismning uchish uzoqligi S ni topish mumkin:

$$S = v_x \cdot t = v_0 \cos \alpha \cdot \frac{2v_0 \sin \alpha}{g} = \frac{v_0^2}{g} \cdot \sin 2\alpha. \quad (2.24)$$

Oxirgi formuladan ko'rinadiki, boshlang'ich tezlikning ma'lum qiymatida va $2\alpha=90^\circ$ yoki $\alpha=45^\circ$ bo'lganda jism eng uzoqqa borib tushadi. Burchakni to'g'ri tanlay bilish va nishongacha bo'lgan masofani, hamda snaryadning boshlang'ich tezligi v_0 ni bilish, an'anaviy

muammolardan biri bo'lgan, zambarakni nishonga to'g'ri rostlash muammosini hal etish imkonini beradi.

Jism v_0 dastlabki tezlik bilan gorizontga nisbatan α burchak ostida otilsin. Uning t vaqtdan keying tezligini va gorizont bilan qanday β burchak hosil qilishini topaylik. Buning uchu tenglama tuzaylik.

Gorizontga nisbatan α burchak ostida otilgan jismning t vaqtdan keyinti tezligi quyidagi

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2$$

tenglamasi bilan topiladi. Bu yerda v_x va v_y tezlikning x va y o'qlaridagi tashkil etuvchilari.

$$v_x = v_0 \cos \alpha, \quad v_y = v_0 \sin \alpha - gt$$

t vaqtdan keyingi gorizont bilan hosil qilgan β burchak quyidagicha topiladi:

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{v_y}{v_x} = \frac{v_0 \sin \alpha - gt}{v_0 \cos \alpha}$$

Aytaylik, Δt vaqt davomida sharcha gorizonttal yo'nalishda Δx , vertical yo'nalishda esa Δy masofani uchib o'tsa, u holda Pifagor nazariyasiga mos jismning to'liq chiziqli ko'chishi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\Delta r = \sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2} \quad (2.25)$$

Bu tenglamaning a'zolarini Δt ga bo'lsak tezlik kelib chiqadi. Uch o'lchovli fazoda esa

$$v = \sqrt{v_{0x}^2 + v_{0y}^2 + v_{0z}^2} \quad (2.26)$$

ga teng bo'ladi. Normal va tangensial tezlanishlar oldingi mavzudagidek topiladi.

Nazorat savollari

1. Egri chiziqli harakat qanday harakat?
2. Egri chiziqli harakatda burchakli tezlik bilan burchakli tezlanish orasida qanday bog'lanish mavjud?
3. Aylanish davri va chastotasi deb nimaga aytiladi?
4. Tezlanish tushunchasi nima maqsadda kiritiladi?
5. Tezlanish vektor kattalikmi yoki skalyar kattalikmi?
6. O'rtacha tezlanish vektori qanday aniqlanadi?
7. Oniy tezlanish qanday aniqlanadi?
8. Tezlanishning tashkil etuvchilari va aniqlanishi.
9. Gorizonttal otilgan jismning harakat tenglamasi qanday yoziladi?
10. Gorizontga burchak ostida otilgan jismning tezlik vektorlari proeksiyalari qanday?
11. Normal va tangentsial tezlanishlar orasida qanday bog'liqliklar mavjud?
12. Tezlanishning SI dagi birligi?

Ma'ruza № 3

Moddiy nuqta dinamikasi. Nyuton qonunlari. Tabiatdagi kuchlar.

Reja:

1. Dinamikaning asosiy vazifasi.
2. Nyutonning I – qonuni.
3. Nyutonning II – qonuni.
4. Nyutonning III – qonuni.
5. Tabiatdagi kuchlar.
6. Moddiy nuqtalar tizimi. Inertsia markazi.

Dinamikaning asosiy vazifasi.

Dinamika qonunlari jismning harakati bilan uni yuzaga keltirgan yoki bu harakatni o'zgartiruvchi sabablar orasidagi bog'lanishni o'rnatadi. Harakatni o'zgartiruvchi sabab bu kuchdir. Kuch deganda jismlarning o'zaro ta'siri natijasida yuzaga keluvchi va harakat holatini o'zgartiruvchi fizikaviy sababni tushunamiz.

Dinamika mehanikaning asosiy bo'limi hisoblanadi. Dinamikaning o'zagini Nyuton qonunlari tashkil etadi. Bu qonunlar I.Nyutonning 1687 yilda chop etilgan «Natural filosofiyaning matematik asoslari» asarida bayon qilingan. Nyuton qonunlari insoniyatning ko'p asrlik tajribasi natijalarini umumlashtirish yo'li bilan maydonga kelgan. Bu qonunlarning to'g'riligi tajriba natijalariga mos kelishi bilan tasdiqlanadi. Nyuton tajriba va kuzatishlarga asoslanib, jismlarning qanday holda nisbiy tinchlikda va qanday holda to'g'ri chiziqli tekis harakatda bo'lishini aniqlab birinchi qonunini kashf etdi.



Isaac Newton
English physicist and mathematician
(1642–1727)

Nyutonning I – qonuni.

Jism o'zining tinch holatini yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatini tashqaridan boshqa jismlar ta'sir etmaguncha saqlab qoladi. Jismlarning o'zini tinch holati yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatini saqlab qolish xususiyati, jismlarning inertsia xususiyati deb ataladi. shuning uchun, Nyutonning birinchi qonuni, *inertsia qonuni* deb ham ataladi.

Mexanik harakat nisbiydir va uning xususiyatlari sanoq tizimiga bog'liq bo'ladi. Nyutonning birinchi qonuni istalgan sanoq tizimida bajarilavermaydi, shuning uchun bu qonun bajariladigan sanoq tizimlari *inertsial sanoq tizimlari* deb ataladi. Boshqa sanoq tizimlariga nisbatan o'zining tinch holatini yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatini saqlay oladigan sanoq tizimlari inertsial sanoq tizimlari bo'la oladi.

Koordinata boshi Quyosh markaziga joylashgan geliotsentrik sanoq tizimini juda katta aniqlik bilan inertsial sanoq tizimi deb hisoblash mumkin. Uning koordinata o'qlari o'rganiladigan planeta yoki yulduzlarga yo'naltirilgan bo'ladi. Xuddi shu holat uchun, Yer bilan bog'langan sanoq tizimi inertsial sanoq tizimi bo'la olmaydi, chunki Yer nafaqat Quyosh atrofida, hattoki o'zining o'qi atrofida ham aylanishini hisobga olish zarur. Ammo Yerdagi mexanikaviy harakatlar uchun Yer bilan bog'liq bo'lgan sanoq tizimini *inertsial sanoq tizim* deb hisoblash mumkin.

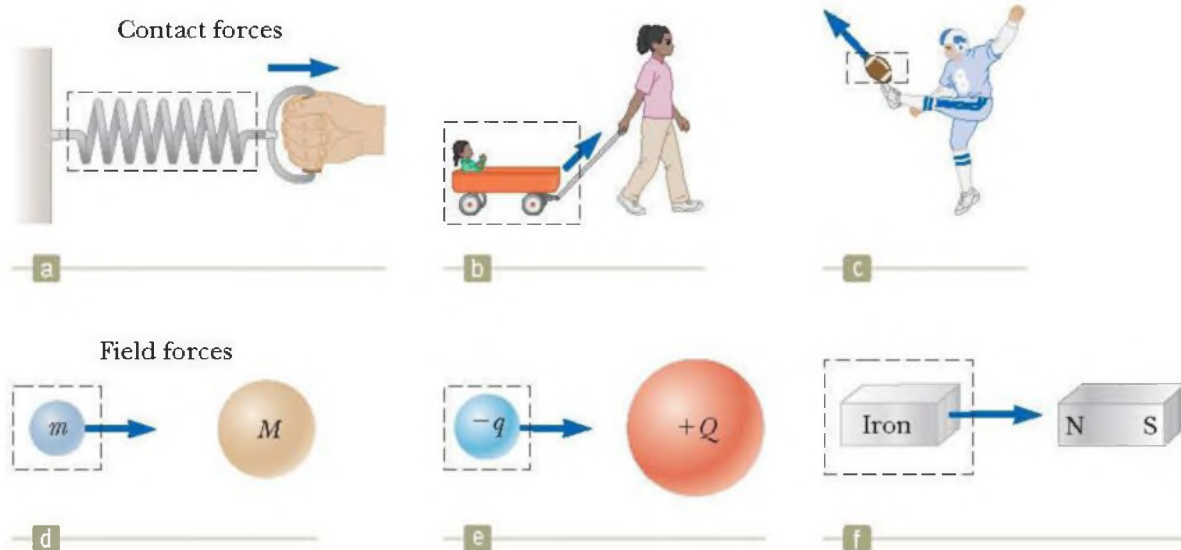
Tajribalardan ma'lumki, bir xil ta'sir ostida turli jismlar o'zining harakat tezligini bir xil o'zgartirmaydi, boshqacha qilib aytganda, har xil tezlanish qiymatlariga ega bo'ladilar. Tezlanish

faqat ta'sir kuchiga bog'liq bo'lmay, jismning o'zini xususiyatiga, ya'ni massasiga ham bog'liqdir. Jismning massasi – materiyaning asosiy xususiyatlaridan biri bo'lib, uning inertsial va gravitatsiyaviy xususiyatlarini belgilaydi.

Inertsial massa jism inertligining o'lchov birligi bo'lib, inertlikni o'zi esa, jismning o'z holatini saqlab qolish xususiyatidir. Nyutonning birinchi qonunidagi ta'sirni ta'riflash uchun kuch tushunchasini kiritish zarurdir. Tashqi kuch ta'sirida jism o'zining harakat tezligini o'zgartiradi, tezlanishga ega bo'ladi yoki o'zining shakli va o'lchamlarini o'zgartirishi mumkin – deformatsiyalanadi. Demak kuch ikki xil ta'sirga egadir: dinamik va statik.

Vaqtning har bir belgilangan momentida, kuch o'zining qiymati, fazodagi yo'nalishi va qaysi nuqtaga qo'yilgani bilan xarakterlanadi.

Shunday qilib, kuch vektor kattalik bo'lib, berilgan jismga boshqa jism yoki maydonlarning mexanikaviy ta'siri o'lchovi bo'la oladi. Kuch ta'sirida jismning mexanik harakati qandayo'zgaradi degan savol tugiladi. Bu savolga Nyutonning ikkinchi qonuni javob beradi.

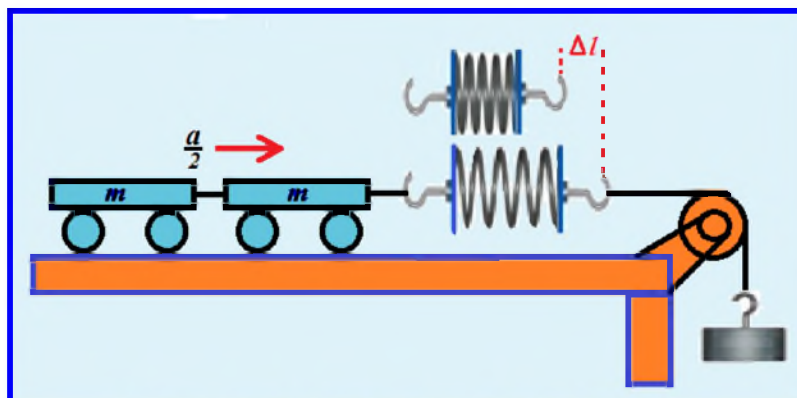


Nyutonning II – qonuni.

Nyutonning ikkinchi qonuni – ilgarilanma harakat dinamikasining asosiy qonuni bo'lib, tashqi qo'yilgan kuch ta'sirida moddiy nuqta yoki jismning mexanikaviy harakati qanday o'zgarishini tushuntirib beradi.

Kuch va tezlanish. Kuch va tezlanish orasidagi bog'liqlikni aniqlash uchun tajriba o'tkazaylik.

Ushbu tajribada kuch har xil massali jismlarga tezlanish bersin. Bitta jismni tanlab olaylikki u boshqa jismlarga bir xil kuch bilan tasir etsin. Bunday jism bo'lib cho'zilgan yoki qisilgan



1 - rasm. Aravachalarning yuk ta'sirida harakatlanishi.

prujina bo'lishi mumkin. U elastik kuchi bilan ta'sir qiladi. Elastik kuchi boshqa kuchlardan shunday xususiyati bilan farqlanadiki, u faqat prujinaning qanchalik darajada siqilganligiga va uzayganiga bog'liq bo'ladi. Lekin prujinaning qaysi jismga birlashtirilishiga bog'liq emas. Demak prujinaga birlashtirilgan va belgili bir uzunlikkacha cho'zilgan prujina tomonidan

jismga elastik kuchi tasir qiladi ekan. Ta'sir qilayotgan kuch bir xil bo'lsa, unda ushbu kuch ta'sirida tezlanayotgan jismlar uchun qaysi kattalik bir xil bo'ladi. Tajribada bu qanday kattalik ekanligini aniqlaylik.

m massali aravachani prujining bir uchiga biriktiramiz. Prujining ikkinchi uchiga esa blok orqali o'tkazilgan va ipga bog'langan yukni biriktiraylik. Yukning yerga tortilishi natijasida yuk pastga qarab harakatlanadi va prujina yuk ta'sirida cho'ziladi. Δl uzunlikka cho'zilgan prujina tomonidan aravachaga elastik kuchi ta'sir qiladi va bu kuch unga tezlanish beradi. Bu tezlanishni hisoblash mumkin. Aytaylik tezlanish a ga teng bo'lsin. Tajribani har birining massasi m bo'lgan va bir biriga bog'langan aravachalar uchun o'tkazaylik (1 - rasm). Prujina Δl uzunlikka cho'zilgan hol uchun aravachalarning tezlanishini o'lchaylik. Bunda bir-biriga ta'sir qilayotgan kuchlar bir xil. Prujining uzayishi Δl avvalgi tajribadagidek bo'lishi uchun boshqa yukni tanlab olib uni ipga osish kerak. Tajribadan kuzatamizki prujina Δl uzunlikka cho'zilganda aravachalarning olgan tezlanishi $a/2$ ga teng bo'lar ekan. Agarda aravachalarning sonini uchta, to'rtta va hakozaqacha oshirsak, unda prujining Δl uzayishida aravachalarning olgan tezlanishlari bitta aravachaning tezlanishiga nisbatan uchta, to'rtta va hakozaqacha kichik bo'lar ekan. Demak aravachalarning massalari n marta ko'paysa, unda tezlanishlari ularga ta'sir etayotgan o'sha kuch ta'sirida n marta kamayar ekan. Xulosa qilib aytganda aravachalarning massalarining ularning tezlanishlariga ko'paytmasi bir xil bo'lar ekan.

Dastlab o'zgarmas massali jismga ($m = \text{const}$) turli kuchlarning ta'sirini ko'raylik. Masalan, futbol to'pini yosh bola, o'spirin va futbolchi tepsin. Tabiiyki to'p eng katta tezlanishni futbolchi tepganida oladi, boshqacha aytganda jismning oladigan tezlanishi unga ta'sir etayotgan kuchga to'g'ri proportsional bo'ladi, ya'ni

$$a \sim F, \quad (m = \text{const}), \quad (3.1)$$

Endi futbolchi ($F = \text{const}$) rezina koptokni, futbol to'pini va bokschilar mashq o'tkazadigan to'pni tepgan holni ko'raylik. Bu tajriba, o'zgarmas kuch ta'sirida jismning oladigan tezlanishi uning massasiga teskari proportsional ekanligini ko'rsatadi. To'pning massasi qancha katta bo'lsa, uning inertligi shuncha yuqori bo'ladi va olgan tezlanishi kichik bo'ladi:

$$a \sim \frac{1}{F}, \quad (F = \text{const}), \quad (3.2)$$

(3.1) va (3.2) – ifodalardan foydalangan holda, kuch va tezlanish vektor kattalik ekanligini hisobga olib, quyidagi ifodani yozishimiz mumkin:

$$\vec{a} = k \frac{\vec{F}}{m}, \quad (3.3)$$

(3.3) – formula Nyutonning ikkinchi qonunini matematik ifodasidir.

Moddiy nuqtaning olgan tezlanishi, ta'sir etuvchi kuch yo'nalishiga mos kelib, shu kuch moddiy nuqta massasining nisbatiga tengdir. Nyutonning ikkinchi qonuni faqat inertsiyal sanoq tizimlari uchun o'rinlidir. «XBT» da proportsionallik koeffitsienti K birga teng. U holda:

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m} \quad \text{yoki} \quad \vec{F} = m\vec{a} = m \frac{d\vec{v}}{dt}$$

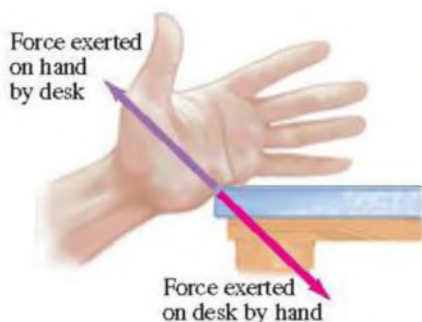
$$\vec{F} = \frac{d(m\vec{v})}{dt}, \quad \vec{P} = m\vec{v}$$

vektor kattalik, tezlik yo'nalishi bo'yicha yo'nalgan bo'lib, *harakat miqdori – impuls* deb ataladi.

$$\vec{F} = \frac{d\vec{P}}{dt}. \quad (3.4)$$

Moddiy nuqta harakat miqdorining vaqt bo'yicha hosilasi jismga ta'sir etuvchi kuchga tengdir.

Nyutonning III – qonuni.

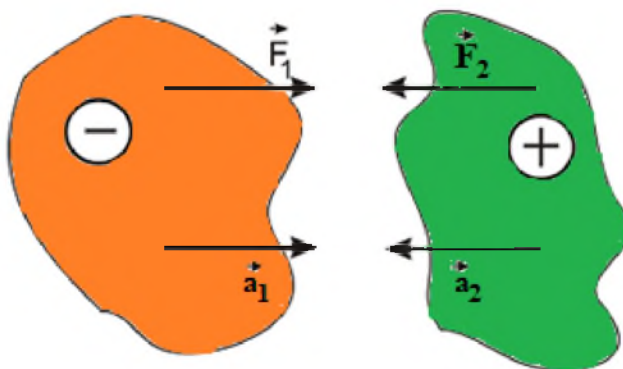


Nyutonning uchinchi qonuni. Moddiy nuqtalarning o'zaro ta'siri xarakterini Nyutonning uchinchi qonuni bilan ifodalash mumkin. Moddiy nuqta yoki jismlarning bir-biriga ta'siri, o'zaro ta'sir kuchlari xarakteriga ega, bu kuchlar moduli bo'yicha teng bo'lib, bir-biriga qarama-qarshi yo'nalgandir. Moddiy nuqtalar (jismlar) orasidagi bundayo o'zaro ta'sir Nyutonning uchinchi qonuni yordamida aniqlanadi: moddiy nuqtalarning bir-biriga har qanday ta'sirio'zaro ta'sir xarakteriga egadir.

$$\vec{F}_1 = -\vec{F}_2. \quad (3.5)$$

Masalan ikkita qayiq haydovchilari arqonning ikki tomonidan ushlab turgan bo'lishsin. Ular orasidagi masofaning teng o'rtasini belgilaymiz. Endi qayiq haydovchilardan biri arqonni torta boshlasin. Ikkinchisi esa arqonning uchini ushlab turaversin. Qayiqalar oradagi masofaning teng o'rtasida uchrashganini ko'ramiz. shu tajribani rolikli kon'kichilar bilan ham o'tkazib ko'rish mumkin. Bu tajribalar Nyutonning uchinchi qonunininguriniqliligini ko'rsatadi.

Endi musbat va manfiy zaryadlar bilan zaryadlangan m_1 va m_2 massali jismlar bir-biriga tortishishgandagi o'zaro ta'sirni ko'rib chiqaylik (1 - rasm).



1 - rasm. Zaryadlangan jismlarning o'zaro ta'siri

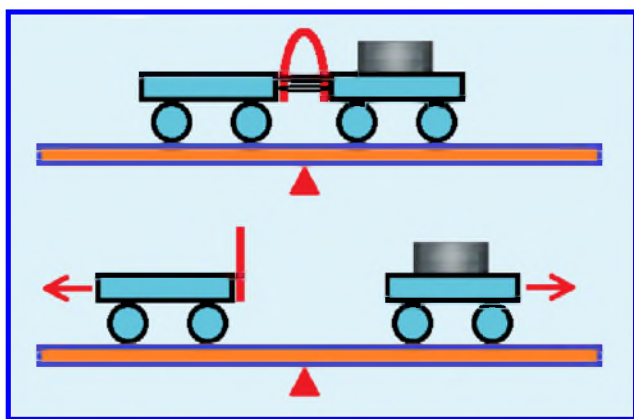
$\vec{F}_1$ va $\vec{F}_2$ kuchlar ta'sirida jismlar $\vec{a}_1$ va $\vec{a}_2$ tezlanishlarga ega bo'ladilar. Nyutonning ikkinchi qonunini quyidagicha yozish mumkin:

$$\vec{F}_1 = \vec{a}_1 m_1, \quad \vec{F}_2 = \vec{a}_2 m_2. \quad (3.6)$$

$$m_1 \vec{a}_1 = -m_2 \vec{a}_2 \quad \text{yoki} \quad \vec{a}_1 = -\vec{a}_2 \frac{m_2}{m_1}. \quad (3.7)$$

O'zaro ta'sir etuvchi jismlarning olgan tezlanishlari massalariga teskari proporsional va bir-biriga qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladi. Nyutonning uchinchi qonuni inertsial sanoq sistemasiga

nisbatan to'g'ridir. Quyidagi tajribadan Nyutonning uchinchi qonunining mohiyatini tushindiramiz.



1, a - rasm. Aravalarning kuch ta'sirida qarama qarshi tomonga harakatlanishi.

Ikkita bir xil aravalarni olaylik. Ulardan bittasining oxiriga po'latdan yasalgan elastik plastinka biriktirilgan. Birinchi aravadagi elastik plastinkani egib ip bilan bog'laymiz va ikkinchi aravani birinchi aravaga zich qilib tekkizib joylashtiramiz (1a - rasm). Agarda biz ipni kesib yuborsak, egilgan elastik plastinka to'g'rilana boshlaydi va ikkala arava ham harakatga keladi. Bunda aravalar tezlanish oladi. Aravalarning massalari bir xil bo'lganligi uchun ularning tezlanishlari ham moduli bo'yicha bir xildir. Agarda aravachalarning bittasining ustiga yuk qo'yilsa unda ularning teng vaqt

oraliqlarida ko'chishlari ya'ni yo'llari bir xil bo'lmaydi. Demak ularning tezlanishlari ham bir xil emas. Yuk ortilgan aravaning tezlanishi kichik bo'ladi.

Bu tajribada boshqa tajribalardagi kabi ushbu ikkita kuchning yana bir xususiyatiga e'tibor berishimiz mumkin. Bu kuchlar Nyutonning III – qonuniga binoan ikkita jismning o'zaro ta'sirlashishi vaqtida paydo bo'ladi. Bu kuchlar bir xil tabiatga ega. Masalan, bitta jismga ikkinchi jism tomonidan elastik kuchi ta'sir etsa, unda o'sha jism tomonidan ha'm ta'sir qilayotgan jismga elastik kuchi bilan ta'sir qiladi.

Tabiatdagi kuchlar.

Butun olam tortishish qonuni. Ikkita istalgan moddiy nuqta bir-birini massalarining ko'paytmasiga to'g'ri va orasidagi masofaning kvadratiga teskari proportsional kuch bilan tortishishadi. Bu kuchga gravitatsiya (tortishish) kuchi deyiladi. Tortishish kuchi moddiy nuqtalardan o'tuvchi to'g'ri chiziq bo'ylab yo'nalgandir. Planetalarning harakatini tahlil qilish natijasida 1667 yilda I.Nyuton butun dunyo tortishish qonunini yaratdi.

$$F = G \frac{mM}{R^2} \quad (3.8)$$

m, M – moddiy nuqtalarning massalari, R – ular orasidagi masofa, G – gravitatsion doimiy.

Butun olam tortishish qonuni moddiy nuqta deb olish mumkin bo'lgan jismlar uchun o'rinlidir. Boshqacha aytganda jismlarning hususiy kattaliklari ularning orasidagi masofaga nisbatan e'tiborga olmaydigan darajada kichik bo'lishi kerak.

Gravitatsion doimiyning fizik ma'nosini aniqlash uchun (3.8) dan G ni topib olamiz.

$$G = \frac{F \cdot R^2}{m \cdot M}$$

Agar $R = 1 \text{ m}, m = M = 1 \text{ kg}$ deb olsak G son jihatdan tortishish kuchi F ga teng bo'lib qolishini ko'ramiz. Demak, gravitatsion doimiy G son jihatdan massalari 1 kg dan, oralaridagi masofa 1 m bo'lgan ikkita moddiy nuqta orasidagi tortishish kuchiga tengdir. Yerdagi jismlar orasida tortishish kuchlarining mavjudligini va gravitatsion doimiyning qiymatini birinchi bo'lib aniqlagan kishi ingliz fizigi Kavendish hisoblanadi.

Bugungi kunda gravitatsion doimiyning quyidagi $G = 6.67 \cdot 10^{-11} \text{ N} \cdot \text{m}^2 \text{g} \cdot \text{kg}^{-2}$ son qiymati olinadi.

Biz massani jismning inertlik o'lchovi deb xarakterlagan edik. (3.8) ifodada esa u tortishish o'lchovi sifatida namoyon bo'lmoqda. Ya'ni jismlarning massalari katta bo'lsa tortishish kuchi ham katta va aksincha.

Jismlarning o'zaro tortishish kuchlari orqali aniqlangan massasiga gravitatsion massa deyiladi. shuning uchun ham, massaga – materiyaning asosiy xarakteristikalaridan biri bo'lib, uning inertsiya va gravitatsion hossalari aniqlovchi kattalik deyiladi.

Bugungi kunda inert va gravitatsion massalar bir-biri bilan juda katta aniqlikda teng ekanligi isbotlangan. shuning uchun ham qisqacha massa iborasidan foydalanish maqsadga muvofiqdir.

Quyosh tizimidagi barcha planetalarning massalari Quyosh massasining 5 foizidan kichik bo'lgani uchun, uning atrofida harakat qiladilar. Quyosh bilan Yer orasidagi tortishish kuchi $3,5 \cdot 10^{22}$ N, Yer bilan Oy orasidagi tortishish kuchi esa $2 \cdot 10^{20}$ N ga tengdir.

Planetalar va ularning yo'ldoshlari harakatlarini Kepler qonunlari tushuntirsa ham, ammo tortishish sababini tushuntirib bera olmaydi.

Bir jinsli og'irlik kuchi. Butun olam tortishish qonuni, tortishish kuchi jismlarning massasi va ular orasidagi masofaga bog'likligini ko'rsatadi, lekin bu ta'sir qanday amalga oshishini ko'rsata olmaydi. Tortishish kuchlari o'zaro ta'sirlashayotgan jismlar qanday muhitda bo'lganiga mutlaqo bog'liq bo'lmay hatto vakuumda ham mavjuddir. Unda jismlarning gravitatsion ta'siri qanday amalga oshadi degan savol tug'iladi. Tajribalarning ko'rsatishicha bu ta'sir tortishish maydoni yoki gravitatsion maydon orqali amalga oshiriladi. Bu g'oyaga muvofiq har bir jismning atrofida gravitatsion maydon mavjud. Biz bu maydonni ko'rmaymiz, lekin qurilmalar yordamida uning mavjudligini qayd etib, (Kavendish tajribasi) ta'sirini, ya'ni Yerga tortilishimizni sezamiz. Gravitatsion ta'sir barcha muhitlarda ham mavjud va barcha jismlarga ta'sir etadi. Jismdan uzoqlashgan sari uning ta'siri susaya boradi. Gravitatsion ta'sir jismlar tomonidan vujudga keltiriladi va materiya mavjudligining ko'rinishlaridan biridir. Uning eng asosiy xususiyati shundan iboratki gravitatsion maydonga kiritilgan m massali jismga

$$\vec{F} = m\vec{g} \quad (3.9)$$

tortishish kuchi ta'sir etadi. Bu erda $\vec{g}$ ga tortishish maydonining kuchlanganligi deyilib, birlik massali moddiy nuqtaga maydon tomonidan ta'sir etadigan kuch bilan aniqlanadi va yo'nalishi kuch yo'nalishi bilan mos keladi.

Shuni ta'kidlash lozimki gravitatsion maydon – potentsial maydon bo'lib, undagi kuch (og'irlik kuchi) – konservativ kuchdir.

Yuqorida qayd etilganidek Yerning atrofida ham tortishish maydoni mavjud va unga kiritilgan har qanday jismga $\vec{P}$ og'irlik kuchi ta'sir etadi. Nyutonning ikkinchi qonuniga muvofiq bu kuch ta'sirida jism g tezlanish oladi. Demak yer bilan bog'lik sanoq sistemasiga kiritilgan har qanday m massali jismga

$$\vec{P} = m\vec{g}$$

og'irlik kuchi ta'sir etadi. g ga erkin tushish tezlanish deyiladi. Uning qiymati $g = 9,81 \text{ m/s}^2$ ga teng.

Agar Yerning o'z o'qi atrofida aylanishini e'tiborga olmasak Yerning sirtida og'irlik va tortishish kuchlari teng bo'ladi, ya'ni

$$P = mg = F = G \frac{mM}{R^2}$$

bu erda M – yerning massasi, R – jism va Yer markazi orasidagi masofa.

Agar jism Yer sirtidan h balandlikda joylashgan bo'lsa

$$P = G \frac{mM}{(R_0 + h)^2}$$

bo'ladi. Bu erda R_0 – Yerning radiusi. Demak Yerning sirtidan uzoqlashgan sari og'irlik kuchi kamayib boradi.

Jismning vazni deb Yerga tortilishi natijasida vujudga keladigan va uni erkin tushishdan saqlab turgan tayanchga yoki ilgakka ko'rsatadigan bosim kuchiga aytiladi.

Jismning vazni u erkin tushish tezlanishidan farqli tezlanish bilan haraktlangandagina, ya'ni unga og'irlik kuchidan tashqari boshqa kuchlar ham ta'sir etgandagina namoyon bo'ladi. Boshqa hollarda esa u og'irlik kuchiga teng bo'ladi.

Jismning vaznsizlik holati deb uning faqatgina og'irlik kuchi ta'siridagi harakat holatiga aytiladi. Agar jism og'irlik kuchi maydonida harakatlanayotgan bo'lsa, unda $\vec{a} = \vec{g}$ va $\vec{P} = 0$ ya'ni jism vaznsiz holatda bo'ladi.

Elastiklik kuchi - moddiy nuqtaning muvozanat holatidan ko'chishiga proporsional va muvozanat holati tomon yo'nalgan bo'ladi (2 - rasm):

$$F = -kx. \quad (3.10)$$

2 - rasmda. Prujinaga osilgan jismning muvozanat holatidan siljishi ko'rsatilgan. Qattqlik koeffitsienti k bo'lgan prujinaga m massali yuk osganda prujina mg og'irlik kuchining ta'sirida x masofaga siljiydi. Yana og'irlik kuchi yo'nalishiga qarama – qarshi yo'nalishda F_{el} elastik kuchi ta'sir etadi. Ikki kuch teng bo'lganda jism tinch holatida bo'ladi.

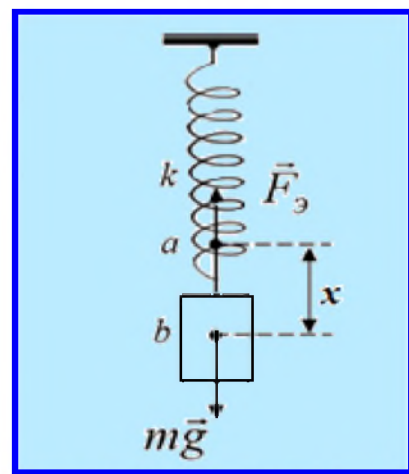
(3.10) formulada k – prujinaning qattqlik koeffitsiyenti deb ataladi, x – bo'lsa uning uzayishidir. Har bir modda uchun qattqlik koeffitsient har xil bo'ladi, ya'ni moddaning elastiklik xususiyatiga bog'liq bo'lgan proporsionallik koeffitsiyent.

Ishqalanish kuchi. stolning ustida turgan kitobni itarib yuboraylik. Kitob stolning gorizontol sirtida harakatga keladi va boshqa ta'sir ko'rsatilmasa, o'z harakatini sekinlashtirib ma'lum vaqtdan keyin to'xtaydi. Bunga sabab uning stol ustida sirpanishiga to'sqinlik qiluvchi va bir-biriga tegib turgan sirtlar orasida vujudga kelgan ishqalanish kuchidir. Yuqoridagi misol asosida, ishqalanish kuchi jismlarning bir-birlariga nisbatan tezliklariga bog'lik ekanligiga ishonch hosil qilamiz.

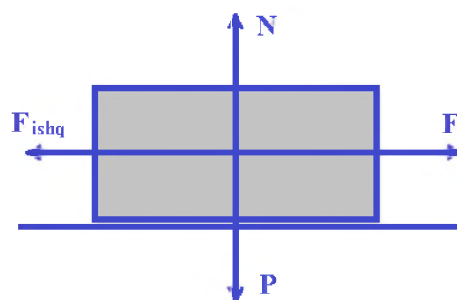
Odatda ishqalanishni tashqi va ichki ishqalanishlarga ajratishadi. Tashqi ishqalanish deb – bir-biriga tegib turgan jismlarning biri ikkinchisining sirtida haraktlanganda sirtlar orasida vujudga keladigan ishqalanishga aytiladi.

Yuqoridagi misolda, kitob va stolning bir-biriga tegib turgan sirtlari orasidagi ishqalanish tashqi ishqalanish bo'ladi.

Agar jismlar bir-biriga nisbatan harakatsiz bo'lsa tinchlikdagi ishqalanish, sirpana-sirpanish ishqalanish va harakat turiga qarab aylanma, tebranma haraktidagi ishqalanishlarga ajratiladi.



2-rasm. Prujinaga osilgan jismning muvozanat holatidan siljishi.

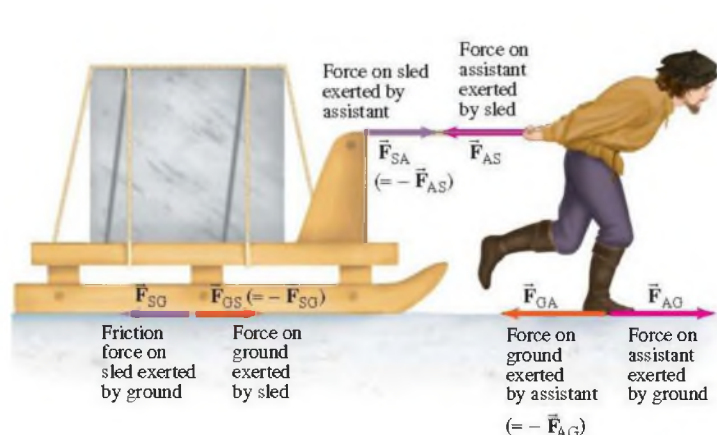


3-rasm. Jismga ta'sir qilayotgan kuchlar yo'nalishi.

Ichki ishqalanish deb bir jismning turli qismlari orasida vujudga keladigan ishqalanishga aytiladi. Odatda ichki ishqalanish suyuqliklar va gazlarda mavjud bo'lib biz ularga keyinroq tuhtalamiz.

Tashqi ishqalanishni vujudga keltiradigan asosiy sabab bir-biriga tegib turgan sirtlarning notekisligi, ya'ni gadir-budirligidir. Agar sirtlar juda sillik bo'lsa ishqalanish turli jismlar molekulari orasidagi tortishish kuchlari natijasida vujudga keladi.

Ishqalanish kuchi F_{ishk} ni aniqlash uchun stol ustida turgan jism bilan tajriba o'tkazaylik (3-rasm). Jismni harakatlantirish uchun unga F kuch qo'yilgan. F ning ma'lum qiymatlarigacha jism harakatsiz qoladi. Ya'ni jism va stol sirtlari orasida vujudga keladigan kuch jismning stol ustida harakatlanishiga to'sqinlik qiladi. Jismlar bir-biriga nisbatan harakatlanmaganda ham ularning bir-birlariga tegib turgan sirtlari orasida vujudga keladigan bunday kuchga tinchlikdagi ishqalanish kuchi deyiladi.



F ning kattaligi $\vec{F}_{\text{ishq}}$ ning kattaligiga teng bo'lganda stol ustidagi jism harakatlana boshlaydi. Demak $\vec{F} = \vec{F}_{\text{ishq}}$.

Stol ustidagi jismni harakatlantiruvchi $\vec{F}$ kuchning qiymati $\vec{F}_{\text{ishq}}$ ning qiymatiga teng bo'lgangacha ortib borar ekan. Unda $\vec{F}_{\text{ishq}}$ ning qiymati nimalarga bog'liq.

Tajribalar yordamida aniqlangan qonunga muvofiq: sirpanish ishqalanish kuchi $\vec{F}_{\text{ishq}}$ bir jism ikkinchi jismga ko'rsatadigan normal bosim kuchi (tayanchning reaksiya kuchi) N ga proporsionaldir

$$\vec{F}_{\text{ishq}} = \mu \vec{N}. \quad (3.11)$$

Bu erda μ — sirpanish ishqalanish koeffitsiyenti deyilib, jismlarning bir-biriga tegib turgan sirtlarining xossalriga bog'liqdir.

Ishqalanishning tabiatda va texnikada ahamiyati katta. Ishqalanish bo'lmaganda odamlar va transport vositalari harakatlana olmas edilar. Bu harakatlarni ta'minlovchi omil odam oyoqlari va yer sirti, mashina balonlari va yer sirti orasidagi ishqalanish kuchlarining mavjudligidir. Ba'zi hollarda ishqalanish zarar keltirishi ham mumkin va bu hollarda uni kamaytirish zarur. Shu maqsadda ishqalanuvchi sirtlarga turli yog'lar surtiladi, yoki podshibniklarga o'xshash texnik moslamalardan foydalaniladi.

Moddiy nuqtalar tizimi. Inertsia markazi.

Shu vaqtgacha moddiy nuqta deb hisoblanishi mumkin bo'lgan jismning harakati qarab chiqildi. Endi n ta moddiy nuqtalardan tashkil topgan tizimni (jismlar tizimini) qarab chiqaylik.

Kuchlar ta'sirida tizimdagi har bir moddiy nuqta o'z harakatini o'zgartiradi. Binobarin, tizimning harakatini tekshirish uchun tizimdagi har bir moddiy nuqta uchun tuzilgan harakat tenglamalari tizimini yechish kerak. Bunday masalani yechib, moddiy nuqtalar tizimi harakatini butunligicha tekshirib hal qilish mumkin. Buning uchun, moddiy nuqtalar tizimini tavsiflovchi yangi tushunchalar kiritamiz:

1. Moddiy nuqtalar tizimining massasi m_e ni tizimdagi moddiy nuqtalar massalarining algebrik yig'indisiga teng deb hisoblaymiz:

$$m_c = m_1 + m_2 + \dots + m_n = \sum_{i=1}^n m_i, \quad (3.12)$$

1. Moddiy nuqtalar tizimining massa markazini – inertsia markazi deb hisoblab, mazkur nuqtaning vaziyatini koordinata boshiga nisbatan quyidagi radius - vektor bilan ifodalash mumkin:

$$\vec{r}_c = \frac{m_1 \vec{r}_1 + m_2 \vec{r}_2 + \dots + m_n \vec{r}_n}{m_1 + m_2 + \dots + m_n} = \frac{\sum_{i=1}^n m_i \vec{r}_i}{m_c}$$

Tizim inertsia markazi radius - vektorining Dekart koordinata o'qlariga proektsiyalari quyidagilarga teng bo'ladi:

$$x_c = \frac{\sum_{i=1}^n m_i x_i}{m_c}, \quad y_c = \frac{\sum_{i=1}^n m_i y_i}{m_c}, \quad z_c = \frac{\sum_{i=1}^n m_i z_i}{m_c}$$

shuni ta'kidlab o'tish kerakki, tizimning inertsia markazi uning og'irlik markazi bilan ustma-ust tushishi kerak;

2. Moddiy nuqtalar tizimi inertsia markazining radius- vektoridan vaqt bo'yicha birinchi tartibli hosila olinsa, *inertsia markazining tezligi* kelib chiqadi:

$$\vec{v}_c = \frac{d\vec{r}_c}{dt} = \frac{\sum_{i=1}^n m_i \frac{d\vec{r}_i}{dt}}{m_c} = \frac{\sum_{i=1}^n m_i \vec{v}_i}{m_c} \vec{v}_i$$

bu yerda, $m_i \vec{v}_i = \vec{P}_i$ ekanini hisobga olsak:

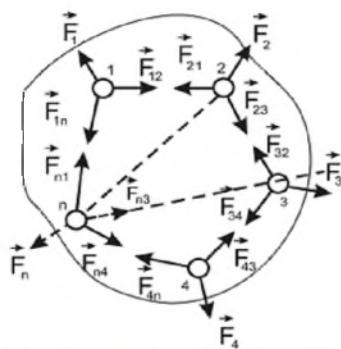
$$\vec{v}_c = \frac{\sum_{i=1}^n \vec{P}_i}{m_c} = \frac{\vec{P}_c}{m_c} \quad (3.13)$$

bunda $\vec{P}_c$ tizimning impulsi bo'lib, tizimdagi moddiy nuqtalar impulslarining geometrik yig'indisiga teng

$$\vec{P}_c = \sum_{i=1}^n \vec{P}_i, \quad (3.14)$$

(3.13) – ifodadan moddiy nuqtalar tizimining impulsi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\vec{P}_c = m_c \vec{v}_c, \quad (3.15)$$



4 - rasm. Mexanik tizimdagi moddiy nuqtalar orasidagi o'zaro ta'sir kuchlari.

Bu nihoyatda katta ahamiyatga ega bo'lgan xulosani keltirib chiqaradi: tizim nuqtalarining hamma massalari, uning inertsia markaziga to'plangan holda harakatlanganda, ularning markazga to'plangan umumiy impulslari qanday bo'lsa, tizimning to'la impulsi ham shunga teng bo'ladi. shuning uchun tizimning impulsiga, uning inertsia markazining impulsi ham deyiladi. Tizim inertsia markazining impulsini (3.15) ifodaga asosan quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\vec{P}_c = m_c \vec{v}_c = m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 + \dots + m_n \vec{v}_n = \sum_{i=1}^n m_i \vec{v}_i, \quad (3.16)$$

bunda m_c – tizimning to'liq massasi, $\vec{v}_c$ – tizim inertsia markazining tezligi, $\vec{v}_1, \vec{v}_2, \dots, \vec{v}_n$ – tizimdagi moddiy nuqtalarning tezliklaridir;

3. Endi moddiy nuqtali mexanik tizim uchun impulsning o'zgarish va saqlanish qonunini qarab chiqaylik (4 - rasm).

Mexanik tizimdagi n ta nuqtaning har biri uchun

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

bo'lishini hisobga olib, harakat tenglamasini yozamiz:

$$\begin{cases} \frac{d(m_1 \vec{v}_1)}{dt} = \vec{F}_{12} + \vec{F}_{13} + \dots + \vec{F}_{1n} + \vec{F}_1 \\ \frac{d(m_2 \vec{v}_2)}{dt} = \vec{F}_{21} + \vec{F}_{23} + \dots + \vec{F}_{2n} + \vec{F}_2 \\ \frac{d(m_n \vec{v}_n)}{dt} = \vec{F}_{n1} + \vec{F}_{n2} + \dots + \vec{F}_{n(n-1)} + \vec{F}_n \end{cases} \quad (3.17)$$

Bu tenglamalarni hadma-had qo'shib, ichki kuchlar mos ravishda guruhlanga, quyidagi ko'rinishdagi tenglama hosil bo'ladi.

$$\sum_{i=1}^n \frac{d}{dt} (m_i \vec{v}_i) = (\vec{F}_{12} + \vec{F}_{21}) + (\vec{F}_{13} + \vec{F}_{31}) + \dots + (\vec{F}_{n(n-1)} + \vec{F}_{(n-1)n}) + \sum_{i=1}^n \vec{F}_i, \quad (3.18)$$

Nyutonning uchinchi qonuniga asosan, har bir qavs ichidagi kuchlar yig'indisi nolga teng. Demak, tizim ichki kuchlarining to'liq vektor yig'indisi ham nolga teng bo'ladi. U holda (8.10) tenglamani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin.

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

Bu ifodaning chap tomonidagi $(m_i \vec{v}_i)$ ko'paytma impuls $\vec{P}_i$ ga teng bo'lib, $\sum_{i=1}^n \vec{P}_i$ esa tizim impulsiga teng bo'ladi.

Nazorat savollari

1. Nyutonning birinchi qonuni qanday ta'riflanadi?
2. Nyutonning II-qonuni qanday?
3. Nyutonning III-qonuni qanday?
4. Tabiatda qanday kuchlar mavjud?
5. Butun olam tortishish qonunini ta'riflang.
6. Og'irlik kuchi bilan jism og'irligining farqi nimada?
7. Sistemaning og'irlik markazi qanday aniqlanadi?

4 – Ma’ruza

Tabiatdagi kuchlar va ularning xususiyatlari

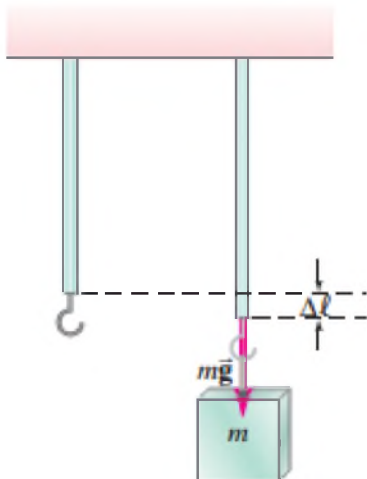
Ma’ruza rejasi:

1. Deformatsiya va uning turlari
2. Mexanik kuchlanish, Yung moduli, Guk qonuni
3. Elastiklik va ishqalanish kuchlari
4. Butun olam tortishish qonuni
5. Og’irlik kuchi
6. Gravitatsion maydon.

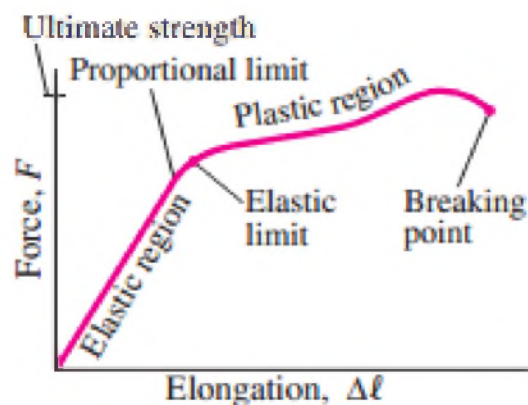
Deformatsiya va uning turlari.

Qattiq jismlar mexanikasida absolyut qattiq jism tushunchasidan foydalanamiz. Lekin tabiatda absolyut qattiq jism yo’q, chunki hamma jismlar biror kuch ta’sirida o’zining shakli va hajmini o’zgartiradi, ya’ni deformatsiyalanadi.

Deformatsiya ikki turga bo’linadi: Tashqaridan qo’yilgan kuchlarning ta’siri to’xtatilgandan keyin yo’qolib ketuvchi deformatsiya elastik deformatsiya deyiladi. Kuchlarning ta’siri to’xtagandan so’ng jism jism o’zining avvalgi holatini tiklamasa, bunday deformatsiya plastik deformatsiya deb ataladi.



1 – rasm. Guk qonuni: Δl qo’yilgan kuchga to’g’ri proporsional



2 – rasm. Qattiq jismlar uchun kuch va absolyut uzayish orasidagi bog’lanish

Elastiklik kuchlari. Har qanday qattiq jism tashqi kuchlar ta’sirida o’zining shaklini va hajmini o’zgartiradi. Bunday o’zgarish deformatsiya deb ataladi. Tashqaridan qo’yilgan kuchlarning ta’siri to’xtashi bilan yo’qolib ketuvchi deformatsiyalar elastik deformatsiyalar deb ataladi. Kuchlarning ta’siri to’xtagandan so’ng jismda saqlanib qoluvchi deformatsiyalar plastik yoki qoldiq deformatsiyalari deb ataladi.

Deformatsiyalanish jarayonida qattiq jismni tashkil etuvchi zarrachalar (molekulalar va atomlar)ning ma’lum qismi bir-birlariga nisbatan siljiydi. Bunday siljishga qattiq jism tarkibidagi zaryadlangan zarrachalar orasidagi elektromagnit kuchlari qarshilik ko’rsatadi. (Zaryadlangan zarrachalar orasidagi o’zaro ta’sir kuchlari elektromagnit ta’sir kuchlari deb ataladi). Natijada deformatsiyalanayotgan qattiq jismda son jihatidan tashqaridan qo’yilgan kuchga teng, lekin qarama-qarshi yo’nalishga ega bo’lgan ichki kuch-elastiklik kuchi vujudga keladi. Deformatsiyalarning turlari juda ko’p bo’lib tushunish oson bo’lishi uchun eng sodda deformatsiyalardan birini-bir tomonlama cho’zilish yoki bir tomonlama siqilishni qarab chiqaylik.

Uzunligi ℓ ga, ko'ndalang kesimining yuzi esa S ga teng bo'lgan bir jinsli rezina sterjen stol sirtiga qo'yilgan va uning bir uchi devorga maxkamlangan bo'lsin (1-rasm). Agar X o'qining musbat yo'nalishi bo'yicha sterjen ko'ndalang kesimning yuzaga tik ravishda tashqi $\vec{F}_{max}$ kuch ta'sir qilsa, sterjenning uzunligi x qiymatga ortadi, ya'ni cho'ziladi. Deformatsiyalanish (cho'zilish) jarayonida, sterejenda uni avvalgi holiga qaytarishga intiluvchi, son jihatidan $\vec{F}_{max}$ kuchga teng lekin qarama-qarshi yo'nalishga ega bo'lgan $\vec{F}_{el}$ elastiklik kuchi vujudga keladi. Deformatsiyalanish darajasini sterjen uzunligining nisbiy o'zgarishi $\frac{x}{l} = \varepsilon$ orqali belgilanadi. Deformatsiyaga sabab bo'lgan tashqi ta'sir esa ta'sir etuvchi kuchning

sterjen ko'ndalang kesimi yuziga nisbati $\frac{F_{max}}{S} = \sigma$ orqali aniqlanadi. Tashqi va elastiklik kuchlari son qiymatlari bo'yicha o'zaro teng, yo'nalishlari esa qarama-qarshi ekanligini e'tiborga olib, bu kuchlarning X o'qiga proektsiyalarini quyidagicha yozish mumkin:

$$F_{max,x} = -F_{el,x}; \quad \sigma = \frac{F_{el}}{S} \quad (1)$$

bunda σ - mexanik kuchlanish deb atalib, u kuzatilayotgan sterjen ko'ndalang kesimining birlik yuziga to'g'ri keladigan elastiklik kuchini ifodalaydi.

Ingliz olimi Robert Guk tajribalar asosida elastiklik deformatsiyalarda vujudga keluvchi kuchlanish nisbiy cho'zilishga proporsional ekanligini ifodalovchi qonuni yaratadi. Gukning bu qonunini bir tomonlama cho'zilish yoki siqilishdan iborat deformatsiyalar uchun quyidagicha yozish mumkin:

$$\sigma = E \cdot \varepsilon \quad (2)$$

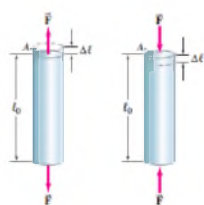
Mexanik kuchlanish. Yung moduli

Jism qanchalik uzun bo'lsa, qo'yilgan kuch ta'sirida u shuncha ko'p cho'ziladi va aksincha, jism qanchalik yo'g'on bo'lsa, u shuncha kam cho'ziladi. Bularni hisobga olgan holda (1) ifodani quyidagicha yozish mumkin:

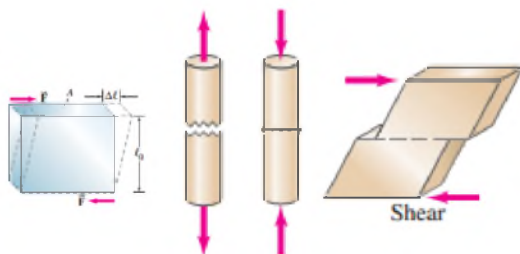
$$\Delta l = \frac{1}{E} \frac{F}{A} l_0$$

l_0 – jismning dastlabki uzunligi, A – ko'ndalang kesim yuzi, E – Yung moduli.

Yung modulining qiymati faqat jism tayyorlangan materialga bog'liq. (2) ifodadan ko'rinadiki, jism uzunligining o'zgarishi σ kattalikka to'g'ri proporsional. Shuning uchun σ mexanik kuchlanish deb ataladi.



3 – rasm. Mexanik kuchlanish turlari a) cho'zilish; b) siqilish; v) siljish



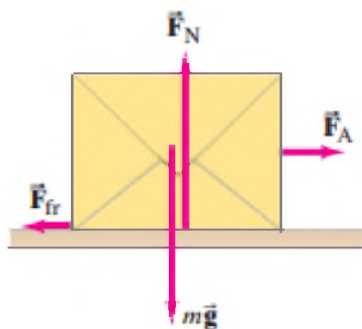
4 - rasm. Mexanik kuchlanish ta'sirida jismlarning buzilishi



5 - rasm. Kitob qanchalik qalin bo'lsa, siljish shuncha ko'p va aksincha.

Ishqalanish kuchlari. Mexanikaga oid masalalarni yechishda tortishish kuchlari va elastiklik kuchlari bilan bir qatorda ishqalanish kuchlari bilan ham ish ko'rishga to'g'ri keladi.

Bir-biriga tegib turgan jismlar yoki bir jismning o'zaro tegib turgan bo'laklari bir biriga nisbatan ko'chganda hosil bo'ladigan kuchlar ishqalanish kuchlari deb ataladi.



6 - rasm. F_{fr} – ishqalanish kuchi, F_A – tortishish kuchi, F_N – reaksiya kuchi, mg – og'irlik kuchi

Ishqalanishlarni ikki toifaga bo'lish mumkin: tashqi ishqalanish va ichki ishqalanishlar. Sirtlari o'zaro tegib turuvchi qattiq jismlarniig bir-birlariga nisbatan bo'lgan harakatga tashqi ishqalanish deb ataladi. Tashqi ishqalanishga misol qilib, biror qattiq jism sirtida ikkinchi qattiq jismning sirpanishda hosil bo'ladigan ishqalanishni keltirish mumkin. Berilgan jismning turli xil qismlarini bir-biriga nisbatan ko'chishlari tufayli vujudga keluvchi ishqalanish ichki ishqalanish deb ataladi.

Ichki ishqalanishga misol qilib, quvur bo'ylab oqayotgan suyuqlik yoki gazning quvur sirtidan turli masofada bo'lgan qatlamlarining turli tezliklarda harakatlanishini keltirish mumkin.

Tashqi va ichki ishqalanishlarni yana quruq va suyuq (qovushqoq) ishqalanishlarga ajratish mumkin. Qattiq jismlarning quruq sirtlari orasida hosil bo'ladigan ishqalanish quruq ishqalanish deb ataladi. Suyuqlik yoki gazning turli qatlamlari orasida hosil bo'ladigan ishqalanish suyuq ishqalanish deb ataladi.

Quruq ishqalanish. Gorizontol holatdagi yassi tekislikda yog'och taxtacha tinch turgan bo'lsin (3.3-rasm). Taxtacha og'irlik kuchining yassi tekislik sirtiga o'tkazilgan normalga nisbatan olingan proektsiyasi P_n son jihatidan yassi tekislikning shu jismga kursatayotgan N reaksiya kuchiga teng, yo'nalishi qarama-qarshidir. Taxtachani yassi tekislik bo'ylab harakatga keltirish uchun unga gorizontol yo'nalgan F_m tashqi kuch bilan ta'sir qilish kerak. Lekin F_m ning qiymati berilgan hol uchun qandaydir aniq $\bar{F}_{m0}$ dan katta bo'lmaguncha taxtacha o'z joyida qo'zg'almay turaveradi. Demak, tashqi kuchning qiymati 0 dan $\bar{F}_{m0}$ gacha ortib borishida yassi-tekislik taxtachaga son jihatdan tashqi kuchga teng, lekin qarama-qarshi yo'nalgan qarshilik kuchi bilan ta'sir etadi.

Tashqaridan qo'yilgan kuch tufayli hosil bo'layotgan qarshilik kuchi tinch holatdagi ishqalanish kuchi deb ataladi.

Agar $\bar{F}_m$ ning qiymati $\bar{F}_{m0}$ dan kichik bo'lsa, taxtacha o'zining tinch holatini saqlab qoladi. Ammo taxtachaga ta'sir etayotgan tashqi kuch, tinch holatdagi ishqalanish kuchining maksimal qiymatidan katta bo'lsa, taxtacha harakatga keladi, ya'ni yassi tekislik bo'yicha sirpana boshlaydi.

Tashqi kuchning ta'siri to'xtatilgandan so'ng esa, taxtacha o'zining to'g'ri chiziqli tekis harakati holatini saqlab qolmaydi, harakat sekinlanuvchan harakatdan iborat bo'ladi. Chunki taxtacha sirpanayotganligi tufayli ishqalanish kuchi vujudga kelib, u hamma vaqt harakat tezligining yo'nalishiga qarama-qarshi yo'nalishga ega bo'ladi.

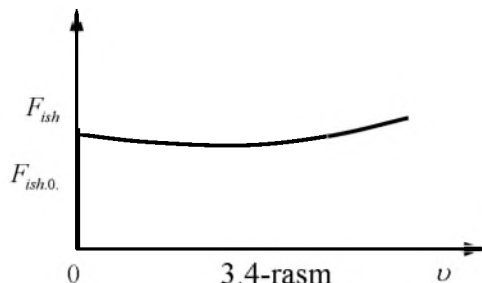
Tajribalar tinch holatdagi $\bar{F}_{ish0}$ ishqalanish kuchining maksimal qiymati tegib turgan sirtlarining kattaligiga emas, balki sirtlarning tabiatiga bog'liq ekanligini va og'irlik kuchining tekislikka tik yo'nalishda qo'yilgan P tashkil etuvchisiga to'g'ri proporsional ekanligini ko'rsatadi:

$$\bar{F}_{ish,0} = \mu_0 P_n \quad (3)$$

bunda μ_0 - tinch holatdagi ishqalanish koeffitsiyenti bo'lib, tegib turgan sirtlarning tabiatiga bog'lik. Shuningdek, jismning harakati (sirpanishi) tufayli vujudga kelgan ishqalanish kuchi ham quyidagi munosabat orqali aniqlanadi:

$$\vec{F}_{ish} = \mu P_n \quad (4)$$

bunda μ - sirpanishdagi ishqalanish koeffitsiyenti bo'lib, tegib turgan sirtlarning tabiatiga va bu sirtlarning bir-biriga nisbatan harakat tezligiga bog'liqdir.



3.4-rasmda sirpanishdagi ishqalanish kuchining nisbiy tezlikka bog'liklik grafigi keltirilgan. Ishqalanuvchi jismlar bir-biriga nisbatan tinch holatda bo'lganda, ya'ni $v=0$ da tinch holatdagi ishqalanish kuchi, ta'sir qilayotgan tashqi kuchning qiymatiga qarab 0 dan $\vec{F}_{ush,0}$ gacha qiymatlarning birortasiga teng bo'lishi mumkin. Tezlikning son qiymati ortib borishi bilan 3.4-rasmdagi grafik chizig'ida ifodalanganidek, ishqalanish koeffitsiyenti avvaliga bir oz kamayib, so'ngra orta borishini ko'rsatadi.

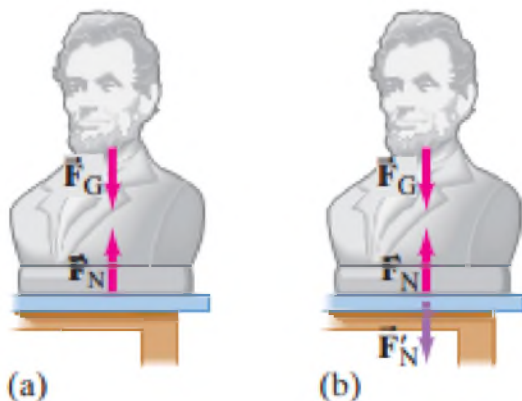
Og'irlik kuchi

Yer bilan bog'liq sanoq sistemasida massasi m bo'lgan har qanday jismga og'irlik kuchi ta'sir etadi:

$$\vec{P} = m\vec{g}$$

Og'irlik kuchi – bu kuch ta'sirida har qanday jism Yerga tortiladi. Bu kuch ta'sirida jismlar Yerga tomon bir xil $g=9,8 \text{ m/s}^2$ tezlanish bilan harakatlanadi. Bu tezlanish erkin tushish tezlanishi deyiladi.

Jismning og'irligi deb, Yerning tortishishi tufayli jismlarning tayanchga beradigan bosim kuchiga aytiladi.



7 - rasm. a) Tinch turgan jismga qo'yilgan kuchlarning teng tag'sir etuvchisi nolga teng. Pastga yo'nalgan og'irlik kuchi F_G reaksiya kuchi bilan muvozanatda; b) F_N – reaksiya kuchi

Umuman hozirgi kunda ma'lum bo'lgan hamma kuchlarni to'rt xil asosiy toifaga ajratish mumkin: tortishish kuchlari, elektromagnit kuchlar, qudratli o'zaro ta'sir kuchlari (masalan, yadroda zarralarning o'zaro ta'sir kuchlari) va zaif o'zaro ta'sir kuchlari (masalan, elementar zarralarning emirilishida sodir bo'ladigan kuchlar).

Mavjud bo'lgan har qanday jismlar o'zaro tortishib turadi. Jismlar orasidagi tortishish kuchlarining qonuniyatini 1687 yilda Nyuton aniqlagan bo'lib, uni odatda butun olam tortishish qonuni deb ataladi. *Bu qomunga ko'ra moddiy nuqta deb qaralishi mumkin bo'lgan har qanday ikki jism massalarining ko'paytmasiga to'g'ri proporsional va oralaridagi masofaning*

kvadratiga teskari proportsional kuch bilan bir-biriga tortilib turadi. Bu kuchning modulini quyidagicha ifodalash mumkin

$$F = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2} \quad (5)$$

bunda γ - tortishish (gravitatsiya) doimiysi bo'lib, uning qiymati $\gamma = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ N} \cdot \text{m}^2/\text{kg}^2$ ga teng. (5) ni sharsimon shakldagi, bir jinsli, ixtiyoriy massaga ega bo'lgan jismlar uchun ham qo'llash mumkin. Jism bilan Yer orasidagi o'zaro tortitish kuchining modulini quyidagicha yozish mumkin

$$F = \gamma \frac{m M_{\text{Yer}}}{R_{\text{Yer}}^2} \quad (6)$$

bunda m - Yer sirtidagi jism massasi; M_{er} - Yerning massasi, R_{er} - Yer sharining radiusi.

Nyutonning ikkinchi qonuniga asosan m massali jism F_{tor} - tortish kuchi ta'sirida Yer bilan bog'liq sanoq sistemasiga nisbatan biror tezlanish bilan harakatga keladi:

$$F_{\text{tor}} = ma \quad (7)$$

(6) va (7) ni o'zaro tenglab, Yerning tortish kuchi ta'sirida kuzatilayotgan jismning olgan tezlanishini quyidagicha aniqlash mumkin:

$$a = \gamma \frac{M_{\text{Yer}}}{R_{\text{Yer}}^2} \quad (8)$$

(8) formuladagi kattaliklar o'zgarmas qiymatga ega ekanliklarini e'tiborga olsak, jism harakatiga qarshilik ko'rsatuvchi kuchlar mavjud bo'lmagan hollardagi Yer sirtiga yaqin balandliklarda har qanday jism bir xil tezlanish bilan tushadi degan xulosaga kelamiz. Boshqacha aytganda, (8) da faqat Yerning tortishish kuchi ta'sirida vujudga kelgan erkin tushish tezlanishidir, shuning uchun uni g orqali belgilaylik, ya'ni

$$g = \gamma \frac{M_{\text{Yer}}}{R_{\text{Yer}}^2} \quad (9)$$

Jism og'irligi deganda, tutib turuvchi taglikka yoki osmaga shu jism tomonidan ko'rsatilayotgan $\vec{N}$ ta'sir kuchi tushuniladi. Shuni ta'kidlab o'tish kerakki, $\vec{P}$ jismga qo'yilgan $\vec{N}$ esa taglikka qo'yilgan, lekin jismning harakatsiz holatida bu kuchlar modul jihatidan bir-biriga teng bo'lib, yo'nalishlari esa qarama-qarshidir.

Nazorat savollari

1. Og'irlik kuchi qanday kuch?
2. Gravitatsion kuch qanday qonunga ko'ra hosil bo'ladi?
3. Deformatsiya qanday fizik kattalik?
4. Elastik va plastik deformatsiya deb nimaga aytiladi?
5. Guk qonuniga ta'rif bering.
6. Yung modulini tushuntiring.
7. Ishqalanish kuchlari qanday kuchlar? Ularning qanday turlari mavjud?

Ma'ruza № 5

Ish, energiya va quvvat. Saqlanish qonunlari

Reja:

1. Kuch impulsi va harakat miqdori.
2. Impulsning saqlanish qonuni. Reaktiv harakat.
3. Jismlarning absolyut elastik va noelastik urilishi.
4. Ish va quvvat.
5. Energiya. Kinetik va potentsiyal energiya.
6. Energiyaning saqlanish qonuni.
7. Gravitatsion maydonidagi ish va energiya.

Kuch impulsi va harakat miqdori.

Avtomobil o'rnidan harakatlansa, unda u tortish kuchi natijasida tezlanish bilan ko'chadi. Agarda uning harakatlanish vaqti qanchalik ko'p bo'lsa, erishadigan tezligi ham shunchalik katta bo'ladi. Bu misoldan shuni ko'ramizki kuch ta'sirida tezlikning o'zgarishi nafaqat kuch kattaligiga bog'liq bo'lib qolmasdan, balki uning ta'sir etish vaqtiga ham bog'liq bo'lar ekan. Demak, kuchning jismga ta'sirini baholash uchun jismning harakatlanish tezligining o'zgarishida vijudga keladigan $F = ma$ formulasini o'zgartirib yozaylik. Bu formulaga kuchning ta'sir etish vaqtini, kuch ta'sir qilayotgan ondagi dastlabki va oxirgi tezliklarni kiritaylik. Massasi m va dastlabki tezligi v_0 bo'lgan jismga harakat yo'nalishida F doimiy kuchi ta'sir etsin. Jism t vaqtdan keyin o'z tezligini v_t gacha o'zgartiradi. Jism tezlanishini vaqt va tezliklar orqali ifodalab, quyidagi tenglamaga ega bo'lamiz:

$$F = m \frac{v_t - v_0}{t} \quad \text{yoki} \quad Ft = mv_t - mv_0 \quad (4.1)$$

mv ko'paytmasi harakat miqdori yoki jism impulsi deb, Ft ko'paytmasi esa kuch impulsi deb ataladi. Shuning uchun, mv_t va mv_0 mos ravishda kuch ta'siri oxiridagi va boshidagi jism impulsini, $mv_t - mv_0$ farqi bo'lsa Ft kuch impulsining ta'siri ostida jism impulsning o'zgarishini anglatadi. Kuch impulsi tushunchasi belgili vaqt mobaynida jismga ta'sir etayotgan kuchni baholash uchun kiritiladi. Jism harakat miqdorining o'zgarishi uning ta'siri natijasida yuz beradi. Demak Nyutonning II-qonunini quyidagicha ta'riflash mumkin:

Jism impulsining o'zgarishi kuch impulsiga proporsional bo'lib kuchning ta'sir yo'nalishida yuz beradi. (4.1) formuladan ma'lumki, jism impulsining o'zgarishi kuch impulsi kattaligi bilan aniqlanadi. Har xil massaga ega bo'lgan jismlarga bir xil kuch impulslari ta'sir qilsa, barcha jismlarning impulslarining o'zgarishi bir xil bo'ladi. Lekin ularning o'zgarish tezliklari har xil bo'ladi, ya'ni kichik massaga ega jism tezligining o'zgarishi katta bo'ladi.

Impulsning saqlanish qonuni.

Impulsning saqlanish qonuni yopiq sistemada qaraladi. Yopiq sistema tushunchasi ham fizikada keng qo'llaniladigan modellardan biridir.

Dastlab, bir butun deb qarash mumkin bo'lgan moddiy nuqtalar majmuasini ko'ramiz va uni mexanik sistema deb ataymiz. Mexanik sistemaga kiruvchi moddiy nuqtalar orasidagi ta'sir kuchlari ichki kuchlar deyiladi. Mexanik sistemaga kiruvchi moddiy nuqtalarga, tashqi jismlar tomonidan ko'rsatiladigan ta'sir kuchlariga esa tashqi kuchlar deyiladi. Tashqi kuchlar ta'sir etmaydigan mexanik sistemaga yopiq sistema deyiladi.

Yopiq sistemaga kiruvchi har bir moddiy nuqtaning impulsini yozib olaylik. Moddiy nuqtaning impulsi

$$\vec{p} = m\vec{v} \quad (4.2)$$

ko'rinishdagi vektor kattalik bilan aniqlanishi bizga ma'lum. Yopiq sistemaning to'la impulsi $\vec{P}$ sistemaga kiruvchi har bir moddiy nuqta impulslarining $m_1\vec{v}_1, m_2\vec{v}_2, \dots, m_n\vec{v}_n$ geometrik yig'indisidan iborat bo'ladi, ya'ni

$$\vec{P} = m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2 + \dots + m_n\vec{v}_n = \sum_{i=1}^n m_i\vec{v}_i. \quad (4.3)$$

Yopiq sistema uchun

$$\vec{P} = \sum_{i=1}^n m_i\vec{v}_i = \text{const}. \quad (4.4)$$

Bu ifoda impulsning saqlanish qonunini ifodalaydi deyiladi. Yopiq sistemaning impulsi saqlanadi ya'ni vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi.

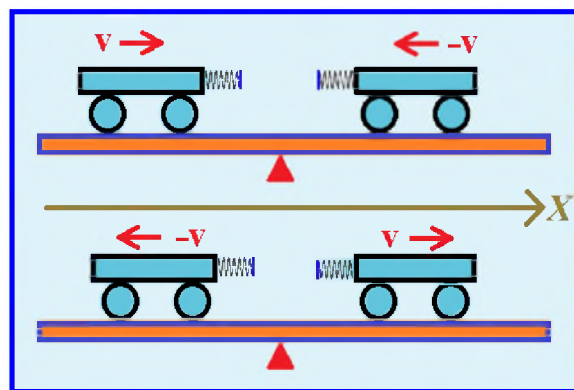
Impulsning saqlanish qonunini quyidagi tajribadan kuzataylik.

1. Relslarga m massali bir xil aravalarni joylashtirib va birining oxiridagi yon yuzasiga plastik sharni mustahkamlaylik. Aravalar bir-biriga qarab modullari bir xil bo'lgan tezliklar bilan harakatlansin. To'qnashganda ikkala arava ham to'xtaydi. Buni tushuntirish unchalik ham murakkab emas. To'qnashguncha chap tomondagi aravaning impulsi $m\vec{v}$ ga, o'ng tomonidagi aravaning impulsi $-m\vec{v}$ ga teng. Demak, aravachalarning to'qnashgungacha bo'lgan impulslarining yig'indisi nolga teng:

$$m\vec{v} + (-m\vec{v}) = 0$$

Aravalar to'qnashgandan keyin to'xtaydi.

2. Endi plastik shar o'rniga elastik prujinani o'rnatib tajribani takrorlaymiz (1 - rasm). Ikkala arava to'qnashgandan keyin ular qarama-qarshi tomonlarga qarab harakatlanadi. To'qnashishda aravalarining tezliklari o'z yo'nalishlarini o'zgartiradi, lekin tezliklarining modullari avvalgisiga teng bo'lib o'zgarmasdan qoladi. Agarda to'qnashguncha chap tomondagi aravaning impulsi $m\vec{v}$ ga, o'ng tomonidagi aravaning impulsi $-m\vec{v}$ ga teng bo'lsa, to'qnashgandan keyin chap tomondagi aravaning impulsi $-m\vec{v}$ ga, o'ng tomonidagi aravaning impulsi $m\vec{v}$ ga teng bo'ladi. Shuning uchun aravalarining to'qnashguncha impulslarining yig'indisi va to'qnashgandan keyingi impulslarining yig'indisi ham nolga teng bo'ladi.



1 - rasm. Aravalarining to'qnashgungacha va to'qnashgandan keyingi harakatlanishi.

Impulsning saqlanish qonuni tabiatning fundamental qonunlaridan biri bo'lib, u na faqat klassik mexanikada balki fizikaning barcha bo'limlarida ham to'la bajariladi. Hozirgacha tabiatda impulsning saqlanish qonuni bajarilmagan jarayon kuzatilmagan.

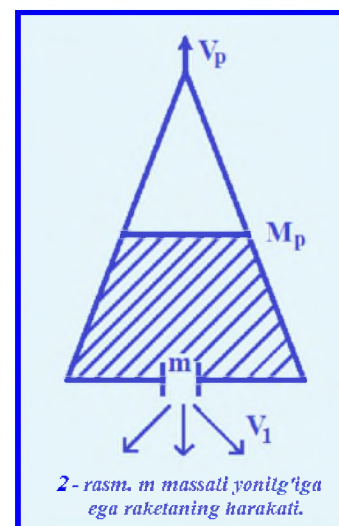
Reaktiv harakat. Impulsning saqlanish qonuni ko'plab texnik masalalarni yechishga imkon beradi. Bunga eng yahshi misol reaktiv harakatdir. M_p massali raketa uchish maydonchasiga keltirib qo'yilgan. Raketa tinch holatda, ya'ni $v_p = 0$. Demak impulsi ham nolga teng. Endi yonish bo'linmasidagi yoqilg'i yoqiladi. Yonish bo'linmasida yuqori bosimgacha qizigan gaz oqimi raketa soplosidan v_1 tezlik bilan o'tilib chiqadi. Natijada raketa v_p tezlik bilan harakatlana boshlaydi. soddalik uchun raketa soplosidan o'tilib chiqadagan gaz massasi m , raketa

massasi M dan juda kichik deb ($m \ll M$) harakat boshlangandan keyin ham raketaning massasi M o'zgarmay qolaveradi deb hisoblaymiz. (2-rasm)

Endi raketa-gaz-yoqilg'i yopiq sistemasi uchun impulsning saqlanish qonunini yozamiz va bunda, yonish bo'lmasidagi yoqilg'i yonguncha sistema impulsi nolga tengligini e'tiborga olamiz.

$$M\vec{v}_p + m\vec{v}_1 = 0$$

Bundan $M\vec{v}_p = -m\vec{v}_1$ yoki raketa tezligining moduli uchun $v_p = \frac{m}{M}v_1$ ifodani hosil qilamiz. Reaktiv harakat yuqoridagi prinsipga ya'ni yopiq sistemadagi jismlarning bir-birini harakatga keltirishiga asoslangan.

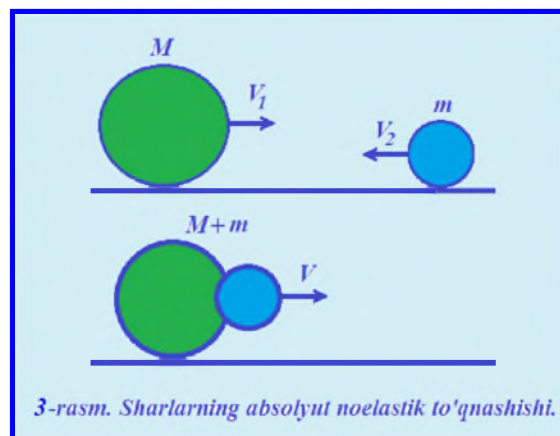


Jismlarning absolyut elastik va noelastik urilishi.

Urilish deb – ikki yoki undan ko'p jismlarning juda qisqa vaqt davomidagi ta'sirlashuviga aytiladi. Urilishning keng o'rganilishiga sabab juda ko'p jarayonlarni urilishga o'xshatib o'rganish mumkinligidadir. Boshqacha aytganda urilish na faqat billiard sharlarining to'qnashuvi, balki odamning Yerga sakrashi, bolg'acha bilan mixning qoqilishi, futbolchining to'p tepishi va hokazolar.

Urilish natijasida jismlarning deformatsiyalanishiga qarab ular ikki turga absolyut elastik va absolyut noelastikka urilishlarga bo'linadi.

Absolyut noelastik urilish deb, ikkita deformatsiyalanadigan sharlarning urilishiga aytiladi. To'qnashuvdan so'ng sharlar birlashib harakat qilishlari mumkin. Plastilin yoki loydan yasalgan sharchalarning to'qnashuvi bunga misol bo'la oladi (3-rasm). M va m massali sharlarning urilishgacha tezliklari mos ravishda v_1 va v_2 bo'lsin. Urilishdan keyingi tezlik V bo'lsa, impulsning saqlanish qonunini tadbik etib olamiz.



$$Mv_1 - mv_2 = (M + m)V$$

Bundan

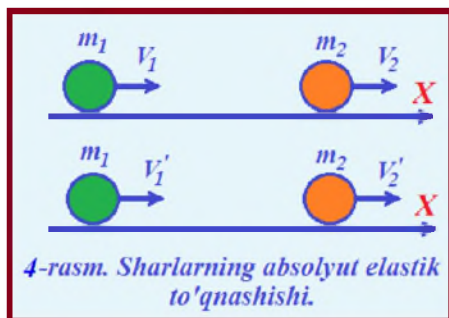
$$V = \frac{Mv_1 - mv_2}{M + m}, \quad (4.5)$$

Agar sharlarning massalari teng bo'lsa $m_0 = M = m$, unda

$$V = \frac{v_1 - v_2}{2}, \quad (4.6)$$

Absolyut noelastik urilishda mexanik energiyaning saqlanish qonuni bajarilmay uning bir qismi sharlarning ichki energiyasiga aylanadi.

Absolyut elastik urilish deb - ikkita deformatsiyalanmaydigan sharlarning urilishiga aytiladi. Bunda sharlarning urilishdan oldingi kinetik energiyalari, urilishdan keyin ham to'laligicha kinetik energiyaga aylanadi. Asolyut elastik urilishda impulsning va kinetik energiyaning saqlanish qonunlari bajariladi.



m_1 va m_2 massali sharlarning urilishgacha tezliklari mos ravishda v_1 va v_2 , urilishdan keyin esa v_1' va v_2' bo'lsin. Ularning harakat yo'nalishlarini hisobga olib o'ng tomonga yo'nalgan harakatni musbat, chap tomonga yo'nalganini esa manfiy ishora bilan olamiz (4-rasm). Shu hol uchun impulsning va kinetik energiyaning saqlanish qonunlari quyidagicha bo'ladi.

$$m_1 v_1 + m_2 v_2 = m_1 v_1' + m_2 v_2'$$

$$\frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} = \frac{m_1 v_1'^2}{2} + \frac{m_2 v_2'^2}{2}$$

Ushbu tenglamalardan foydalanib sharlarning to'qnashgandan keying tezliklarini topamiz.

Agarda sharlar bir-biriga tomon harakatlanayotgan bo'lsa, yuqoridagi tengama quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

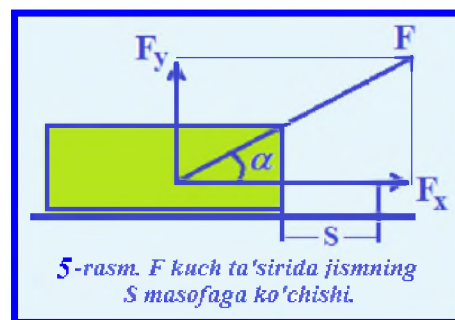
$$m_1 v_1 - m_2 v_2 = m_1 v_1' + m_2 v_2'$$

$$\frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} = \frac{m_1 v_1'^2}{2} + \frac{m_2 v_2'^2}{2}$$

Ish va quvvat.

Energiya – barcha turdagi moddalarning harakati va o'zaro ta'sirining universal miqdoriy o'lchovidir. Modda harakatining shakliga qarab, energiyaning har xil turlariga ega bo'lamiz: mexanik energiya, issiqlik energiyasi, elektromagnit energiya, quyosh energiyasi va h.k.

Ayrim hodisalarda moddaning harakat shakli o'zgarmaydi, (masalan, qizigan jism sovuq jismni isitadi) boshqa hodisalarda harakat boshqa shaklga o'tadi. Ammo, barcha hollarda boshqa jismga uzatilgan energiya, ikkinchi jism olgan energiyaga teng bo'ladi. Jism mexanik harakatining o'zgarishi unga boshqa jismlar tomonidan ta'sir etgan kuchlar hisobiga bo'ladi. shu sababli, o'zaro ta'sirlashayotgan jismlar orasidagi energiya almashuvi miqdorini baholash uchun, kuzatilayotgan jismga qo'yilgan kuchning bajargan ishi ko'rib chiqiladi.



Agar, jism to'g'ri chiziqli harakat qilayotgan bo'lsa va unga ko'chish yo'nalishi bilan α burchak hosil qilgan doimiy F kuch ta'sir etsa, shu kuchning bajargan ishi kuchning harakat yo'nalishiga proektsiyasining kuch qo'yilgan nuqtaning siljishiga ko'paytmasiga tengdir (5-rasm):

$$A = F_x \cdot S = F \cdot S \cdot \cos \alpha. \quad (4.7)$$

Umumiy hollarda, kuch moduli va yo'nalishi bo'yicha o'zgarib turishi mumkin.

O'zgaruvchan kuch bajargan ishini aniqlash uchun, bosib o'tilgan yo'lni shunday kichik bo'lakchalarga bo'lamizki, ularning har birini to'g'ri chiziqdan iborat va ulardagi ta'sir kuchni o'zgarmas, deb hisoblaymiz (6-rasm). U holda elementar ish

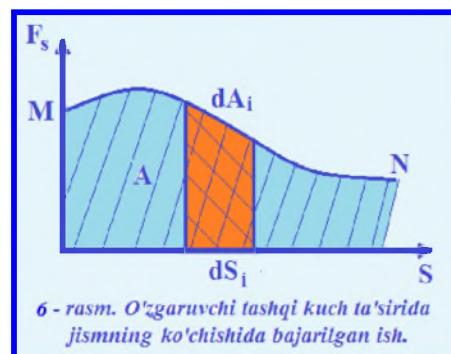
$$dA_i = F_{Si} \cdot dS_i = F_i dS_i \cos \alpha_i, \quad (4.8)$$

ga, o'zgaruvchan kuchning MN ko'chishida bajargan ishi esa

$$A = \int_M^N F_S \cdot dS_i = \int_M^N F_i \cdot dS_i \cdot \cos \alpha_i \quad (4.9)$$

ga teng bo'ladi. Bu integralni hisoblash uchun F_S kuchning S traektoriya bilan bog'liqligini bilish zarur. Bu kuchning bajargan ishi S traektoriya ostidagi maydon yuziga tengdir. Agar jism to'g'ri chiziqli harakat qilsa, ta'sir etuvchi kuch va α – burchak o'zgarmas bo'ladi. shu sababli

$$A = F \cos \alpha \int_M^N dS = F \cdot S \cos \alpha$$



ga ega bo'lamiz. Bu yerda S - jismning bosib o'tgan yo'li. (3.26) - ifodadan:

$\alpha < \frac{\pi}{2}$ bo'lganda, kuchning bajargan ishi musbat;

$\alpha > \frac{\pi}{2}$ bo'lganda, kuchning bajargan ishi manfiy;

$\alpha = \frac{\pi}{2}$ bo'lganda, kuchning bajargan mexanik ishi nolga teng.

Ish birligi – 1 jouldan iborat: $1 \text{ J} = 1 \text{ N} \cdot \text{m}$.

Quvvat. Bajarilayotgan ishning jadalligini tavsiflash uchun quvvat tushunchasidan foydalaniladi. N – quvvat deb, ΔA bajarilgan ishning, shu ishni bajarish uchun ketgan Δt vaqtga nisbatiga teng fizik kattalikka aytiladi.

$$N = \frac{\Delta A}{\Delta t}, \quad (4.10)$$

Agarda jism F kuch ta'sirida v o'zgarmas tezlik bilan harakatlansa, quvvat quyidagicha ifodalanadi:

$$N = \frac{\Delta A}{\Delta t} = \frac{F_s \cdot \Delta S}{\Delta t} = F_s \cdot v$$

va kuchning harakat yo'nalishiga proektsiyasi F_s ni jismning tezligiga ko'paytmasiga teng bo'ladi.

Quvvat o'zgaruvchan bo'lganda oniy quvvat tushunchasidan foydalaniladi:

$$N_{on} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta A}{\Delta t} = \frac{dA}{dt}$$

Agarda oniy quvvat o'zgaruvchan bo'lib Δt vaqt noldan sezilarli farq qilsa, u holda o'rtacha quvvat tushunchasi o'rinli bo'ladi:

$$N = \frac{\Delta A}{\Delta t}$$

Quvvat birligi – Vt bilan o'lchanadi 1 W=1 J/1 s.

Quvvatga misol keltiraylik: Krasnoyarsk gidroelektrstansiyasida har sekunda balandligi 100 m li platinadan hajmi 5000 m³ yoki 5·10⁶ kg massali suv oqib tushadi. Bunda stansiyaning quvvati, og'irlik kuchining ushbu massali suvni 1 sekunda bajargan ishiga teng.

$$N = \frac{mgh}{t} = \frac{m}{t}gh, \quad \frac{m}{t} = 5 \cdot 10^6 \frac{kg}{s}, \quad N = 5 \cdot 10^6 \frac{kg}{s} \cdot 9.8 \frac{m}{s^2} \cdot 100 m = 5 \cdot 10^6 kW.$$

Energiya. Kinetik va potensial energiya.

Mexanik energiya deb mexanik harakatlarning va o'zaro ta'sirlarning miqdoriy o'lchoviga aytiladi. sistemaning holatiga qarab u ikki turga, kinetik va potentsial energiyalarga bo'linadi.

Kinetik energiya jism mexanikaviy harakatining o'lchovidir va bu harakatni vujudga keltirish uchun bajarilgan ish bilan baholanadi.

Agar F kuch tinch turgan jismga ta'sir etib, unga v harakat tezligini bersa, u holda dA ish bajarib, jismning harakat energiyasini shu bajarilgan ish miqdoriga oshiradi. shunday qilib, bu bajarilgan ish jismning kinetik energiyasining ortishiga olib keladi.

$$dA = dW_k$$

Nyuton II qonunining skalyar ko'rinishidan foydalansak

$$F = m \frac{dv}{dt}$$

bajarilgan ishni quyidagicha ifodalashimiz mumkin:

$$dA = F \cdot dS = m \frac{dv}{dt} \cdot dS, \quad v = \frac{dS}{dt}$$

bo'lgani uchun;

$$dA = m dv \cdot \frac{dS}{dt} = m v \cdot dv = dW_k$$

To'la kinetik energiya ifodasi esa,

$$W_k = \int_0^v m v \cdot dv = m \int_0^v v \cdot dv = \frac{mv^2}{2}$$

ga teng bo'ladi.

shunday qilib, v – tezlik bilan harakatlanayotgan m – massali jismning kinetik energiyasi

$$W_k = \frac{mv^2}{2}$$

ga teng ekan. Kinetik energiya m – massaga bog'liq bo'lishi bilan birga harakat tezligining funktsiyasi hamdir.

Potentsial energiya - umumiy mexanik energiyaning bir qismi bo'lib, jismlarning bir-biriga nisbatan qanday holatda turishi va ular orasidagi ta'sir kuchlarining xarakteriga bog'liqdir.

Agarda jismlarning o'zaro ta'siri kuch maydonlari orqali bajarilsa (masalan, elastik kuch maydoni, gravitatsiya kuchi maydoni, elektr ta'sir kuchi maydoni) bu holda jismni ko'chishida bajarilgan ish, bir nuqta bilan ikkincha nuqta orasidagi traektoriyaga bog'liq bo'lmay, jismning boshlang'ich va oxirgi holatiga bog'liqdir. Bunday ish bajaradigan maydonlar *potentsial maydonlar* deb ataladi va ularda ta'sir qiluvchi kuchlar *konservativ kuchlar* deb ataladi.

Agarda kuch bajargan ish harakat traektoriyasiga bog'liq bo'lsa, bunday kuchlar *disippativ kuchlar* deb ataladi.

Kuchning potentsial maydonida turgan jism W_p – potentsial energiyaga ega bo'ladi. Odatda, jismning ma'lum bir holatdagi potentsial energiyasini nol deb hisoblab, uni hisob boshi deb, belgilashadi. Boshqa holatdagi energiya hisob boshidagi holatga nisbatan aniqlanadi. shuning uchun ayrim vaqtlarda potentsial energiyalar farqi degan tushunchadan foydalaniladi.

Jismga qo'yilgan konservativ kuchlar bajargan ish, shu jism potentsial energiyasini o'zgarishiga tengdir.

$$dA = -dW_p$$

Bunda potentsial energiya sarf bo'lishi natijasida ish bajarilgani uchun minus ishora paydo bo'ldi. Bajarilgan ish $dA = Fdr$ bo'lgani uchun

$$Fdr = -dW_p$$

Agarda $W_p(r)$ - funktsiya aniq bo'lsa, kuchning moduli va yo'nalishini aniqlash mumkin. $W_p(r)$ funktsiyaning aniq ko'rinishi kuch maydonining xakteri bilan aniqlanadi. Masalan, Yer sirtidan h balandlikka ko'tarilgan jismning potentsial energiyasi

$$W_p = \int dW_p = \int_0^h Pdh = mgh$$

ga tengdir. Bu yerda potentsial energiya h balandlikdan tushayotgan m massali jismning bajargan ishi ga tengdir.

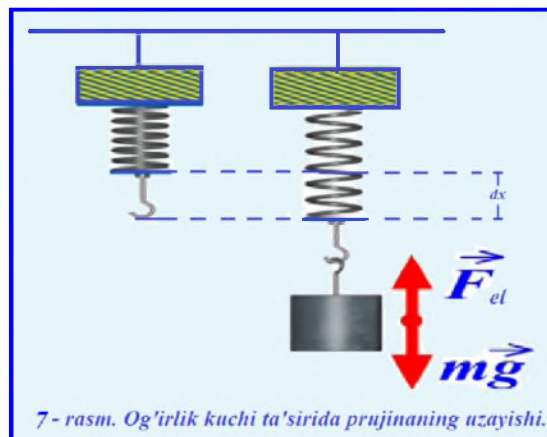
Tizimning to'liq energiyasi, doimo mexanik harakat va o'zaro ta'sir energiyalarning yig'indisidan iboratdir.

$$W = W_k + W_p$$

Elastik kuchi bilan potentsial energiya orasidagi bog'lanish. Elastik kuchining ta'siri ostida, jism deformatsiyasining kichik o'zgarishlarida, bajarilgan elementar ish quyidagiga teng.

$$dA = Fdx = -kxdx$$

7-rasmda prujina berilgan. Prujinaga yuk osilishi natijasida u x masofaga siljiyabdi. Bu erda prujinaga ikkita kuch ta'sir qilyabdi. Og'irlik kuchi $m\vec{g}$, pastga qarab yo'nalgan va unga yo'nalishi qarama-qarshi bo'lgan elastiklik kuchi. Bu erda og'irlik kuchi ish bajaradi. Ishning to'liq qiymatini



aniqlash uchun yuqoridagi formulani deformatsiyanmagan holatdan ($x_0 = 0$) deformatsiya qiymati x qiymatlari chegarasida integrallaymiz:

$$A = - \int_{x_0}^x kx dx = -\frac{kx^2}{2} + \frac{kx_0^2}{2}$$

Ushbu kattalikka asoslanib prujinaning potentsiyal energiyasi o'zgaradi:

$$U_p = \frac{kx^2}{2} - U_0$$

bunda $U_0 = \frac{kx_0^2}{2}$ – prujinaning deformatsiyanmagan paytdagi potentsiyal energiyasi. Uni nolga teng deb hisoblasak, quyidagicha yoziladi:

$$U_p = \frac{kx^2}{2}$$

Demak, prujina og'irlik kuchi ta'siri ostida deformatsiyalansa, unda bajarilgan ish deformatsiyalangan prujinaning energiyasining o'zgarishiga sarf bo'lar ekan.

Energiyaning saqlanish qonuni.

Energiyaning saqlanish qonuni – ko'pgina tajribaviy ma'lumotlarning umumlashgan natijasidir. Bu qonunni miqdor jihatdan nemis vrachi Yu.Mayer va nemis tabiatshunosi G.Gelmgoltslar ifodalab berishgan. Savol tug'iladi: tabiatda energiyaning saqlanish qonuni bajariladimi? Albatta bajariladi. O'tkazilgan ko'plab tajribalar, nazariy xulosalar energiyaning saqlanish qonunini qat'iy bajarilishini ko'rsatadi. Faqatgina tabiatda energiyaning bir turdan boshqasiga (masalan mexanik energiyadan issiqlik energiyasiga) aylanishi ro'y beradi. Shuning uchun ham bu qonunga energiyaning saqlanish va aylanish qonuni ham deyiladi. U tabiatning fundamental qonuni bo'lib nafaqat makroskopik, va balki mikro jismlar sistemasi uchun ham o'rinlidir. shunday qilib energiya hech qachon yo'qolmaydi ham, paydo ham bo'lmaydi. U faqat bir turdan boshqasiga aylanishi mumkin. Yopiq sistemada to'la energiya saqlanadi. Hali tabiatda energiyaning saqlanish qonuni bajarilmagan jarayon ma'lum emas.

Endi uning tenglamasini ko'rib chiqaylik. Massalari $m_1, m_2, \dots, m_n$, va $\vartheta_1, \vartheta_2, \dots, \vartheta_n$ tezlik bilan harakatlanayotgan moddiy nuqtalardan iborat bo'lgan yopiq tizimni olaylik. Har bir moddiy nuqtaga $\vec{f}_1, \vec{f}_2, \dots, \vec{f}_n$ teng ta'sir etuvchi ichki konservativ kuchlar va $\vec{F}_1, \vec{F}_2, \dots, \vec{F}_n$ teng ta'sir etuvchi tashqi kuchlar ta'sir etayotgan bo'lsin. $c \gg \vartheta$ bo'lganda, moddiy nuqtalar massalari o'zgarmaganligi sababli, ularga Nyutonning II qonunini tadbqiq etish mumkin:

$$\begin{aligned} m_1 \frac{d\vec{\vartheta}_1}{dt} &= \vec{f}_1 + \vec{F}_1 \\ m_2 \frac{d\vec{\vartheta}_2}{dt} &= \vec{f}_2 + \vec{F}_2 \\ &\dots \dots \dots \\ m_n \frac{d\vec{\vartheta}_n}{dt} &= \vec{f}_n + \vec{F}_n \end{aligned}$$

Barcha nuqtalar qandaydir dt vaqt oralig'ida $dx_1, dx_2, \dots, dx_n$ masofalarga ko'chgan bo'lsin. shu ko'chishlarni tezlik orqali, skalyar ko'rinishda ifodalasak, quyidagilarga ega bo'lamiz:

[illegible]

Yopiq tizim uchun, uning moddiy nuqtalariga ta'sir etuvchi tashqi kuchlar yig'indisi nolga tengdir

$$F_1 + F_2 + \dots + F_n = 0$$

shu sababli yuqoridagi tenglamalarni jamlasak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\sum_{i=1}^n m_i \vartheta_i d\vartheta_i - \sum_{i=1}^n f_i \cdot dx_i = 0$$

Bu yerda

$$\sum_{i=1}^n m_i \vartheta_i d\vartheta_i = \sum_{i=1}^n d(m_i \frac{\vartheta_i^2}{2}) = dW_k$$

dW_k – tizim kinetik energiyasining cheksiz kichkina o'zgarishidir, $\sum_{i=1}^n \mathbf{f}_i \cdot d\mathbf{x}_i = 0$ yopiq tizim ichida moddiy nuqtalarning ichki konservativ kuchlarga qarshi bajargan ishidir va u tizim potentsial energiyasini o'zgarishiga tengdir

$$dA = -dW,$$

Butun yopiq tizim uchun

$$dW_k + dW_p = 0$$

ga teng. Demak yopiq tizimning to'liq mexanik energiyasi

$$dW_k + dW_v = W = \text{const},$$

ga ega bo'lamiz. Bu ifoda mexanik energiyaning saqlanish qonunidir. Jismlarning yopiq tizimida faqat konservativ kuchlar ta'sir etsa, mexanik energiya saqlanib qoladi yoki vaqt bo'yicha o'zgarmas bo'ladi.

Gravitatsiya maydonidagi ish va energiya.

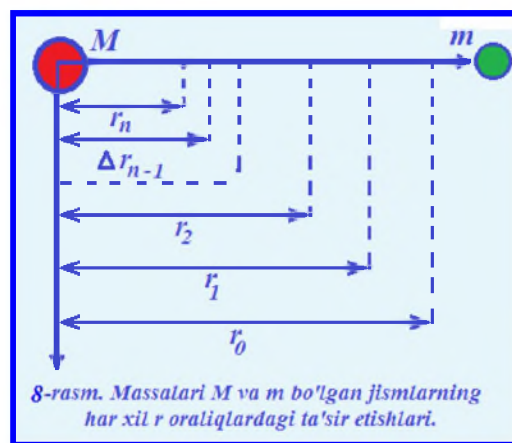
M - jism bilan m - jism gravitatsiya maydonida F - kuch bilan ta'sirlashayotgan bo'lsin (8-rasm). Bu F - kuch r - masofaga bog'lik o'zgaradi. shuning uchun ularni ko'chirishda kichik Δr .

- masofalarga bo'lib ko'chiramiz. $r_0 - r_1 = \Delta r$ da kuch $F_0 = G \frac{mM}{r_0^2}$, dan $F_1 = G \frac{mM}{r_1^2}$, gacha o'zgaradi.

$$\vec{F}_1 = \sqrt{G^2 \frac{m^2 M^2}{r_0^2 r_1^2}} = G \frac{mM}{r_0 r_1}$$

o'rtacha kuch desak, ishni topamiz:

$$\Delta A_1 = F_1 \cdot \Delta r_1 = G \frac{mM}{r_0 r_1} (r_0 - r_1)$$



Bu ifodani matematik o'zgartirsak quyidagi ifoda

$$\Delta A_1 = GmM \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_0} \right)$$

kelib chiqadi. Buni har bir oraliq uchun yozib chiqamiz.

$$\Delta A_2 = GmM \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1} \right)$$

$$\Delta A_{n-1} = GmM \left(\frac{1}{r_{n-1}} - \frac{1}{r_{n-2}} \right)$$

$$\Delta A_n = GmM \left(\frac{1}{r_n} - \frac{1}{r_{n-1}} \right)$$

Hamma Δ oraliqlar uchun topilgan ishni qo'shib, butun r_0 dan r_n gacha oraliqdagi ishni topamiz.

$$A = G \frac{mM}{r_1} - G \frac{mM}{r_0}$$

kelib chiqadi. Integrallasa ham bo'ladi.

$$A = - \int_{r_0}^{r_n} F dr = -GMm \int_{r_0}^{r_n} \frac{dr}{r^2} = G \frac{mM}{r_n} - G \frac{mM}{r_0}$$

bu ifodani energiya ifodasi bilan solishtirib energiyani ko'rinishini topish mumkin.

Gravitatsiya maydonidagi energiya.

$$W_p = -G \frac{Mm}{r}$$

bunda (-) r oshgan sari W_p kamayadi. $r \rightarrow \infty$ da $W_p = 0$ bo'ladi. Demak ikki jism M va m tortishib turgan gravitatsiya maydoni yoki bunday maydon potentsial maydon deyiladi, ularning energiyasi masofaga teskari, massalarinibg ko'paytmasiga to'g'ri proporsional ekan.

$$A = (W_n)_0 - (W_n)_n, \quad \varphi = A/m = -Gm/r_0$$

maydon potentsiali deb qaralsa. Ishni potentsial orqali yozish mumkin. $A = m(\varphi_0 - \varphi_n)$ potentsial o'zgarish (m) massali jism uchun masofaga, trayektoriyaga bog'lik emasligi ko'rinadi. (9-rasm). Ya'ni potentsial maydonda bajarilgan ish uni qaysi yo'ldan borganligiga bog'liq emas balki uni boshlang'ich va oxirgi holatiga bog'liq bo'ladi.

Umumiy holda Yer yuzidan h balandlikdagi jism uchun potentsial energiya quyidagicha bo'ladi.



$$W_p = -G \frac{mM}{r} + mgh$$

Agar Yer yuzasidagi potentsial energiyani nol deb qaralsa

$$-G \frac{mM}{r} = 0$$

unda Yer yuziga nisbatan m –massali jismni potentsial energiyasi quyidagicha bo'ladi.

$$W_p = mgh$$

Bu formulani yer yuzidagi barcha jismlarga kichkina malekulalardan tortib, katta massali jismlargacha qo'llash mumkin. Yer yuzidagi bo'ladigan hodisalar, jarayonlar mana shu potentsial energiya hisobiga ro'y beradi.

Nazorat savollari

1. Yopiq sistema deb qanday sistemaga aytiladi?
2. Impulsning saqlanish qonuni.
3. Reaktiv harakat qanday qonunga asoslangan?
4. Raketaning tezligi nimalarga bog'liq?
5. Energiya deganimiz nima?
6. Energiyaning turlari va ular nimaga asosan turlanadi?
7. Mexanik ish qanday aniqlanadi?
8. Mexanik ish, kuch va ko'chish orasidagi burchakka bog'liqmi?
9. Ishning SI dagi birligi.
10. Mexanik ish manfiy qiymatga ega bo'lishi mumkinmi va qaysi hollarda?
11. Quvvat deb nimaga aytiladi?
12. Quvvatning SI dagi birligi.

Ma'ruza № 6

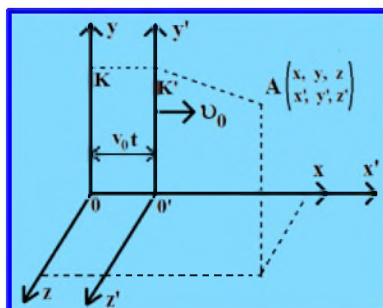
Mexanikada nisbiylik nazariyasi elementlari

Reja:

1. Inertsial sanoq tizimlari. Galileyning nisbiylik prinsipi.
2. Nisbiylik prinsipining postulatlar.
3. Lorens almashtirishlari.
4. Relyativistik dinamikaning asosiy qonunlari.
5. Massa, energiya va impuls orasidagi bog'lanish.
6. Klassik mexanikaning qo'llanish chegaralari.

Inertsial sanoq tizimlari. Galileyning nisbiylik prinsipi.

Jismning harakati va tinch holati biz kuzatayotgan sanoq tizimlariga nisbatan nisbiy tushunchalardir. Bir-biriga nisbatan tekis va to'g'ri chiziqli harakat qilayotgan sanoq



1 - rasm. Koordinata boshlari 0 va 0' bo'lgan ikkita sanoq tizimi.

tizimlarning birida Nyuton dinamikasining barcha qonunlari bajarilsa, bunday sanoq tizimlar inertsial sanoq tizimlari deb ataladi. Boshqacha qilib aytganda, agar sanoq tizimlari bir-biriga nisbatan to'g'ri chiziqli tekis harakatda bo'lsa, ushbu tizimlar inertsial sanoq tizimlari deb ataladi. Fikrimizni oydinlashtirish uchun ikkita sanoq tizimini tekshiraylik. K tizimni tinch holatda deb hisoblab, ikkinchi K' tizim unga nisbatan doimiy v_0 tezlik bilan OX o'qi yo'nalishida to'g'ri chiziqli tekis harakatlansin (1-rasm). $t = 0$ vaqtda ikki sanoq tizimi bir-birining ustiga tushadi. Agar vaqtni ikki tizimning koordinata boshlari bir-birining ustiga tushgan ondan boshlab hisoblasak, unda 1-rasmga mos $x = x' + v_0 t$, $y = y'$, $z = z'$ bo'ladi. Ikki tizimda vaqt bir xil o'tadi ($t = t'$) deb qabul qilsak, unda quyidagi ifodalarga ega bo'lamiz:

$$\begin{cases} x = x' + v_0 t \\ y = y' \\ z = z' \\ t = t' \end{cases} \quad (5.1)$$

$$\begin{cases} x' = x - v_0 t \\ y' = y \\ z' = z \\ t' = t \end{cases} \quad (5.2)$$

(5.1)- va (5.2)-ifodalar Galiley almashtirishlari deb ataladi. Bu ifoda o'z navbatida moddiy nuqtaning (A) istalgan paytda ikki sanoq tizimidagi koordinatalarini o'zaro bog'lanishtiradi.

(5.1) ifodalarni vaqt bo'yicha differensiallasak, A nuqtaning K va K' sanoq tizimlaridagi tezliklari orasidagi bog'liqlikni topamiz:

$$\begin{cases} v_x = \frac{dx}{dt} = \frac{d}{dt}(x' + v_0 t) = v'_x + v_0 \\ v_y = \frac{dy}{dt} = \frac{d}{dt}(y') = v'_y \\ v_z = \frac{dz}{dt} = \frac{d}{dt}(z') = v'_z \end{cases} \quad (5.3)$$

Ushbu ifodani vektor ko'rinishida

$$\vec{v} = \vec{v}' + \vec{v}'_0 \quad (5.4)$$

yozish mumkin. (5.4) ifoda tezliklarni qo'shish qoidasi deb ataladi.

Umuman, bir sanoq tizimidan ikkinchi tizimga o'tganda bazibir kattalikning qiymati o'zgarmasa, bu kattalik ushbu almashtirishga nisbatan invariant deb ataladi. Masalan, uzunlik ($l = l'$), massa ($m = m'$), kuch ($F = F'$), tezlanish ($a = a'$) kabi kattaliklar Galiley almashtirishlariga nisbatan invariant bo'lib hisoblanadi.

Demak, har xil invariant inertial sanoq tizimlarida barcha mexanik hodisalar bir xil o'tishi sababli hech qanday mexanik tajribalar yordamida berilgan sanoq tizimining tinch holatda turganligini yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatlanganligin aniqlab bo'lmaydi. Ushbu prinsip Galileyning nisbiylik prinsipi bo'lib hisoblanadi.

Nisbiylik prinsipining postulatlar.

Fizika fanining asosiy qonunlaridan bo'lgan elektrodinamika qonunlarin umumlashtiruvchi Maksvell tenglamalari tizimi yaratildi. Lekin Maksvell tenglamalari Galiley almashtirishlaridan foydalanib, bir inertial sanoq tizimidan ikkinchisiga o'tkazilsa, tenglamalar mutlaqo boshqacha ko'rinishga ega bo'lib qolishi aniqlandi. Bundan quyidagi xulosa kelib chiqadi. Demak, Maksvell tenglamalari Galiley almashtirishlariga nisbatan invariant emas ekan.

O'sha paytlari Eynshteyn va boshqa olimlar tomonidan Maksvell tenglamalarining ifodalari o'z ko'rinishlarini o'zgartmasligi uchun yangi almashtirishlardan foydalanish zarurligi aytili. Eynshteyn bunday almashtirishlar quyidagi ikki printsip, ya'ni postulat asosida bo'lishini aytdi:

I. Nisbiylik printsipt. Barcha inertial sanoq tizimlarida barcha fizik hodisalar (mexanik, elektromagnit, optik va boshqalar) bir xil bo'lib o'tadi.

II. Yorug'lik tezligining invariantlik printsipt. Yorug'likning bo'shliqdagi tezligi barcha inertial sanoq tizimlarida bir xil bo'lib, doimiy kattalik bo'lib topiladi.

Galiley almashtirishlariga muvofiq K sanoq tizimidagi kuzatuvchi uchun yorug'lik tezligi $c + v_0$ bo'lishi kerak edi. Lekin, K sanoq tizimida va K' sanoq tizimida ham yorug'lik tezligi bir xil bo'ladi.

Lorens almashtirishlari.

Yuqorida ko'rib chiqqan nisbiylik nazariyasinin' printsiplaridan aniqlanishicha, klassik mexanikaning nisbiylik printsiplariga muvofiq bo'lgan Galiley almashtirishlari Eynshteyn postulatlarin qanoatlandirmaydi. Shuning uchun nisbiylik printsiplariga mos bo'lgan Lorens almashtirishlaridan foydalanamiz, u quyidagi ko'rinishda yoziladi:

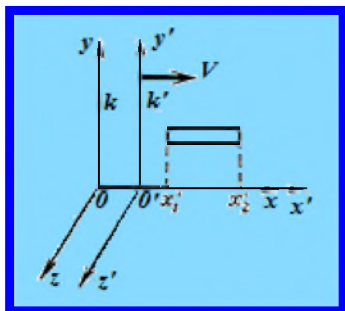
$$x = \frac{x' + v_0 t'}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}; \quad y = y'; \quad z = z'; \quad t = \frac{t' + \frac{v_0}{c^2} x'}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} \quad (5.5)$$

Bu nisbatlardan foydalanib K' sanoq tizimidagi koordinatalar (x', y', z') va vaqt (t') dan K sanoq tizimidagi koordinatalar (x, y, z) va vaqt (t) ga o'tish mumkin. K tizimdan K' tizimga o'tish uchun (5.5) ifodani quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$x' = \frac{x - v_0 t}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}; \quad y' = y; \quad z' = z; \quad t' = \frac{t - \frac{v_0}{c^2} x}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} \quad (6.5)$$

Yuqoridagi tenglamalardan ko'rinib turganidek $v \ll c$ shart bajarilganda Lorens almashtirishlari Galiley almashtirishlariga o'tadi. Endi Lorens almashtirishlaridan kelib chiqadgan natijalarni ko'rib chiqaylik.

a) Jism uzunligining o'zgarishi. K tizimga nisbatan x yo'nalishida $\vec{v}$ tezlik bilan



2-rasm. Bir-biriga nisbatan harakatda bo'lgan sanoq tizimida uzunlik o'lchamining o'zgarishi.

harakatlanayotgan K' tizimda sterjen tinch holatda bo'lsin. K' tizimda turgan kuzatuvchi sterjenning uzunligi l_0 ga teng ekanligini aytadi. K tizimdagi kuzatuvchi uchun sterjen $\vec{v}_0$ tezlik bilan harakatlanadi. Istalgan t' vaqtda sterjen uchlarining koordinatalari mos turda x'_1 va x'_2 bo'lsin. Unda sterjen uzunligi K' tizimda $l_0 = x'_2 - x'_1$ ifoda bilan aniqlanadi (2-rasm). K tizimdagi kuzatuvchi uchun sterjen uzunligin ($l = x_2 - x_1$) aniqlaylik. Lorens almashtirishlariga muvofiq x_1 va x_2 koordinatalari sterjenning K' dagi koordinatalari x'_1 va x'_2 lar quyidagicha bog'langan:

$$x'_1 = \frac{x_1 - v_0 t}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}; \quad x'_2 = \frac{x_2 - v_0 t}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}$$

Bundan

$$x'_2 - x'_1 = \frac{x_2 - x_1}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} \quad \text{yoki} \quad l_0 = \frac{l}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}$$

Demak,

$$l = l_0 \sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}} \quad (7.5)$$

K tizimdagi sterjen uzunligi K' tizimdagiga nisbatan qiaqaroq bo'lar ekan. Buni uzunlikning Lorens qisqarishi deb ataydi.

b) Vaqt intervalining o'zgarishi. Lorens almashtirishlariga muvofiq t_1 va t_2 vaqtlar K' sanoq tizimidagi soat bo'yicha belgilanadigan t'_1 va t'_2 vaqtlar bilan quyidagicha bog'langan:

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{t'_2 - t'_1}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} = \frac{\Delta t_0}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} \quad (8.5)$$

Demak, nisbiylik nazariyasiga muvofiq bitta voqeaning o'tish vaqti bir-biriga nisbatan harakatlanuvchi inertsial sanoq tizimlarida har xil davom etadi. Bu effect harakatlanuvchi sanoq tizimlarida vaqt o'tishining sekinlanishi deg ataladi. K' tizimda, ya'ni harakatdagi sanoq tizimida vaqtning o'tishi tinchlikda bo'lgan K sanoq tizimiga nisbatan sekinroq o'tganligi aniqlandi.

V) Tezliklarni qo'shish. Klassik mexanikada tezliklarni qo'shishda $\vec{v} = \vec{v}' + \vec{v}_0$ tenglamadan foydalangan bo'lsak, katta tezliklarda undan foydalanish xatolikka olib keladi.

Lorens almashtirishlaridan foydalanib, tezliklarni qo'shish qoidasini aniqlaylik. Jismning K sanoq tizimidagi tezligi $\vec{v} = dx/dt$ bo'lsa, K' sanoq tizimdagi tezligi $\vec{v}' = dx'/dt'$ ga teng bo'ladi. Bularni aniqlash uchun Lorens almashtirishlarin ifodalovchi (5.5) tenglamadan xosilaga o'taylik:

$$dx = \frac{dx' + v_0 dt'}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}; \quad dt = \frac{dt' + \frac{v_0}{c^2} dx'}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}$$

Bu ifodalardan foydalanib tezlikni topaylik:

$$v = \frac{dx}{dt} = \frac{dx' + v_0 dt'}{dt' + \frac{v_0}{c^2} dx'} = \frac{\frac{dx'}{dt'} + v_0}{1 + \frac{v_0}{c^2} \frac{dx'}{dt'}} = \frac{v' + v_0}{1 + \frac{v_0 v'}{c^2}} \quad (9.5)$$

Masalan, $v_0 = 2 \cdot 10^8 \text{ m/s}$, $v' = 1.5 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ bo'lsa, (5.4)-ga muvofiq $\vec{v} = \vec{v}' + \vec{v}'_0 = 3.5 \cdot 10^8 \text{ m/s}$, ya'ni $v > c$ bo'lganligi uchun nisbiylik printsiptiga zid bo'ladi. (9)-dan foydalansak

$$v = \frac{v' + v_0}{1 + \frac{v_0 v'}{c^2}} = \frac{3.5 \cdot 10^8 \text{ m/s}}{1 + \frac{3 \cdot 10^{16}}{9 \cdot 10^{16}}} \approx 262\,500 \text{ km/s}$$

Agar $v' = v_0 = c$ bo'lsa

$$v = \frac{v' + v_0}{1 + \frac{v_0 v'}{c^2}} = \frac{c + c}{1 + \frac{cc}{c^2}} = c.$$

Demak, (9.5) tenglama katta tezliklar uchun nisbiylik nazariyasining prinsipin, ya'ni yorug'lik tezligining barcha inertial tizimlarda doimiylik printsiptin to'la qanoatlandiradi.

Relyativistlik dinamikaning asosiy qonunlari.

Lorens almashtirishlariga asoslangan mexanikani Nyuton mexanikasidan farqlash maqsadida relyativistlik mexanika deb ataydi.

Klassik mexanika bo'yicha jism massasi doimiy kattalik. Lekin XX asirning boshlarida katta tezliklarda harakatlanuvchi elektronlar ustida bajarilgan tajribalar shuni ko'rsatdi, jism massasi uning harakat tezligiga bog'liq ekan, ya'ni tezlik ortishi bilan massa quyidagi qonunga muvofiq ortib boradi:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} \quad (10.5)$$

bunda m_0 – tinchlik holatidagi massa deb ataladi, m - bo'lsa relyativistlik massa deb ataladi. Jism harakatining tezligi yorug'lik tezligiga yaqinlashgan sayin relyativistlik effect keskin ko'rına boshlaydi va jism massasi juda tez ortib boradi. $v = c$ da massaning qiymati cheksizlikka intiladi. Jism zichligini ham ushbu formula orqali keltirib chiqarish mumkin.

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}$$

bu yerda V – hajmi, S – jismning harakat yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan yuza.

$$V = l_0 S \sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}$$

$$\rho = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}} l_0 S \sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} = \frac{\rho_0}{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}$$

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 - \frac{v_0^2}{c^2}} \quad (11.5)$$

m massali v tezlikka ega bo'lgan jismning impulsi $\vec{p} = m\vec{v}$ ga teng. Bu tenglikdagi m massa o'rniga relyativistik massa (10.5) qiymatin qo'ysak, Lorens almashtirishlariga asoslangan relyativistik impuls quyidagicha aniqlandi:

$$\vec{p} = \frac{m_0 \vec{v}}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} \quad (12.5)$$

Nyutonning II qonunini hisobga olsak, ta'sir etuvchi kuch impulsning o'zgarish tezligiga proporsional bo'ladi. Ya'ni

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt}$$

Nyuton qonunining umumiy ko'rinishi relyativistik shaklda quyidagicha anglatiladi:

$$F = \frac{d}{dt} \left\{ \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} \right\} \quad (13.5)$$

Bu relyativistik dinamikaning asosiy qonunining ifodasi bo'lib, ko'pincha moddiy nuqtaning relyativistik dinamikadagi harakat tenglamasi deb ham ataladi.

Massa, energiya va impuls orasidagi bog'liqlik.

Eynshteyn nisbiylik nazariyasining eng asosiy natijalaridan biri massa va energiya orasidagi universal bog'lanish ifodasi:

$$W = mc^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} \quad (14.5)$$

(14.5) tenglama tabiatning asosiy (fundamental) qonuni deb ataladi. (14.5) ifodani qatorga yoysak va $v \ll c$ holati uchun ikkinchi tartibli summalarni etiborga olmasak quyidagi tenglikni hosil qilamiz:

$$W = m_0 c^2 + \frac{m_0 v^2}{2} + \dots \quad (15.5)$$

bunda $m_0 c^2$ – tinch holatdagi jism energiyasini, $\frac{m_0 v^2}{2}$ – harakatdagi jismning kinetik energiyasini ifodalaydi. (15.5) ifodadagi

$$W_0 = m_0 c^2 \quad (16.5)$$

kattalik tinchlikdagi jism energiyasi deb ataladi. Klassik mexanikada tinchlikdagi jism energiyasi W_0 hisobga olinmaydi, chunki $v = 0$ da jism energiyasi nolga teng bo'ladi.

Relyativistik kinetik energiya uchun quyidagi ifodani yozamiz

$$W_k = mc^2 - m_0 c^2 = m_0 c^2 \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right\} \quad (17)$$

mc^2 ni W bilan belgilab (17.5) ni quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$W = mc^2 = m_0 c^2 + W_k. \quad (18.5)$$

Bu tenglama Eynshteyn ochgan energiya va massaning o'zaro bog'lanish qonunini anglatadi va jismning istalgan holatdagi to'liq relyativistik energiyasi deb ataladi. (18.5) tenglama o'z navbatida jism massasining o'zgarishi uning energiyasining o'zgarishi bilan birgalikda yuz berishini ko'rsatadi.

Endi energiya bilan impuls orasidagi bog'lanishni aniqlaylik. Buning uchun relyativistik massa ifodasini (10.5) kvadratga oshirib, quyidagicha o'zgartirib yozamiz:

$$m^2 c^2 - m^2 v^2 = m_0^2 c^2 \quad (19.5)$$

Bu ifodaning ikki tomonini c^2 ga ko'paytirib, (12.5), (16.5) va (18.5) larni etiborga olsak

$$W^2 = p^2 c^2 + m_0^2 c^4$$

yoki

$$W = \sqrt{p^2 c^2 + m_0^2 c^4} \quad (20.5)$$

paydo bo'ladi. Bu nisbat to'liq energiya va impuls orasidagi bog'lanishni anglatadi.

(20.5)-dan kelip chiqadigan xulosalardan biri shundan iborat, tinch holatda massaga ega bo'lmaydigan neytrino va foton kabi zarrachalar va relyativistik energiyaga ega bo'lishlari mumkin ekan. $m_0=0$ bo'lsa (20.5) quyidagi ko'rinishga keladi.

$$W = pc \quad (21.5)$$

Klassik mexanikaning qo'llanish chegaralari.

Relyativistik mexanika qonunlari $v \ll c$ bo'lgan holatlarda klassik mexanika qonunlariga o'tadi. Masalan, tovush tezligi ($v_0 \approx 300 \text{ m/s}$) bilan uchayotgan reaktiv samolyot harakati uchun

$$\frac{v_0^2}{c^2} = \left\{ \frac{3 \cdot 10^2 \text{ m/s}}{3 \cdot 10^8 \text{ m/s}} \right\}^2 = 10^{-12}$$

nisbatini paydo qilamiz.

Kosmik tezliklarda harakatlanayotgan kemalar uchun $\frac{v_0^2}{c^2} \sim 10^{-9}$ atrofida bo'ladi. Demak,

$v_0 \ll c$ bo'lgan holatlarda $\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ ning qiymati 1 dan deyarli farq qilmas ekan. Shuning uchun kichik tezliklarda Lorens almashtirishlari Galiley almashtirishlariga o'tadi. Klassik mexanika kichik tezliklarda $\frac{v_0^2}{c^2} = 10^{-12}$ shart bajarilganda o'rinli bo'ladi, bu shart o'z navbatida klassik mexanikaning qo'llanilish chegaralarin belgilaydi. Demak, kichik tezliklarda klassik mexanika relyativistik mexanikaning yakka holati bo'lib hisoblanadi.

Lekin elektrtonlar bilan bo'lgan tajribalarda shu narsa aniqlandi, klassik mexanika nazariga zid keladigan jismning massasi doimiy kattalik emas ekan, balki tezlik ortishi bilan relyativistik dinamika qonuni asosida ortar ekan.

Unchalik katta bo'lmagan harakat tezliklarida (8000 km/c gacha tezliklarda) jismning massasi deyarli o'zgarmaydi. Katta tezliklarda massa sezilarli ortadi.

Massa va energiyaning o'zaro bog'liqligi qonunining ifodasidagi, c^2 ning son qiymati juda katta bo'lganligi uchun jism energiyasining o'zgarishi juda katta bo'lganda va massaning o'zgarishi juda kichik amalda kuzatib bo'lmaydigan darajada bo'ladi. Masalan, Oyga qarab ikkinchi kosmik tezlik $v_2 = 11.2 \text{ km/s}$ bilan uchirilgan tinchlikdagi massasi $m_0 = 1500 \text{ kg}$ bo'lgan kosmik raketaning energiyasi

$$\Delta W = \frac{m_0 v_2^2}{2} = \frac{1500 \cdot 11200^2}{2} = 9.4 \cdot 10^{10} \text{ J}$$

ga ortadi, uning massasi bo'lsa

$$\Delta m = \frac{9.4 \cdot 10^{10}}{(3 \cdot 10^8)^2} \approx 10^{-6} \text{ kg}$$

ga ortadi.

Demak, raketa massasining nisbiy o'zgarishi

$$\frac{\Delta m}{m_0} = \frac{10^{-6}}{1500} < 10^{-9} = 10^{-7} \%$$

Buni tajriba yo'li bilan aniqlash qiyin.

Shuning uchun massa va energiyaning o'zaro bog'liqlik qonuni faqat mikro olam hodisalarida, ya'ni yadro jarayonlarida va elementar zarrachalarning bir turdan ikkinchi turga aylanishiya tekshirish mumkin. Asosan, yadro reaksiyalarida massaning energiya bilan o'zaro bog'liqligi juda sezilarli bo'ladi.

Demak, nisbiylik nazariyasi Galiley, Nyuton va boshqa olimlar tomonidan asoslangan klassik mexanikaning qonun va printsiplarini bekorlamaydi, aksincha ularni rivojlantiradi va umumiyalashtiradi hamda klassik mexanikaning qo'llanilish chegaralarini belgilab beradi.

Nazorat savollari

1. Qanday sanoq tizimlari inertsial sanoq tizimlari deb ataladi?
2. Nisbiylik mexanika printsiipi qanday ta'riflanadi?
3. Galiley almashtirishlarini tushundiring?
4. Eynshteynning nisbiylik printsiplari nimadan iborat?
5. Lorens almashtirishlarini tushundiring?
6. Galiley va Lorens almashtirishlarining farqi nimadan iborat?
7. Uzunlik, vaqt oralig'i va massaning nisbiyligi tenglamalari qanday?
8. Massa va energiya o'zaro qanday bog'langan?
9. Klassik mexanikaning qo'llanilish chegaralarining qiymatini tushundiring.

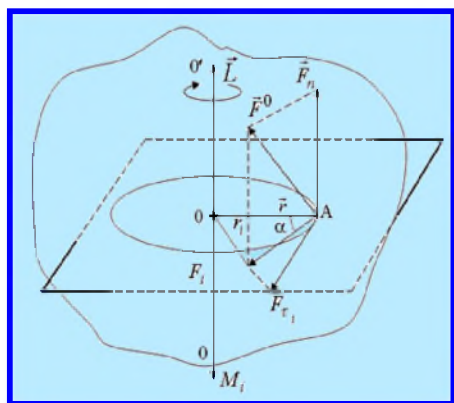
Ma'ruza № 7 Qattiq jism mexanikasi

Reja:

1. Kuch momenti va impuls momenti.
2. Qattiq jismning aylanish o'qiga nisbatan inertsia momenti. Shteyner nazariyasi.
3. Aylanma harakatdagi qattiq jismning kinetik energiyasi.
4. Aylanma harakat dinamikasining asosiy qonuni.
5. Impuls momenti va uning saqlanish qonuni.

Kuch momenti va impuls momenti.

Bir-biriga nisbatan siljima ydigan moddiy nuqtalar to'plami qattiq jism deb ataladi. Tashqi kuch ta'sirida deformatsilanmaydigan jism absolyut qattiq jism deb ataladi. Qattiq jism aylanma harakat dinamikasining asosiy kattaliklari - impuls momenti va kuch momenti tushunchalari bir-biri bilan chambarchas bog'liqdir. Kuch momenti nuqtaga nisbatan bo'lsa, impuls momenti o'qqa nisbatandir. Shuning uchun ularni bir-biri bilan almashtirish mumkin emas. Har qanday vektorning biror nuqtaga nisbatan momenti vektor kattalik bo'lgani uchun, kuch momenti ham vektor kattalikdir. Impuls momenti esa o'q uzunligiga nisbatan bo'lgani uchun vektor kattalik emas.



1-rasm. 00' aylanish o'qiga o'rnatilgan qattiq jismga ixtiyoriy tashqi kuch ta'siri.

Endi qattiq jismning biror 0 nuqtasiga nisbatan kuch vektori $\vec{F}$ ning yoki impuls vektori $\vec{P}$ ning momentini qarab chiqaylik (1 - rasm). Bu nuqta bosh nuqta yoki qutb deb ataladi. Massa markazidan o'tgan 00' o'qqa mahkamlangan jismning, shu o'qdan r masofaga joylashgan qandaydir A nuqtasiga istalgan yo'nalishda $\vec{F}_0$ kuch qo'yamiz. $\vec{F}_0$ — kuch vektori bilan ustma-ust tushgan chiziqqa kuchning ta'sir chizig'i deb ataladi.

Aylanish o'qiga perpendikulyar bo'lgan tekislikda yotuvchi kuchning $\vec{F}_t$ tashkil etuvchisi jismning aylanishiga sabab bo'lishi mumkin. $\vec{F}_n$ — tashkil etuvchisi esa, 00' o'q bo'ylab ilgari lanma harakatni vujudga keltiradi. Kuchning $\vec{F}_{rt}$ — tangentsial tashkil etuvchisi ta'sirida, m_i massali A nuqta $\vec{r}$ radiusli aylanani chizishi mumkin. $\vec{F}_t$ kuchning aylantirish effekti 00' o'q bilan kuchning ta'sir chizig'i orasidagi masofa katta bo'lishi bilan orta boradi.

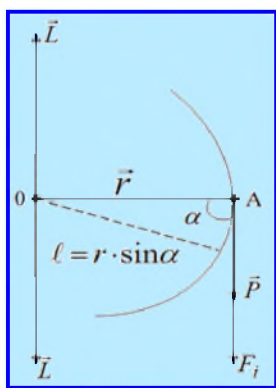
Radius vektor $\vec{r}_i$ ning $\vec{F}_i$ kuchga vektor ko'paytmasi kuchning ixtiyoriy qo'zg'almas 00' o'qqa nisbatan kuch momenti deb ataladi.

$$\vec{M}_i = [\vec{r}_i \cdot \vec{F}_i] \quad (6.1)$$

Kuch momentining moduli quyidagiga teng

$$|\vec{M}_i| = |[\vec{r}_i \cdot \vec{F}_i]| = M_i = F_i \cdot r \sin \alpha \quad (6.2)$$

Uchta $\vec{r}_i$, $\vec{F}_i$, $\vec{M}_i$ vektorlar o'ng parma qoidasiga bo'ysungani uchun kuch momentining yo'nalishi 00' o'q bo'yicha yo'nalgan bo'ladi.



2-rasm. Moddiy nuqta impuls momenti vektorining yo'nalishi.

Massasi m ga teng bo'lgan moddiy nuqta $\vec{v}$ tezlik bilan harakatlanayotganda $\vec{p}$ impulsiga ega bo'ladi. $\vec{r}$ – radius - vektorning $\vec{p}$ impulsiga vektor ko'paytmasi impuls momenti deb ataladi. $\vec{L}$ – impuls momentining vektor yo'nalishi parma qoidasi asosida aniqlanadi (2 - rasm). $\vec{r}$ – radius - vektor va $\vec{p}$ - impuls vektor yotgan tekislikka perpendikulyar ravishda O nuqtaga joylashtirilgan parma dastasining aylanma harakat yo'nalishi impuls yo'nalishi bilan mos tushganda, parmaning ilgari aylanma harakat yo'nalishi impuls momenti $\vec{L}$ ning yo'nalishini ko'rsatadi:

$$\vec{L} = [\vec{r} \cdot \vec{p}] = [\vec{r}(m \cdot \vec{v})] = m[\vec{r} \cdot \vec{v}], \quad (6.3)$$

Impuls momentining moduli quyidagiga tengdir:

$$[\vec{L}] = [\vec{r} \cdot \vec{p}] = r \cdot p \sin \alpha, \quad (6.4)$$

Moddiy nuqta impuls momenti o'zgarish qonunini impuls momentining vaqt bo'yicha hosilasi orqali topamiz

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \frac{d}{dt} [\vec{r} \cdot \vec{p}] = \left[\frac{d\vec{r}}{dt} \cdot \vec{p} \right] + \left[\vec{r} \cdot \frac{d\vec{p}}{dt} \right], \quad (6.5)$$

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = [\vec{v} \cdot \vec{p}] + [\vec{r} \cdot \vec{F}], \quad (6.6)$$

$\vec{v}$ va $\vec{p}$ vektorlar parallel, kolleniar vektorlarning ko'paytmasi bo'lgani uchun $[\vec{v} \cdot \vec{p}] = 0$ ga teng bo'ladi, u holda

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = [\vec{r} \cdot \vec{F}] = \vec{M}_c$$

ya'ni

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M}_c, \quad (6.7)$$

Moddiy nuqta impulsining biror nuqtaga nisbatan o'zgarishi, shu moddiy nuqtaga ta'sir qiluvchi kuch momentiga tengdir. Agar $\vec{M} = 0$ bo'lsa, impuls momentining saqlanish qonunini ifodasiga ega bo'lamiz.

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = 0, \quad \vec{L} = [\vec{r} \cdot \vec{p}] = [\vec{r} \cdot m\vec{v}] = \text{const}, \quad (6.8)$$

Ixtiyoriy o'q atrofida aylanma harakat qilayotgan moddiy nuqtaga tashqi kuch momenti ta'sir etmasa, u o'zining impuls momentini miqdor va yo'nalishi jihatdan o'zgarmas holda saqlaydi.

Qattiq jismning aylanish o'qiga nisbatan inertsia momenti. Shteyner nazariyasi.

Qattiq jismning aylanma harakatini o'rganganimizda inertsia momenti tushunchasidan foydalanamiz. Qattiq jismning i - elementar zarrachasining massasi (Δm_i) bilan aylanish o'qigacha bo'lgan oraliq (r_i) kvadratining ko'paytmasi

$$I_{zi} = \Delta m_i r_i^2 \quad (6.9)$$

i - elementar zarrachaning OZ o'qiga nisbatan inertsia momenti deb ataladi. n elementar zarrachalardan tashkil topgan tizimning inertsia momenti elementar inertsia momentlarining yig'indisiga teng, ya'ni

$$I_z = \sum_{i=1}^n \Delta m_i r_i^2 \quad (6.10)$$

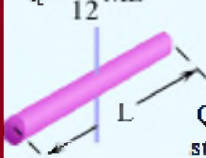
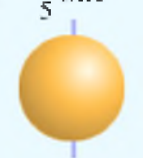
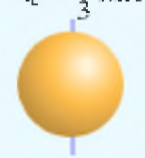
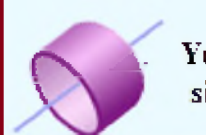
Si da inertsia momenti $kg \cdot m^2$ larda o'lshenedi. Qattiq jism uchun (6.10) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$I = \int_V r^2 dm \quad (6.11)$$

Integral qattiq jism egallagan butun hajm bo'ylab olindi. Jismning berilgan nuqtadagi zichligi $\rho = \text{const}$ ya'ni jism bir jinsli bo'lsa,

$$I = \rho \int_V r^2 dV \quad (6.12)$$

hosil bo'ladi. (6.12) ifoda har qanday qattiq jismning istalgan o'qga nisbatan inertsia momentini aniqlash imkonini beradi. Misol sifatida bazi jismlarning inertsia momentlarini aniqlaylik. Quyida ularning rasimi keltirilgan.

$I_c = \frac{1}{12} ML^2$  Qattiq sterjen	$I_c = \frac{2}{5} MR^2$  Sfar	$I_c = \frac{2}{3} MR^2$  Yupqa sferik qobiq
$I_c = MR^2$  Yupqa silindr	$I_c = \frac{1}{2} MR^2$  Disk	$I_c = \frac{1}{4} MR^2$  Disk

1. Yupqa silindr markazidan o'tgan o'qga nisbatan inertsia momenti

$$I = mR^2$$

2. Qalin truba (quvur) ning markazidan o'tgan o'qga nisbatan inertsia momenti

$$I = \frac{1}{2} m(R_1^2 + R_2^2)$$

R_1 va R_2 - trubaning ichki va tashqi devorlarining radiuslari.

3. Butun silindr (disk) ning markazidan o'tgan o'qga nisbatan inertsia momenti

$$I = \frac{1}{2} m R^2$$

4. Butun sharning massalar markazidan o'tuvchi o'qga nisbatan inertsia momenti

$$I = \frac{2}{5} m R^2$$

5. Sferaning massalar markazidan o'tuvchi o'qga nisbatan inertsia momenti

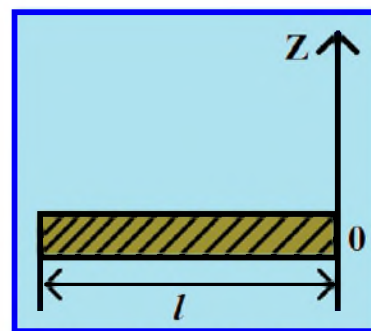
$$I = \frac{2}{3} m R^2$$

6. l - uzunlikdagi ingichka sterjenning uzunligiga tik va massalar markazidan o'tuvchi OZ o'qga nisbatan inertsia momenti

$$I = \frac{1}{12} m l^2$$

7. l uzunlikdagi ingichka sterjenning uzunligiga tik va uning bir uchidan o'tuvchi OZ o'qga nisbatan inertsia momenti (3-rasm).

$$I = \frac{1}{3} m l^2$$



3 - rasm. l uzunlikdagi ingichka sterjen.

Agar berilgan jismning massalar markazidan o'tuvchi o'qga nisbatan inertsia momenti aniqlangan bo'lsa, bu o'qga parallel istalgan o'qga nisbatan inertsia momentini aniqlash uchun Shteyner nazariyasidan foydalanamiz. U quyidagicha ta'riflanadi: berilgan jismning istalgan o'qga nisbatan inertsia momenti I ushbu o'qga parallel va C - jism massalar markazidan o'tuvchi o'qga nisbatan inertsia momenti I_c bilan jism massasining o'qlar orasidagi masofaning kvadratiga ko'paytmasining yig'indisiga teng:

$$I = I_c + m a^2 \quad (6.13)$$

Aylanma harakatdagi qattiq jismning kinetik energiyasi.

OZ o'q atrofida aylanayotgan qattiq jismning bazi bir i - zarrachasining kinetik energiyasi

$$\Delta W_k = \frac{\Delta m_i v_i^2}{2} \quad (6.14)$$

tenglama bilan aniqlanishini bilamiz. Bunda Δm_i va v_i - mos turda i - zarrachaning massasi va chiziqli tezligi. Chiziqli tezlik bilan burchakli tezlik orasidagi bog'liqlikni hisobga olsak ($v_i = \omega r_i$) va buni (6.14) ga qo'ysak

$$\Delta W_k = \frac{\Delta m_i r_i^2}{2} \omega^2 \quad (6.15)$$

hosil qilamiz.

Qattiq jism kinetik energiyasi uni tashkil etuvchi barcha zarrachalarning kinetik energiyalarining yig'indisidan iborat

$$W_k = \sum \Delta W_k = \frac{1}{2} \omega^2 \sum m_i r_i^2 \quad (6.16)$$

(6.9) ga asoslanib $\sum \Delta m_i r_i^2 = I_z$ jismning aylanish o'qiga nisbatan inertsia momenti ekanligini hisobga olsak

$$W_k = \frac{I_z \omega^2}{2} \quad (6.17)$$

ifodasi paydo bo'ladi.

Demak, qo'zg'almas o'q atrofida aylanayotgan qattiq jismning kinetik energiyasi ushbu jismning aylanish o'qiga nisbatan inertsia momentining burchaklik tezlik kvadratiga ko'paytmasining yarmiga teng. Agar jism harakatlanuvchi o'qga nisbatan aylanmali harakatda bo'lsa, ya'ni ham aylanmali, ham ilgarilanmali harakatda bo'lsa, uning kinetik energiyasi aylanma va ilgarilanma harakat kinetik energiyalarining yig'indisi orqali aniqlanadi:

$$W_k = \frac{I_z \omega^2}{2} + \frac{m v_m^2}{2} \quad (6.18)$$

bunda v_m — massa markazining ilgarilanma harakatining tezligi.

Quyidagi jadvalda jismning ilgarilanmali va aylanmali harakat tenglamalari berilgan.

Ilgarilanma harakat	Aylanma harakat
$ma = F$	$I_z \beta = M_z$
$p = mv$	$L_z = I_z \omega$
$\frac{dp}{dt} = F$	$\frac{dL}{dt} = M$
F — kuch	M yoki M_z — kuch momenti
m — massa	I_z — inertsia momenti
v — chiziqli tezlik	ω — burchak tezlik
a — chiziqli tezlanish	β — burchak tezlanish
p — impuls	L — impuls momenti

Aylanma harakat dinamikasining asosiy qonuni.

Aylanayotgan qattiq jismning o'rganilayotgan elementar zarrachasi impulsining OZ o'qiga nisbatan momenti (L_{zi}) (6.4) nisbatga asoslanib hisoblanadi

$$L_{zi} = p_i r_i = \Delta m_i r_i \omega r_i = \Delta m_i r_i^2 \omega \quad (6.19)$$

Bu ifodani qattiq jismning barcha elementar zarrachalari uchun yozib, keyin ularning yig'indisini olsak, jism impulsining OZ o'qiga nisbatan momentini hosil qilamiz:

$$L_z = \sum_{i=1}^n L_{zi} = \omega \sum_{i=1}^n \Delta m_i r_i^2. \quad (6.20)$$

Bunda $\omega = \text{const}$ bo'lganligi uchun summa ishorasidan tashqariga chiqarib yozdik. (6.20) bilan (6.10) ifodalarni birlashtirib

$$L_z = I_z \omega \quad (6.21)$$

ni keltirib chiqaramiz.

Demak, qattiq jism impulsining qo'zg'almas aylanish o'qiga nisbatan momenti jismning ushbu aylanish o'qiga nisbatan inertsia momenti bilan burchakli tezlik ko'paytmasiga teng ekan. Ikkinchi tomondan $L_{zi} = [r_i p_i]$ ekanligini hisobga olsak, unda vaqt bo'yicha differensiallash amalin bajarsak:

$$\frac{dL_z}{dt} = \frac{d}{dt} [r_i p_i] \quad (6.22)$$

$r = \text{const}$ bo'lganda $dp_i/dt = F_i$ ga teng deb olib bularni (6.22) ga qo'yamiz va summaga o'tib quyidagini keltirib chiqaramiz:

$$\frac{dL_z}{dt} = \sum_{i=1}^n [r_i F_i] = \sum_{i=1}^n M_{zi} \quad (6.23)$$

(6.21) va (6.23) ifodalarini taqqoslasak

$$\frac{d}{dt} (I_z \omega) = M_z \quad \text{yoki} \quad M = I_z \varepsilon. \quad (6.24)$$

Bunda $\varepsilon = d\omega/dt$ teng bo'lib, burchakli bo'lib topiladi. (6.24) ifodasi qattiq jismning qo'zg'almas o'q atrofidagi aylanmali harakatining asosiy tenglamasi deb ataladi. U quyidagicha ta'riflanadi: istalgan harakatlanmaydigan aylanish o'qiga nisbatan jismning inertsia momenti bilan burchakli tezlanishining ko'paytmasi jismga ta'sir etuvchi kuchlarning ushbu o'qga nisbatan momentlarining algebraik yig'indisiga teng.

Impuls momenti va uning saqlanish qonuni.

Aylanma harakat qonunlarin ilgarilanma harakat qonunlari bilan taqqoslasak, ilgarilanmali harakatdagi massa – m o'rnida aylanma harakatga I - inertsia momenti, kuch o'rnida, kuch momenti kattaligi qo'llaniladi.

m – massali moddiy nuqta r radiusli aylana bo'ylab v chiziqli tezlikda harakatlansa impuls momenti

$$L = mvr = pr \quad (6.25)$$

ga teng bo'ladi.

(6.25) tenglamadagi chiziqli tezlikni $v = \omega r$ ifoda bilan almashtirsak:

$$L = m\omega r \cdot r = mr^2 \omega$$

Bu ifodadagi $I = mr^2$ harakatdagi moddiy nuqtaning inertsia momenti ekanligini etiborga olsak, moddiy nuqtaning impuls momenti uchun quyidagi ifodani keltirib chiqaramiz:

$$L = I\omega \quad \text{yoki} \quad \vec{L} = I\vec{\omega}, \quad (6.26)$$

bunda L yo'nalishi bilan ω ning yo'nalishi mos keladi.

Endi impuls momentining o'zgarish tezligi nimaga bog'liqligini aniqlaylik. Buning uchun inertsia momentini ($I = \text{const}$) doimiy deb (6.26) tenglamadan vaqt bo'yicha xosila olamiz:

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = I \frac{d\vec{\omega}}{dt} = I\vec{\varepsilon}. \quad (6.27)$$

Bu tenglamani aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi (6.24) bilan taqqoslab

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M} \quad (6.28)$$

nisbatini keltirib chiqaramiz. Demak, moddiy nuqtaning impuls momentining o'zgarish tezligi unga ta'sir etuvchi kuch momentiga teng ekan.

Agar kuch momenti ($\vec{M} = 0$) nolga teng bo'lsa,

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = 0 \quad (6.29)$$

sharti

$$L = \text{const} \quad \text{yoki} \quad I\omega = \text{const} \quad (6.30)$$

bo'lgandagina bajariladi. Bu (6.30) ifoda moddiy nuqtalar tizimi uchun, impuls momentining saqlanish qonunini ifodalaydi: moddiy nuqtalar tuyuq tizimi impulsning istalgan nuqtasiga nisbatan momenti o'zgarmaydi.

Nazorat savollari

1. Moddiy nuqta inertsia momenti deb nimaga aytiladi va qanday birliklarda anglatiladi?
2. Ilgarilanma harakatdagi jism massasi bilan aylanma harakatdagi jism inertsia momenti o'rtasida qanday farq bor?
3. Aylanma harakat uchun dinamikaning ikkinchi qonuni ifodasini yozing va tushundiring.
4. Berk mexanik tizim uchun harakat miqdori momentining saqlanish qonunini tushuntiring.
5. Aylanma harakatdagi qattiq jism kinetik energiyasini tushuntiring.

Ma'ruza № 8

QATTIQ JISMLARNING DEFORMATSIYALANISHI

Reja:

1. Qattiq jismlarning elastik deformatsiyalanish turlari.
2. Cho'zilish, siljjish, buralish va egilish deformatsiyalari. Guk qonuni.
3. Moddalarning cho'zilish diagrammasi.
4. Moddalarning elastikligi, plastikligi, qattiqligi va mo'rtligi.
5. Elastik deformatsiyalangandagi energiya.

Qattiq jismlarning elastik deformatsiyalanish turlari.

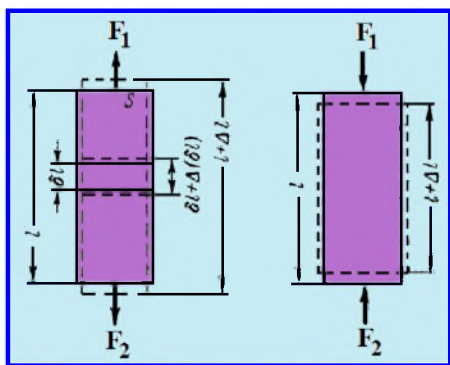
Tashqi kuch ta'sirida jismning shakli va o'lchamlarining o'zgarishi deformatsiya deb ataladi. Deformatsiya elastik va plastik bo'lib bo'linadi. Jismning cho'zilish, siljjish, buralish va egilish deformatsiyalari mavjud.

Jismga kuch ta'sirida qanday deformatsiya turlari vujudga kelishini aniqlaylik. Kuch ta'sirida jism deformatsiyalanadi, ya'ni uning o'lchamlari va shakli o'zgaradi. Agarda deformatsiyani vujudga keltirgan kuch to'xtatilgandan keyin jism avvalgi holatini, ya'ni o'lchamlarin va shaklini saqlasa, jismning bunday deformatsiyasi elastik degormatsiya deb ataladi. Asosiy elastik deformatsiyalarni kuzatish bilan cheklanaylik.

Agarda deformatsiyani vujudga keltiradigan kuch har bir jism uchun aniqlangan deformatsiyalanish chegarasidan katta yoki ortiq bo'lmasa ushbu holatda elastic deformatsiya yuz beradi. Ushbu deformatsiyalanish chegarasining ortishida jismga ta'sir qilayotgan kuch to'xtatilgandan keyin ham jismda saqlanib qoluvchi qoldiq yoki plastik deformatsiya bo'ladi.

Qattiq jismning barcha yuz berishi mumkin bo'lgan elastik deformatsiyalarining turlari ikkita asosiy cho'zilish (yoki siqilish) va siljjish deformatsiyalariga olib kelinishi mumkin.

Cho'zilish, siljjish, buralish va egilish deformatsiyalari. Guk qonuni.



1-rasm. Bir jinsli sterjenning tashqi kuchlar ta'sirida deformatsiyalanishi.

Bir jinsli sterjenning doimiy ko'ndalang kesim yuzlariga uning o'qi bo'ylab yo'nalgan F_1 va F_2 ($F_1 = F_2$) kuchlari qo'yilsin. Ushbu kuchlarning ta'siri ko'ndalang kesim bo'ylab tekis taqsimlansa, unda sterjenning uzunligi l musbat (cho'zilishida) yoki manfiy (siqilishida) bo'lib Δl uzayishiga ega bo'ladi (1-rasm). Bunda sterjenning ixtiyoriy tanlab olingan har bir elementi δl , sterjenning uzunligiga proporsional holda $\Delta(\delta l)$ ga oshadi. Shuning uchun $\Delta(\delta l)/\delta l$ nisbati sterjenning barcha elementi uchun o'zgarmas bo'ladi. Demak sterjenning deformatsiyalanishini tafsiflovchi kattalik sifatida uning uzunligining nisbiy uzayishini olish tabiiy:

$$\varepsilon = \frac{\Delta l}{l} \quad (7.1)$$

Aniqlamadan ε kattalik o'lchamga birlikka ega emasligi kelib chiqadi. Uning qiymati sterjen cho'zilganda musbat, siqilganda esa manfiy bo'ladi.

Tajribadan ko'rinadiki, ushbu moddadan yasalgan sterjen uchun elastik deformatsiyalangandagi nisbiy uzayish sterjenning birlik ko'ndalang kesim yuziga qo'yilgan kuchga proporsional ekan.

$$\varepsilon = \alpha \frac{F}{S} \quad (7.2)$$

bu yerda α proporsionallik koeffitsienti bo'lib, u elastiklik koeffitsienti deb ataladi. α faqat sterjenning materialiga bog'liq bo'ladi. Kuchning kuch ta'sir qilayotgan yuzasi nisbatiga teng kattalik kuchlanish deb ataladi. Jism qismlarining bir-biri bilan o'zaro ta'sirlashishi natijasida kuchlanish sterjenning butun hajmi bo'ylab uzatiladi va u zo'riqish holatida bo'ladi. Agar kuchlanish yuzaga normal bo'ylab yo'nalgan bo'lsa kuchlanish normal deb ataladi. Kuch yuzaga urunma bo'ylab yo'nalsa kuchlanish tangensial deb ataladi. Bu yerda yuzaga ya'ni sterjenning ko'ndalang kesimiga ushbi kuchlar qo'yilgan. Normal kuchlanishni σ bilan tangensial kuchlanishni esa τ harflari bilan belgilaymiz.

Normal kuchlanishni kiritsak

$$\sigma = \frac{F}{S} \quad (7.3)$$

(7.2) tenglamani quyidagi ko'rinishda yozamiz

$$\varepsilon = \alpha \sigma \quad (7.4)$$

Demak absolyut uzayish normal kuchlanishga proporsional ekan. (7.4) tenglamadan α elastiklik koeffitsienti bir birlik kuchlanishdagi nisbiy uzayishga teng ekanligi kelib chiqadi.

Moddaning elastiklik xususiyatini tafsirlash uchun α elastiklik koeffitsienti bilan birga unga teskari kattalik bo'lgan kattalik $E = 1/\alpha$ Yung moduli qo'llaniladi. (7.4) tenglamadagi α ni E orqali yozsak quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{E} \quad (7.5)$$

Tenglamadan ma'lumki Yung moduli nisbiy uzayish birga teng bo'lgandagi (ya'ni Δl ortishi dastlabki uzunligi l ga teng bo'lganda) normal kuchlanishga teng ekan. (7.1) va (7.5) larni hisobga olib (7.3) ifodani quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$F = \frac{ES}{l} \Delta l = k \Delta l, \quad (7.6)$$

k – berilgan sterjen uchun doimiy koeffitsientdir. (7.6) ifodaga binoan elastik deformatsiyalangandagi sterjenning uzayishi sterjenga ta'sir qilayotgan kuchga proporsional ekan. Bu ifoda ushbu deformatsiya uchun Guk qonunini ifodalaydi. Guk qonuni elastiklik chegarasiga yetguncha bajariladi.

Deformatsiyalanganda sterjen uzunligining o'zgarishi sterjenning d ko'ndalang o'lchamlarining mos o'zgarishi bilan sodir bo'ladi (1 – rasm). Bu o'zgarish nisbiy ko'ndalang uzayish yoki siqilishni xarakterlash uchun qabul qilingan:

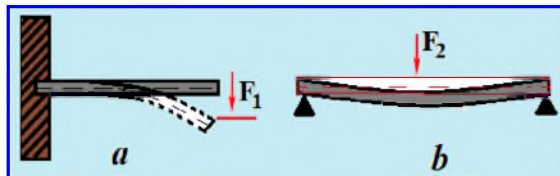
$$\varepsilon' = \frac{\Delta d}{d}. \quad (7.7)$$

ε va ε' lar shubhasiz har xil belgiga ega: cho'zilganda Δl musbat, Δd bo'lsa manfiydir, siqliganda Δl manfiy, Δd bo'lsa musbatdir. Tajribadan ε' ning ε ga proporsionalligini ko'ramiz.

$$\varepsilon' = -\mu\varepsilon, \quad (7.8)$$

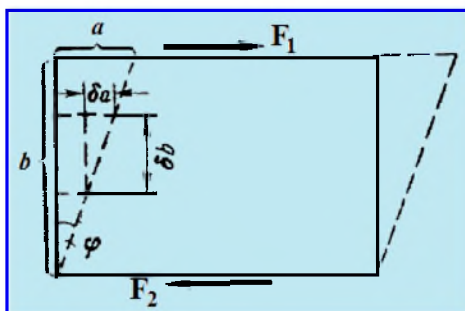
bu yerda μ – faqat materialning xossasiga bog'liq bo'lgan koeffitsientdir. μ ko'ndalang siqish koeffitsiyenti yoki Puasson koeffitsiyenti deb ataladi.

Havo puflab to'ldirilgan rezinali kamerani suvga cho'ktiraylik. Suv kameraning barcha tomonidan siqadi, natijada kameraning hajmi kamayadi. Jismning butun hajmi bo'ylab siquvchi kuch ta'sirida jism hajmining kichiklashishiga har taraflama siqish deformatsiyasi deb ataladi. Kameraga havo puflab shishirganda har tomonlama cho'zilish deformatsiyasi vujudga keladi. Jismning butun hajmi bo'ylab cho'zuvchi kuch ta'sirida uning hajmining kattalashishiga har tomonlama uzayish deformatsiyasi deb ataladi.



2-rasm. Tashqi kuch ta'sirida sterjenning egilishi.

Agar sterjenning bitta uchini devorga qoqib, ikkinchi erkin uchiga sterjenga perpendikulyar bo'lgan F_1 kuch qo'ysak, unda sterjen egiladi (2, a – rasm). Ikkita tayanchda yotgan sterjenning o'rtasiga sterjenga perpendikulyar yo'nalishda F_2 kuch qo'ysak, unda u bukiladi. Sterjenning o'qiga perpendikulyar yo'nalgan kuch ta'sirida sterjenning egilishiga ko'ndalang egilish deformatsiyasi deb ataladi (2, b – rasm). a va b nuqtalar orasidagi oraliq egilish strelkasi deb ataladi.



3-rasm. Parallelepiped shaklidagi jismning tashqi kuch ta'sirida siljish deformatsiyasi.

To'g'ri burchakli parallelepiped shakliga ega bir jinsli jismni olaylik va uning qarama-qarshi qirralariga ushbu qirralariga parallel bo'lgan F_1 va F_2 ($F_1 = F_2$) kuchlarni qo'yamiz (3-rasm). Agar kuchlarning ta'siri mos qirraning butun S yuzi bo'ylab tekis taqsimlansa, unda ushbu qirraga parallel istalgan kesimda tangensial kuchlanish vujudga keladi:

$$\tau = \frac{F}{S} \quad (7.9)$$

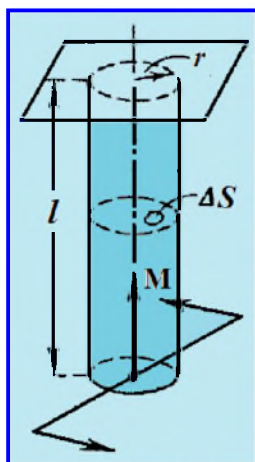
Kuchlanish ta'sirida jism shunday deformatsiyalanadiki, tepadagi qirrasi pastgisiga nisbatan bazi bir a oraliqqa siljiydi. Agar jismni elementar gorizontallarga ajratsak, unda har bir qatlam o'ziga parallel qo'shni qatlamga nisbatan siljiydi. Shu sababdan deformatsiyaning bunday turi siljish deb ataladi. Siljish deformatsiyada istalgan to'g'ri bazibir φ burchakka burilgan dastlabki gorizontallarga perpendikulyar. Shunday qilib, ikkita ixtiyoriy olingan qatlam δa siljishining bu qatamlar orasidagi δb oraliqqa nisbati istalgan ikkita qatamlar uchun bir xil bo'ladi. Bu nisbat tabiiy siljish deformatsiyasining xususiyati sifatida olinadi:

$$\gamma = \frac{a}{b} = \operatorname{tg} \varphi. \quad (7.10)$$

γ – kattaligi nisbiy siljish deb ataladi. φ burchagi kichik bo'lsa uni $\operatorname{tg} \varphi \approx \varphi$ deb hisoblash mumkin. Demak, nisbiy siljish γ , φ siljish burchagiga teng bo'lar ekan. Tajribadan m'alumki nisbiy siljish tangensial kuchlanishga proporsionaldir:

$$\gamma = \frac{1}{G} \tau. \quad (7.11)$$

G koeffitsienti faqat materialning xossalari bog'liq bo'lib siljish moduli deb ataladi. U shunday tangensial kuchlanishga tengki, unda siljish burchagi 45° ($\operatorname{tg} \varphi = 1$) ga teng bo'ladi, agarda shunday katta deformatsiyalarda elastiklik chagarasiga etmasa.



4-rasm. Sterjenning buralishi.

Endi dumaloq sternening buralishini kuzataylik. Agar dumaloq sterjenning bitta uchini qo'zg'almas qilib mustahkamlab, ikkinchi uchiga sterjen o'qi bo'ylab yo'nalishga ega aylantiruvchi moment M ni qo'ysak (4 – rasm), unda sterjen shunday deformatsiyalanadiki uning paski uchining asosi tepadagisiga nisbatan bazi bir φ burchakka buriladi. Buragandagi vujudga keladigan deformatsiyani siljish deformatsiyasidan iborat ekanligini ko'rish qiyin emas. Haqiqatdan ham, agarda sterjenni fikran o'zining o'qiga perpendikulyar elementar qatlamlarda ajratsak, unda buralishda har bir qatlamning qo'shni qatlamga nisbatan siljishini ko'ramiz. Albatta ushbu siljish bir jinsli emas: ya'ni qatlam sohasi ΔS o'ziga teng va qo'shni qatlamga nisbatan ko'proq siljiydi agarda u sterjen o'qidan uzoqroqda joylashsa.

Mos hisoblashlar bajarib va tajribaga binoan sterjenning burilish burchagining quyidagi ifoda bilan aniqlanishini ko'rishimiz mumkin:

$$\varphi = \frac{2l}{\pi r^2 G} M, \quad (7.12)$$

be yerda l va r – lar mos ravishda sterjenning uzunligi va radiusidir. G – siljish moduli, M – aylanish momenti.

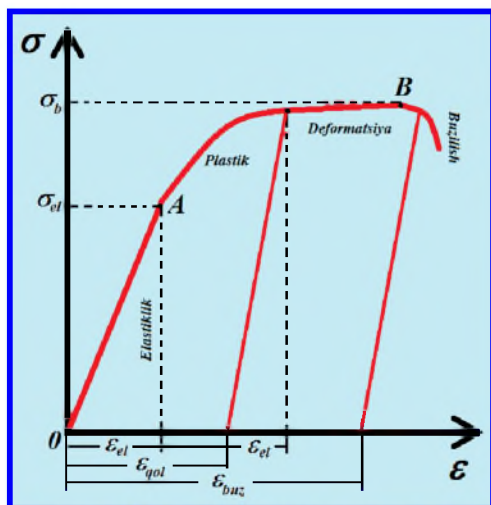
Ushbu sterjen uchun M oldidagi ko'paytmani doimiy deb k harfi bilan belgilasak, (7.12) ifoda quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\varphi = kM. \quad (7.13)$$

Oxirgi ifoda sterjenni buragandagi Guk qonunini anglatadi. Sterjenning uzunligi o'zgarmaganda ushbu materialning proporsionallik koeffitsienti k sterjenning qalindligiga juda bog'liq bo'lar ekan.

Moddalarning cho'zilish diagrammasi.

Materialning eng muhim mexanik xossalari ularning mustahkamlik xarakteristikalaridir, ya'ni elastikligi va plastikligidir. 5 – rasmda materialning deformatsiyalanish diagrammasi ko'rsatilgan.



5-rasm. Materialning deformatsiyalanish diagrammasi.

Diagrammaning birinchi uchastkasida metal elastic deformatsiyalanadi. Shu uchastkaning oxiriga mos keluvchi kuchlanish σ elastiklik chegarasi deb ataladi. Agar kuchlanish σ_{el} dan oshmagan bo'lsa, nagruzkasizlash AO to'g'ri chiziq bo'ylab boradi va buyumning boshlang'ich o'lchamlari tiklanadi. Elastik sohada σ bilan ε orasidagi chiziqli bog'lanish ($\sigma = E\varepsilon$) XVII asrdayoq ingliz tabiatshunosi R. Guk tomonidan aniqlangan edi. E konstanta elastiklik moduli deb ataladi. Ko'pgina metallar uchun E ning qiymati $10^4 \div 10^5 \text{ MPa}$, $\sigma_{el} = 10 \div 10^2 \text{ MPa}$ ga teng bo'ladi, shu sababli, ε_{el} – odatda foyizning o'ndan bir ulushlarini tashkil qiladi. Maxsus qotishmalar mavjud

bo'lib, g'oyat katta elastik deformatsiyalarga odatdagi metallarga nisbatan ikki marta ko'proq bardosh beradi. Bu hodisa o'ta elastiklik deyilib, bunday qotishmalarning nagruzka qo'yilgandagi yoki olingandagi hislatlari rezinani eslatadi.

Boshqa barcha materiallarda, agar kuchlanish σ_{el} dan ortsa, plastik deformatsiya boshlanadi. 5 – rasmdagi nagruzkasizlanish chizig'i, Guk qonuniga ko'ra, AO chozog'iga parallel boradi va elastic deformatsiya yo'qoladi, biroq endi o'lchamlarning qoldiq o'zgarishlari ε_{qold} paydo bo'ladi. Texnikada detallarning qoldiq deformatsiyasiga yo'l qo'yib bo'lmaydi, shuning uchun σ_{el} eng muhim mustahkamlik xususiyatlaridan biridir. Mustahkamlikning boshqa asosiy xususiyati σ_b – mustahkamlik chegarasidir. Bu material bardosh berishi mumkin bo'lgan eng katta kuchlanishdir. Agar kuchlanish σ_b dan ortib ketsa, material buziladi. Po'latning eng yaxshi xillarida σ_{el} kattalik $10^3 MPa$ dan, σ_b – $3 \cdot 10^3 MPa$ dan ortiq bo'ladi.

Material buzilmay bardosh berishi mumkin bo'lgan ε_{buz} chegaraviy deformatsiya uning plastikligi bilan aniqlanadi. Materialning plastikligi qanchalik yuqori bo'lsa, detalni tayorlash paytida unga murakkab shakl berish shunchalik osondir. Agar $\varepsilon_{buz} = 10\%$ bo'lsa, plastiklik etarlicha yuqori hisoblanadi, $\varepsilon_{buz} = 50\%$ bo'lgan materialdan qilingan plastinkani esa egish va uning tomonlarini bir-biriga tekkuncha bukish mumkin.

Demak, materialni cho'zishda ba'zibir uchastkagacha elastiklik yuz berib keyin plastiklik boshlanar ekan.

Moddalarning elastikligi, plastikligi, qattiqligi va mo'rtligi.

Qattiq jismlar izotrop va anizotrop bo'lib ikkiga bo'linadi. Izotrop jismlarning xossalari barcha yo'nalishlar bo'yicha bir xil bo'ladi. Anizotrop jismlarniki bo'lsa har xil yo'nalishlar bo'yicha xossalari har xil. Anizotroplarga misol tariqasida kristallni olsak bo'ladi. Shuning bilan birga ayrim jismlar xossalari qarang izotrop, boshqalari bo'lsa anizotrop bo'lishi mumkin.

Jismning deformatsiyasi jismga ta'sir qiladigan kuchga va moddaning turiga bog'liq. Moddalarning xossalari va deformatsiyaning xarakteriga bog'liq holda elastik va plastik materiallarga bo'linadi. Tashqi kuch to'xtagandan keyin deformatsiya to'liq yo'qolib jism dastlabki shakliga kelsa bunday moddalarni absolyut elastik deb ataymiz. Agar tashqi ta'sir to'xtagandan keyin ham deformatsiya saqlanib jism o'zining dastlabki shakliga qaytmasa bunday moddalarni plastik deb ataymiz. Masalan, po'lat va rezina elastik, plastilin va qo'rg'oshin bo'lsa plastic moddalardir. Shartli turda jismlarni elastik va plastikka ajratamiz, chunki ko'p hollarda bir vaqtning o'zida jism ham elastik ham plastik bo'lishi mumkin. Qo'rg'oshindan yasalgan spiral kichik deformatsiyalarda elastik xususiyati, lekin katta deformatsiyalarda plastic xususiyati yuz beradi. Mashinaning ehtiyot qismlarini tayorlash uchun materiallarni yig'ganimizda materiallarning mo'rtlik va qattqlik xossalari ham hisobga olishimizga to'g'ri keladi. Ma'lum bo'lishicha jismga ta'sir qilayotgan kuch asta-sekin ortishida dastlab elastik deformatsiya, keyin (kuchning etarlicha katta qiymatlarida) plastik deformatsiya vujudga kelar ekan. Lekin bazibir materiallar plastik deformatsiya sodir bo'lgunicha ishdan chiqar ekan. Materiallarning bunday xossasi mo'rtlik deb ataladi. Masalan, oq cho'yan va oyna mo'rt materiallardir.

Materialning qattiqligi shartli tushunchadir, chunki qattiqligini aniqlashga va uni o'lchash metodlariga yolg'iz yondashish yo'q. Jism qattiqligini boshqa jismga nisbatan baholash mumkin. Bitta jism boshqa jism yuzida tirnalgan dog' qoldirsa o'sha jismni qattiqroq deb hisoblaymiz. Masalan, olmos oynaga nisbatan qattiqroqdir.

Ta'riflangan moddalarni xossalari tashqi sharoitlarga bog'liq. Harorat va bosim o'zgarganda ular sezilarli ravishda o'zgarishi mumkin. Masalan, $-100\text{ }^{\circ}\text{C}$ da qo'rg'oshin elastiklik xususiyatiga, po'lat bo'lsa juda katta bosimlarda plastik xususiyatiga ega bo'ladi.

Elastik deformatsiyalangandagi energiya.

Elastik deformatsiyalangan jism, masalan, cho'zilgan yoki siqilgan sterjen deformatsiyalanmagan holatiga qaytadi. Balki siqilgan yoki cho'zilgan prujinaga o'xshab tashqi jismlar ustidan ish bajaradi, ya'ni bazi bir ortiqcha (zaxira) energiyaga ega bo'ladi. Ushbu energiya jism elementlarining o'zaro joylashishiga bog'liq bo'lganligi sababli u potensial energiyadan iboratdir. Deformatsiyalangan jismning zaxira energiyasi shubhasiz deformatsiyalashda tashqi kuchlarning bajargan ishiga teng.

Elastik cho'zilgan (siqilgan) sterjenning energiyasini hisoblaylik. Sterjenni cho'zayotganda unga kuch ta'sir qiladi. Ushbu kuchning ishi

$$A = \int_0^{\Delta l} F dx$$

ga teng. Bu yerda x sterjenning absolyut uzayishidir. U deformatsiya jarayonida 0 dan Δl gacha o'zgaradi. x uzayishga mos kuch (7.6) ga binoan quyidagiga tengdir

$$F = kx = \frac{ES}{l} x.$$

Demak,

$$A = \int_0^{\Delta l} \frac{ES}{l} x dx = \frac{ES}{l} \frac{\Delta l^2}{2} = U$$

Ifodaning surat va maxrajini l ga ko'paytirib, $\Delta l/l$ ni nisbiy uzayish ε bilan, Sl ni V bilan almashtirsak quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$U = \frac{E\varepsilon^2}{2} V. \quad (7.14)$$

Energiya ΔU ning jism hajmi ΔV ga nisbati bilan aniqlanadigan energiya zichligi u ni kiritaylik:

$$u = \frac{\Delta U}{\Delta V}.$$

Qarashtirayotgan holatlarda sterjen bir jinsli va deformatsiya bir tekis, ya'ni sterjenning har bir nuqtasida bir xil bo'lganligi uchun, energiya U (7.14) ham sterjen bo'ylab o'zgarmas zichlik bilan tekis taqsimlanadi. Shuning uchun

$$u = \frac{U}{V} = \frac{E\varepsilon^2}{2}, \quad (7.15)$$

deb hisoblash mumkin. (7.15) ifoda cho'zilganda yoki siqilganda elastic deformatsiya energiyasining zichligini anglatadi. Siljishdagi elastic deformatsiya energiyasining zichligini ham shunga o'xshash quyidagicha topamiz:

$$u = \frac{G\gamma^2}{2}. \quad (7.16)$$

Nazorat savollari

1. Deformatsiya deb nimaga aytiladi?
2. Elastik deformatsiya deganimiz nima?
3. Plastik deformatsiya deganimiz nima?
4. Deformatsiyaning nechta turi bor va ular qanday?
5. Moddalarning elastikligi, plastikligi, qattiqligi va mo'rtligi nimalarga bog'liq? Ularga misollar keltiring.
6. Guk qonunini ta'riflang. Guk qonunidagi proporsionallik koeffitsientining fizik ma'nosi qanday?
7. Deformatsiyalangan jismning energiyasi qanday hisoblanadi?

Ma'ruza № 9 SUYUQLIKLAR VA GAZLAR MEXANIKASI

Reja:

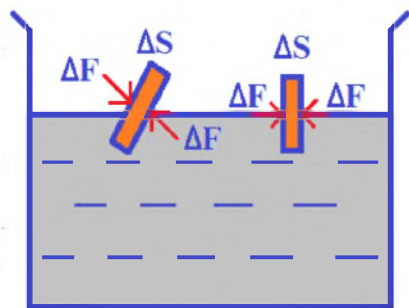
1. Suyuqlik va gazlardagi bosim.
2. Paskal va Arximed qonunlari.
3. Uzlusizlik tenglamasi.
4. Bernulli tenglamasi.
5. Yopishqoqlik koeffitsienti. Puazeyl formulasi.
6. Yopishqoqlikni aniqlashning stoks metodi.
7. Jismlarning suyuqliklarda va gazlarda harakati.

Garchi suyuqliklar va gazlar ba'zi hossalari bilan bir-birlaridan farq qilishsada, ko'pchilik mehanik hodisalarda ularning holati bir hil parametrlar va o'zhash tenglamalar bilan aniqlanadi. Shuning uchun ham suyuqliklar va gazlarning muvozanati, harakati, o'zaro va silliq aylanib o'tadigan qattiq jismlar bilan ta'siri birgalikda ko'riladi.

Suyuqlik va gazlarda bosim.

Gazlarning molekullari orasidagi o'zaro ta'sir kuchlari juda ham kichik ya'ni ular bir-birlari bilan qariyb bog'lanmagan. shuning uchun ham ular doimo betartib harakat holatida va har tomonga uchib, ajratilgan hajmni to'la egallaydi. Gazning hajmi u egallagan idishning hajmi bilan mos keladi.

Gazlardan farqli ravishda suyuqliklarning molekullari bir-birlari bilan ancha mustahkam bog'langan va ular orasidagi masofa qariyb o'zgarmaydi. shuning uchun ham suyuqlik siqilmaydi. shu bilan birga suyuqlik molekullari juda yaxshi o'rin almashish xususiyatiga ega. shu sababli suyuqlik o'zi solingan idish shaklini egallaydi va oquvchanlik xususiyatiga ega.



1 - rasm. Suyuqlikdagi plastinkaga ta'sir qilayotgan kuchlar.

Mexanikada katta aniqlik bilan suyuqliklar va gazlar yaxlit deb qarastiriladi. Suyuqliklarning zichligi bosimga qariyb bog'liq emas. Gazlarning zichligi esa bosimga keskin bog'liq bo'ladi. Ko'pincha suyuqliklar va gazlarning siqilishini e'tiborga olmaslik siqilmas suyuqlik modulidan foydalanish mumkin.

Endi tinch turgan suyuqlikka yupqa plastinkalarni kiritaylik. Plastinkaning turli tomonlarida bo'lgan suyuqliklar uning har bir ΔS yuza elementiga, kattaliklari teng va ΔS ga tik yo'nalgan ΔF kuch'lar bilan ta'sir qiladi.

(1-rasm)

Birlik yuzaga suyuqlik tomonidan ta'sir etuvchi normal kuch bilan aniqlanuvchi fizik kattalikka suyuqlikning bosimi deyiladi.

$$P = \frac{\Delta F}{\Delta S}$$

Bosimning SI dagi birligi – paskal (Pa). SI da bosim birligi sifatida 1m^2 yuzaga normal yo'nalgan 1N kuchning hosil qiladigan bosimi qabul qilingan.

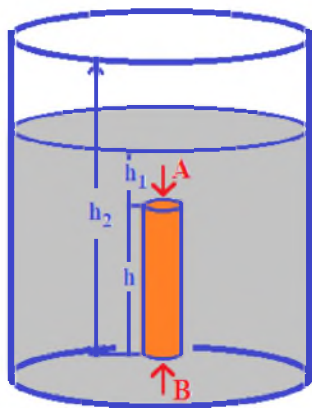
Berk idishdagi bosimni o'lchash uchun ishlatiladigan asboblarga *manometrlar*, atmosfera bosimini o'lchash uchun ishlatiladigan asboblarga esa *barometrlar* deyiladi.

Paskal va Arximed qonunlari.

Paskal qonuni. Muvozanat vaziyatdagi suyuqliklarning bosimi Paskal qonuniga bo'ysunadi. Paskal qonuni: harakatsiz suyuqlikning istalgan joyidagi bosim hamma

yo'nalishlarda bir hil va harakatsiz suyuqlik egallagan hajm bo'yicha bir hilda uzatiladi. Masalan: koptokka havo puflanganda uning ichida hosil bo'lgan bosim koptok devorlariga barcha yo'nalishlarda bir xil kuch bilan ta'sir qiladi, ya'ni koptok devorlariga bosimi bir xil bo'ladi.

Gidrostatik bosim. suyuqlikning vazni harakatsiz, siqilmaydigan suyuqlik ichidagi bosimning taqsimlanishiga qanday ta'sir qilishini ko'raylik. suyuqlikning muvozanat holatida gorizontaal sath bo'yicha bosimi bir hil bo'ladi. Aks holda muvozanat bo'lmas edi. shuning uchun ham harakatsiz suyuqlikning erkin sathi doimo gorizontaal holatda bo'ladi. Agar suyuqlik siqilmaydigan bo'lsa uning zichligi bosimga bog'liq bo'lmaydi.



2 - rasm. Silindrning A va B asoslari orasidagi bosim kuchlari farqi.

Balandlik bilan bosimning o'zgarishini baholash uchun 2 – rasmda berilgan bitta vertikalda joylashgan A va B nuqtalar orasidagi bosimlar farqini qarashtiraylik. Yuza S bo'lgan vertical holatdagi yupqa silindrni fikran ajrataylik. Uning vertikal bo'ylab muvozanat holatini kuzataylik. Yon tomonidagi yuzlariga ta'sir qilayotgan bosim kuchlari teng. Unga vertical bo'ylab faqat uchta kuch ta'sir qiladi: silindrning yuqori va pastki asoslariga ta'sir qiladigan bosim kuchlari $P_A S$ va $P_B S$ hamda pastka yo'nalgan silindrning havmidagi suyuqlik og'irligi. Agarda A va B orasidagi oraliq h bo'lsa unda silindr hajmi $S h$ ga va uning og'irligi $\rho g S h$. silindrning muvozanat sharti quyidagicha bo'ladi:

$$P_A S + \rho g S h = P_B S$$

bundan

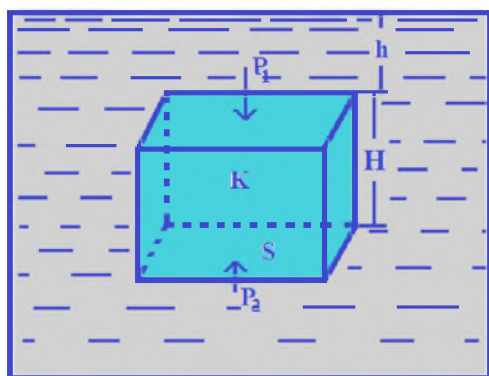
$$P_B - P_A = \rho g h$$

2-rasmdan ko'rinib turganidek ushbu formulani boshqacha ko'rinishda yozish mumkin.

$$P_B - P_A = \rho g (h_2 - h_1)$$

Demak suyuqlik ichidagi silindrning A va B orasidagi bosimlar farqi silindr ustunining balandligiga va suyuqlik zichligiga bog'lik ekan. suyuqlikning pastki qatlamidagi bosim yuqori qatlamdagidan ko'ra kattaroq bo'ladi va shuning uchun ham suyuqlikka botirilgan jismga itarib chiqaruvchi kuch ta'sir etadi.

Arhimed qonuni. Arximed qonuni bajarilishi uchun jism suyuqlikda muvozanat holatida turishi zarur. Arximed qonuni quyidagicha: Agar suyuqlikka botirilgan jism muvozanat holatida



3 - rasm. Parallelepiped shakliga ega suyuqlikka botirilgan jism.

bo'lsa, unda jismga atrofidagi suyuqlikning gidrostatik bosimidan hosil bo'ladigan qisib chiqaruvchi kuch ta'sir qilib, bu kuchning kattaligi jism tomonidan qisib chiqarilgan suyuqlikning og'irligiga teng. Ushbu qisib chiqaruvchi kuch yuqoriga yo'nalgan va jism tomonidan qisib chiqarilgan suyuqlikning massa markazi orqali o'tadi.

To'g'ri parallelepiped shakliga ega K jism suyuqlikka botirilsin. Uning asosining maydonini S, balandligini H va tepadagi asosidan suyuqlik sathigacha bo'lgan masofani h orqali belgilaylik.

suyuqlik bosimining teng ta'sir qiluvchi kuchi parallelepipedning yon tomonlariga va asosiga ta'sir qiladigan bosim kuchlaridan iborat. Yon tomonlariga ta'sir qiladigan kuchlar bir biriga teng va qarama qarshi yo'nalgan. Tepadagi

asosiga ρgh , pastki asosiga $\rho g(h+H)$ larga teng bosimlar ta'sir qiladi. Demak pastki va tepadagi asoslariga ta'sir qiladigan bosim kuchlari quyidagicha

$$P_2 = \rho g(H+h)S, \quad P_1 = \rho gh$$

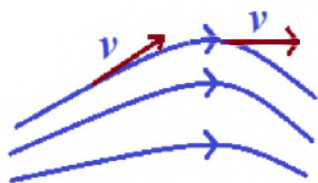
P_1 – kuchi pastga, P_2 – kuchi tepaga qarab yo'nalgan. Demak parallelepipedning barcha asoslariga ta'sir qilayotgan bosim kuchlarining teng ta'sir qiluvchisi P_2 va P_1 kuchlarining ayirmasiga teng

$$P = P_2 - P_1 = \rho g(H+h)S - \rho ghS = \rho gHS \quad (8.1)$$

va tepaga qarab yo'nalgan.

Bazan Arximedning ta'rifi quyidagicha: suyuqlikka botirilgan jism, ushbu jismning qisib chiqargan suyuqlik og'irligiga teng miqdorda og'irlik yo'qotadi.

Uzluksizlik tenglamasi.

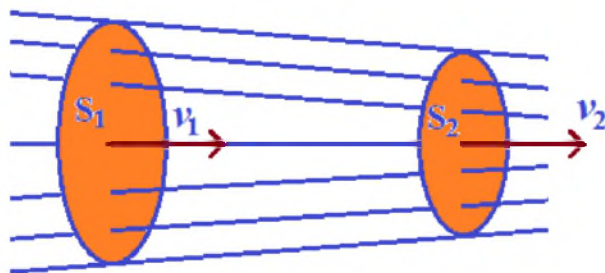


4 - rasm. Oqim chiziqlarining yo'nalishi.

Suyuqliklar harakati suyuqlikning oqishi, harakatlanayotgan suyuqlikdagi zarrachalar yig'indisi oqim deb ataladi. Suyuqliklar harakati grafik tarzda nay oqimi yordamida suratlanadi. Oqimdagi har bir zarracha belgili momentda aniq v tezlikka ega. Lekin suyuqlikning har bir yakka zarrachasining harakatin kuzatgandan ko'ra boshqacha yo'l tutgan ma'qul. Buning uchun oqim tushunchasidan foydalanamiz. Oqim chizig'i suyuqlik ichidagi shunday shiziqki, uning har bir nuqtasiga o'tkazilgan urunma chiziq urinish

nuqtasi orqali o'tayotgan suyuqlik zarrachasining oniy tezligining yo'nalishiga mos keladi (4-rasm). Oqim chiziqlari yordamida tezlik vektorining yo'nalishigina emas, ba'liki tezlik qiymati ham suratlanishi mumkin. Buning uchun suyuqlik harakati yo'nalishiga perpendikulyar ravishda belgili sohaga joylashtirilgan birlik yuzani kesib o'tuvchi oqim chiziqlarining soni ushbu sohadagi suyuqlik zarrachalari tezligining qiymatiga proporsional qilib o'tkazish lozim. Demak, tezligi kattaroq bo'lgan sohalarda oqim chiziqlari zichroq bo'lar ekan.

Oqim chiziqlarining surati vaqt o'tishi bilan o'zgarishi mumkin. Lekin oqim egallagan fazoning istalgan bazi bir nuqtasidan o'tayotgan suyuqlik zarrachalarining tezliklari doimiy bo'lsa, oqim chiziqlarining shakli va holati vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi. Oqim chiziqlarining surati (shakli) o'zgarmaydigan holdagi suyuqlik harakatini statsionar harakat yoki statsionar oqim deb ataymiz. Statsionar oqimdagi oqim chiziqlari suyuqlik zarrachalarining traektoriyasi bo'lib xizmat qiladi.



5 - rasm. Yuzalari S_1 va S_2 bo'lgan oqim nayidagi suyuqlikning oqishi.

Tezlik yo'nalishiga perpendikulyar yuzalari S_1 va S_2 bo'lgan oqim nayidagi suyuqlikning oqishini kuzataylik (5-rasm). Δt vaqt davomida S yuzadan $Sv\Delta t$ hajmli suyuqlik o'tadi. Demak, 1 s davomida S_1 yuza orqali S_1v_1 hajmli suyuqlik o'tadi. Bu erda v_1 – S_1 yuzadan o'tayotgan suyuqlik oqimining tezligi. S_2 yuzadan ham 1 s vaqt davomida S_2v_2 hajmli suyuqlik o'tadi, v_2 – S_2 yuzadan o'tayotgan suyuqlik oqimining tezligi.

Agarda biz suyuqlikni siqilmaydi deb hisoblasak, unda S_1 va S_2 yuzalardan bir xil hajmli suyuqliklar o'tadi.

$$S_1 v_1 = S_2 v_2 = \text{const} \quad (8.2)$$

Demak, yuza bilan tezlikning ko'paytmasi siqilmaydigan suyuqlik uchun o'zgarmas ekan. Bu tenglama **uzluksizlik tenglamasi** deb ataladi.

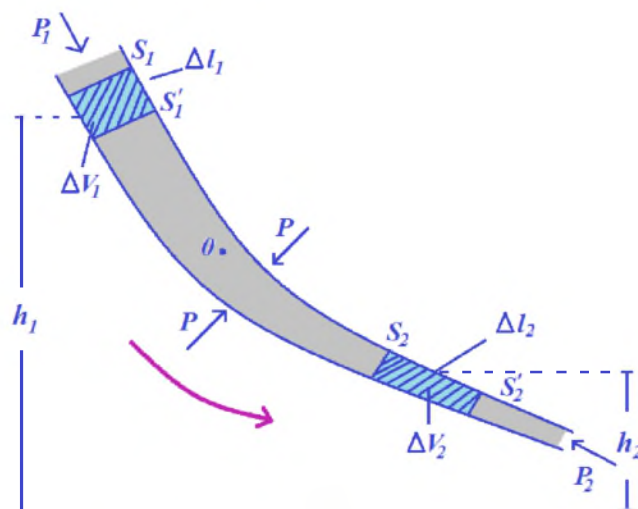
Bernulli tenglamasi.

Suyuqliklar harakatini kuzatganda, ko'p hollarda suyuqlikning bir qismining boshqasiga nisbatan siljishini, ishqalanish kuchining vujudga kelishi bilan bog'liq emas deb hisoblaymiz. Agarda suyuqlikda ichki ishqalanish mavjud bo'lmasa, bunday suyuqlikka ideal suyuqlik deb ataymiz.

Muqarrar, ideal suyuqlik oquvchi trubacha kichkina kesimni ajratib olaylik (6-rasm). Trubachaning devorlari bilan cheklangan va S_1 , S_2 kesimli yuzalarga perpendikulyar bo'lgan suyuqlik hajmlarini qarab chiqaylik. Δt vaqtdan keyin ushbu hajmli suyuqlik Δl_1 masofani o'tib S_1 kesimli yuzadan S'_1 kesimli yuzaga va S_2 kesimli yuzadan S'_2 kesimli yuzaga siljiydi. Oqim

uzluksiz bo'lganligi bois ajratilgan hajmlar bir xil kattaliklarga ega bo'ladi: $\Delta V_1 = \Delta V_2 = \Delta V$.

Suyuqlikning har bir qismining energiyasi Yerning tortish kuchi maydonida uning kinetik va potentsiyal energiyalari yig'indisidan iborat bo'ladi. Zarrachalarning muqarrar oqishi tufayli, Δt vaqtdan keyin ajratilmagan hajmning tashqarisida joylashgan har bir nuqtadagi (masalan, 0 nuqtada) tezlik (kinetik energiya ham) vaqtning dastlabki onidagi ushbu nuqtadagi zarrachalarning tezligiga teng bo'ladi. shuning uchun barcha kuzatoyotgan hajmlarning energiyasining ortishini ΔE , ajratilgan hajmlar ΔV_1 va ΔV_2 energiyalarining ayirmasi



6 - rasm. Suyuqlikning trubachadan muqarrar oqishi.

ko'rinishida hisoblash mumkin. Trubachaning kesimini va Δl qismini shunday kichkina qilib olaylikki, ajratilgan hajmlardagi tezlikning v , bosimning p va balandlikning h qiymatlari bir xil bo'lsin, ya'ni o'zgarmasin. Bunda energiyaning o'sishi quyidagicha yoziladi.

$$\Delta E = \left(\frac{\rho \Delta V v_2^2}{2} + \rho \Delta V g h_2 \right) - \left(\frac{\rho \Delta V v_1^2}{2} + \rho \Delta V g h_1 \right) \quad (8.3)$$

ρ – suyuqlik zichligi. Ideal suyuqlikda ishqalanish kuchi bo'lmaganligi sababli, (8.3) energiyaning o'sishini ajratilgan hajmlarning ustidan bosimning bajargan ishiga tenglash mumkin. Oqayotgan suyuqlikning har bir nuqtasidagi yon tomoniga (trubachaning yon devoriga) perpendikulyar bo'lgan bosim kuchi ish bajar olmaydi. Faqat S_1 va S_2 kesimlarga ta'sir etayotgan bosim kuchlari ish bajaradi. Bu ish quyidagiga teng.

$$A = P_1 S_1 \Delta l_1 - P_2 S_2 \Delta l_2 = (P_1 - P_2) \cdot \Delta V. \quad (8.4)$$

(8.3) va (8.4) ifodalarni tenglab, ΔV ga qisqartirib va indeksleri bir xil bo'lgan hadlarni qo'shib,

$$\frac{\rho v_1^2}{2} + \rho g h_1 + p_1 = \frac{\rho v_2^2}{2} + \rho g h_2 + p_2, \quad (8.5)$$

ega bo'lamiz. Bu erda kesa kesimlar S_1 va S_2 ixtiyoriy ravishda olindi. shuning uchun trubachaning istalgan kesimida $\rho v^2/2 + \rho g h + p$ qiymatining o'zgarmasligini ko'rishimiz mumkin. Xulosaga binoan (8.5) tenglama faqat ko'ndalang yuzasi s nolga intilganda to'g'ri bo'ladi.

Olingan natijani quyidagicha ifodalash mumkin. Istalgan chiziq bo'ylab ideal suyuqlikning muqarrar oqishida quyidagi tenglik bajariladi.

$$\frac{\rho v^2}{2} + \rho g h + p = \text{const.} \quad (8.6)$$

Ushbu tenglamaga Bernulli tenglamasi deymiz. Ushbu tenglama faqat ideal suyuqliklar uchun o'rinni bo'lmasdan ba'liki ichki ishqalanishi uncha katta bo'lmagan real suyuqliklar uchun ham o'rinnidir.

Bernulli tenglamasidan kelib chiqadigan bazi holatlarni ko'rib chiqaylik. Mayli suyuqlik shunday oqsinki, uning tezligi barcha nuqtalarda bir xil qiymatlarga ega bo'lsin. Unda (8.5) tenglamaga binoan chiziqning ixtiyoriy ikkita nuqtasi uchun

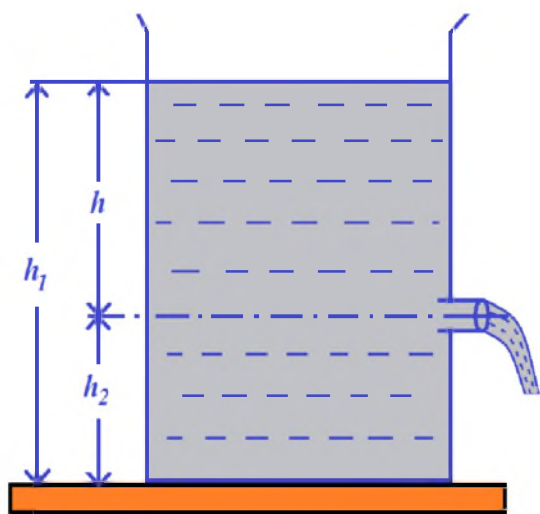
$$P_1 - P_2 = \rho g (h_1 - h_2)$$

tenglik bajariladi.

Agarda gorizontal joylashgan holda oqsa, unda (4.3) quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi

$$\frac{\rho v_1^2}{2} + p_1 = \frac{\rho v_2^2}{2} + p_2.$$

Demak qaysi yerida oqish tezligi katta bo'lsa, o'sha joyda bosim kichik bo'lar ekan.



7 - rasm. Yuzi ochiq idishdagi suvning naychadan oqishi.

Teshigi uncha katta bo'lmagan silindr shaklidagi idishdan suvning oqishi holatiga Bernulli tenglamasini qo'llanaylik. Yuzi ochiq idish devorining bir tomonida o'zining kichkina maydoniga ega suv oqadigan nayni belgilaylik (7-rasm). U orqali suv oqadi. Ushbu yuzada suvning oqish tezligini va uning sathini bir xil deb hisoblash mumkin. Natijada unga (8.3) tenglamani qo'llanemiz.

Idishning ochiq tarafi yuzidagi bosim ham, suv oqadigan naycha yuzidagi bosim ham bir biriga teng bo'lib ular atmosfera bosimiga teng. Bundan tashqari yuzi ochiq tarafidagi suvning pastga siljish tezligini nolga teng deb hisoblaymiz. Yuqoridagilarni hisobga olgan holda (8.3) tenglamani quyidagicha yozamiz.

$$\rho g h_1 = \frac{\rho v^2}{2} + \rho g h_2,$$

Bu erda v – kichik yuzaga ega naydan suvning oqish tezligi. ρ ga qisqartirib va $h = h_1 - h_2$ (naychadan idishning ochiq yuzigacha bo'lgan masofa) kiritib, quyidagiga ega bo'lamiz.

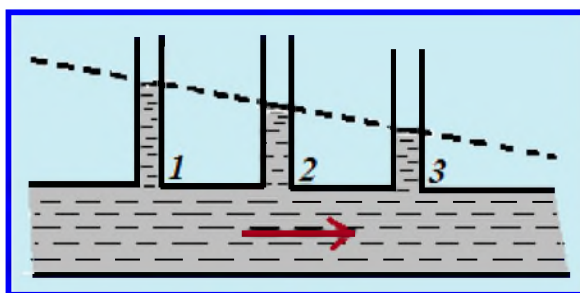
$$\frac{v^2}{2} = gh, \quad \text{bundan} \quad v = \sqrt{2gh}. \quad (8.7)$$

Bu formula Torrichelli formulasi deb ataladi.

Demak yuzi ochiq bo'lgan idishdagi h balandlikda joylashgan naydagi suvning oqish tezligi, h balandlikdan tashlangan jismning tezligi bilan mos ekan. Ushbu natijalar suyuqlikni ideal deb hisoblab olindi. Real suyuqliklarda oqish tezlik kichik bo'ladi. suyuqlikning yopishqoqligi katta bo'lsa uning oqish tezligi yanada kichik bo'ladi.

Yopishqoqlik. Yopishqoqlik koeffitsiyenti. Puazeyl formulasi.

Real (haqiqiy) suyuqliklarda normal bosimdan boshqa suyuqliklarning harakatlanuvchi elementlari chegarasida ishki ishqalanishning urunma kuchlari yoki yopishqoqlik o'rin oladi. Bunday kuchlarning mavjud ekanligini oddiy tajribadan ko'rishimizga bo'ladi. Masalan yopishqoqlikni hisobga olmasdan keltirib chiqarilgan Bernulli tenglamasidan bunday xulosa chiqaramiz: Agar suyuqlik gorizont bo'yicha yotgan hamda uning barcha yerida ko'ndalang kesim yusi bir xil bo'lgan naydan oqadigan bo'lsa, bosim hamma nuqtalarda bir xil bo'lishi kerak. Haqiqatinda bosim oqim yo'nalishida pasayadi (7, a – rasm). Statsionar oqimni hosil qilish uchun nayning uchlarida doimiy turda bosimlar ayirmasini paydo qilib turishimiz kerak.



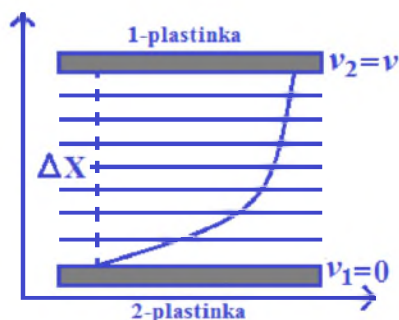
7, a - rasm. Ko'ndalang kesim yuzasi o'zgarmaydigan nay orqali real suyuqlikning oqishi.

Bu bosimlarning ayirmasi ishqalanish kuchlarini yo'qotish uchun zarur.

Boshqa bir misol sifatida aylanuvchi idishdagi suyuqlikning harakatini kuzatishdan kelib chiqadi. Agar idishni vertical yo'nalishdagi o'q atrofida aylantirsak suyuqlikning o'zi ham aylanadi. Dastlab idishning devorlariga bevosita tegib turgan suyuqlikning qatlamlari aylana boshlaydi. Keyin aylanish ichki qatlamlarga uzatiladi. Demak, idish bilan suyuqlik bir xil

aylanguncha idishdan suyuqlikka aylanmali harakat uzatilishi davom etadi. Shunday uzatilishni harakat yo'nalishida urunma bo'lib yo'nalgan kuchlar ta'minlaydi. Bunday urunma yo'nalishida yo'nalgan kuchlarni ichki ishqalanish kuchlari deb ataymiz.

Suyuqlik (gaz) qatlamlarining bir-biriga nisbatan harakatida ichki ishqalanish kuchlari paydo bo'ladi. Bunga quyidagi tajribadan ishonch hosil qilish mumkin. Ikki o'zaro parallel



8 - rasm. Plastinkalar va ular orasidagi oraliq qatlamlar.

gorizontal plastinkalarning biri ikkinchisining yuqorisida joylashgan bo'lib, ular orasida ba'zi bir suyuqlik masalan, suv qatlami bor (8-rasm). Pastdagi plastinka harakatlanmaydi, ya'ni $v_1 = 0$. Yuqoridagi plastinkani $v_2 = v$ tezlik bilan harakatga keltiraylik. Bu plastinkaga tegib turgan suyuqlik qatlami molekulyar tortishish kuchi sababli plastinkaga yopishgan bo'ladi va u bilan birgalikda v tezlik bilan harakatlanadi. Pastdagi plastinkaga tegib turgan suyuqlik qatlami bo'lsa o'sha harakatlanmaydigan plastinkaga yopishganligi uchun harakatlanmaydi. Oraliq qatlamlarning tezliklari esa 8 – rasmda ko'rsatilgan.

Suyuqlik har bir qatlamining o'ziga qo'shni tagidagi qatlamga nisbatan tezligi harakatlanayotgan plastinka yo'nalishida, qo'shni tepasidagi qatlamga nisbatan tezligi bo'lsa plastinka harakatiga qarama qarshi yo'nalgan bo'ladi. Bundan quyidagi xulosaga kelamiz: suyuqlikning ikki qo'shni qatlamlariga tegishli molekulalar orasidagi o'zaro tortishishi sababli pastdagi qatlam tepasidagi qatlam tezligin kamaytiradi va aksincha, yuqorisidagi qatlam tagidagi qatlam tezligini oshiradi. suyuqlikning bir-biriga nisbatan harakatlanayotgan qatlamlari orasida vujudga kelgan kuch ichki ishqalanish kuchi deb ataladi. Ichki ishqalanish kuchi bilan bog'liq bo'lgan suyuqlik xossasi bo'lsa yopishqoqlik deb ataladi.

Tajribalarning ko'rsatishicha, suyuqlikning ikki qatlami orasidagi ichki ishqalanish kuchi (F) ning qiymati qatlamlarning bir-biriga tegib turgan sohalarning maydoni (S) ga va tezlik gradient deb ataladigan $\Delta v / \Delta x$ kattalikiga to'g'ri proporsional:

$$F = \eta S \frac{\Delta v}{\Delta x}. \quad (8.8)$$

Bu ifoda Nyuton formulasi deb ataladi. Undagi tezlik gradient suyuqlik qatlamlari tezliklarining bir qatlamdan ikkinchi qatlamga o'tganda (OX yo'nalishida) o'zgarish tezligin ta'riflaydi. (8.8) dagi η – suyuqlikning tabiyatiga bog'liq bo'lib, u suyuqlikning (dinamik) yopishqoqlik koeffitsienti deb ataladi.

Yopishqoqlikning SI dagi birligi sifatida shunday suyuqlikning yopishqoqligi qabul qilinishi kerak, tezlik gradienti $\Delta v / \Delta x = 1 s^{-1}$ bo'lgan usbu suyuqlikning ikki bir-biriga tegib turgan qatlamlari orasidagi $S = 1 m^2$ yuzada 1 N gat eng ichki ishqalanish kuchi paydo bo'ladi. Bu birlik paskal-sekund deb ataladi.

$$\eta = \frac{1 N}{1 m^2 s^{-1}} = 1 Pa \cdot s$$

Adabiyotlarda yopishqoqlikning Puaz deb ataladigan lekin odatda foydalanilmaydigan o'lcham birligi ham uchrashadi.

Suyuqliklarning yopishqoqligi haroratga teskari proporsional o'zgaradi. Buning sababi harorat ortishi bilan suyuqlik molekulalari orasida o'zaro ta'sir kuchining kamayib ketishidir.

Yopishqoqlikni aniqlashning Stoks metodi.

Yopishqoqlikni aniqlashning ushbu metodi suyuqlikda sekin harakatlanuvchi uncha katta bo'lmagan sferik shakldagi jismning tezligin o'lchashga asoslangan. suyuqlikga yuqoridan pastga qarab otilgan sharchaga uchta kuch ta'sir qiladi: og'rik kuchi $P = 4/3 \pi r^3 \rho g$ (ρ – sharchaning zichligi), Arximed kuchi $F_A = 4/3 \pi r^3 \rho' g$ (ρ' – suyuqlik zichligi) va stoks tomonidan emperik aniqlangan qarshilik kuchi $F = 6 \pi \eta r v$, r – sharchaning radiusi, v – uning tezligi. sharcha tekis harakatlanganda

$$P = F + F_A,$$

yoki

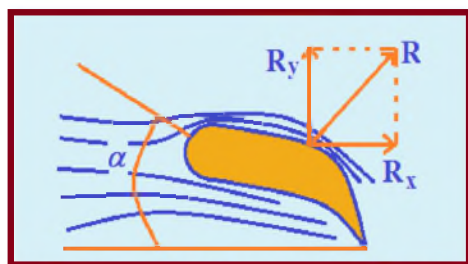
$$\frac{4}{3} \pi r^3 \rho g = 6 \pi \eta r v + \frac{4}{3} \pi r^3 \rho' g$$

bundan

$$v = \frac{2(\rho - \rho') g r^2}{9 \eta}$$

Tekis harakatlanayotgan sharchaning tezligini o'lchab suyuqlik (gaz) ning yopishqoqligini aniqlash mumkin.

Jismlarning suyuqliklarda va gazlarda harakati.



9 - rasm. Suyuqlik yoki gazda harakatlanayotgan jismga ta'sir qilayotgan kuchlar.

Jismlarning suyuqliklarda va gazlarda harakatini o'rganish aviatsiyaning rivojlanishi va suv kemalarining tezliklarini ortishi bilan bog'liq. shu maqsadda suyuqliklar va gazlarda harakatlanayotgan qattiq jismlarga ta'sir etadigan kuchlarni ko'ramiz. Ular qanday kuchlar: suyuqlik yoki gazda harakat qiladigan jismga ikkita kuch ta'sir qiladi (ularning teng ta'sir etuvchisini $\vec{R}$ deb belgilaymiz).

Ularning birinchisi ($\vec{R}_x$) jismning harakat yo'nalishiga qarama-qarshi yo'nalgan bo'lib unga peshona qarshilik deyiladi. Jismning harakat yo'nalishiga perpendikulyar yo'nalgan ikkinchisi esa ($\vec{R}_y$) – ko'tarish kuchi deyiladi (9-rasm).

Peshona qarshilik

$$R_x = C_x \frac{\rho v^2}{2} S$$

ifoda yordamida aniqlanadi. Bu erda C_x – jismning shakli va oqimga nisbatan holatiga bog'liq bo'lgan o'lchamsiz koeffitsient, ρ – muhitning zichligi, v – jismning harakat tezligi, S – jismning eng katta ko'ndalang kesimi.

Ko'tarish kuchi

$$R_y = C_y \frac{\rho v^2}{2} S$$

C_y – ko'tarish kuchining o'lchamsiz koeffitsienti. α – burchakka oqimga hujum burchagi deyiladi. Uni shunday tanlash kerakki bunda peshona qarshilik kichik, ko'tarish kuchi bo'lsa katta bo'lsin. Bunday shart qanot sifatini ko'rsatuvchi $K = C_y/C_x$ koeffitsiyent qancha katta bo'lsa, shuncha yaxshi bajariladi.

Nazorat savollari

1. Gazning hajmi qanday aniqladi?
2. Suyuqliklar idishning shaklini olishiga sabab nima?
3. Suyuqlik siqiladimi? Gazchi?
4. Suyuqlikning bosimi deb nimaga aytiladi? suyuqlik bosimining birligi
5. Manometr va barometrning bir-biridan farqi?
6. Paskal qonuni. Arhimed kuchi.
7. Oqish deb nimaga aytiladi, oqim deb nimaga aytiladi
8. Uzluksizlik tenglamasi qanday.
9. Bernulli tenglamasi qanday.
10. Statik va dinamik bosimlar qanday bosim?
11. Hidrostatik bosim qanday bosim?

Ma'ruza № 10
MEXANIK TEBRANISHLAR

Reja:

1. Garmonik tebranma harakat kinematikasi va dinamikasi.
2. Garmonik otsilyator.
3. Prujinali, matematik va fizik mayatniklar.
4. Bir yo'nalishdagi va bir-biriga perpendikulyar yo'nalishdagi tebranishlarni qo'shish.
5. So'nuvchan mexanik tebranishlar.
6. Majburiy mexanik tebranishlar. Rezonans hodisasi.

Garmonik tebranma harakat kinematikasi va dinamikasi.

Vaqt o'tishi bilan takrorlanuvchi harakat yoki fizik jarayonlar tebranishlar deb ataladi. Tabiatda va texnikada tebranma harakatlar keng tarqalgandir. Misol uchun soat mayatnigining tebranishi, o'zgaruvchan elektr toki va boshqalar. shuning uchun tebranma harakatlarning fizik tabiatiga qarab ularni mexanik, elektromagnit va boshqa tebranishlarga ajratish mumkin. Ammo tebranma harakat yoki jarayonlar turli bo'lishiga qaramay, ularning barchasi umumiy qonuniyatlar asosida yuzaga keladi.

Jism yoki fizik jarayon muvozanat vaziyatiga ega bo'lishi zarur va uni shu holatidan chiqarish va avvalgi vaziyatiga qaytaruvchi kuchlar mavjud bo'lishi kerak. Agar jism dastlab olgan energiyasi hisobiga muvozanatdan chiqib, tashqi kuch bo'lmagan holatida o'z tebranishlarini ancha vaqt amalga oshirib tursa, bunday tebranishlar erkin yoki xususiy tebranishlar deb ataladi. Ular orasida eng sodda ko'rinishi garmonik tebranishlardir.

Garmonik tebranishlarda tebranuvchi kattaliklar vaqt o'tishi bilan sinus yoki kosinus qonuniyatlariga bo'ysungan holda o'zgarishi kuzatiladi:

$$y = A \cdot \sin(\omega_0 t + \varphi), \quad (9.1)$$

bu yerda y – tebranuvchi kattalik, A – tebranuvchi kattalikning amplitudasi (maksimal siljishi), $\omega_0 = 2\pi/T = 2\pi\nu$ - doiraviy yoki tsiklik chastota, $\varphi, t = 0$ vaqtdagi tebranishning boshlang'ich fazasi, $\omega_0 t + \varphi$ - vaqtdagi tebranish fazasi.

Garmonik tebranuvchi tizimning ayrim holatlari tebranish davri deb ataluvchi - T vaqtdan so'ng takrorlanib turadi. Bu davr ichida tebranish fazasi 2π ga o'zgaradi, ya'ni:

$$\omega_0(t + T) + \varphi = (\omega_0 t + \varphi) + 2\pi$$

Bu yerdan tebranish davri quyidagiga teng bo'ladi:

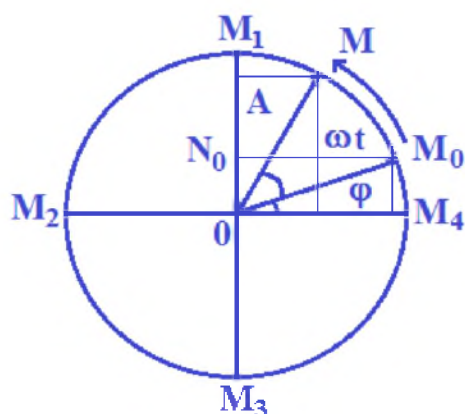
$$T = \frac{2\pi}{\omega_0}. \quad (9.2)$$

Tebranish davriga teskari bo'lgan kattalik, birlik vaqt ichidagi to'la tebranishlar sonini belgilaydi va ν tebranishlar chastotasi deb ataladi:

$$\nu = \frac{1}{T}, \quad (9.3)$$

Chastota birligi Gerts hisoblanadi va 1 Gerts - 1 sekund davomida 1 tsikl tebranish sodir bo'lishini ko'rsatadi.

Garmonik tebranishlarga bir misol keltiramiz. M nuqta A radiusli aylana bo'ylab $\omega = 2\pi/T$ burchak tezlik bilan tekis harakatlanayotgan bo'lsin (1 - rasm). Harakat boshlanishida, $t = 0$ da nuqta M_0 holatda deb hisoblaymiz. shu nuqtaga o'tkazilgan $A = OM_0$ aylananing radiusi M nuqtaning burchak tezligiga teng tezlik bilan ko'rsatgich yo'nalishida aylanadi. Agar $t = 0$ da radius gorizontaal o'q bilan φ burchak hosil qilgan bo'lsa, t vaqt o'tgandan so'ng esa $(\omega_0 t + \varphi)$ qiymatga ega bo'ladi. M nuqta aylana bo'ylab ω burchak tezlik bilan harakatlanganda uning tik diametrga proektsiyasi N_0 aylana markazi atrofida garmonik tebranishlar hosil qiladi.



1 - rasm. Moddiy nuqtaning aylana bo'ylab harakati.

N_0 nuqtaning tik diametr bo'yicha siljishi yoki tebranishi sinus qonuni bilan ifodalanadi:

$$y = A \cdot \sin(\omega_0 t + \varphi), \quad (9.4)$$

bu yerda y – M nuqtaning tik diametrga proektsiyasi N_0 nuqtaning O aylana markaziga nisbatan holatidir va tebranuvchi kattalik hisoblanadi.

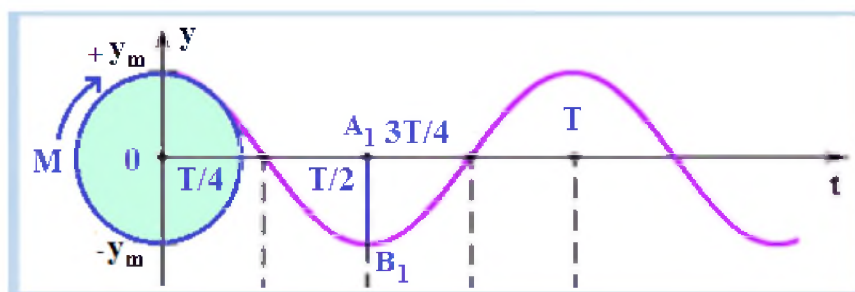
M nuqtaning Ox o'qqa proektsiyasi ham shunday qonun asosida tebranadi:

$$y = A \cdot \cos(\omega_0 t + \varphi),$$

(9.4) – ifodada t ni $t + T$ bilan almashtirib, $\omega = 2\pi/T$ ga tengligini hisobga olsak, M nuqtaning tik diametrga proektsiyasi N_0 ni O nuqta atrofidagi tebranish qiymatiga ega bo'lamiz va x siljish kattaligining davriy ravishda o'zgarishini kuzatamiz.

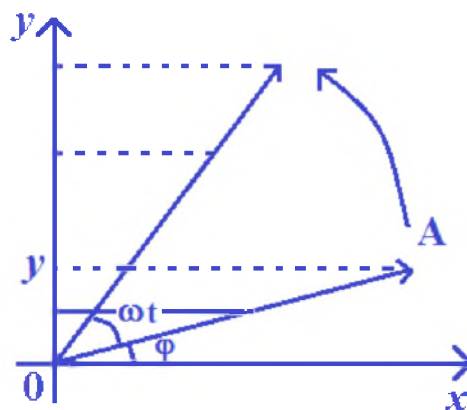
Gorizontaal o'q bo'yicha vaqtning o'zgarishini, vertikal o'q bo'yicha esa siljishining o'zgarishini keltirsak, siljishning o'zgarishini grafik ravishda tassavur qilish mumkin. Natijada sinusoida qonuniyatini kuzatamiz (2 - rasm).

Bu yerda istalgan vertikal AB kesma shu vaqtdagi siljishni ko'rsatadi, A_1B_1 – amplitudaning maksimal qiymatini, T – tebranish davrini ko'rsatadi.



2 - rasm. Moddiy nuqtaning aylana traektoriyasidagi holatini y o'qiga proektsiyasining garmonik tebranishi.

Garmonik tebranishlarning grafik tasvirlash usullaridan yana biri vektor diagrammalar usuli hisoblanadi (3 - rasm).



3 - rasm. Garmonik tebranishning vektor diagramma orqali grafik tasviri.

0 nuqta atrofida ω_0 o'zgarmas burchak tezlik bilan aylanayotgan, miqdor jihatdan o'zgarmas A amplitudaga teng bo'lgan vektorni tasavvur qilamiz. Istalgan t vaqtdagi A vektorning vertikal o'qqa proektsiyasi siljishga tengdir, gorizonttal o'q bilan hosil qilgan burchagi esa tebranishning fazasini bildiradi. M nuqtaning siljishini t vaqt ichidagi bosib o'tgan yo'li deb hisoblasak, t vaqtdagi uning tezligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$v = \frac{dy}{dt} = \omega A \cos(\omega t + \varphi), \quad (9.5)$$

Tezlanishni ham shunday aniqlaymiz:

$$a = \frac{dv}{dt} = -\omega^2 A \sin(\omega t + \varphi) = -\omega^2 y, \quad (9.6)$$

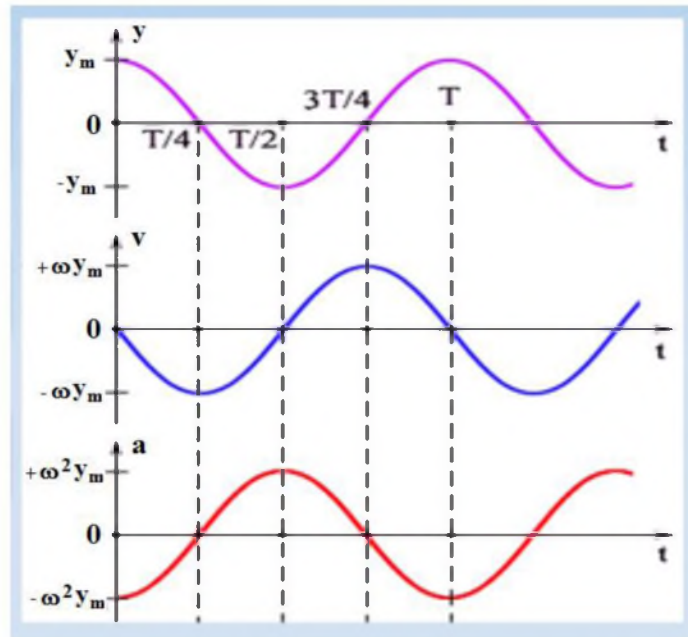
Garmonik tebranayotgan nuqtaning tezlanishi siljishga proporsional bo'lib, ishorasi yo'nalishga teskaridir. (5.1), (9.5) va (9.6) ifodalar garmonik tebranishning kinematika qonunlaridir (4 - rasm).

(9.6) - ifodaning ikki tarafini tebranayotgan nuqtaning massasiga ko'paytirsak, garmonik tebranish dinamika-sining qonuniga ega bo'lamiz.

Vektor ko'rinishda quyidagicha ifodalanadi:

$$\vec{F} = m\vec{a} = -m\omega^2 A \sin(\omega t + \varphi) = -m\omega^2 y, \quad (9.7)$$

Garmonik tebranayotgan jismga qo'yilgan kuch siljishga teskari yo'nalgan bo'lib, u jismni muvozanat holatiga qaytarishga intiladi, shu sababli bu kuch - qaytaruvchi kuch deb ataladi.



4 - rasm. Garmonik tebranish kinetik parametrlarining vaqtga bog'liq o'zgarishlari.

Kuchning siljishga bog'liqligi deformatsiya ta'siridagi elastik kuchni eslatgani uchun, uni goh paytda kvazielastik kuch deb ham ataladi. O'z navbatida kvazielastik kuchlar tortishish yoki elastik kuchlar kabi konservativ kuchlarga o'xshaydilar. Shu sababli, garmonik tebranayotgan jismlarning to'la mexanik energiyasi o'zgarmasdir, ya'ni energiyaning saqlanish qonuniga amal qiladi

$$E = T + U = \text{const}, \quad (9.8)$$

Garmonik qonuniyat bilan tebranayotgan jismning kinetik energiyasi quyidagicha ifodalanadi:

$$T = \frac{m\dot{y}^2}{2} = \frac{m\omega^2 A^2 \cos^2(\omega t + \varphi)}{2}, \quad (9.9)$$

Kinetik energiya maksimal qiymatga ega bo'lganida potentsial energiya U nolga teng bo'ladi. U holda to'la energiya

$$E = \frac{m\omega^2 A^2}{2}$$

ga teng bo'ladi. Boshqa vaqtlarda potentsial energiya shunday ifodalanadi:

$$U = E - T = \frac{m\omega^2 A^2}{2} - \frac{m\omega^2 A^2 \cos^2(\omega t + \varphi)}{2} = \frac{m\omega^2 A^2 \sin^2(\omega t + \varphi)}{2}, \quad (9.10)$$

Dinamikaning ikkinchi qonunidan, tebranayotgan jismlar uchun quyidagi ifodani o'rinli deb hisoblash bo'ladi:

$$F = ma = m \frac{d^2 y}{dt^2} = -m\omega^2 y, \quad \frac{d^2 y}{dt^2} + \omega^2 y = 0, \quad (9.11)$$

Bu ifoda garmonik tebranishlarning differentsial tenglamasi deb ataladi. Uning yechimi $y = A \cdot \sin(\omega t + \varphi)$ dan iboratdir.

Garmonik ossilyator.

Tebranishlarning juda keng sinfi uchun umumiy bo'lgan bu xossani birinchi bo'lib G. Galiley 1593 yilda aniqlagan. Izoxronlik yoki boshqacha aytganda, mayatnik tebranishlar davrining doimiyligi qonuni keyinchalik XVII asrda niderland olimi X. Gyugensga soatlarda mayatnik qo'llashga imkon berdi.

Quyidagi tenglama bilan tasvirlanadigan sistemaga garmonik otsilyator (yoki garmonik tebratgich) deb ataladi:

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = 0, \quad (9.12)$$

bu yerda ω_0^2 – o'zgarmas musbat kattalik. Biz (9.12) tenglamaning qanday yechilishini bilamiz, uning yechimi quyidagi ko'rinishga ega:

$$x = a \cos(\omega_0 t + \alpha). \quad (9.13)$$

Demak, garmonik otsilyator muvozanat holati atrofida garmonik tebranuvchi sistemadan iborat ekan. Garmonik tebranishlar uchun yuqorida olingan barcha natijalar shubhasiz garmonik otsilyator uchun o'rinlidir. Qo'shimcha yana ikkita masalani kuzataylik.

Garmonik otsilyatorning impulsini topaylik. (9.13) tenglamani vaqy bo'yicha differensiyallab va olingan natijani otsilyatorning massasi m ga ko'paytirsak

$$p = m\dot{x} = -m a \omega_0 \sin(\omega_0 t + \alpha). \quad (9.14)$$

ega bo'lamiz. Muvozanat holatidan x og'ishi bilan xarakterlanadigan har bir holatda otsilyator impulsning bazi bir p qiymatiga ega bo'ladi. p ni x funksiyasi sifatida topish uchun (9.13) va (9.14) tenglamalardan t vaqtni chiqaramiz. Buning uchun tenglamani quyidagi ko'rinishga olib kelamiz:

$$\frac{x}{a} = \cos(\omega_0 t + \alpha),$$

$$\frac{p}{m a \omega_0} = -\sin(\omega_0 t + \alpha),$$

Ushbu tenglamalarni kvadratga ko'tarib va qo'shib

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{p^2}{m^2 a^2 \omega_0^2} = 1. \quad (9.15)$$

4, a – rasmda garmonik otsilyator impulsi p ning x og'ishiga bog'liqligi ko'rsatilgan. Koordinata tekisligi p va x larni fazoviy tekislik deb atab, mos grafikni bo'lsa fazoviy traektoriya deb ataymiz. (9.15) ga binoan garmonik otsilyatorning fazoviy traektoriyasi a va $m a \omega_0$ yarim o'qqa ega ellipsdan iborat bo'lar ekan. Fazoviy traektoriyaning har bir nuqtasi x og'ish va p impuls bilan tasvirlanadi, ya'ni bazi bir vaqt mobaynidagi otsilyatorning holati. Vaqt o'tishi bilan holatni tasvirlovchi nuqta fazoviy traektoriya bo'ylab siljiydi va bir tebranish davri mobaynida

to'liq bir marta aylanadi. Siljish soat strelkasi bo'yicha sodir bo'ladi. Shunday t' vaqt momentini olaylik, $\omega_0 t' + \alpha = 2\pi n$ (n – butun son). Ushbu vaqt momentiga $x = a$ va $p = 0$ mos keladi (4, a – rasmdagi 1 nuqtaga qarang). Vaqtning keying momentida x kamayadi, p bo'lsa moduli bo'yicha manfiy qiymatga oshadi. Demak, tasvirlangan nuqta soat strelkasi bo'ylab harakatlanar ekan.

Ellipsning yuzini topaylik. Ma'lumki u ellipsning yarim o'qlarining ko'paytmasiga tengdir:

$$S = \pi a m a \omega_0 = \frac{2\pi}{\omega_0} \cdot \frac{m a^2 \omega_0^2}{2}.$$

Bu yerda $(m a^2 \omega_0^2)/2$ otsilyatorning to'liq energiyasidir. $2\pi/\omega_0 = 1/\nu_0$, otsilyatorning xususiy chastotasi. Shunday qilib, ellipsning yuzi quyidagiga teng bo'ladi:

$$S = \frac{1}{\nu_0} E,$$

bundan

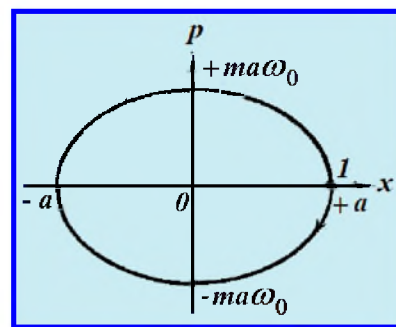
$$E = \nu_0 S. \quad (9.16)$$

Demak, garmonik otsilyatorning to'liq energiyasi ellipsning yuziga proporsional ekan. Proporsionallik koeffitsienti otsilyatorning xususiy chastotasidir.

Ellipsning yuzi integral ko'rinishida quyidagicha hisoblanadi:

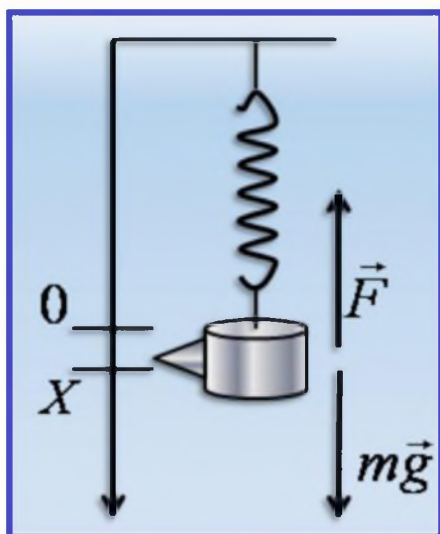
$$E = \nu_0 \oint p \, dx.$$

So'ngi ifoda kvant mexanikasining asosini yaratishda asosiy vazifani bajaradi.



4, a – rasm. Garmonik otsilyator impulsining x og'ishiga bog'liqligi.

Prujinali mayatnik.



5 - rasm. Prujinali mayatnik.

Garmonik tebranma harakat qiluvchi tizimlarga misol tariqasida turli ko'rinishdagi mayatniklarni keltirish mumkin.

Prujinali mayatnik – yuqori taraf qo'zg'almas etib qotirilgan spiralli prujinaning pastiga ilingan m – massali yukchadan iboratdir (5 - rasm).

Prujinaning massasi yukchanning massasidan juda kichik deb hisoblanadi. shuning uchun uning massasi hisobga olinmaydi.

Yukcha 0 holatda bo'lganida, yukning og'irligi bilan cho'zilgan prujinaning elastiklik kuchi muvozanatda ekanligini e'tiborga olamiz

Agar spiralli prujinani cho'zib, yukchani x nuqtaga siljitib qo'yib yuborsak, u holatda yukcha yuqori va pastga qarab tebrana boshlaydi. Demak, t vaqtda, yukcha x nuqtada bo'lganida yukchaga ta'sir etuvchi kuchni quyidagicha ifodalaymiz:

$$F = -kx, \quad (9.17)$$

Bu yerda k – prujinaning elastiklik kuchi, u yukning siljishiga (x) ga proporsionaldir.

Agarda prujinali mayatnikning garmonik tebranishini hisobga olsak, (9.17) - ifodani (9.4) – ifoda bilan solishtirib quyidagi tenglikka ega bo'lamiz:

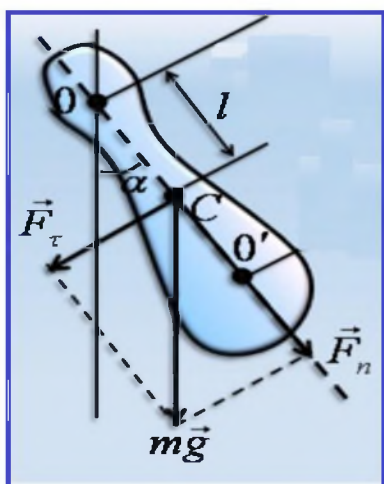
$$\vec{F} = m\vec{a} = -m\omega^2 A \sin(\omega t + \varphi) = -m\omega^2 \vec{x} = -k\vec{x}$$

$$k = m\omega^2 = m \frac{4\pi^2}{T^2}, \quad (9.18)$$

Prujinali mayatnikning tebranish davri quyidagiga teng bo'ladi.

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}}$$

Fizik mayatnik.



6 - rasm. Fizik mayatnik.

Fizik mayatnik – bu og'irlik markazi C nuqtadan o'tgan, O o'q markazi atrofida tebranadigan jismdan iboratdir (6 - rasm).

Bu yerda O – tebranish o'qi markazi, C – tebranayotgan m – massali jismning og'irlik markazi, mg – jismning og'irlik kuchi, l – fizik mayatnikning yelkasi.

Agar mayatnik kichik α burchakka og'dirilsa, mayatnikka qo'yilgan kuch momenti

$$M = -mgl \sin \alpha \approx -mgl \alpha, \quad (9.19)$$

ga teng bo'ladi. Aylanma harakatning asosiy qonunini

$$M = I \frac{d^2 \alpha}{dt^2}, \quad (9.20)$$

(9.19) – ifodaga tenglashtirasak, quyidagi ifodaga ega bo'lamiz

$$I \frac{d^2 \alpha}{dt^2} = -mgl \alpha, \quad \frac{d^2 \alpha}{dt^2} + \frac{mgl}{I} \alpha = 0, \quad (9.21)$$

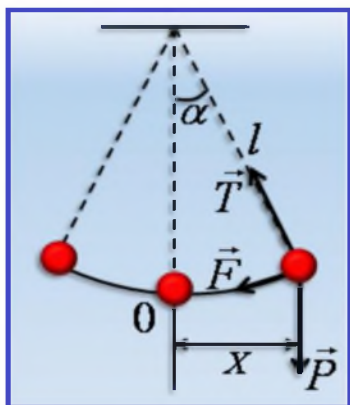
Bundan fizik mayatnikning tsiklik chastotasi

$$\omega = \sqrt{\frac{mgl}{I}}$$

ga teng bo'linishi ko'rinib turibdi. Fizik mayatnikning tebranish davrini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{mgl}} \quad (9.22)$$

Matematik mayatnik.



7 - rasm. Matematik mayatnik.

Demak,

$$F = -mgsin\alpha. \quad (9.23)$$

Bu kuchning ta'sirida sharcha l radiusli aylana vatari bo'ylab muvozanat holatiga qaray harakatlanadi. Mayatnikning ushbu harakati aylanmali harakat dinamikasining asosiy tenglamasi

$$M = I\varepsilon \quad (9.24)$$

bilan ifodalanadi. Bunda I – sharchaning aylanish o'qiga nisbatan inertsia momenti, ε – uning burchak tezlanishi. M – bo'lsa F kuchining O o'qqa nisbatan momenti bo'lgani uchun

$$I = ml^2, \varepsilon = \frac{d^2\alpha}{dt^2}, M = -mgl\sin\alpha \quad (9.25)$$

ifodalaridan foydalanib (9.25) ni quyidagi ko'rinishida yozish mumkin:

$$ml^2 \frac{d^2\alpha}{dt^2} = -mgl\sin\alpha \quad \text{yoki} \quad \frac{d^2\alpha}{dt^2} + \frac{g}{l}\sin\alpha = 0. \quad (9.26)$$

α – burchagi kichik bo'lganida, $\sin\alpha$ ni α bilan almashtirish mumkin. Natijada (9.26) ifoda

$$\frac{d^2\alpha}{dt^2} + \frac{g}{l}\alpha = 0$$

ko'rinishga keladi.

$$\frac{g}{l} = \omega_0^2. \quad (9.27)$$

belgilash kiritsak:

$$\frac{d^2\alpha}{dt^2} + \omega_0^2\alpha = 0 \quad (9.28)$$

tenglamani keltirib chiqaramiz. Ushbu tenglamaning yechimi

$$\alpha = \alpha_m \cos(\omega t + \alpha_0) \quad (9.29)$$

ko'rinishda bo'ladi.

(9.29) dan foydalanib matematik mayatnikning tebranish davri

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}} \quad (9.30)$$

formula bilan aniqlanishini topamiz.

Demak, siljishning kichik burchaklarida matematik mayatnikning tebranish davri mayatnik uzunligining kvadrat ildiziga to'g'ri proporsional, erkin tushish tezlanishining kvadrat ildiziga teskari proporsional bo'lib, mayatnikning tebranish amplitudasiga va massasiga bog'liq emas. shuningdek, matematik mayatnikning tebranish tekisligi o'zgarmasdan qoladi.

Bir yo'nalishdagi va bir-biriga perpendikulyar yo'nalishdagi tebranishlarni qo'shish.

Bir yo'nalishdagi tebranishlarni qo'shish. Jism chastotalari bir xil, amplituda va fazalari farq qiladigan ikkita

$$y_1 = A_1 \sin(\omega t + \varphi_1), \quad y_2 = A_2 \sin(\omega t + \varphi_2) \quad (9.31)$$

tebranishlarda ishtirok etadi, deb hisoblaymiz. Tebranishlarni vektorlar diagrammasi usulidan

foydalanib qo'shish qulaydir (8 - rasm). $\vec{A}_1$ va $\vec{A}_2$ vektorlar bir xil ω burchak tezlik bilan aylanishlari sababli, fazalar siljishi doimo o'zgarmasdir. Natijaviy tebranish tenglamasi quyidagichadir:

$$y = y_1 + y_2 = A \sin(\omega t + \varphi), \quad (9.32)$$

$\vec{A}$ vektor $\vec{A}_1$ va $\vec{A}_2$ vektorlarning geometrik yig'indisiga teng, ya'ni $\vec{A} = \vec{A}_1 + \vec{A}_2$, uning ustiga oldingi ω burchak tezlik bilan aylanadi.

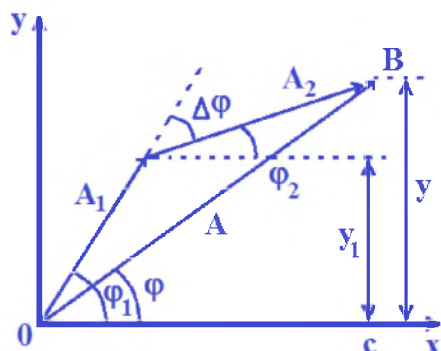
Natijaviy tebranish amplitudasining kvadrati quyidagiga teng:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2), \quad (9.33)$$

φ boshlang'ich faza $\operatorname{tg} \varphi = \frac{BC}{OC}$ nisbat bilan aniqlanadi yoki

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{A_1 \sin \varphi_1 + A_2 \sin \varphi_2}{A_1 \cos \varphi_1 + A_2 \cos \varphi_2}, \quad (9.34)$$

ga tengdir. shunday qilib, jism bir xil chastotali, bir yo'nalishda sodir bo'ladigan ikkita garmonik tebranishlarda qatnashib, o'sha chastota bilan, o'sha yo'nalishda garmonik tebranadi. (9.33) - ifodadan, A amplituda $\varphi_1 - \varphi_2 = m\pi$ bo'lganda maksimal, $\varphi_1 - \varphi_2 = (2m - 1)\pi/2$ bo'lganda minimal va $A_1 = A_2$ bo'lganda nol qiymatlarga ega bo'lishi ko'rinib turibdi. Bu yerda $m = 0, 1, 2, 3, \dots$, qiymatlarni qabul qiladi. Natijaviy tebranishga o'sha yo'nalishda ω burchak tezlikli uchinchi tebranishni qo'shilishi shu chastotali yangi garmonik tebranishga olib keladi.



8 - rasm. Bir yo'nalishdagi tebranishlarni vektor diagrammasi usulida qo'shish.

Bir-biriga perpendikulyar yo'nalishdagi tebranishlarni qo'shish. Moddiy nuqta x o'qi bo'ylab va unga perpendikulyar bo'lgan y o'qi bo'ylab tebranishi mumkin. Agarda ikki tebranishni qo'zg'atsak, moddiy nuqta tebranishni tashkil etuvchilari traektoriyalaridan farqli bo'lgan qandaydir traektoriya bo'ylab harakatlanadi.

Nuqtaning siljish tenglamasi mos ravishda y va x o'qlari bo'ylab quyidagicha bo'lsin:

$$y = A_1 \sin(\omega_0 t + \varphi_1), \quad x = A_2 \sin(\omega_0 t + \varphi_2) \quad (9.35)$$

bu yerda $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ ikkala tebranish fazalari farqidir. (9.35) - tenglamalardan ikkita bir-biriga o'zaro perpendikulyar bo'lgan tebranishlarda qatnashayotgan nuqtaning harakat traektoriyasi tenglamasiga ega bo'lamiz:

$$\frac{y}{A_1} = \sin(\omega_0 t + \varphi_1), \quad \frac{x}{A_2} = \sin(\omega_0 t + \varphi_2)$$

Bu tenglamalardan t vaqtini yo'qotsak, quyidagi ifodaga ega bo'lamiz.

$$\frac{y^2}{A_1^2} + \frac{x^2}{A_2^2} + 2 \frac{xy}{A_1 A_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) = \sin^2(\varphi_2 - \varphi_1), \quad (9.36)$$

Bu tenglama, o'qlari x va y koordinata o'qlari bo'yicha yo'nalgan ellipsning tenglamasidir.

So'nuvchan mexanik tebranishlar.

Vaqt o'tishi bilan tebranish tizimining energiyasi asta-sekin yo'qotilishiga bog'liq tebranishlar – so'nuvchi tebranishlar deb ataladi. Boshqacha qilib aytganda, energiya zahirasi muhitning qarshiligi, ishqalanish kuchlarini yengishga sarf bo'ladi va tebranish so'na boshlaydi, tebranish amplitudasi asta-sekin kamaya boradi. Bu xollarda erkin so'nuvchi tebranma harakatlar kuzatiladi.

Mexanik tebranma harakatlarda ishqalanish hisobiga mexanik energiya issiqlik energiyasiga o'tib, kamaya boradi.

Elektromagnit energiya elektromagnit tebranish tizimi qarshiliklarida issiqlik ajralishiga sarf bo'lishi hisobiga kamaya boradi.

Oddiy chiziqli tizimlarni, ya'ni prujinali mayatnik yoki induktivlik, sig'im va qarshilikdan iborat bo'lgan tebranish konturini ko'rib chiqamiz.

Erkin mexanik tebranishlar. so'nuvchi tebranishlarning differentsial tenglamasini keltirib chiqarishga harakat qilamiz. Tebranuvchi jismga qaytaruvchi kuch va jismning harakat tezligiga proporsional bo'lgan qarshilik kuchlarning yig'indisi ta'sir etadi, deb hisoblaylik.

Bu yerda $F_q = -r \cdot dy/dt$ qarshilik kuchi, r – qarshilik koeffitsienti, dy/dt – harakat tezligi, “–” ishora ishqalanish kuchi doimo harakat tezligi yo'nalishiga teskari ekanligini bildiradi.

Oy o'q bo'ylab to'g'ri chiziqli so'nuvchi tebranish uchun Nyutonning II qonuni quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} = F + F_q = -m\omega_0^2 y - r \frac{dy}{dt}, \quad (9.37)$$

Bu yerda y – tebranuvchi kattalik, ω_0 – qarshilik kuchi yo'qligidagi tebranishlar chastotasi yoki tebranuvchi tizimning xususiy chatotasidir.

Tenglikning hadlarini m ga bo'lsak, quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + \omega_0^2 y + \frac{r}{m} \frac{dy}{dt}. \quad (9.38)$$

Bu ifoda erkin so'nuvchi tebranishlarning differentsial tenglamasi deb ataladi. Bu yerda $r/m = 2\beta$, β – so'nish koeffitsienti deb ataladi. (9.38) tenglamani quyidagi ko'rinishda ham yozish mumkin:

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + 2\beta \frac{dy}{dt} + \omega_0^2 y, \quad (9.39)$$

Bu tenglamaning yechimi

$$y = A_0 e^{-\beta t} \sin(\omega' t + \varphi), \quad (9.40)$$

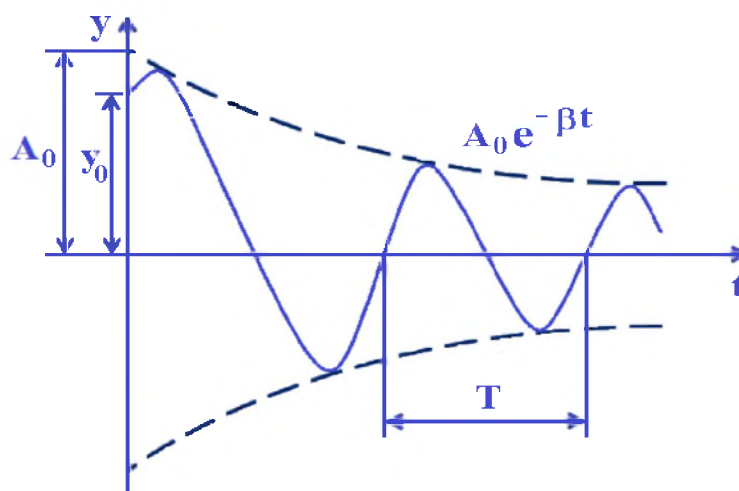
dan iboratdir. Bu yerda, $\omega' = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$ so'nuvchi tebranishning chastotasidir

$$\omega' = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{\omega_0^2 - \frac{r^2}{4m^2}}, \quad (9.41)$$

Muhitning qarshiligi bo'lmagan holatda ($r = 0$) (9.41) – ifoda tizimning xususiy chastotasiga tenglashadi: $\omega' = \omega_0$. (9.40) - funktsiya ko'rinishiga qarab, tizimning harakatini ω' chastotali, amplitudasi vaqt bo'yicha o'zgaradigan quyidagi

$$A(t) = A_0 e^{-\beta t}$$

so'nuvchi tebranish deb qarash mumkin. Bu yerda A_0 - vaqtning boshlang'ich holatidagi tebranish amplitudasidir.



9 - rasm. Erkin so'nuvchi tebranishning amplitudasining vaqtga bog'liq o'zgarishi.

9 - rasmda amplituda va siljishning vaqtga bog'liq egri chiziqlari keltirilgan. Egri chiziqlarning yuqorigisi $A(t) = A_0 e^{-\beta t}$ funktsiya grafigini belgilaydi. Bu yerda A_0 va y_0 boshlang'ich momentdagi amplituda va siljishning qiymatlaridir.

Boshlang'ich siljish y_0 o'z vaqtida, A_0 dan tashqari, boshlang'ich fazaga ham bog'liqdir:

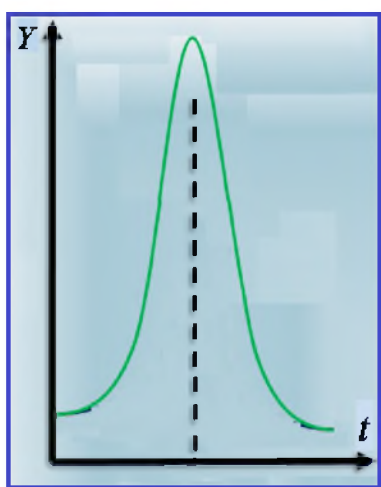
$$y_0 = A_0 \sin \alpha$$

Tebranishning so'nish tezligi $\beta = r/2m$ bilan aniqlanadi va u so'nish koeffitsienti deb ataladi.

Amplituda "e" marta kamayishga ketgan vaqt

$$e^{-\beta t} = e^{-1}, \quad \tau = \frac{1}{\beta} = \frac{2m}{r}$$

ga tengdir. so'nuvchi tebranishlar davri



$$T = \frac{2\pi}{\omega'}, \quad (9.42)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Muhitning qarshiligi sezilarli ravishda kichik bo'lganda ($\beta^2 < \omega_0^2$), tebranish davri xususiy davrga teng bo'ladi:

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0},$$

so'nish koeffitsienti ortishi bilan tebranish davri ortib boradi.

Bitta to'la davrning boshlang'ich va oxirgi holatlariga mos keluvchi amplitudalar nisbati quyidagiga tengdir:

10 - rasm. Davriy bo'lmagan aperiodik tebranish $\beta > \omega_0$

$$\frac{A(t)}{A(t+T)} = e^{\beta T}, \quad (9.43)$$

va u so'nish dekrementi deb ataladi. Bu ifodaning logarifmi so'nishning logarifmik dekrementi deb ataladi:

$$\delta = \ln \frac{A(t)}{A(t+T)} = \ln e^{\beta T} = \beta T. \quad (9.44)$$

So'nishning logarifmik dekrementi bir davr ichida amplitudaning nisbiy kamayishini xarakterlaydi, so'nish koeffitsienti esa amplitudaning birlik vaqt ichidagi nisbiy kamayishini ko'rsatadi.

Yuqorida ta'kidlangandek, so'nish koeffitsienti r qarshilik koeffitsientiga to'g'ri va tebranuvchi jismning massasiga teskari proporsionaldir.

(9.41) - ifodadan tsiklik chastota ω' xususiy chastota ω_0 dan kichikligi ko'rinib turibdi. Agarda muhitning qarshiligi juda katta bo'lsa $\beta > \omega_0$ dir, ildiz ostidagi $\omega_0^2 - \beta^2$ ifoda manfiy, tsiklik chastota esa mavhum bo'ladi. Bu holatda jism davriy bo'lmagan - aperiodik harakat qilaboshlaydi (10 - rasm).

Doimo ta'sir qiluvchi, davriy tashqi kuch ta'sirida tizimning tebranishi majburiy tebranishlar deb ataladi. Ta'sir etuvchi kuch majbur etuvchi kuch deb ataladi.

Oddiy holatlarda bu kuch garmonik qonuniyatlarga asosan o'zgaradi:

$$F = F_0 \sin \omega t$$

bu yerda F_0 – majbur etuvchi kuchning amplitudasi, ω – shu kuch o'zgarishining tsiklik chastotasi. Odatda, tebranayotgan tizimga majbur etuvchi kuchdan tashqari, qaytaruvchi kuch $F_q = -ky = -m\omega_0^2 y$ va muhitning qarshilik kuchi $F_{qarshilik} = -r\dot{y} = r \cdot dy/dt$ ta'sir etadi. Bu kuchlarning ta'siri natijasida m massali tizim Nyutonning II qonuniga asosan a – tezlanish oladi.

$$ma = -ky - r\dot{y} + F_0 \sin \omega t, \quad (9.45)$$

Bu ifodaning ikki tarafini m massaga bo'lsak, m tebranayotgan jismning tezlanishi ifodasiga ega bo'lamiz:

$$a = -\frac{k}{m}y - \frac{r}{m}\dot{y} + \frac{F_0}{m}\sin \omega t$$

Quyidagi almashtirishlardan so'ng

$$a = \frac{d^2 y}{dt^2}; \quad \dot{y} = \frac{dy}{dt}; \quad \frac{k}{m} = \omega_0^2; \quad \frac{r}{m} = 2\beta; \quad \frac{F_0}{m} = f_0$$

majburiy tebranishlarning tenglamasiga ega bo'lamiz:

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + 2\beta \frac{dy}{dt} + \omega_0^2 y = f_0 \sin \omega t, \quad (9.46)$$

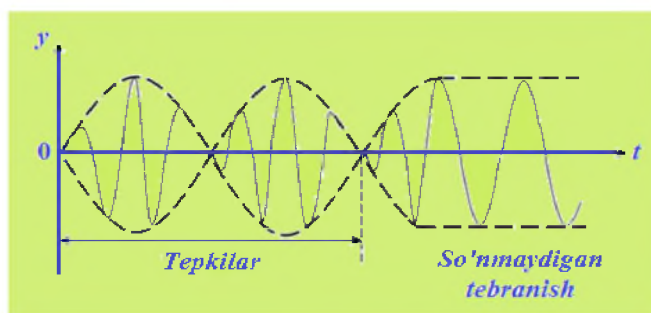
Bu ifoda ikkinchi tartibli, chiziqli, bir jinsli bo'lmagan differentsial tenglamadir. Tenglamaning yechimi ikki funktsiyaning yig'indisidan iboratdir:

$$y = A_0 e^{-\beta t} \sin(\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} t) + A \sin(\omega t + \varphi), \quad (9.47)$$

Shunday qilib, majburiy tebranish

$$\omega' = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$$

tsiklik chastotali so'navchi tebranish va ω chastotali garmonik tebranishlar yig'indisidan iboratdir.



11 - rasm. Toza majburiy garmonik tebranishning hosil bo'lishi.

Avval, $\omega' \neq \omega$ holatda tepkilar hosil bo'ladi, undan keyin birinchi tebranish so'nadi va toza majburiy garmonik tebranish

$$y = A \sin(\omega t + \varphi), \quad (9.48)$$

qoladi (11 - rasm).

Bu yechimni (9.46) – ifodaga qo'yib, ayrim o'zgartirishlardan so'ng quyidagiga ega bo'lamiz:

$$A^2(\omega_0^2 - \omega^2) + 4\beta^2 A^2 \omega^2 = f_0^2, \quad (9.49)$$

Bu ifodadan majburiy tebranishlar amplitudasi va boshlang'ich fazaning tangensi qiymatlarini topishimiz mumkin

$$A = \frac{f_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}, \quad (9.50)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = -\frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \beta^2}, \quad (9.51)$$

Tebranishning amplitudasi va fazasi tizimning ω_0 va β parametrlariga bog'liqdir. ω_0 va β ning aniq qiymatlarida ω chastotani o'zgartirib, amplitudaning maksimal qiymatiga erishish mumkin. $\omega \rightarrow \omega_{\text{rez}}$ bo'lganda majburiy tebranishlar amplitudasining birdaniga ortishi hodisasi - *rezonans hodisasi* deb ataladi.

Nazorat savollari

1. Qanday tebranishlar garmonik tebranishlar deb ataladi? Ularning asosiy xarakteristikalarini (amplituda, faza, davri, chastota, tsiklik chastota) tushuntiring.
2. Garmonik ossilyator deganimiz nima?
3. Prujinali, matematik, fizik mayatniklarning tebranish davrlari qanday topiladi?
4. Bir tomonga yo'nalgan yoki o'zaro perpendikulyar bo'lgan ikki tebranishlarni qo'shing.
5. Erkin mexanik tebranishlar tenglamasini yozing. So'nish koeffitsiyenti nima? So'nishning logarifmik dekrementi nima?
6. Majburiy mexanik va elektromagnit tebranishlar. Ularni tenglamasi, amplituda qiymati va majburiy tebranishlar chastotalarini yozing?
7. Rezonans hodisasi qanday yuz beradi?

Ma'ruza № 11 MEXANIK TO'LQINLAR

Reja:

1. To'lqinli jarayonlar.
2. Turg'un to'lqinlar.
3. Gyugens prinsipi.
4. Dopler effekti.
5. Tovush to'lqinlari. Tovushning tezligi va intensivligi.

To'lqinli jarayonlar.

Endi biz qandaydir yaxlit elastik muhitga qisqa vaqtli kuch emas, davriy o'zgaruvchan kuch ta'sir qilganda muhitda bo'ladigan harakatni o'rganamiz.

Faraz qilaylikki, qandaydir sistema muhitda tebranma harakatda bo'lsin. Muhit zarrachalari bir-biri bilan bog'langan bo'lsa; tebranish harakat energiyasi sistemani o'rab turgan muhit zarrachalariga beriladi va ularni tebranma harakatga keltiradi. Ana shunday tebranishlarning muhitda tarqalishi *to'lqinlar* deb ataladi.

Mexanik to'lqin deb, mexanik tebranishlarning elastik muhitda tarqalish protsessiga aytiladi. To'lqinlar tebranishlari va tarqalish yo'nalishining o'zaro munosabatiga qarab ikki turga bo'linadi: bo'ylama va ko'ndalang to'lqinlar.

Agar muhit zarralarining tebranishi to'lqin tarqalayotgan yo'nalish bo'yicha bo'lsa, bunday to'lqinlar bo'ylama to'lqinlar deyiladi va ularning tezligi quyidagi formuladan topiladi:

$$v_b = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (10.1)$$

bunda E — elastiklik yoki Yung moduli; ρ — muhitning zichligi.

Agar muhit zarralarining tebranishi to'lqin tarqalish yo'nalishiga tik bo'lsa, bunday to'lqin ko'ndalang to'lqin deyiladi va uning tarqalish tezligi quyidagi formuladan topiladi:

$$v_k = \sqrt{\frac{G}{\rho}} \quad (10.2)$$

bunda G — siljish moduli, ya'ni siljish deformatsiyasini harakterlovchi kattalik.

Bo'ylama to'lqinlar elastik xajmga ega bo'lgan muhitda ya'ni qattiq, suyuq va gazsimon jismlardagina tarqala oladi. Ko'ndalang to'lqinlar esa siljish deformatsiyasiga ega bo'lgan muhitda, ya'ni faqat qattiq jismlarda va ikki muhit chegarasida tarqala oladi.

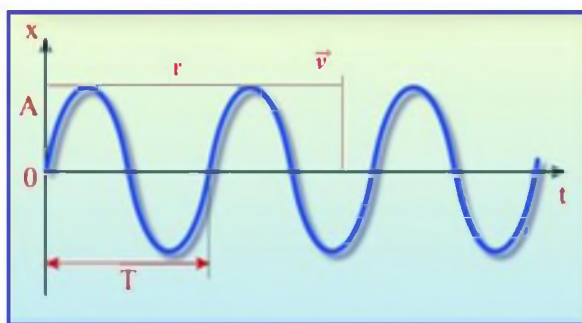
Bo'ylama to'lqinlarga tovush to'lqinlarini misol qilib olish mumkin. Ko'ndalang to'lqinlarga esa suyuqlik sirtida, rezina shnur, tor va shu kabilar bo'ylab tarqalgan to'lqinlar misol bo'la oladi.

sistema sinusoidal tebranganda:

$$x = A \sin \omega t. \quad (10.3)$$

Tebranish manbaidan r uzoqlikda yotgan muhit nuqtasi tebranish boshlangandan keyin qandaydir vaqt o'tgandan so'ng tebrana boshlaydi (1 – rasm). Bu vaqt $t' = r/v$ ga teng (v – to'lqinning tarqalish tezligi). Ana shu r masofada yotgan nuqtaning siljishini to'lqinni hosil qilayotgan tebranish siljishi qonuniyati bilan bog'lasak,

$$x = A \sin \omega \left(t - \frac{r}{v} \right) \quad (10.4)$$



1- rasm. Tebranish manbaidan r uzoqlikqa muhitdagi tebranish.

bo'ladi. Bu tenglama yuguruvchi to'lqin tenglamasi deb yuritiladi. siklik (davriy) chastota $\omega = 2\pi/T$ ekanini hisobga olsak,

$$x = A \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r}{vT} \right) \quad (10.5)$$

bu yerda,

$$vT = \lambda. \quad (10.6)$$

Bir davrda to'lqin bosib o'tgan masofaga to'lqin uzunligi λ deb yuritiladi. To'lqin uzunligini boshqacha ta'riflash ham mumkin. To'lqin tarqalayotgan muhitning bir-biriga eng yaqin birday yo'nalish va siljishga ega bo'lgan nuqtalar orasidagi masofa yoki muhitning bir xil fazada tebranayotgan yonma-yon ikki nuqtasi orasidagi masofa to'lqin uzunligi deb aytiladi. (10.6) formulani hisobga olib, quyidagini yozamiz:

$$x = A \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r}{\lambda} \right) \quad (10.7)$$

$$\varphi = \frac{2\pi r}{\lambda} \quad (10.8)$$

(10.8) ifoda tebranish sistemasidagi masofada yotgan nuqtaning tebranish fazasini sistemaning tebranish fazasidan qancha orqada qolishini ko'rsatadi. Agar istalgan ikki nuqta orasidagi faza siljishini topmoqchi bo'lsak,

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi(r_2 - r_1)}{\lambda} \quad (10.9)$$

formuladan foydalanamiz. Bunda $\frac{2\pi}{\lambda} = k$ to'lqin soni deb ataladi va 2π uzunlikka nechta to'lqin uzunlik joylashishini ko'rsatadi. To'lqin soni orqali (10.7) formulani

$$x = A \sin 2\pi(\omega t - kr) \quad (10.10)$$

ko'rinishda yozish mumkin. (10.4), (10.5), (10.7), (10.10) tenglamalar bitta to'lqin protsessini ifodalab hammasi ham yuguruvchi to'lqin tenglamasi deb yuritiladi.

Istalgan to'lqinning funktsiyasi to'lqin deb ataluvchi differentsial tenglamaning yechimidir. Ox yo'nalishda tarqalayotgan yassi to'lqin uchun to'lqin tenglamasini topib ko'ramiz. ξ dan t va x bo'yicha ikkinchi tartibli xususiy hosilalarni olamiz.

$$\frac{d^2\xi}{dt^2} = -\omega^2 A \sin(\omega t - kx + \varphi), \quad (10.11)$$

$$\frac{d^2\xi}{dx^2} = -k^2 A \sin(\omega t - kx + \varphi) = -k^2 \xi$$

Ikki tenglamaning o'ng taraflarini taqqoslasak

$$\frac{d^2 \xi}{dx^2} = \frac{1}{v^2} \frac{d^2 \xi}{dt^2} \quad (10.12)$$

OX o'qi bo'yicha tarqalayotgan yassi to'lqinning to'lqin tenglamasiga ega bo'lamiz. Bu yerda

$$\frac{k^2}{\omega^2} = \left\{ \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{T}{2\pi} \right\}^2, \quad \frac{\lambda}{T} = v.$$

Umumiy holda, istalgan yo'nalishlarda tarqaladigan to'lqin uchun, ξ, x, y, z kordinatalar va t vaqtga bog'liq bo'ladi:

$$\frac{d^2 \xi}{dx^2} + \frac{d^2 \xi}{dy^2} + \frac{d^2 \xi}{dz^2} = \frac{1}{v^2} \frac{d^2 \xi}{dt^2}, \quad (10.13)$$

Sinusoidal to'lqinlarning tarqalish tezligi fazaviy tezlik deb ataladi. U fazaning belgilangan qiymatiga mos keladigan to'lqin sirtlarining ko'chish tezligini bildiradi

$$\omega t - kx + \varphi = \text{const}$$

bu yerdan

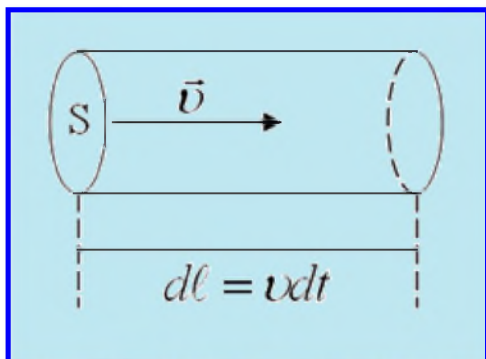
$$x = \frac{\omega}{k} t = \text{const}$$

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{k} = v, \quad (10.14)$$

Amalda, doimo to'lqinlar guruhiga duch kelamiz, ya'ni real to'lqin, yaqin chastotaga ega bo'lgan ko'p sonli sinusoidal to'lqinlarning ustma-ust tushgan to'lqin paketidan iborat bo'ladi. Bu to'lqin paketining tarqalish tezligi - guruhli tezlik deb ataladi.

Umumiy holda v fazaviy tezlik bilan mos tushadi. Fazaviy tezlik guruhli tezlik bilan quyidagicha bog'langan:

$$U = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}, \quad (10.15)$$



2-rasm. To'lqin tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan birlik yuzadan ko'chiriladigan energiya oqimi.

Agarda, har xil uzunlikdagi to'lqinlar bir xil tezlik bilan tarqalsa $dv/d\lambda = 0$ bo'ladi, ya'ni guruhli tezlik fazaviy bilan mos tushadi.

To'lqin jarayoni tebranayotgan bir nuqtadan ikkinchisiga energiyani uzatish bilan bog'liqdir. Agarda dV hajm elementida m massali n ta tebranayotgan zarrachalar bo'lsa, u holda har bir zarrachaning energiyasi

$$\frac{m\omega^2}{2} A^2$$

dan iborat bo'ladi.

Energiyaning hajmiy zichligi, ya'ni birlik hajmdagi zarrachalar energiyasi

$$w = \frac{dE}{dV} = \frac{mn\omega^2 A^2}{2} = \frac{\omega^2 A^2}{2} \rho, \quad (10.16)$$

bu yerda $\rho = mn$ – muhit zichligidir. Birlik vaqtda to'lqin tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan birlik sirt yuzasidan ko'chiriladigan energiya - energiya oqimining zichligi deb ataladi. Uni shunday tasavvur etish mumkin: Kesimi dS va $dl = v dt$ bo'lgan kichik silindr bo'ylab (2 - rasm), to'lqin v fazaviy tezlik bilan tarqalayotgan bo'lsin. Bu tsilindr hajmidagi energiya quyidagiga teng bo'ladi.

$$dE = w dV = w v dt ds$$

Energiya oqimi zichligi esa

$$j = \frac{dE}{ds \cdot dt} = \frac{w v dt ds}{ds dt} = w v = \frac{S w^2 A^2 v}{2} \quad (10.17)$$

ga teng bo'ladi. Buni vektor ko'rinishda shunday ifodalash mumkin $\vec{j} = w \vec{v}$. Energiya ko'chishi bo'yicha yo'nalgan bu vektor energiya oqimi zichligining vektori yoki Umov vektori deb ataladi.

Turg'un to'lqinlar.

Bir xil amplitudali ikkita qarama-qarshi yo'nalgan to'lqinlarni qo'shilishida juda muhim bo'lgan interferentsiya hodisasi kuzatiladi. Natijada paydo bo'lgan tebranma jarayon turg'un to'lqin deb ataladi. Amalda turg'un to'lqinlar to'lqinlarni to'siqlardan qaytishida hosil bo'ladi. x - o'qi bo'ylab, qarama - qarshi yo'nalishlarda tarqalayotgan, amplituda va chastotalari bir xil bo'lgan ikkita yassi to'lqinning tenglamasini yozamiz.

$$\begin{cases} \xi_1 = A \sin \left\{ \omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x \right\} \\ \xi_2 = A \sin \left\{ \omega t + \frac{2\pi}{\lambda} x \right\} \end{cases} \quad (10.18)$$

Bu ikki tenglamani qo'shsak, natijaviy to'lqin tenglamasini keltirib chiqaramiz:

$$\xi = \xi_1 + \xi_2 = 2A \cos \frac{2\pi}{\lambda} x \cdot \sin \omega t, \quad (10.19)$$

Bu tenglamadan, turg'un to'lqinning har bir nuqtasida uchrashayotgan, to'lqinlar chastotasiga teng chastotali tebranishlar kuzatilishi ko'rinib turibdi va uning amplitudasi x ga quyidagicha bog'liq bo'ladi:

$$A_{\text{tur}} = 2A \cos \frac{2\pi}{\lambda} x$$

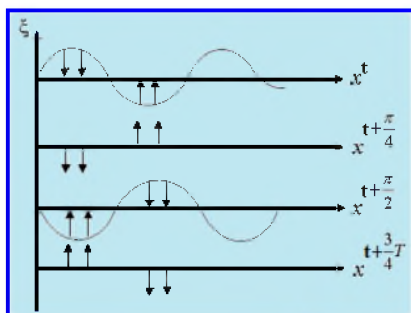
Koordinatalari quyidagi shartlarni:

$$\frac{2\pi}{\lambda} x = 2m\pi \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (10.20)$$

qanoatlantiradigan nuqtalarda amplituda o'zining $2A$ maksimal qiymatiga erishadi. Bu nuqtalar turg'un to'lqinning do'ngliklari deb ataladi. Koordinatalari

$$\frac{2\pi}{\lambda}x = \pm(2m+1)\frac{\pi}{2}, \quad (10.21)$$

shartni qanoatlantiradigan nuqtalarda to'lqin amplitudasi nolga aylanadi va bu nuqtalar turg'un to'lqinning tugunlari deb ataladi. Qo'shni tugunlar yoki do'ngliklar orasidagi masofa turg'un to'lqinning to'lqin uzunligi deb ataladi va u (10.20) - va (10.21) - ifodadan, chopar to'lqinning to'lqin uzunligini yarmiga teng bo'ladi $\lambda_{turg} = \lambda_{yug}/2$. $2A\cos(2\pi/\lambda)x$ - ko'paytma, nol



3 - rasm. Turg'un to'lqinlar.

qiymatni kesib o'tganda o'zining ishorasini o'zgartiradi, shu sababli, tugunning har xil tomonlaridagi tebranishlar fazasi π ga farq qiladi, ya'ni ikki tomondagi zarrachalar qarama - qarshi fazalarda tebranadilar. 3 - rasmda muhit zarrachalarining $1/4$ davrga teng vaqt momentlaridagi holatlari keltirilgan. Ko'rsatkichlar bilan zarrachalar tezligi ko'rsatilgan. Yugurayotgan to'lqindan farqli ravishda turg'un to'lqinda energiya uzatilishi kuzatilmaydi.

Energiya davriy ravishda, muhitni elastik deformatsiyalab, kinetik energiyadan potentsial energiyaga va teskariga o'tib turadi. Qaytish nuqtalarida, tushayotgan va qaytayotgan to'lqinlar tebranishi bir xil fazada sodir bo'ladi, shuning uchun bu tebranishlar qo'shilganda amplitudalar kuchayadi.

Gyugens prinsipi.

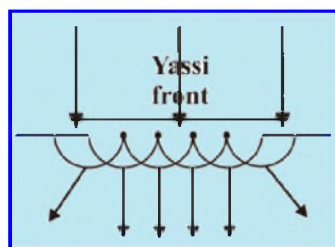
Gyuygens printsipi yordamida to'lqinlarning tarqalish hodisalarini kuzatish osonlashadi. Bu printsipga asosan, to'lqin harakati yetib borgan har bir nuqta ikkilamchi to'lqinlar manbaiga aylanadi: bu to'lqinlarni o'rab oluvchi egri chiziq keyingi momentdagi to'lqinlar fronti holatini beradi (4 - rasm).

Gyuygens printsiptidan foydalanib, ikki muhit chegarasidan to'lqinlarni qaytish va sinish qonunlarini keltirib chiqarish mumkin.

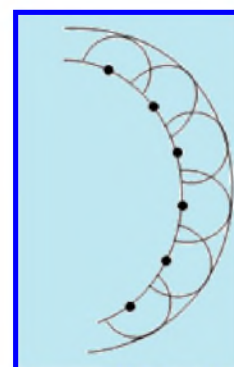
To'lqinlarning burchak ostida tushganidagi sinishi har xil muhitdagi, ularning har xil tezliklarga ega bo'lishi bilan tushuntiriladi.

Gyuygens printsipi, to'lqinlarga xos bo'lgan, ularning to'g'ri chiziqli tarqalishidan og'ishini tushuntirib bera oladi.

Agarda to'lqinlar chegaralanmagan fazoda tarqalsalar, ular o'zlarining to'g'ri chiziqli yo'nalishini saqlab qoladilar. O'z yo'lida to'siqlarga duch kelsa, uni o'rab o'tishga intilishadi. Bu hodisa difraktsiya hodisasi deb ataladi.



5-rasm. Ikkilamchi to'lqinlar frontining hosil bo'lishi.



4-rasm. Ikkilamchi to'lqinlarning hosil bo'lish markazlari.

Masalan, ko'p teshikli yassi to'siqqa unga parallel bo'lgan to'lqin fronti tushayotgan bo'lsin (5 - rasm).

Gyuygens printsiptiga asosan, yassi to'lqinning har bir teshigiga to'g'ri kelgan nuqtalar ikkilamchi to'lqinlar markaziga aylanadilar. Bu ikkilamchi to'lqinlarni o'rab oluvchi egri chiziqni chizsak, u ikkilamchi to'lqin fronti geometrik soya sohasini ham

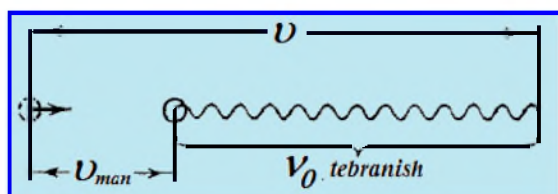
egallay boshlaydi.

Dopler effekti.

Elastik muhitda to'lqin chiqaruvchi manbadan bazibir oraliqda muhitdagi tebranisharni qabul qiluvchi qurilma joylashsin. Biz uni qabullagich deb ataymiz. Agar manba va to'lqin

qabullagich muhitga nisbatan harakatlanmasa manbadan chiqqan to'liqin chastotasi to'liqin qabul qiladigan manbadaga etib kelgan to'liqin chastotasiga teng bo'ladi. Demak, manbadan chiqqan to'liqin chastotasi qanday bo'lsa qabullagichga etib kelganda ham shunday bo'lae ekan, ya'ni to'liqinning chastotasi o'zgarmaydi. Agarda manba yoki qabullagich yoki ikkalasi ham muhitga nisbatan harakatlansa, unda qabullagichga yetib kelgan to'liqin chastotasi ν manbadan chiqayotgan to'liqin chastotasi ν_0 dan farq qilar ekan. Bu hodisaga Dopler effekti deb ataladi.

Faraz qilaylik, soddalik uchun manba va qabullagich tutashtiruvchi to'g'ri chiziqli bo'ylab harakatlansin. Manba tezligi v_{man} ni musbat deb olaylik agarda u qabullagich tomonga harakatlansa, aksincha qabullagichdan uzoqlashayotgan bo'lsa uning tezligi v_{man} ni manfiy deb olaylik. Shunga o'xshash qabullagichning tezligi v_{qab} ni musbat deb olaylik agar qabullagich manbaga yaqinlashayotgan bo'lsa, aksincha manfiy deb olaylik, agarda qabullagich manbadan uzoqlashayotgan bo'lsa.



6-rasm. Dopler effekti kuzatish tajribasi.

Agar manba harakatlanmasdan ν_0 chastota bilan tebranayotgan bo'lsa, unda manba ν_0 chi tebranishni chiqarganda birinchi tebranish to'liqin o'rkachi muhitda v yo'lni bosib o'tishga ulgiradi (v – to'liqinning muhitga nisbatan tarqalish tezligi). Demak,

Agarda manba muhitga nisbatan v_{man} tezlik bilan harakatlansa, unda manba ν_0 chi tebranishni chiqargan paytda birinchi tebranish o'rkachi manbadan $v - v_{man}$ oraliqda bo'ladi (6 - rasm). Demak, ν_0 to'liqinning o'rkachi va chuqurligi $v - v_{man}$ uzunlikda joylashar ekan. Chunki to'liqin uzunligi quyidagiga teng:

$$\lambda = \frac{v - v_{man}}{\nu_0} \quad (10.22)$$

Bir sekund davomida v uzunlikka joylashgan o'rkach va chuqurlik qo'zg'almas qabullagich yonidan o'tar ekan. Demak, qabullagich bir sekund mobaynida $v + v_{man}$ uzunlikda joylashgan o'rkach va chuqurlikli tebranishni qabul qiladi va

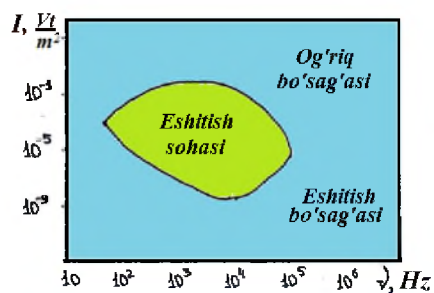
$$\nu = \frac{v + v_{man}}{\lambda} \quad (10.23)$$

chastota bilan tebranadi. (10.23) ifodaga (10.212) ni qo'yib quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\nu = \nu_0 \frac{v + v_{man}}{v - v_{man}} \quad (10.24)$$

(10.24) ifodaga binoan qabullagich va manbaning shunday harakatida qabullagich manbadan chiqarayotgan ν_0 chastotadan katta ν chastotani qabul qilib ular orasidagi masofa kamayar ekan. Agarda qabullagich bilan manba orasidagi masofa ortsa, unda ν chastota ν_0 chastotadan kichik bo'ladi.

To'liqlar odam qulog'iga etib borganda quloq pardasini majburiy tebrantiradi va odam tovushni eshitadi. Odamda tovush sezgisini uyg'otuvchi elastik to'liqlarga tovush to'liqlari deyiladi. Tovush to'liqlarining chastotasi 16-20.000 Hz oralig'da bo'ladi.



7 - rasm. Inson qulog'ining tovushni sezish diapazoni.

$\nu < 16 \text{ Hz}$ va $\nu > 20\,000 \text{ Hz}$ chastotali to'liqlar insonning eshitish organlari tomonidan qabul qilinmaydi. $\nu < 16 \text{ Hz}$ chastotali to'liqlarga infratovush va $\nu > 20\,000 \text{ Hz}$ chastotali to'liqlarga ultratovush to'liqlari deyiladi. Bundan tashqari tovush to'liqlarining quvvati odamda sezgi uyg'otish uchun etarli bo'lishi kerak.

Tovush to'liqlari ham barcha to'liqlar kabi muhitda tarqaladi va bo'shliqda tarqala olmaydi. Shuning uchun ham vakuumdan tovush uzatilmaydi.

Tovushning $T = 273 \text{ K}$ da havodagi tezligi $v = 331 \text{ m/s}$ ga teng. To'liqlarning tarqalish tezligi muhitga va haroratga bog'lik. Bu hususiyat tovushning tarqalish tezligiga ham hosdir. Masalan tovushning suvdagi tarkalish tezligi $v_s = 1450 \text{ m/s}$, po'latda esa $v_p = 5000 \text{ m/s}$.

Tovushning intensivligi deb, tovush to'liqlarining, tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan birlik yuzadan olib o'tadigan energiyasi bilan aniqlanadigan kattalikka aytiladi:

$$I = \frac{W}{St}, \quad (10.25)$$

Tovush intensivligining SI dagi birligi:

$$I = \frac{W}{St} = \frac{1 \text{ J}}{1 \text{ m}^2 \cdot 1 \text{ s}} = 1 \frac{\text{J}}{\text{m}^2}$$

To'liqin energiyasi to'liqin amplitudasi va chastotasining kvadratlariga to'g'ri proporsional. Shuning uchun ham to'liqin intensivligi to'liqin amplitudasi, chastotalarining kvadratiga to'g'ri proporsional deyiladi. Shuni qayd etish kerakki inson qulog'ining sezuvchanligi turli chastotalar uchun turlichadir. Kishida tovush tuyg'usini uyg'otish uchun har bir chastotaga mos ma'lum minimal intensivlik mavjud. Agar intensivlik o'sha chegaradan oshib ketsa tovush eshitilmaydi va quloqda og'rik qo'zg'atadi. Shunday qilib har bir to'liqin chastotasi uchun eng kichik (eshitish bo'sag'asi) va eng katta (og'rik sezish bo'sag'asi) tovush intensivligi mavjuddir. 7 – rasmda eshitish va og'rik sezish bo'sag'alarining tovush chastotasiga bog'liqligi ko'rsatilgan. Ular orasida eshitish sohasi joylashgan.

Tovushning qattiqligi intensivlikka bog'lik bo'lgan kattalikdir. Veber-Fehner qonuni bo'yicha intensivlik ortishi bilan tovushning qattiqligi logarifmik qonun bo'yicha ortadi:

$$L = \lg \frac{I}{I_0} \quad (10.26)$$

I_0 – eshitish bo'sag'asidagi tovush intensivligi bo'lib barcha tovushlar uchun 10^{-12} Wt/m^2 deb qabul qilinadi. L – kattalik tovushning intensivlik darajasi deyiladi va bel (B) yoki detsibellarda (dB) o'lchanadi.

1000 Hz chastotada, agar intensivlik darajasi 1 dB bo'lsa tovushning qattiqligi 1 fon bo'ladi. Qattiqlikdan tashkari tovushni xarakterlovchi tovushning balandligi va tembri tushunchalaridan ham foydalaniladi. Tovushning balandligi - tovush chastotasiga bog'liq bo'lib, eshituvchi tomonidan aniqlanadigan, tovushning sifatidir. Chastota ortishi bilan tovushning balandligi ham orta boradi.

Tovushning tembri esa energiyaning ma'lum chastotalar orasida taqsimlanishini xarakterlovchi kattalikdir. Masalan bir hil notada ashula aytuvchi honandalar turlicha energiya sarflaganlari uchun turlicha tembrga ega bo'ladilar.

Nazorat savollari

1. To'lqin deb nimaga aytiladi? Qanday to'lqinlarni bilasiz?
2. To'lqinlarning tarqalish tezligi qanday fizik kattaliklarga bog'liq?
3. To'lqinlarning fazaviy va guruhli tezligini tushuntirib bering.
4. Turg'un to'lqinlar va ularning tenglamasi qanday ko'rinishda?
5. Dopler effekti deb nimaga aytiladi?
6. Gyugens prinsipini tushuntirib bering.
7. Tovushning tezligi nimaga teng?

MOLEKULAR – KINETIK NAZARIYA ASOSLARI. IDEAL GAZ HOLATINING ASOSIY TENGLAMASI

Reja:

1. Tizimning mikroskopik xususiyatlarini o'rganishda statistik va termodinamik usullar.
2. Molekulyar-kinetik nazariya asoslari. Molekulaning xarakteristikalarini. Molekulaning kattaligi. Modda miqdori. Avogadro, Dalton qonuni va Loshmit soni.
3. Ideal gaz va uning makroskopik parametrlari. Harorat.
4. Ideal gaz qonunlari. Holat tenglamasi.
5. Ideal gaz molekulyar-kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi.

Tizimning mikroskopik xususiyatlarini o'rganishda statistik va termodinamik usullar.

Molekulyar fizika va termodinamika – katta miqdordagi atom va molekulalarga bog'liq bo'lgan mikroskopik jarayonlarni o'rganadi. Bu jarayonlarni o'rganishda bir-biridan farqli va bir-birini to'ldiruvchi ikki usuldan foydalaniladi: molekulyar kinetik nazariyaga asoslangan statistik usul va termodinamik usul.

Molekulyar fizika – barcha jismlar doimo tartibsiz harakatda bo'lgan atom yoki molekulalardan iboratdir, degan molekulyar kinetik tushunchalarga asoslangan, moddalarning tuzilishi va xususiyatlarini o'rganuvchi fizikaning bo'limidir.

Moddalar atomlardan tuzilgan, degan g'oya qadimiy grek filosofi Demokrit (eramizdan 460-370 y.ol.) tomonidan ilgari surilgan. Bu g'oya XVII asrda M.Lomonosov tomonidan yanada rivojlantirildi. XIX asr o'rtalarida nemis fizigi - R. Klauzius, ingliz fizigi Dj. Maksvell va avstriya fizigi - L. Boltsman tomonlaridan molekulyar - kinetik nazariya yaratildi.

Molekulyar fizika o'rganadigan jarayonlar – juda ko'p miqdordagi molekulalarning o'zaro ta'siri natijasi bilan bog'liq jarayonlardir.

Juda ko'p miqdordagi molekulalarning o'zaro ta'siri, holatiga bog'liq qonunlar – statistik usullar orqali o'rganiladi.

Makroskopik tizim xususiyatlari, pirovard natijada, tizim zarrachalari xususiyatlari, bu zarrachalarning dinamik xarakteristikalarining o'rtacha qiymatlari va harakatlarining ayrim belgilari bilan aniqlanadi. Masalan, jismning temperaturasi uning molekulalari betartib harakatlarining o'rtacha tezligi bilan aniqlanadi.

Islalgan vaqtda har xil molekulalar har xil tezliklarga ega va bir-birlari bilan o'zaro ta'sirda bo'ladilar. Molekula tezligi – faqat barcha molekulalar harakat tezliklari qiymatlarining o'rtachasi bilan belgilanadi. shuning uchun alohida molekulaning temperaturasi to'g'risida so'z yuritish mumkin emas. Natijada jismning makroskopik xususiyatlari faqat katta miqdordagi molekulalarni hisobga olgan holda fizik ma'noga ega bo'ladi.

Termodinamika – termodinamik muvozanat holatlarda va bu holatlarga o'zaro o'tish jarayonlarida bo'lgan makroskopik tizimning umumiy xususiyatlarini o'rganadi. shu jarayonlar asosini belgilaydigan mikrojarayonlarni termodinamika o'rganmaydi va shu bilan statistik usuldan farq qiladi.

Termodinamik tizim – makroskopik jismlar majmuasidan iborat bo'lib, bu jismlar doimo o'zaro ta'sirlashadilar va nafaqat o'zaro, balki tashqi muhit bilan ham energiya almashib turadilar.

Termodinamik metod asosi – bu termodinamik tizimning holatini aniqlash usulidir. Tizimning holati, uning xususiyatini belgilovchi fizik kattaliklar majmuasidan iborat bo'lgan termodinamik parametrlar bilan belgilanadi. Odatda tizimning holatini belgilovchi parametrlar sifatida – temperatura, bosim va solishtirma hajmlar tanlanadi. Tizimning holatini aniqlab beruvchi fizikaviy kattaliklar tizimning parametrlari deb ataladi.

**Molekulyar-kinetik nazariya asoslari. Molekulaning xarakteristikalarini.
Molekulaning kattaligi. Modda miqdori. Avogadro qonuni va Loshmit soni.**

Molekulyar-kinetik nazariya asoslari. Yuqorida qayd etilganidek barcha moddalarning tuzilishi va xossalari ular tashkil topgan, betartib harakatdagi molekulalarga bog'liq. O'tkazilgan ko'plab tajribalar va nazariy xulosalar molekulyar-kinetik nazariyaning asosida yotuvchi ko'yidagi uchta qoidaning yaratilishiga olib keladi:

1. Barcha moddalar juda kichik zarralar-atomlar va molekulalardan tashkil topgan. O'z navbatida ular ham yanada kichikroq zarralardan (elektronlar, protonlar, neytronlar) tashkil topgan.
2. Moddalarning atomlari va molekulalari doimo uzluksiz xaotik harakat holatida;
3. Istalgan moddalarning zarralari orasida o'zaro ta'sir – tortishish va itarish kuchlari mavjuddir. Bu kuchlar elektromagnit tabiatga ega.

Molekulaning o'lchamlari. Molekulaning o'lchamlari juda kichik bo'lgani uchun ularni oddiy ko'z bilan ko'rish mumkin emas. Eng katta molekulalar elektron mikroskop yordamida suratga olingan. Eng nozik tajribalarning ko'rsatishicha ikki atomli kislorod molekulasi chiziqli kattaligi $4 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ atrofida. Umuman molekulalarning chiziqli kattaligi $10^{-8} \div 10^{-10} \text{ m}$ bo'ladi. suv molekulasi chiziqli o'lchami chana bilan quyidagiga teng

$$d = \sqrt[3]{V_m} = \sqrt[3]{\frac{M}{cN_A}} = \sqrt[3]{30 \cdot 10^{-30}} \approx 3 \cdot 10^{-10} \text{ m} = 3 \cdot \text{\AA}$$

Boshqa molekulalarning o'lchamlari ham bir nechta angstrom tartibida bo'ladi. shuni ta'kidlash lozimki molekula o'z navbatida atomlardan tashkil topadi. Atomlar esa yadro va uning atrofida harakatlanuvchi elektronlardan iborat bo'ladi.

Molekulaning massasi. Alohida molekulalarning massalari juda kichik bo'lib, maxsus-asbob massa-spektrometrlar yordamida aniqlanadi. Masalan suv molekulasi massasi $3 \cdot 10^{-26} \text{ kg}$ atrofida. shuning uchun ham fizikada, molekulalar massalarining absolyut qiymatlari bilan emas, balki o'lchamsiz nisbiy kattaligi bilan ish ko'riladi. Chunki bu hisob-kitobni ancha osonlashtiriladi. Xalka qo kelishuvlarga asosan etalon, ya'ni birlik atom massasi m_0 cifatida uglerod ^{12}C izotopi (atomar) massasining 1/12 qismi qabul qilingan.

$$m_0 = \frac{1}{12} m_{oc} = 1.66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$$

Istalgan molekulaning nisbiy massasi M_0 ni aniqlash uchun molekula massasining absolyut qiymati m_{mol} ni birlik atom massasi m_0 ga bo'lish kerak

$$M_0 = \frac{m_{mol}}{m_0}$$

Xuddi shuningdek nisbiy atom massasi A_0 ni aniqlash uchun esa atom massasining absolyut qiymati m_{am} ni birlik atom massasi m_0 ga bo'lish kerak.

$$A_0 = \frac{m_{am}}{m_0}$$

Modda miqdori. Moddalar ulkan miqdordagi molekulalardan tashkil topganligini, va o'z navbatida turli moddalar molekulalari massalarining teng emasligi ularni solishtirishda katta qiyinchiliklar tug'diradi. Aynan shu qiyinchilikni engish maqsadida tarkibida bir xil N_A ta molekula bo'lgan modda miqdori tushunchasi kiritiladi. Modda miqdori-moddadagi molekulalar sonining 0,012 kg ugleroddagi molekulalar soni N_A ga nisbati bilan aniqlanadigan kattalikdir. Modda miqdori ν harfi bilan belgilanadi. Uning SI dagi birligi $[\nu]=1 \text{ mol}$. Mol-0,012 kg uglerodda qancha molekulalar bo'lsa, shuncha molekulalari bo'lgan modda miqdoridir.

$$\nu = \frac{m}{M} = \frac{N}{N_A} = \frac{V}{V_0}$$

Bu yerda m –berilgan moddaning massasi, M – molyar massa, N – berilgan moddadagi molekula (yoki atom) lar soni, V – gazninh hajmi, V_0 – normal sharoitdagi hajmi, N_A – Avogadro doimiysi.

Avogadro soni. Yuqorida aniqlanganidek, istalgan moddaning 1 molida bir xil sondagi molekulalar mavjuddir. Bu songa Avogadro doimiysi deyiladi. Endi Avogadro doimiysi nimaga tengligini aniqlaylik. Buning uchun modda miqdori ta'rifidan foydalanamiz, ya'ni 0,012 kg uglerodda N_A ta molekula bor.

$$N_A = \frac{0.012}{m_{oc}} \text{ kg} \cdot \text{mol}^{-1}$$

Bu erda m_{oc} uglerod molekulasining massasi. Birlik atom massasining ta'rifiga asosan $m_{oc} = 12 m_0$. shunday qilib

$$N_A = \frac{0.012 \text{ kg}}{12 m_0} \text{ mol}^{-1} = \frac{0.012 \text{ kg}}{12 \cdot 1.66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}} \text{ mol}^{-1} = 6.02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$$

ya'ni istalgan moddaning bir molida $N_A = 6.02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ ta molekula mavjud.

Avogadro qonuni. Istalgan moddaning bir molidagi molekulalar soni teng ekanligini ko'rdik.Endi bir mol qancha hajmni egallaydi degan savol tug'iladi. Bu savolga Avogadro (1776-1856) qonuni javob beradi: Bir xil harorat va bir xil bosimda istalgan gazning bir moli bir xil hajmni egallaydi. Normal sharoitda bu hajm $V_0 = 22.4 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{mol}$ ga teng.

Normal sharoit: bosim normal atmosfera $P = 101325 \text{ Pa} = 760 \text{ mm. stm. ust.}$ va harorat $T = 273,15 \text{ K}$ yoki $t = 0^\circ \text{C}$ bo'lgan sharoit.

Molekulyar massa. Ko'pincha molekulyar massa (M) tushunchasidan foydalanishga to'g'ri keladi. Molekulyar massa bir mol moddaning massasi kabi aniqlanib,molekula massasining Avagadro soniga ko'paytmasi kabi aniqlanadi.

$$M = m_{mol} \cdot N_A$$

SI da molekulyar massasining birligi – kg/mol . Istalgan miqdoridagi moddaning massasi m ni topish uchun uning molekulyar massasi M va undagi modda miqdori (mollar soni) ν ni ko'paytirish kerak.

$$m = \nu \cdot M$$

Loshmidt soni. Normal sharoitda 1 m^3 gazdagi molekular Loshmidt soni bilan aniqlanadi. Ma'lumki 1 mol gazda N_A ta molekula mavjud, va 1 mol gaz normal sharoitda V_0 hajmni egallaydi. Unda normal sharoitda istalgan gazning 1 m^3 da

$$N_L = \frac{N_A}{V_0} = \frac{6.02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}}{22.4 \cdot 10^{-3} \text{ mol}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}} = 2.7 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$$

ta molekula mavjud bo'ladi.

Ideal gaz va uning makroskopik parametrlari. Harorat.

Mexanikadagi kabi, molekulyar fizikada ham hisoblashni osonlashtirish uchun xizmat qiladigan ideallashtirilgan model-ideal gaz tushunchasidan foydalaniladi. Ideal gaz deb ko'yidagi shartlarni bajaradigan gazga aytiladi:

1. gaz molekularining xususiy hajmi gaz egallab turgan idishning hajmiga nisbatan e'tiborga olmaydigan darajada kichik;
2. gaz molekulari orasida o'zaro ta'sir kuchlari mavjud emas;
3. gaz molekularining o'zaro va idish devorlari bilan urilishi absolyut elastik.

shuni ta'kidlash kerakki, real gazlar ham normal sharoitga yaqin sharoitlarda (kislorod, geliy) va yuqori harorat, past bosimda o'z xossalari bilan ideal gazlarga juda o'xshab ketadi. Bundan tashqari molekularning xususiy hajmlari va o'zaro ta'sirini hisobga oluvchi tuzatish kiritish bilan ideal gaz qonunlaridan real gaz qonunlarini hosil qilish mumkin.

Gaz parametrlari. Gazning holati bir-biriga bog'lik bo'lgan va holat parametrlari deyiladigan quyidagi kattaliklar bilan xarakterlanadi: bular hajm V , bosim P va harorat T .

Gazning hajmi V u egallab turgan idishning hajmi bilan mos keladi. Hajmning SI dagi birligi m^3 .

Gazning bosimi. sirt elementiga normal ta'sir etayotgan F kuchning shu element yuzasi S ga nisbati bilan aniqlanadigan fizik kattalikka bosim deyiladi.

$$P = \frac{F}{S}$$

SI da bosim birligi –1 paskal. Hozircha bosimning sistemaga kirmaydigan ba'zi birliklaridan foydalaniladi. Bular: fizik atmosfera $P = 1.013 \cdot 10^5 \text{ Pa} = 760 \text{ mm.sim.ust.}$ texnik atmosfera $P = 9.81 \cdot 10^4 \text{ Pa}$.

Betartib harakatda bo'lgan gaz molekulari idish devorlariga uriladi va juda kichik vaqt davomida devorga ma'lum kuch bilan ta'sir ko'rsatadi. Molekularning betartib urilishlari natijasida birlik yuzaga ma'lum bir bosim ko'rsatiladi. Bosimni o'lchaydigan asboblarga manometrlar va barometrlar deyiladi. O'z vazifalariga qarab manometrlar turli-tuman bo'ladi.

Dalton qonuni. Ideal gaz aralashmasining bosimi aralashmaga kiruvchi gazlar partial bosimlarining yig'indisiga teng bo'ladi, ya'ni

$$P = P_1 + P_2 + \dots + P_n$$

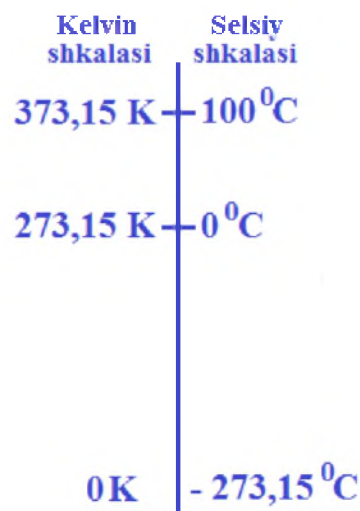
bu erda $P_1, P_2, \dots, P_n$ – partial bosimlar deyilib, agar har bir gazning o'zi aralashma egallagan hajmni egallaganda idish devorlariga ko'rsatishi mumkin bo'lgan bosim bilan aniqlanadi.

Harorat. Jismlarning issiklik darajasini xarakterlash uchun harorat tushunchasidan foydalaniladi. Agar kizitilgan jism(harorati yukori jism) kizitilmagan jismga (harorati past jismga) tegizilsa ular orasida issiklik almashuvi ro'y beradi. Energiya harorati yukorirok jismdan harorati pastrok jismga o'tadi. Bu jarayon jismlarning haroratlari tenglashguncha, ya'ni issiklik muvozanati vujudga kelguncha davom etadi. Demak issiklik muvozanatidagi jismlarning haroratlari bir xil bo'ladi. shuning uchun ham haroratga sistemaning issiklik muvozanatini xarakterlovchi kattalik deyiladi.

Haroratni o'lchash uchun etalon sifatida gaz (vodorod) yoki suyukliklarning (simob, spirt) issiklikdan hajmining o'zgarishidan foydalaniladi. Harorat o'lchanadigan asbobga termometr deyiladi. Biz kundalik hayotda termometr bilan yaxshi tanishmiz. Masalan simoblik termometr yordamida -30° dan 800° gacha haroratni o'lchash mumkin. Haroratni o'lchashda aniqlik kiritish maqsadida harorat shkalasi kiritiladi.

1960 yilda bo'lib o'tgan o'lchovlar va tarozilar bo'yicha XI bosh konferentsiyaning karoriga muvofiq haroratning ikkita shkalasidan foydalaniladi. Termodinamik harorat shkalasi (T) harorat kelvinlarda (K) va xalkaro amaliy harorat shkalasi (t) harorat tselsiy graduslarida ($^{\circ}C$) o'lchanadi. Termodinamik harorat va xalkaro amaliy harorat shkalalari quyidagi munosabat yordamida bog'langan.

$$T = 273,15 + t$$



1 - rasm. Haroratning shkalalari.

Termodinamik va xalkaro amaliy harorat shkalalarida haroratning masshtab birliklariga teng, ya'ni termodinamik shkaladagi 1 K haroratlar farqi, xalqaro amaliy shkaladagi 1 $^{\circ}C$ haroratlar farqiga mos keladi, 1 $^{\circ}C$ birligi=1 K birligiga.

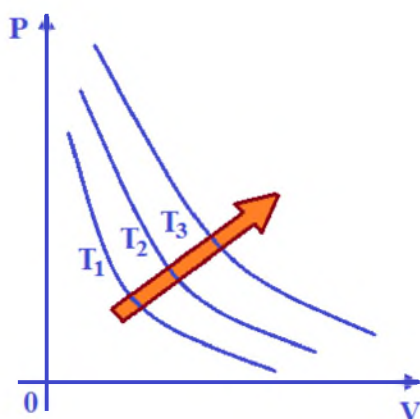
Absolyut nol harorat Xalqaro amaliy shkalada haroratni aniqlashning tayanch nuqtalari sifatida, normal atmosfera bosimida suvning muzlash va qaynash haroratlari olingan. so'ngra bu oralik teng yuzga bo'linib harorat shkalasi hosil qilingan. Bunday shkalani birinchi bo'lib shvetsiyalik olim selsiy (1742 yilda) taklif qilganligi uchun unga tselsiy shkalasi ham deyiladi.

Haroratning termodinamik shkalasi esa ingliz olimi Kelvin tomonidan taklif qilingan. Bu shkalaning boshlanish nuqtasi sifatida nol gradus Kelvin 0 K, $-273,15^{\circ}C$ qabul qilingan. (1-rasm) Bu haroratda ideal gazning bosimi nolga teng bo'ladi, ya'ni molekullari harakatdan to'xtaydi. 0 K dan pastgi harorat bo'lishi mumkin emas va shu bilan birga bu haroratga etishib ham bo'lmaydi. 0 K ga abslyut nol harorat deyiladi.

Ideal gazning qonunlari. Holat tenglamasi.

Yuqorida ideal gaz uchta parametr: harorat T , hajm V va bosim P lar bilan xarakterlanishi haqida aytilgan edi. Bu parametrlarning birortasining o'zgarishi hech bo'lmaganda ikkinchisining ham o'zgarishiga olib keladi. sistemadagi jarayonlarni soddalashtirib o'rganish maqsadida parametrlarning birortasi o'zgarmay qolib (izojarayonlar) qolgan ikkita o'zgaradigani orasidagi bog'lanishlarni ko'raylik. Bu qonunlar molekulyar-kinetik nazariya yaratilganga qadar tajribalar yordamida aniqlangan. shuning uchun ham ular ideal gazning tajribaviy qonunlari deyiladi.

Boyl - Mariott qonuni



2 - rasm. PV tekisligidagi izotermalar. $T_3 > T_2 > T_1$

Berilgan massali gaz uchun, temperatura o'zgarmas bo'lganda, gaz bosimining uning hajmiga ko'paytmasi o'zgarmas kattalikdir:

$$PV = P_1V_1 = P_2V_2 = \dots = P_nV_n = \text{const}$$

yoki

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{V_2}{V_1} = \dots = \frac{P_{n-1}}{P_n} = \frac{V_n}{V_{n-1}} = \text{const}$$

Temperatura o'zgarmas bo'lganda, modda xususiyatini tavsiflovchi P va V kattaliklar orasidagi bog'lanishni tasvirllovchi egri chiziq *izoterma* deb ataladi (2 - rasm).

Termodinamik jarayon sodir bo'ladigan temperatura qiymati oshishi bilan, izotermanni tasvirllovchi giperbola ham yuqoriga siljiydi.

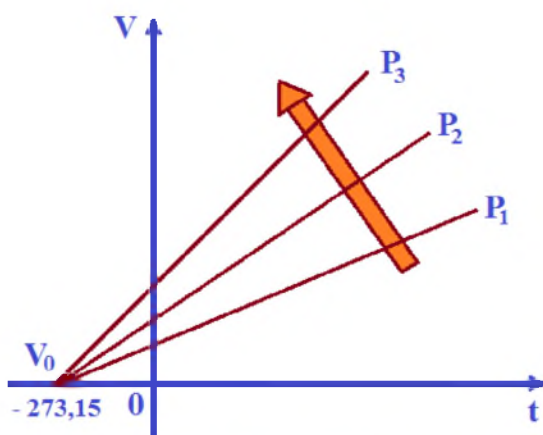
Gey - Lyussak qonuni.

Berilgan m massali gaz hajmi, bosim o'zgarmas bo'lganda, temperaturaga bog'liq ravishda to'g'ri chiziq bo'yicha o'zgaradi. Ya'ni $m = \text{const}$, $p = \text{const}$ da (3 - rasm)

$$V = V_0(1 + \alpha t). \quad (11.1)$$

Bu erda t – tselsiy shkalasi bo'yicha harorat, V_0 – 0°C dagi gaz hajmi, $\alpha = 1/273,15 \text{ K}^{-1}$ – gazning hajmiy kengayishidagi termik koeffitsient.

Agar haroratning termodinamik va amaliy shkalalari orasidagi $T = t + 273,15$ munosabatni



3 - rasm. Vt tekisligidagi izobaralar. $P_3 > P_2 > P_1$.

$$t = T - 273,15 = T - \frac{1}{\alpha} \quad (11.2)$$

ko'rinishida yozsak va uni (6.1) ga ko'ysak,

$$V = V_0 \left[1 + \alpha \left(T - \frac{1}{\alpha} \right) \right] = V_0 \alpha T \quad (11.3)$$

ifodani hosil qilamiz. Ushbu ifodadan ko'rinish turibdiki $T = 0$ da $V = 0$, ya'ni gaz go'yoki hajmga ega bo'lmaydi. Bu esa Gey-Lyussak qonunining juda past haroratlarda bajarilmasligini ko'rsatadi. shuning uchun ham izobaralar past haroratlarda uzlukli chiziqlar bilan ko'rsatilgan.

Gey-Lyussak qonunini

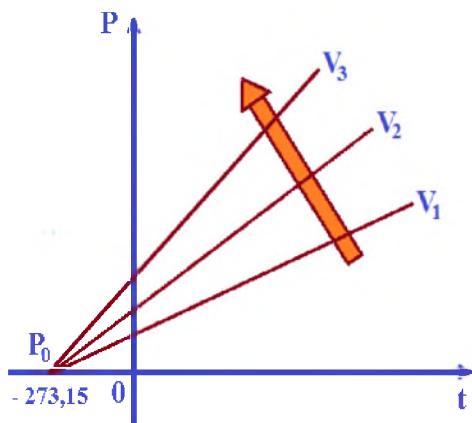
$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad (11.4)$$

ko'rinishda ham yozish mumkin. ya'ni α – gazning hajmiy kengayish termik koeffitsiyenti, u quyidagiga teng:

$$\alpha = \frac{V - V_0}{V_0 t}$$

Sharl qonuni.

Berilgan m massali gaz bosimi, uning hajmi o'zgarmas $V = \text{const}$ bo'lganda, temperaturaga bog'liq ravishda to'g'ri chiziq bo'yicha o'zgaradi (4 - rasm): ya'ni $m = \text{const}$, $V = \text{const}$ da



4 - rasm. $P-t$ tekisligidagi izoxoralar. $V_3 > V_2 > V_1$.

$$P = P_0(1 + \alpha t) \quad (11.5)$$

bu erda $P_0 - 0^\circ\text{C}$ dagi gaz bosimi.

Hajm o'zgarmasdan ro'y beradigan jarayonlarga izoxarik jarayonlar, P va t orasidagi bog'lanishlarni ifodalaydigan chiziqlarga esa izoxoralar deyiladi. Endi (11.2) ifoda yordamida (11.5) ni o'zgartirib

$$P = P_0 \left[1 + \alpha \left(T - \frac{1}{\alpha} \right) \right] = P_0 \alpha T \quad (11.6)$$

ifodani hosil qilamiz.

$T = 0$ da $P = 0$ bo'ladi, ya'ni gazning bosimi nolga teng bo'ladi. Demak absolyut nol haroratda gaz molekulalari harakatdan to'xtaydi. sharl qonunini quyidagi ko'rinishda ham yozish mumkin

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{T_1}{T_2}$$

Adiabatik jarayon.

Tizim tashqaridan issiqlik olmasa yoki unga issiqlik uzatmasa, ya'ni $Q = \text{const}$ bo'lsa, bu jarayon – adiabatik jarayon deb ataladi.

Berilgan massali gaz uchun quyidagi munosabat o'rinli bo'ladi:

$$PV^\gamma = \text{const}$$

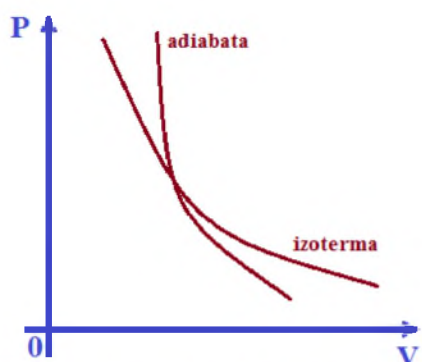
$$\frac{P_1}{P_2} = \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^\gamma$$

bu yerda $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ – Puasson koeffitsienti deb ataladi.

Bu bog'lanish egri chiziqlari adiabatalar deb ataladi (5 - rasm).

5 - rasmda ko'rinish turibdiki, adiabata izotermaga nisbatan tik joylashgan. Bu, adiabatik siqilishda hosil

bo'lgan issiqlik, gaz haroratining ortishiga olib keladi va o'z navbatida qo'shimcha bosimning ortib ketishiga ham.



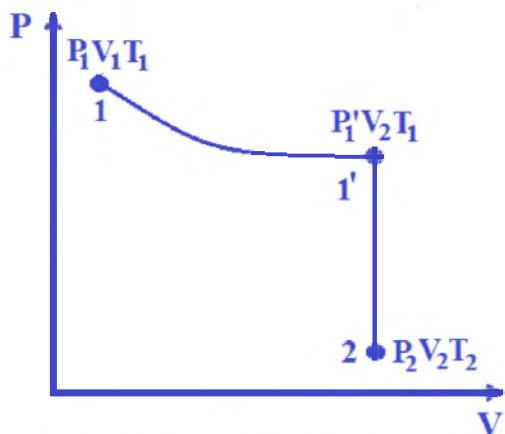
5 - rasm. Adiabatik jarayonda bosimning hajmga bog'liqlik grafigi.

Ideal gazning holat tenglamasi.

Ideal gaz qonunlariga asosan ma'lum massali gaz holati uning uchta termodinamik parametri bilan belgilanadi; P – bosim, V – hajm va T – temperatura. Bu parametrlar bir-biri bilan holat tenglamasi deb ataladigan aniq bog'lanishga ega:

$$f(P, V, T) = 0$$

bu yerda uchta o'zgaruvchilardan biri qolgan ikkitasining funktsiyasidir.



6 - rasm. Termodinamik tizimning izotermik jarayondan izoxorik jarayonga o'tishi.

Boyl - Mariott va Gey - Lyussak qonunlarini umumlashtirib frantsuz fizigi Klayperon ideal gazning holatlar tenglamasini keltirib chiqardi. Masalan, ma'lum massali gaz T_1 temperaturada V_1 hajmni egallagan bo'lib, P_1 bosimga ega bo'lsin. shu gaz boshqa holatda P_2, V_2, T_2 termodinamik parametrlarga ega bo'ladi (6 - rasm).

Gaz 1 - holatdan 2 - holatga ikki xil jarayon orqali o'tadi, deb hisoblaymiz: (1 - 1') – izotermik va (1' - 2) – izoxorik jarayonlar orqali.

Boyl - Mariott va Gey - Lyussak qonunlariga asosan quyidagiga ega bo'lamiz

$$P_1 V_1 = P_1' V_2, \quad \frac{P_1'}{P_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad (11.7)$$

P_1' parametrni qisqartirsak,

$$\frac{P_1 V_1}{T_1} = \frac{P_2 V_2}{T_2}$$

ga ega bo'lamiz. 1 - va 2 - holatlar ixtiyoriy olingani uchun, berilgan massali gaz uchun PV/T nisbat doimiy bo'ladi:

$$\frac{PV}{T} = B = const, \quad (11.8)$$

bu ifoda *Klayperon tenglamasi* deb ataladi. Bu yerda B – gaz doimiysidir va u har xil gazlar uchun har xildir.

Klayperon va Avogadro tenglamalarini umumlashtirib, M bir molyar hajm V_m uchun quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$PV_m = RT, \quad (11.9)$$

shuning uchun R – molyar gaz doimiysi deb ataladi. Normal sharoitlarda $P_0 = 1,03 \cdot 10^5 \text{ Pa}$, $T_0 = 273,15 \text{ K}$, $V_m = 22,41 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{mol}$ bo'lgan holda.

$$R = \frac{PV_m}{T} = \frac{1,03 \cdot 10^5 \text{ Pa} \cdot 22,41 \cdot 10^{-3} \frac{\text{m}^3}{\text{mol}}}{273,15 \text{ K}} = 8,31 \frac{\text{J}}{\text{mol} \cdot \text{K}}$$

ga teng bo'ladi.

Endi istalgan massali gazlarni olsak, ularning hajmini molyar hajm bilan quyidagicha bog'lasak bo'ladi:

$$V = \frac{m}{M} V_m$$

bu yerda M – molyar massa, u xolda m – massali gaz uchun holatlar tenglamasini quyidagicha yozish mumkin:

$$PV = \frac{m}{M} RT. \quad (11.10)$$

(11.10) istalgan m massali gaz uchun *Klapeyron-Mendeleev tenglamasi* deyiladi.

Ba'zan ideal gaz holat tenglamasining boshqacharoq ko'rinishidan foydalaniladi. Buning uchun Boltsman doimiysi deyilguvchi kattalik kiritiladi. Boltsman doimiysi

$$k = \frac{R}{N_A} = \frac{8,31 \frac{J}{mol \cdot K}}{6,02 \cdot 10^{23} mol^{-1}} = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K}$$

ga teng bo'lgani uchun (11.9) – ifodani shunday ko'rinishda qayta yozish mumkin:

$$P = \frac{RT}{V_m} = \frac{kN_A T}{V_m} = nkT$$

bu yerda k – bitta molekulaning issiqlik harakati energiyasidir, n – gaz molekularining konsentratsiyasidir.

shunday qilib, gazlarning holat tenglamasi

$$P = nkT, \quad (11.11)$$

dan iborat va undan ko'rinib turibdiki, ideal gazning bosimi berilgan temperaturada gaz molekularining konsentratsiyasiga to'g'ri proporsional ekan.

Ideal gaz molekulyar-kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi.

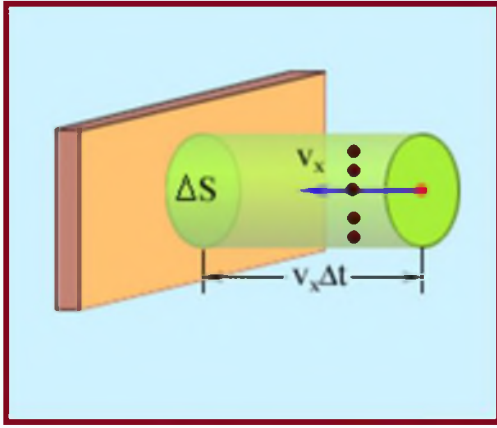
Molekulyar - kinetik nazariyaning asosiy tenglamasini keltirib chiqarish uchun, bir xil atomli ideal gazni olamiz. Gaz molekulari tartibsiz harakat qiladi, bir-biri bilan o'zaro to'qnashish soni idish devori bilan urilish sonidan juda kichik va bu to'qnashishlar mutlaq elastik, deb faraz qilamiz. shuni ta'kidlab o'tish lozimki, ideal gaz statistik fizika qonunlariga bo'ysungani uchun tizimdagi molekulalardan bir nechta, qolganlarini to'xtab qolishi hisobiga, nihoyatda katta tezlikka erishishi mumkin emas.

T temperaturada gaz joylashgan idish devoridan ma'lum ΔS elementar yuzani ajratamiz va bu yuzaga tasir etayotgan bosimni hisoblashga harakat qilamiz (7 - rasm).

Yuzaga perpendikulyar harakat qilayotgan molekular har bir urilganda yuzaga quyidagicha impuls beradi:

$$m_0 v - (-m_0 v) = 2m_0 v$$

bu yerda m_0 – molekula massasi, v – uning tezligi.



7 - rasm. ΔS elementar yuzaga kelib uriluvchi molekulalarning idishga berayotgan impul'si.

Δt vaqt ichida ΔS yuzaga asosi ΔS va balandligi $v_x \Delta t$ bo'lgan tsilindr hajmida joylashgan molekulalarga yetib kelishi mumkin. Ushbu molekulalar soni $n \Delta S v_x \Delta t$ ga teng, bu yerda n – molekulalar konsentratsiyasi. Ammo, real sharoitlarda, ΔS yuzaga molekulalar, har xil burchak ostida kelib uriladi va har xil tezliklarga ega buladi, uning ustiga har bir to'qnashishda molekulalar tezligi o'zgarib turadi.

Molekulalarning tartibsiz harakatiga tegishli tezlik, harakat energiyasi va idish devoriga uzatadigan bosimini hisoblashni soddalashtirish uchun uchta bir-biriga perpendikulyar yo'nalishlar bo'yicha harakatlarni inobatga olamiz. Istalgan

vaqtda har bir yo'nalishda molekulalarning $1/3$ qismi harakatlanadilar, uning yarmi esa (ya'ni $1/6$ qismi) ΔS yuzaga kelib uriladi. U holda berilgan yo'nalishda harakat qilayotgan molekulalarning ΔS yuzaga urilish soni

$$\Delta N = \frac{1}{6} N = \frac{1}{6} n \Delta S v_x \Delta t$$

ga tengdir. Bu yerda $N = nV = n \Delta S v_x \Delta t$.

Bu molekulalarning yuza bilan to'qnashganda beradigan impulsi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\Delta p = 2m_0 v_x \cdot \frac{1}{6} n \Delta S v_x \Delta t = \frac{1}{3} n \cdot m_0 v_x^2 \Delta S \Delta t$$

Idish devoriga ta'sir qilayotgan bosim

$$P = \frac{\Delta p}{\Delta S \Delta t} = \frac{1}{3} n \cdot m_0 v_x^2, \quad (11.12)$$

ga teng bo'ladi. Agar, gaz V hajmda $v_1, v_2, \dots, v_n$ tezliklar bilan harakatlanayotgan N molekulalarga ega bo'lsa, u holda barcha gaz molekulalari majmuasini xarakterlash uchun o'rtacha kvadrat tezlikni ko'rib chiqish maqsadga muvofiq bo'ladi:

$$\langle v_{kv} \rangle = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N v_i^2}, \quad (11.13)$$

U holda (11.12) - ifoda quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$P = \frac{1}{3} n \cdot m_0 \langle v_{kv} \rangle^2, \quad (11.14)$$

Bu ifoda *ideal gazlar molekulyar - kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi* deb ataladi. $n = N/V$ ekanligini hisobga olsak,

$$PV = \frac{1}{3} N \cdot m_0 \langle v_{kv} \rangle^2, \quad (11.15)$$

yoki

$$PV = \frac{2}{3} N \cdot m_0 \frac{\langle v_{kv} \rangle^2}{2} = \frac{2}{3} NE, \quad (6.16)$$

Bu yerda E – barcha gaz molekullari ilgarilanma harakat kinetik energiyasining yig'indisidir.

Gaz massasi $m = Nm_0$ bo'lgani uchun, (11.15) – tenglamani quyidagicha qayta yozish mumkin:

$$PV = \frac{1}{3} m \langle v_{kv}^2 \rangle$$

1 mol gaz uchun $M = m_0 N_A$ dir. shuning uchun

$$PV_m = \frac{1}{3} M \langle v_{kv}^2 \rangle$$

bu yerda V_m – molyar hajm. Boshqa tarafdin $PV_m = RT$ ga teng bo'lgani sababli

$$RT = \frac{1}{3} M \langle v_{kv}^2 \rangle$$

yoki

$$\langle v_{kv}^2 \rangle = \sqrt{\frac{3RT}{M}} \quad (11.17)$$

$M = m_0 N_A$ va $k = R/N_A$ bo'lgani uchun

$$\langle v_{kv}^2 \rangle = \sqrt{\frac{3RT}{m_0 N_A}} = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}}, \quad (11.18)$$

Ideal gazning bir molekulasini ilgarilanma harakat kinetik energiyasining o'rtacha qiymati quyidagiga teng bo'ladi

$$\langle \varepsilon_0 \rangle = \frac{E}{n} = m_0 \frac{\langle v_{kv}^2 \rangle}{2} = \frac{3}{2} kT, \quad (11.19)$$

va u termodinamik temperaturaga bog'liq bo'lib, unga to'g'ri proporsionaldir.

Shunday qilib, termodinamik temperatura ideal gaz molekulasini ilgarilanma harakat o'rtacha kinetik energiyasining o'lchovidir va (11.19) - ifoda temperaturaning molekulyar-kinetik ta'rifini tushuntirib beradi.

Nazorat savollari

1. Ideal gaz nima? Uning parametrlari deganda nimani tushunasiz? Termodinamik jarayon nima? Ideal gazning holat tenglamasini yozing.
2. Molekulyar kinetik nazariyaning asosiy printsiplarini sanab o'ting. Uning asosiy tenglamasi qanday ko'rinishda ifodalanadi?
3. Izojarayonlar deb qanday jarayonlarga aytiladi?
4. Boyle-Mariott, Gay-Lyussak va sharl qonunlari qanday.
5. Izobarik jarayon deb qanday jarayonga aytiladi?
6. Absolyut nol haroratda gazning hajmi nimaga teng bo'ladi va uni qanday tushuntirasiz?
7. Absolyut nol haroratda gazning bosimi nimaga teng bo'ladi va uni qanday tushuntirasiz?
8. Holat tenglamasi deb qanday tenglamaga aytiladi?
9. Bir mol gaz uchun Klapayron-Mendelev tenglamasi.
10. Istalgan miqdordagi gaz uchun Klapayron-Mendelev tenglamasi.
11. Gazning bosimi molekullarning konsentratsiyasiga bog'likmi?
12. Molekulaning idish devoriga beradigan impulsi nimaga teng?
13. Gaz molekulyar-kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi.

Ma'ruza № 13

TAQSIMOT QONUNLARI

Reja:

1. Ideal gaz molekularining tezlik va issiqlik harakati energiyasi bo'yicha taqsimoti.
2. Maksvell taqsimot qonunining Shtern tajribasida tasdiqlanishi.
3. Barometrik formula. Boltsman taqsimoti.
4. Molekulalarning o'rtacha to'qnashish soni va o'rtacha erkin yugurish yo'li.
5. Energiyaning erkinlik darajasi bo'yicha taqsimoti.

Ideal gaz molekulyarining tezlik va issiqlik harakati energiyasi bo'yicha taqsimoti.

Molekulyar - kinetik nazariyaning asosiy tenglamasini keltirib chiqarishda molekular har xil tezliklarga ega bo'ladi, deb hisoblagan edik. Ko'p marotaba to'qnashishlar natijasida, har bir molekulaning tezligi yo'nalishi va moduli bo'yicha o'zgarib turadi. Ammo, molekularning betartib harakati hisobiga harakat yo'nalishlari bir xil ehtimollikka ega bo'ladilar, boshqacha qilib aytganda, har bir yo'nalishda bir xil miqdorda molekular harakatlanadi, deb hisoblash mumkin.

Molekulyar – kinetik nazariyaga asosan, to'qnashishlarda molekula tezligi o'zgarishiga qaramay, gazdagi m_0 massali molekularning o'rtacha kvadrat tezligi, $T = \text{const}$ bo'lganda, muvozanat holatda o'zgarmas qoladi va quyidagiga teng bo'ladi:

$$\langle v_{kv} \rangle = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}}$$

Bu esa, muvozanat holatda bo'lgan gazda molekularning tezlikka bog'liq qandaydir taqsimoti o'rnatilishini tushuntiradi. Bu taqsimotni aniq statistik qonunga bo'ysunishi Maksvell tomonidan nazariy isbotlandi.

Maksvell bu taqsimotni nazariy keltirib chiqarishda, gaz bir xil temperaturada, betartib issiqlik harakati holatida bo'lgan ko'p miqdordagi N ta bir xil molekularlardan iborat bo'ladi, deb faraz qildi.

Maksvell qonuni molekularning tezlik bo'yicha taqsimot funktsiyasi deb ataladigan qandaydir $f(v)$ funktsiya bilan ifodalanadi.

Agar molekularning tezliklari diapazonini dv ga teng kichik bo'lakchalarga bo'lsak, har bir tezliklar intervaliga, shu tezliklarga ega bo'lgan molekularning qandaydir $dN(v)$ miqdori to'g'ri keladi.

Demak, $f(v)$ funktsiya tezliklari v dan $v + dv$ gacha intervalda yotadigan molekularning nisbiy sonini belgilaydi $dN(v)/N$ yoki $dN(v)/N = f(v)dv$, $f(v) = dN(v)/Ndv$

Maksvell, ehtimollik nazariyasi usulini qo'llab, $f(v)$ funktsiyani - ideal gaz molekularining tezligi bo'yicha taqsimot qonunini keltirib chiqardi.

$$f(v) = 4\pi \left(\frac{m_0}{2\pi kT}\right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}}, \quad (12.1)$$

Bu ifodadan ko'rinib turibdiki, taqsimot funktsiyasining aniq ko'rinishi gazning turi (m_0) va T - holat parametriga bog'liq ekan.

Taqsimot funktsiyasi v tezlik koordinatasiga nisbatan simmetrik emas (1 - rasm). Molekulalarning, dv tezlik intervaliga to'g'ri kelgan, $dN(v)/N$ nisbiy miqdori funktsiyaning dv bo'lagiga to'g'ri kelgan dS yuzasi bilan aniqlanadi.

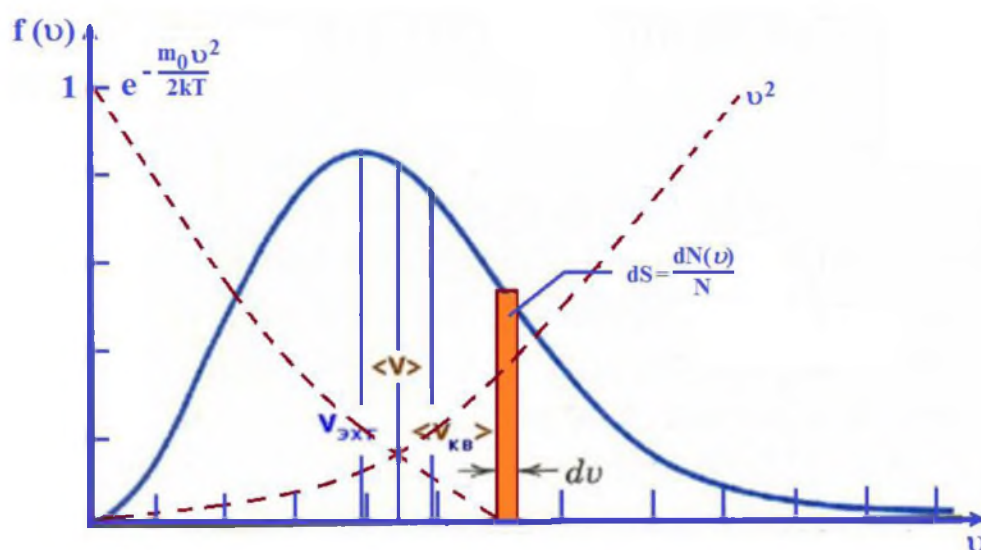
Taqsimot funktsiyasi egri chizig'i ostidagi yuza 1 ga teng deb hisoblanadi.

$$\int_0^{\infty} f(v) dv = 1$$

Ideal gaz molekularining tezlik bo'yicha taqsimot funksiyasi maksimal qiymatga ega bo'lgan tezlik, ehtimolligi eng katta bo'lgan tezlikni belgilaydi.

Ehtimolligi katta bo'lgan tezlikni hisoblash uchun (12.1) ifodani v – tezlik bo'yicha differentsiallab, uni nolga tenglashtirish kerak, ya'ni funktsiyaning ekstremumini topish kerak:

$$\frac{d}{dv} \left(v^2 e^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}} \right) = 2v \left(1 - \frac{m_0 v^2}{2kT} \right) e^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}} = 0$$



1 - rasm. Ideal gaz molekularining tezlik bo'yicha taqsimoti.

1) Bu funktsiyaning hosilasi $v = 0$ da nolga teng bo'ladi. Bu ham funktsiyaning ekstremumi, ammo tezlikni nolga teng qiymati mantiqqa ega bo'lmagani uchun uni e'tiborga olmaymiz.

$$2) \quad 1 - \frac{m_0 v^2}{2kT} = 0, \quad v_{eht} = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}}$$

ya'ni

$$v_{eht} = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}} = \sqrt{\frac{2RT}{M}}, \quad (12.2)$$

Bu ifodadan ko'rinib turibdiki, temperatura oshganda taqsimot funktsiyasi maksimumi o'ngga siljiydi, ammo bu holda egri chiziq ostidagi yuza miqdori o'zgarmaydi (2 - rasm).

Molekulalarning o'rtacha tezligi $\langle v \rangle$ quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

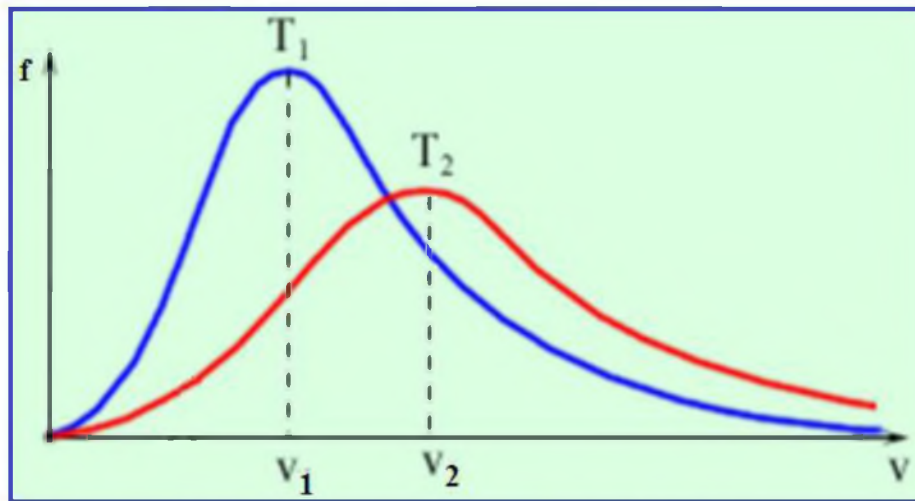
$$\langle v \rangle = \frac{1}{N} \int_0^{\infty} v dN(v) = \int_0^{\infty} v f(v) dv$$

Bu ifodaga $f(v)$ funktsiyani qo'yish va integrallash natijasida quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}}, \quad (12.3)$$

Umuman gaz holatini belgilovchi tezliklar quyidagilardan iborat:

1. Ehtimolliги eng katta tezlik, $v_{\text{eht}} = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}}$
2. O'rtacha tezlik, $\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}} = 1,33v_{\text{eht}}$
3. O'rtacha kvadratik tezlik, $\langle v_{kv} \rangle = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}} = 1,22v_{\text{eht}}$



2 - rasm. Taqsimot funksiyasining haroratga bog'liqligi.

Molekulalarning tezliklari bo'yicha taqsimotidan foydalanib ularning kinetik energiyasi bo'yicha taqsimotini hisoblab ko'ramiz:

$$dN(v) = N \cdot 4\pi \left(\frac{m_0}{2\pi kT}\right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}} dv, \quad (12.4)$$

funktsiyaning o'zgaruvchisi deb $\varepsilon = \frac{m_0 v^2}{2}$ ni olsak

$$v = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m_0}}, \quad dv = (2m_0\varepsilon)^{-1/2} d\varepsilon$$

$$dN(\varepsilon) = \frac{2N}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-\frac{3}{2}} \varepsilon^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} d\varepsilon = N(\varepsilon) d\varepsilon$$

bu yerda $dN(\varepsilon)$ – ilgarilanma harakat kinetik energiyasi ε dan $\varepsilon + d\varepsilon$ gacha bo'lgan intervaldagi molekulalar sonidir.

Shunday qilib, issiqlik harakati energiyasi bo'yicha molekulalarning taqsimot funksiyasi quyidagicha bo'ladi.

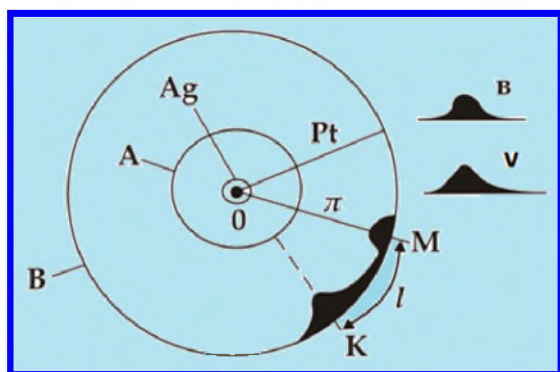
$$f(\varepsilon) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-\frac{3}{2}} \varepsilon^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}, \quad (12.5)$$

Ideal gazning o'rtacha kinetik energiyasi $\langle \varepsilon \rangle$ quyidagiga teng:

$$\langle \varepsilon \rangle = \int_0^{\infty} \varepsilon f(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-\frac{3}{2}} \int_0^{\infty} \varepsilon^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} d\varepsilon,$$

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{3}{2} kT.$$

Maksvell taqsimot qonunining Shtern tajribasida tasdiqlanishi.



3 - rasm. Shtern qurilmasining ko'rinishi.

Shtern tajribasi – gaz molekularining issiqlik harakati tezliklari bo'yicha taqsimlanishni isbotlaydi. Shtern o'z tajribasida, tirqishli A tsilindrning o'qi bo'ylab tarang tortilgan, kumush bilan qoplangan plastinali simni oladi (3 - rasm). Plastinali simdan tok o'tganda yuqori temperaturagacha qizib, kumush molekularini bug'lantiradi. Simdan uchib chiqayotgan kumush molekulari asosan A silindrning ichki sirtida ushlanib qoladi. Faqat bu sirdagi perpendikulyar tirqishga to'g'ri keluvchi molekulalargina undan chiqib, B tsilindr sirtining M nuqtasida yig'ilib, qatlam hosil qiladi. Bu qatlamning

ko'ndalang kesimi 3, B - rasmda ko'rsatilgan. Bu qatlam qancha ingichga bo'lsa, molekulalar harakat tezliklarini shuncha aniq o'lchash mumkinligi aniqlangan.

Butun qurilma O o'q atrofida ω burchak tezlik bilan harakatga keltirilganda, kumush iz B silindr sirtining K nuqtasi atrofida hosil bo'ladi, chunki t vaqt ichida molekulalar r – masofani bosib o'tguncha sirtning nuqtalari $l = KM$ masofaga siljishga ulguradi.

Kumush molekularining ϑ tezligini quyidagi yo'l bilan topish mumkin. Molekulalarning O o'qdagi r radiusli B silindr sirtiga kelishdagi harakat vaqti

$$t = \frac{r}{\vartheta}, \quad (12.6)$$

ga teng bo'ladi. Ikkinchidan, bu vaqtni B sirdagi l yoy nuqtalarining ωr chiziqli tezligiga bo'lish orqali topish mumkin

$$t = \frac{l}{\omega r}, \quad (12.7)$$

(12.6)- va (12.7)- ifodalarning o'ng tomonlarini tenglashtirsak,

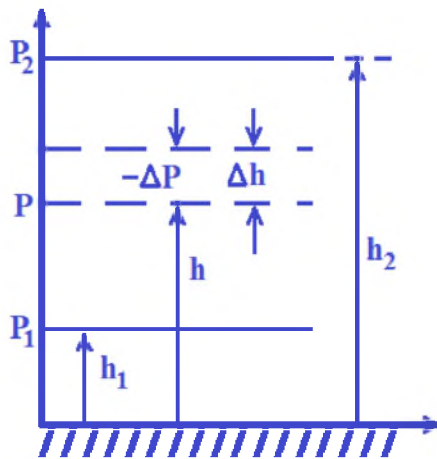
$$\vartheta = \frac{\omega r^2}{l}, \quad (12.8)$$

ga ega bo'lamiz. bu tajribada burchak tezlik ω va tashqi silindr radiusi r o'zgarmas kattaliklardir, shuning uchun kumush molekularining katta tezligiga l yoyning kichik nuqtalari to'g'ri keladi. l yoy bo'yicha kumush molekularining hosil qilgan qatlamining ko'ndalang kesimi 3, v - rasmda keltirilgan. Qatlam qalinligining o'zgarishi berilgan temperaturada molekulalarning tartibsiz harakat

tezliklari bo'yicha taqsimlanishini ko'rsatadi. Molekulalarning ko'pchiligi o'rtacha tezlikka yaqin tezlik bilan harakatlanishi kuzatiladi.

Barometrik formula. Boltsman taqsimoti.

Gazlar molekulyar - kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi va molekulalarning tezliklarga bog'liq Maksvell taqsimotini keltirib chiqarishda gaz molekulalariga tashqi kuchlar ta'sir etmaydi deb faraz qilingan edi. shuning uchun molekulalarni hajm bo'yicha bir tekis taqsimlangan, deb hisobladik. Ammo, istalgan gaz molekulalari Yerning, tortishish xususiyatiga ega bo'lgan, potentsial maydoni ta'sirida bo'ladi. Bir tarafdin gravitatsiyaviy tortishish va ikkinchi tarafdin molekulalarning issiqlik harakati gazning qandaydir statsionar holatga, ya'ni bosimning balandlik bo'yicha kamayishiga olib keladi.



4 - rasm. Gaz bosimining balandlikka bog'liqligi.

Barcha molekulalar massalarini bir xil, havo temperaturasini o'zgarmas, tortishish maydonini bir jinsli, deb hisoblaymiz. Agarda h balandlikda atmosfera bosimi P ga teng bo'lsa, $h + dh$ balandlikda esa bosim $P + dP$ ga tengdir. $dh > 0$ bo'lganda, $dP < 0$ (4 - rasm).

h , $h + dh$ balandlikdagi bosimlar farqi, asosi birlik yuza, balandligi dh ga teng bo'lgan silindr hajmida joylashgan gaz og'irligiga teng bo'ladi:

$$P - (P + dP) = \rho dh$$

bu yerda ρ - h balandlikdagi gazning zichligidir (dh juda kichik bo'lgani uchun, balandlik o'zgaradigan sohada gaz zichligini o'zgarmas, deb hisoblanadi). Demak,

$$dP = -\rho dh, \quad (12.9)$$

Ideal gazning holat tenglamasidan

$$PV = \frac{m}{M} RT$$

foydalanib, gaz zichligini quyidagicha ifodalaymiz:

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{PM}{RT}$$

Bu ifodani (12.9) - tenglikka qo'ysak,

$$dP = -\frac{PM}{RT} g dh$$

ga ega bo'lamiz.

$$\frac{dP}{P} = -\frac{M}{RT} g dh$$

Bu tenglikni P_1 dan P_2 gacha va h_1 dan h_2 gacha sohalar bo'yicha integrallasak, quyidagi ifodani keltirib chiqamiz.

$$P_2 = P_1 e^{-\frac{Mg(h_2-h_1)}{RT}}, \quad (12.10)$$

va bundan $\Delta h = (RT/Mg) \ln P_1/P_2$ ga teng ekanligini aniqlaymiz. (12.10) – ifoda barometrik formula deb ataladi. Bu formula balandlikka bog'liq atmosfera bosimini yoki bosim aniq bo'lganda balandlik qiymatini topish imkoniyatlarini beradi.

Balandlik doimo dengiz sathiga nisbatan olinishini eslasak, dengiz sathida bosimni normal atmosfera bosimi deb hisoblaymiz. U holda (12.10) - ifodani quyidagicha qayta yozish mumkin:

$$P = P_0 e^{-\frac{Mgh}{RT}}, \quad (12.11)$$

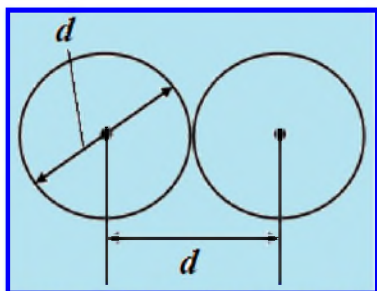
$P = nkT$ bo'lishni e'tiborga olsak, gazning kontsentratsiyasini balandlikka bog'liq ifodasini keltirib chiqarishimiz mumkin:

$$n = n_0 e^{-\frac{E_p}{kT}}, \quad (12.12)$$

Bu yerda $m_0 gh = E_p$ molekulaning gravitatsiyaviy tortishish maydonidagi potentsial energiyasidir. Bu (12.12) ifoda tashqi potentsial maydonidagi Boltsman taqsimoti deb ataladi.

Agarda zarrachalar massalari bir xil bo'lib, tartibsiz issiqlik harakatida bo'lsalar, (12.12) – Boltsman taqsimoti istalgan tashqi potentsial maydon uchun ham o'rinalidir. Bu yerda tashqi potentsial maydon faqat tortishish kuchi ta'sirini emas, balki boshqa kuchlar ta'sirini (elektr, magnit va boshqa potentsial maydonlarni) inobatga oladi.

Molekulalarning o'rtacha to'qnashish soni va o'rtacha erkin yugurish yo'li.



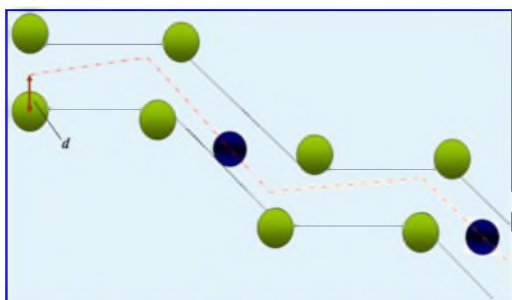
5-rasm. Molekular to'qnashishning effektiv diametri.

Gaz molekulalari tartibsiz harakatda bo'lishi sababli, bir-biri bilan uzluksiz to'qnashadilar. Molekula ikkita ketma-ket to'qnashishlar oraligida ma'lum l yo'lni bosib o'tadi va bu erkin yugurish yo'li deb ataladi.

Umumiy holda ketma-ket to'qnashishlar orasidagi erkin yugurish yo'li uzunligi har xildir. Uning ustiga molekulalar soni beqiyos ko'p bo'lganligi sababli, molekulalarning o'rtacha erkin yugurish yo'li $\langle l \rangle$ to'g'risida so'z yuritishimiz mumkin. To'qnashishlarda ikkita molekula markazlari yaqinlashishining eng kichik masofasi d – molekulalarning effektiv diametri deb ataladi (5 - rasm). U to'qnashayotgan molekulalar

tezligiga, ya'ni gazning temperaturasiga bog'liq bo'ladi. 1 sekund ichida molekula o'rtacha arifmetik tezlik - $\langle v \rangle$ ga teng yo'l bosib o'tadi va bu vaqt ichida $\langle z \rangle$ o'rtacha to'qnashishlarga duch keladi, bu holda erkin yugurish yo'li quyidagicha teng bo'ladi:

$$\langle l \rangle = \frac{\langle v \rangle}{\langle z \rangle}$$



6-rasm. Molekulalarning o'zaro to'qnashish xarakteri.

O'rtacha to'qnashishlar soni $\langle z \rangle$ ni topish uchun molekulani d – diametrli sharcha deb va u xuddi qotib qolgan molekulalar orasida harakat qiladi, deb hisoblaymiz (6 - rasm). Bu molekula markazlari d ga teng yoki kichik bo'lgan molekulalar bilan to'qnashadi, boshqacha qilib aytganda, radiusi d , bo'lgan «siniq» silindr ichida harakat

qiladi. «Siniq» silindr hajmidagi molekulalar soni 1 sekund ichidagi oʻrtacha toʻqnashishlar soniga teng boʻladi

$$\langle z \rangle = n \cdot \vartheta$$

$$\langle z \rangle = \pi d^2 \cdot \langle \vartheta \rangle$$

Shunday qilib oʻrtacha toʻqnashishlar soni

$$\langle z \rangle = n \cdot \pi d^2 \cdot \langle \vartheta \rangle$$

ga teng boʻladi.

Agar, hisoblashlarda boshqa molekulalarning harakatini hisobga olsak, oʻrtacha toʻqnashishlar soni quyidagicha teng boʻladi:

$$\langle z \rangle = \sqrt{2} \cdot \pi d^2 \cdot n \cdot \langle \vartheta \rangle$$

U holda oʻrtacha erkin yugurish yoʻlini shunday ifodalaymiz

$$\langle l \rangle = \frac{\langle \vartheta \rangle}{\langle z \rangle} = \frac{\langle \vartheta \rangle}{\sqrt{2} \cdot \pi d^2 \cdot n \cdot \langle \vartheta \rangle} = \frac{1}{\sqrt{2} \cdot \pi d^2 \cdot n} \quad (12.13)$$

Oʻrtacha erkin yugurish yoʻli molekulalar kontsentratsiyasiga teskari proportsional ekan. $P = nkT$ tenglikdan foydalansak, temperatura oʻzgarmas boʻlganda, quyidagi nisbatni keltirib chiqarish mumkin:

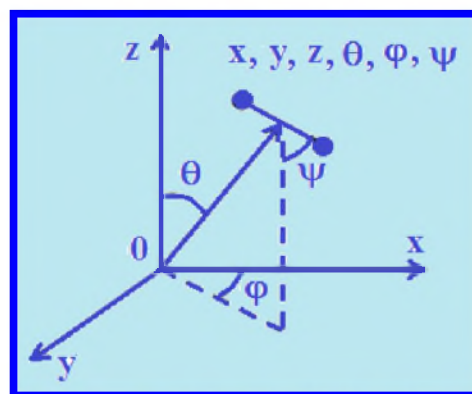
$$\frac{\langle l_1 \rangle}{\langle l_2 \rangle} = \frac{\langle n_2 \rangle}{\langle n_1 \rangle} = \frac{P_2}{P_1}$$

Energiyaning erkinlik darajasi boʻyicha taqsimoti.

Ichki energiya – termodinamik tizimning muhit tavsifidir va u mikrozarrachalarning tartibsiz harakati va ularning oʻzaro taʼsir energiyalaridan iboratdir. Demak, tizimning oʻzining mexanik harakati va tashqi maydon taʼsiridagi potentsial energiyasi ichki energiyaga taalluqli emas.

Ichki energiya – tizim termodinamik holatining aniq funktsiyasidir, yaʼni har bir holatda tizim aniq ichki energiya qiymatiga ega boʻladi. Tizim bir holatdan ikkinchi holatga oʻtganda ichki energiyaning oʻzgarishi faqat shu termodinamik holatlar ichki energiyalarining farqi bilan belgilanadi va oʻtish yoʻliga bogʻliq emas.

Ayrim masalalarda, bir atomli gazning molekulasini moddiy nuqta deb qarasak, ilgarilanma harakat uchta erkinlik darajasiga ega boʻlishi mumkin. Bu vaqtda aylanma harakat energiyasini hisobga olmasa ham boʻladi. Mexanik tizimning erkinlik darajasi soni tizim holatini belgilovchi, bir-biriga bogʻliq boʻlmagan kattaliklar soni bilan aniqlanadi. Shu sababli, moddiy nuqta uchta erkinlik darajasiga ega boʻladi. Absolyut qattiq jismning holati inertiya markazining uchta x, y, z koordinatalari, jismning oʻqlari yoʻnalishlari bilan bogʻlangan ϑ, φ va ψ burchaklari bilan aniqlanadi (7 - rasm).



7 - rasm. Absolyut qattiq jismning erkinlik darajasi.

Shunday qilib, absolyut qattiq jism 6 ta erkinlik darajasiga ega bo'ladi. Molekulaning erkinlik darajasi nechta bo'lishiga qaramay, uning uchasi ilgarilanma harakatga tegishlidir. Ilgarilanma harakat erkinlik darajalaridan hech qaysisi bir-biridan ustun bo'lmaganligi uchun, ularning har biriga bir xil miqdorda energiya to'g'ri keladi.

Molekulaning kinetik energiyasi $\frac{3}{2} kT$ bo'lganligi uchun, har bir erkinlik darajasiga $\frac{1}{2} kT$ ilgarilanma harakat energiyasi to'g'ri keladi.

Demak, harakatning hech bir turi boshqa turidan muhim bo'lmaganligi uchun, ularga o'rtacha bir xil energiya to'g'ri keladi va energiyaning erkinlik darajalari holatini belgilaydi:

$$\langle E_k \rangle = \frac{i}{2} kT$$

Ikki atomli molekula uchun $i = 5$ bo'lgani uchun

$$\langle E_k \rangle = \frac{5}{2} kT$$

Uch atomli gaz uchun

$$\langle E_k \rangle = \frac{6}{2} kT$$

bo'ladi.

Agar N_A Avagadro soniga ko'paytirsak, 1 mol gaz molekularining yig'indi kinetik energiyasin topamiz:

$$U_{yig'} = N_A \langle E_k \rangle = N_A \cdot \frac{i}{2} kT = \frac{i}{2} RT. \quad (12.14)$$

Istalgan gaz massasi uchun (12.14) ifoda quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$U = \frac{m}{M} \frac{i}{2} RT. \quad (12.15)$$

Ideal gaz molekulari o'zaro ta'sirlashmagani uchun ularning potensial energiyasi nolga teng. Ideal gazning ichki energiyasi molekularining kinetic energiyasining yig'indisiga teng bo'lgani uchun (12.14) va (12.15) formulalar mos holatda bir mol va istalgan massali ideal gazning ichki energiyasini sifatlaydi.

Misol tariqasida 27 0C haroratdagi 1 kg kislorodning kinetik energiyasin hisoblaylik. Kislorod (O_2) uchun $i = 5$, $M = 0.032 \text{ kg/mol}$ bo'lgani uchun

$$U = \frac{i}{2} \frac{m}{M} RT = \frac{1 \text{ kg}}{0.032 \text{ kg/mol}} \cdot \frac{5}{2} \cdot 8.32 \frac{\text{J}}{\text{K} \cdot \text{mol}} \cdot 300 \text{ K} = 1.95 \cdot 10^5 \text{ J}$$

kelib chiqadi. Bu ancha katta energiya, lekin bu energiyadan foydalanib bo'lmaydi. Istalgan jism yoki jismlar to'plamining ichki energiyasin hisoblash ancha murakkab. Chunki, jismning ichki energiyasi uni tashkil qilgan molekularning issiqlik harakat kinetic energiyalari, molekularning o'zaro ta'sir potensial energiyalari, molekularni tashkil qilgan atomlarning tebranmali harakat energiyalari, molekularlar hosil qilgan atomlarning bog'lanish energiyalari va atom yadrolarining energiyalari yig'indisi sifatida aniqlanishi kerak. Lekin amaliy masalalarni yechishda jismning biror holatiga mos keluvchi qiymati emas, balki biror jarayonning boshlanish va tugashida ichki energiyaning o'zgarishi hisoblanadi. Ichki energiyaning o'zgarishi haroratning o'zgarishiga to'g'ri proporsional:

$$\Delta U = \frac{i}{2} \frac{m}{M} R \Delta T. \quad (12.15)$$

Nazorat savollari

1. Molekulalarning tezliklar bo'yicha taqsimotini, molekulalarning o'rtacha, o'rtacha kvadrat va ehtimolligi eng katta bo'lgan tezliklari ifodalarini yozib bering.
2. Barometrik formulani keltirib chiqaring.
3. Boltsman taqsimoti qanday kattaliklarni o'zaro bog'laydi?
4. Maksvell - Boltsman qonuni qanday?
5. Shtern tajribasining mazmuni nimadan iborat?

TERMODINAMIKANING I- QONUNI

Reja:

1. Termodinamikaning I – qonuni. Gazning bajargan ishi.
2. Issiqlik sig'imi. solishtirma issiqlik sig'imi. Issiqlik balans tenglamasi.
3. Termodinamikaning I – qonunining izojarayonlarga tatbiqi.

Termodinamika so'zi ikkita yunon so'zidan tashkil topgan: “terme” – issiqlik va “dynamis” – kuch. Termodinamika issiqlik mashinalari: bug' qozonlari, ichki yonuv dvigatellari va boshqada yuz beruvchi jarayonlar haqidagi, ya'ni issiqlikning mexanik harakatga, ishga aylanishi haqidagi fan sifatida vujudga keldi.

Termodinamika turli jarayonlarda (issiqlik, mexanik, elektr, magnit va boshqalar) molekular-ning issiqlik harakati bilan aniqlanuvchi energiyaning miqdorlik o'zgarish qonunlarini o'rganadi.

XIX asrning birinchi yarimida issiqlik mashinalarining foydali ish koeffitsientini oshirish maqsadida issiqlik energiyasini mexanik energiyaga, mexanik energiyani issiqlik energiyasiga aylantirishni o'rganishga katta e'tibor berila boshladi. Natijada fizikaning issiqlik jarayonlarini o'rganuvchi termodinamika sohasi tez suratlarda bilan rivojlandi.

Termodinamika insonlarning ko'p yillik tajribasi natijasida yaratilgan ikki qonunga asoslangan. Termodinamikaning I – qonuni energiyaning miqdorlik va sifat o'zgarishlarini xarakterlaydi. Uning II – qonuni bo'lsa jarayonlarning bo'lib o'tish yo'nalishi haqida.

Termodinamikaning I – qonuni. Gazning bajargan ishi.

Mexanik energiyasi o'zgarmas, ichki energiyasi o'zgarishi mumkin bo'lgan termodinamik tizimni ko'rib chiqamiz. Tizimning ichki energiyasi har xil jarayonlar natijasida o'zgarishi mumkin, masalan, tizimga issiqlik miqdori uzatilganda yoki tizimga nisbatan ish bajarilganda o'zgarishi mumkin.

Silindr porsheni ichkariga siljirilganda unda turgan gaz siqiladi, natijada gazning temperaturasi oshadi, boshqacha qilib aytganda, gazning ichki energiyasi o'zgaradi.

Gazning temperaturasi va ichki energiyasini unga tashqi jismlar orqali issiqlik miqdori uzatish hisobiga ham oshirish mumkin. Boshqa hollarda esa mexanik harakat energiyasi issiqlik harakati energiyasiga aylanishi va aksinchasi sodir bo'lishi mumkin.

Termodinamikaning I – qonuni birinchi tur abadiy dvigatelni rad qiladi. Bu qonunning o'rnatilishi asosan 1842 yillarda birinchi bo'lib issiqlik va ishning bir-biriga aylanishi mumkinligi g'oyasiga kelgan nemis shifokori Yu. Mayerning, 1843 yilda birinchi bo'lib issiqlikning mexanik ekvivalentini hisoblab topgan ingliz fizigi J. Joulning hamda 1847 yilda birinchi qonunni ta'riflagan va uning energiyaning saqlanish qonuni sifatida umumiy ma'nosini anglagan nemis olimi G. Gelmgoltsning nomlari bilan bog'liq.

Kuzatishlarning natijalariga ko'ra, termodinamik jarayonlarda energiyaning bir turdan ikkinchi turga o'tishi va energiyaning saqlanishi kuzatiladi. Ana shu qonun – *termodinamikaning birinchi qonuni* deb ataladi.

Misol uchun U_1 ichki energiyaga ega bo'lgan qandaydir tizimga qo'shimcha issiqlik miqdori berilgan bo'lsin. U holda tizim yangi termodinamik holatga o'tib, U_2 ichki energiyaga ega bo'ladi, tashqi kuchlarga qarshi A ishni bajaradi.

Tizimga uzatilgan issiqlik miqdori va tashqi kuchlarga qarshi bajarilgan ish musbat deb hisoblanadi. Tajribalardan kuzatilishicha, energiyaning saqlanish qonuniga asosan, tizim istalgan usulda bir holatdan ikkinchi holatga o'tganda uning ichki energiyasi quyidagicha o'zgaradi:

$$\Delta U = U_2 - U_1$$

va u tashqaridan uzatilgan issiqlik miqdori Q va tashqi kuchlarga qarshi bajarilgan ish A farqiga teng bo'ladi

$$\Delta U = Q - A, \quad \text{yoki} \quad Q = \Delta U + A, \quad (13.1)$$

bu ifoda termodinamikaning birinchi qonunini ifodalaydi.

Tizimga uzatilgan issiqlik miqdori ichki energiyaning o'zgarishiga va tashqi kuchlarga qarshi bajarilgan ishlarga sarf bo'ladi.

$$dQ = dU + dA \quad \text{yoki} \quad \delta Q = dU + \delta A, \quad (13.2)$$

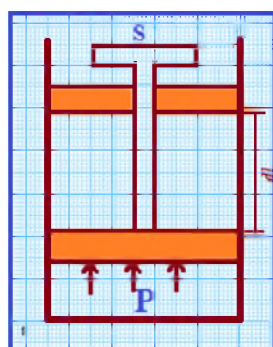
Agarda, tizimning bir holatdan ikkinchi holatga o'tishi davriy bo'lsa, u asl holatiga qaytgan vaqtda tizim ichki energiyasining o'zgarishi nolga teng bo'ladi: $\Delta U = 0$.

U holda, termodinamikaning birinchi qonuniga asosan, bajarilgan ish tizimga uzatilgan issiqlik miqdoriga teng bo'ladi

$$A = Q, \quad (13.3)$$

Demak, davriy o'zgaruvchi mashina tashqaridan uzatilgan issiqlik miqdoridan ortiq ish bajarishi mumkin emas.

Gazning bajargan ishi



2 - rasm. Porshen ostidagi gaz hajmining o'zgarishi.

Gazning hajmi o'zgarganda, uning tashqi kuchlarga qarshi bajargan ishini ko'rib chiqamiz. Silindr idish ichidagi, porshen ostidagi gaz (2 - rasm) kengayganda porshenni kichik dl masofaga suradi va gaz tashqi kuchlarga qarshi ish bajaradi:

$$\delta A = F dl = P S dl = P dV, \quad (13.4)$$

bu yerda S - porshen yuzasi, $S dl$ - gaz hajmining o'zgarishi. Hajmi V_1 dan V_2 qiymatga o'zgarganda bajarilgan to'la ishni integrallash orqali topamiz

$$A = \int_{V_1}^{V_2} P dV$$

Gaz hajmi dV qiymatga oshganda, gazning bajargan ishi $P dV$ ga teng bo'ladi, ya'ni rasmda shtrixlangan yuza qiymatiga teng bo'ladi.

Agar jarayon izobarik bo'lsa ($P = \text{const}$), P ni integral tashqarisiga chiqarish mumkin:

$$A = P \int_{V_1}^{V_2} dV = P(V_2 - V_1). \quad (13.5)$$

shuni aytish kerakki, gazning hajmin har xil usullar bilan o'zgartirish mumkin. Boshlang'ich holatdan so'ngi holatga o'tish jarayonida gazning bosimi faqat hajmga bog'liq bo'lmasdan, balki haroratga ham bog'liq, ya'ni

$$P = \frac{RT}{V}$$

Bo'lgani uchun (13.5) ifodaga bosimning ushbu qiymatini qo'yib, gazning izotermik kengayish jarayonida bajarilgan ishni topish mumkin:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} RT \frac{dV}{V} = RT \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = RT(\ln V_2 - \ln V_1)$$

yoki

$$A = RT \ln \frac{V_2}{V_1}. \quad (13.6)$$

(13.6) formula 1 mol gazning izotermik kengayishida bajarilgan ishni fodalaydi.

**Issiqlik sig'imi. solishtirma issiqlik sig'imi.
Issiqlik balansi tenglamasi.**

Moddaning solishtirma issiqlik sig'imi 1 kg moddani 1 °C ga isitishga sarf bo'lgan issiqlik miqdoriga teng fizik kattalik bilan o'lchanadi:

$$c = \frac{dQ}{mdT}, \quad (13.7)$$

solishtirma issiqlik sig'imi birligi J/kg · grad. ga teng.

Molyar issiqlik sig'imi 1 mol moddani 1 °C ga isitishga sarf bo'lgan issiqlik miqdoriga teng bo'lgan kattalikka aytiladi:

$$C_M = \frac{M dQ}{m dT} = \frac{dQ}{V dT}, \quad (13.8)$$

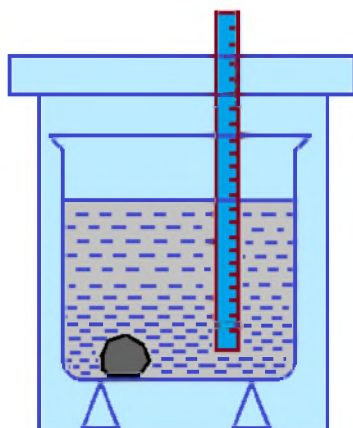
solishtirma issiqlik sig'imi molyar issiqlik sig'imi bilan quyidagicha bog'langan:

$$C_M = MC, \quad (13.9)$$

Issiqlik sig'imini moddaning xarakteristikasi deb hisoblab bo'lmaydi, chunki hajm yoki bosim o'zgarmas bo'lganda moddaning isish jarayonida uning issiqlik sig'imi har xil bo'lishi mumkin. Quyida har xil izojarayonlarda issiqlik sig'imi qanday bo'lishini qarab chiqamiz. Moddaning issiqlik sig'imi termodinamik jarayon xarakteriga bog'liq va turli jarayonlarda har xildir.

Issiqlik balansi tenglamasi.

Noma'lum jismning solishtirma issiqlik sig'imini topish usulini ko'raylik. Buning uchun qizitilgan jism ichida suv bo'lgan kalorimetrga solinadi. Oddiy kalorimetr qopqoqlik metall staqanchadan iborat bo'lib, u hajmi kattaroq idishga, idish devorlari orasida bo'shliq qoladigan qilib joylashtiriladi (3-rasm). Natijada qizigan jismning issiqlik miqdori suvga va kalorimetrga uzatiladi. Jarayon jismning, suvning va kalorimetrning temperaturalari tenglashib T bo'lguncha davom etadi. Jismning T_j , suvning T_s , kalorimetrning T_k boshlang'ich temperaturalari, S_s — suvning, S_k — kalorimetrning solishtirma issiqlik sig'implari, m_j — jismning, m_s — suvning, m_k — kalorimetrning massalarini bilgan holda va aralashmaning temperatura T ni termometrda aniqlab, jismning solishtirma issiqlik sig'imi S_j ni aniqlash mumkin.



3 - rasm. Ichiga m massali jism solingan kalorimetr.

Jism bergan issiqlik miqdori Q_j suv olgan issiqlik Q_s va kalorimetr olgan issiqlik miqdori Q_k larning yig'indisiga teng bo'lishi kerak, ya'ni

$$Q_j = Q_s + Q_k. \quad (13.10)$$

Bu tenglamaga issiqlik balansi tenglamasi deyiladi. O'z navbatida (13.7) ga asosan

$$Q_j = C_j m_j (T_j - T), \quad (13.11)$$

$$Q_s = C_s m_s (T - T_s), \quad (13.12)$$

$$Q_k = C_k m_k (T - T_k), \quad (13.13)$$

(13.11), (13.12) va (13.13) ifodalarni (13.10) ga qo'yamiz.

$$C_j m_j (T_j - T) = C_s m_s (T - T_s) + C_k m_k (T - T_k)$$

va undan C_j ni topamiz.

$$C_j = \frac{C_s m_s (T - T_s) + C_k m_k (T - T_k)}{m_j (T_j - T)}, \quad (13.14)$$

Ushbu ifoda noma'lum jismning solishtirma issiqlik sig'imini aniqlashga imkon beradi.

Termodinamika birinchi qonunining turli izojarayonlarga tadbiqui.

1. Izoxorik jarayon ($V = \text{const}$)

Bu jarayon hajm o'zgarmas bo'lganda sodir bo'ladi, shuning uchun $dV = 0$. Gaz tashqi kuchlarga qarshi ish bajarmaydi, ya'ni

$$dA = P dV = 0, \quad (13.15)$$

Izoxorik jarayon, devorlari qalin, o'zgarmas hajmga ega bo'lgan idishdagi gazni isitish yoki sovutishda sodir bo'ladi. Termodinamikaning birinchi qonuniga asosan, izoxorik jarayonda gazga uzatilgan issiqlik miqdorining hammasi gazning ichki energiyasini ortishiga sarf bo'ladi:

$$dQ = dU. \quad (13.16)$$

Bu jarayonda solishtirma issiqlik sig'imi C_V ichki energiya bilan quyidagicha bog'langandir:

$$dU = C_V dT. \quad (13.17)$$

Istalgan massali gaz uchun esa:

$$dU = \frac{m}{M} C_V dT. \quad (13.18)$$

2. Izobarik jarayon ($p = \text{const}$)

Izobarik jarayon bosim o'zgarmas bo'lganda sodir bo'ladi. Porshen erkin harakatlanadigan silindr ichidagi gazni isitish yoki sovutishda izobarik jarayon sodir bo'ladi. Izobarik jarayonda solishtirma issiqlik sig'imini C_p deb belgilasak, u holda,

$$dQ = C_p dT.$$

Istalgan massali gaz (kilo mol modda miqdori) uchun quyidagiga ega bo'lamiz

$$dQ = \frac{m}{M} C_p dT. \quad (13.19)$$

Birlik massaga teng bo'lgan gaz hajmi V_1 dan V_2 ga o'zgarganda, bajarilgan ish quyidagiga teng bo'ladi:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} P dV = P(V_2 - V_1). \quad (13.20)$$

Izobarik jarayonga termodinamikaning birinchi qonunini qo'llasak

$$C_p dT = dU + dA$$

$$C_p dT = dU + P dV, \quad (13.21)$$

Bu ifodaning ikki tarafini dT ga bo'lsak

$$C_p = \frac{dU}{dT} + P \frac{dV}{dT}, \quad (13.22)$$

$$C_p = C_v + P \frac{dV}{dT}, \quad (13.23)$$

Agar $V = RT/P$ bo'lsa, $dV/dT = R/P$ ga teng bo'ladi. U holda

$$C_p = C_v + R, \quad (13.24)$$

Bu ifoda *Mayer tenglamasi* deb ataladi. Izobarik jarayonning issiqlik sig'imi izoxorik jarayon issiqlik sig'imidan gaz doimiysi qiymatiga kattadir, chunki izobarik jarayonda, bosim o'zgarmas bo'lgani uchun gazning kengayishi qo'shimcha issiqlik miqdori talab qilinadi.

3. Izotermik jarayon ($T = \text{const}$)

Izotermik jarayon tenglamasi Boyle - Mariott qonunidan iborat:

$$PV = \text{const}, \quad (13.25)$$

Izotermik jarayonida bajarilgan ishni aniqlaymiz:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} P dV = \int_{V_1}^{V_2} RT \frac{dV}{V} = RT \ln \frac{V_2}{V_1} = RT \ln \frac{P_1}{P_2}, \quad (13.26)$$

Izotermik jarayonda termodinamikaning birinchi qonuni quyidagicha ifodalanadi:

$$dQ = dA$$

$T = \text{const}$ bo'lganda, ideal gazning ichki energiyasi o'zgarmaydi, shuning uchun

$$dU = dQ = C_V dT = 0$$

Gazga uzatilgan issiqlik miqdorining barchasi tashqi kuchlarga qarshi bajarilgan ishga sarflanadi

$$dQ = A = RT \ln \frac{V_2}{V_1} = RT \ln \frac{P_1}{P_2}, \quad (13.27)$$

Gazning hajmi kengayganda temperatura pasaymasligi uchun, izotermik jarayon vaqtida tashqi bajargan ishga ekvivalent issiqlik miqdori uzatib turilishi kerak.

4. Adiabatik jarayon

Tashqi muhit bilan issiqlik almashmaydigan jarayon adiabatik jarayon deb ataladi. Adiabatik jarayonda ideal gaz parametrlarini o'zaro bog'laydigan tenglamani topishga harakat qilamiz. Termodinamikaning birinchi qonunidagi

$$dQ = dU + PdV$$

ideal gaz ichki energiyasi o'zgarishini izoxorik issiqlik sig'imi orqali ifodalaymiz:

$$dQ = C_V dT + PdV, \quad (13.28)$$

adiabatik jarayon uchun $dQ=0$, u holda

$$C_V dT + PdV = 0, \quad (13.29)$$

Ideal gaz holat tenglamasiga ko'ra $P = RT/V$ ga teng, shuning uchun

$$C_V dT + RT \frac{dV}{V} = 0$$

yoki

$$\frac{dT}{T} + \frac{R}{C_V} \frac{dV}{V} = 0, \quad (13.30)$$

$$d \left(\ln T + \frac{R}{C_V} \ln V \right) = 0, \quad (13.31)$$

Natijada, adiabatik jarayon uchun quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$\ln T + \frac{R}{C_V} \ln V = \text{const.} \quad (13.32)$$

Ideal gaz uchun

$$C_P = C_V + R, \quad C_P - C_V = R \quad \text{yoki} \quad \frac{C_P}{C_V} - 1 = \frac{R}{C_V}.$$

Agar C_P/C_V nisbatni γ – bilan belgilasak, (13.32) – ifoda quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\ln T + (\gamma - 1) \ln V = \text{const}$$

bundan $TV^{\gamma-1} = \text{const}$, yoki $PV^\gamma = \text{const}$ adiabat tenglamalariga ega bo'lamiz. Bu tenglamalar Puasson tenglamalari, $C_P/C_V = \gamma$ nisbat esa Puasson koeffitsienti yoki adiabat ko'rsatkichi deb ataladi.

Nazorat savollari

1. Molekulalarning issiqlik harakati energiyasi formulasini yozing. Erkinlik darajasini tushuntiring.
2. Termodinamikaning I qonunini, ta'rifi va ifodasini yozing. Issiqlik sig'imi nima?
3. Gazlarning bajargan ishi, ichki energiya ifodalarini yozing. Issiqlik sig'imi nima?
4. Jismning issiqlik holatini qaysi kattalik belgilaydi?
5. Moddaning ichki energiyasini qanday usullar bilan o'zgartirish mumkin?
6. Turli izojarayonlarda bajarilgan ish, issiqlik sig'imi va termodinamikaning I qonunini tushuntiring.

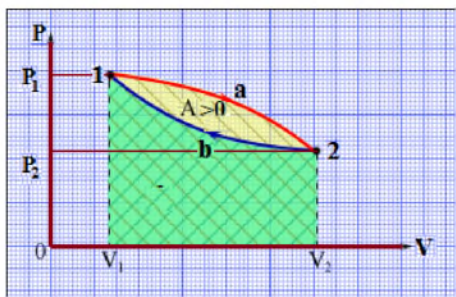
TERMODINAMIKANING II- QONUNI

Reja:

1. Qaytar va qaytmas jarayonlar.
2. Karno tsikli, ideal issiqlik mashinasining foydali ish koeffitsienti.
3. Entropiya. Termodinamikaning ikkinchi qonuni.

Qaytar va qaytmas jarayonlar.

Tizim bir qator termodinamik holatlardan o'tib, o'zining boshlang'ich holatiga qaytadigan jarayon aylanma jarayon deb ataladi. Jarayonlar diagrammasida tsikl yopiq egri chiziq bilan tasvirlanadi (4 - rasm).



4 - rasm. Termodinamik holatning to'g'ri tsikli o'zgarishi.

Ideal gaz bajargan tsiklni, kengayish jarayoni (1 - a - 2) va siqilish (2 - b - 1) jarayonlariga ajratish mumkin. Gaz kengayishi jarayonida bajarilgan ish (1a2 V_2, V_1 1) yuza bilan aniqlanadi va musbat deb hisoblanadi. Gaz siqilishida bajarilgan ish (2b1 V_1, V_2 2) yuza bilan aniqlanadi va manfiy deb hisoblanadi. Natijada tsikl bo'yicha gazning bajargan ishi (1a2b1) yuza bilan aniqlanadi.

Tsiklda musbat ish bajarilsa

$$A = \oint P dV > 0,$$

u jarayon to'g'ri tsikl deb ataladi.

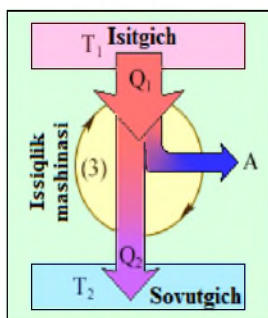
Agarda tsiklda bajarilgan ish manfiy bo'lsa

$$A = \oint P dV < 0,$$

u jarayon teskari tsikl deb ataladi.

To'g'ri tsikl davriy ishlaydigan mashinalar, issiqlik dvigatellarida qo'llaniladi. Bu mashinalar tashqaridan uzatilgan issiqlik miqdori hisobiga ish bajaradi.

Teskari tsikl sovutish qurilmalarida ishlatiladi. sovutish mashinalarida davriy tsikl davomida tashqi kuchlar bajargan ishi hisobiga tizimning issiqlikligi temperatura yuqori bo'lgan jismga uzatiladi.



5 - rasm. Issiqlik mashinasining tuzilishi.

Issiqlik dvigatelingining ishlash printsipli quyidagi rasmda keltirilgan (5 - rasm). Temperaturasi yuqori bo'lgan «isitgich» deb ataluvchi termostatdan (T_1) tsikl davomida issiqlik mashinasi Q_1 issiqlik miqdori oladi va temperaturasi past bo'lgan termostatga (T_2) Q_2 issiqlik miqdorini uzatadi. Tsikl davomida bajarilgan ish

$$A = Q_1 - Q_2 > 0$$

dan iborat. Issiqlik dvigatelingining foydali ish koeffitsienti $\eta = 1$ bo'lishi uchun $Q_2 = 0$ shart bajarilishi kerak. Ammo bu shart

real sharoitlarda bajarilmaydi. shu sababli, Karno issiqlik dvigateli ishlash uchun kamida ikkita, temperaturalari farqli bo'lgan issiqlik manbalari mavjud bo'lishi kerak, deb ta'kidlaydi.

Issiqlik dvigatellaridagi jarayonga teskari bo'lgan jarayon sovutgich mashinalarida ishlatiladi, uning ishlash printsipi 6 - rasmda keltirilgan.

Termodinamik tizim tsikl davomida temperaturasi past bo'lgan termostatdan (T_2) Q_2 issiqlik miqdori oladi va temperaturasi yuqori bo'lgan termostatga (T_1) Q_1 issiqlik miqdorini uzatadi.

$$Q = A = Q_2 - Q_1 < 0$$

shuning uchun bajarilgan ish manfiy hisoblanadi.

$$A = P \oint dV < 0,$$

$$Q_1 - Q_2 = -A \text{ yoki } Q_1 = Q_2 + A$$

Temperaturasi yuqori bo'lgan termostatga (T_1) berilgan Q_1 issiqlik miqdori temperaturasi past bo'lgan termostatdan (T_2) olingan Q_2 issiqlik miqdoridan tizim ustidan tashqi kuchlar bajarilgan A ish qiymatiga kattadir.

Tizim aylanma jarayon natijasida o'zining boshlang'ich holatiga qaytadi va tizimning ichki energiyasi o'zgarmaydi

$$dU = 0, \quad Q = A, \quad (13.33)$$

Odatda, aylanma jarayon vaqtida tizim tashqaridan issiqlik miqdorini olishi va unga uzatishi mumkin, shuning uchun

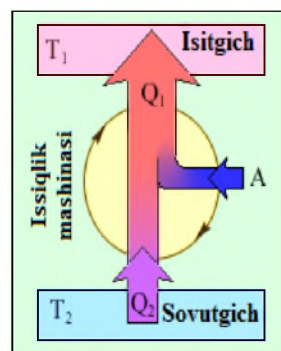
$$Q_1 - Q_2 = Q$$

bu yerda Q_1 – tizimning olgan issiqlik miqdori, Q_2 – tashqariga uzatgan issiqlik miqdori. shu sababli, aylanma jarayon uchun foydali ish ko'effitsienti quyidagicha aniqlanadi:

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}, \quad (13.34)$$

Termodinamik jarayon agarda, avval to'g'ri tsiklda va keyin teskari tsiklda sodir bo'lsa, u o'z holatiga qaytuvchi jarayon deb hisoblanadi. Chunki bu holda atrof - muhit va qaralayotgan tizimda ortiqcha o'zgarishlar sodir bo'lmaydi.

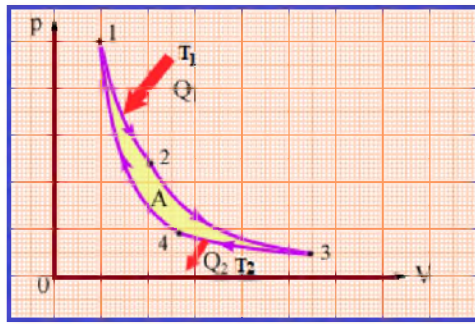
Shu sharoitga ega bo'lmagan barcha jarayonlar qaytmas jarayonlar deb hisoblanadi. Istalgan muvozanatdagi jarayon qaytar jarayondir, chunki tizimda sodir bo'ladigan muvozanatli jarayon uchun u to'g'ri yoki teskari yo'nalishda o'tishi muhim emas.



6 - rasm. Sovutgich mashinasining tuzilishi.

Karno tsikli, ideal issiqlik mashinasining foydali ish ko'effitsiyenti.

Karno tsikli, bir-biriga bog'liq navbatma-navbat sodir bo'ladigan ikkita izotermik va ikkita adiabatik jarayonlardan iboratdir (7 - rasm).



7 - rasm. Karno tsikli.

Rasmda Karnoning qaytar tsikli tasvirlangan, bu yerda ishchi modda ideal gazdan iborat. Bu jarayon uchun foydali ish koeffitsientini hisoblab ko'ramiz.

Izotermik kengayish va siqilish (1 – 2) va (3 – 4) egri chiziqlar bilan, adiabatik kengayish va siqilish jarayonlari (2 – 3) va (4 – 1) egri chiziqlar bilan tasvirlangan.

Izotermik jarayonda ichki energiya o'zgaribmaydi.

$$U = \text{const}$$

shuning uchun gazning isitgichdan olgan issiqlik miqdori Q_1 gazning kengayish ishiga A_{12} ga tengdir:

$$A_{12} = RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} = Q_1 \quad (13.35)$$

(2 – 3) adiabatik kengayishda, atrof - muhit bilan issiqlik almashuvchi jism yo'q, shuning uchun gazning kengayishida bajarilgan ish A_{23} ichki energiyaning o'zgarishi hisobiga bajariladi:

$$A_{23} = -C_2(T_2 - T_1)$$

Izotermik siqilishda sovutgichga gazning bergan issiqlik miqdori Q_2 siqilishdagi bajarilgan ish A_{34} ga teng bo'ladi:

$$A_{34} = RT_2 \ln \frac{V_4}{V_3} = -Q_2, \quad (13.36)$$

Adiabatik siqilishda bajarilgan ish A_{41} ga teng

$$A_{41} = -C_4(T_1 - T_2) = -A_{23}$$

Natijada aylanma jarayonda bajarilgan ish quyidagidan iborat bo'ladi:

$$A = A_{12} + A_{23} + A_{34} + A_{41} = Q_1 + Q_{23} - Q_2 - Q_{23}$$

$$A = Q_1 - Q_2$$

Karno tsiklida foydali ish koeffitsienti quyidagiga teng bo'ladi:

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}, \quad (13.37)$$

Karno tsikli uchun foydali ish koeffitsienti isitgich va sovutgichlar temperaturalariga bog'liqdir. Foydali ish koeffitsientini oshirish uchun temperaturalar farqini oshirish zarur.

Entropiya. Termodinamika ikkinchi qonuni.

Oldingi paragrafdagi qaytar va qaytmas jarayonlar uchun keltirilgan diagrammalardan 4 - rasmdagi ideal gaz bajargan ishning musbat turini ko'rib chiqamiz. Ishchi jism P_1 bosim va T_1 temperatura bilan tavsiflanadigan 1 – boshlang'ich holatdan, ketma - ket sodir bo'ladigan izotermik va adiabatik jarayonlar orqali 3 – holatga o'tadi va T_2 – sovutgich temperaturasi ega bo'ladi. Ishchi jismning holatini bunday o'zgarishi isitgichdan olingan Q_1 issiqlik miqdori hisobiga amalga oshadi. Ishchi jismning 3 – holatdan 1 – boshlang'ich holatga qaytib o'tishi yana izotermik va adiabatik siqilish hisobiga amalga oshadi. Holatning bu o'zgarishida ajralib chiqqan Q_2 issiqlik miqdori Q_1 issiqlik miqdori qiymatidan kichikdir:

$$Q_2 < Q_1$$

Shunday qilib, ishchi jismning 1 – holatdan 3 – holatga va 3 – holatdan 1 – holatga o'tishdagi qaytar jarayonda ajralib chiqqan va yutilgan issiqlik bir xil miqdorda emas ekan. Buning sababi, 1 – holatdan 2 – holatga ikki xil yo'l bilan o'tilganidadir, ya'ni, 1 – holatdan 3 – holatga o'tish jarayoni katta bosim ostida kengayish, 3 – holatdan 1 – holatga o'tish jarayoni esa, kichik bosim ostida siqilishi hisobiga amalga oshganligidadir. Bundan juda muhim xulosaga kelish mumkin: ishchi jismga uzatilgan yoki undan olingan issiqlik miqdori uning boshlang'ich yoki oxirgi holatiga bog'liq bo'lmay, holatlarni o'zgarish jarayonining ko'rinishiga bog'liqdir. Boshqacha qilib aytganda, Q issiqlik miqdori, ichki energiyaga o'xshash, jism holatining funktsiyasi emas. Bu xulosa, termodinamikaning birinchi qonuni ifodasidan ham ko'rinib turibdi:

$$dQ = dU + dA$$

Jismning dA – bajargan ishi (yoki uning ustidan bajarilgan ish) uni qanday amalga oshirilganiga bog'liqdir. dU – ichki energiyaning o'zgarishi esa, holatning qanday o'zgarishiga bog'liq emas.

Jismga T_1 temperaturali isitgichdan uzatilgan Q_1 issiqlik miqdori, T_2 temperaturali sovutgichga berilgan Q_2 issiqlik miqdoriga teng emas, ammo bu issiqlik miqdorlarning holatlar temperaturalariga nisbatlari, miqdor jihatdan bir-birlariga tengdir:

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2}, \quad (13.38)$$

Bu Q/T - nisbatni ba'zan keltirilgan (tartibga solingan) issiqlik miqdori deb ataladi. Jarayonning cheksiz kichik qismida jismga uzatilgan keltirilgan issiqlik miqdori $\delta Q/T$ ga tengdir.

Istalgan qaytar aylanma jarayonlarda natijaviy keltirilgan issiqlik miqdori nolga tengdir:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0, \quad (13.39)$$

Bu yopiq konturdan olingan integralning nolga teng bo'lishi, integral ostidagi $\delta Q/T$ ifodani qandaydir funktsiyaning to'la diferentsiali ekanligini bildiradi

$$\frac{\delta Q}{T} = dS, \quad (13.40)$$

Bu yerda S – funktsiya holat funktsiyasi yoki entropiya deb ataladi. (13.40) – ifodadan qaytar jarayonlar uchun entropiyaning o'zgarishi nolga tengdir:

$$\Delta S = 0, \quad (13.41)$$

Termodinamikada, qaytmas jarayonlarni vujudga keltiruvchi tizimning entropiyasi ortishi isbotlangan:

$$\Delta S > 0, \quad (13.42)$$

(13.41) – va (13.42) – ifodalardan Klauzius tengsizligini keltirib chiqarish mumkin:

$$\Delta S \geq 0, \quad (13.43)$$

ya'ni, yopiq tizimlarning entropiyasi qaytar jarayonlarda o'zgarmasdan qolishi, qaytmas jarayonlarda esa ortishi mumkin.

Agarda tizim 1-holatdan 3-holatga muvozanatli o'tsa, (13.40)- ifodaga asosan entropiyaning o'zgarishi quyidagicha bo'ladi:

$$\Delta S_{1 \rightarrow 3} = S_3 - S_1 = \int_1^3 \frac{\delta Q}{T} = \int_1^3 \frac{dU + \delta A}{T}, \quad (13.44)$$

Bu yerda entropiya emas, balki entropiyalar farqi fizik ma'noga egadir. (13.44) - ifodaga asoslanib, ayrim jarayonlarda ideal gaz entropiyasining o'zgarishini kuzatamiz:

$$dU = \frac{m}{M} C_V dT, \quad \delta A = P dV = \frac{m}{M} R \frac{dV}{V}$$

bo'lgani uchun

$$\Delta S_{1 \rightarrow 3} = S_3 - S_1 = \frac{m}{M} C_V \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} + \frac{m}{M} R \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V},$$

yoki

$$\Delta S_{1 \rightarrow 3} = S_3 - S_1 = \frac{m}{M} \left(C_V \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{V_2}{V_1} \right), \quad (13.45)$$

1 – holatdan 3 – holatga o'tishda, ideal gazning entropiyasi o'zgarishi $\Delta S_{1 \rightarrow 3}$ o'tish jarayonining 1→3 ko'rinishiga bog'liq emas. Chunki adiabatik jarayonda $\delta Q = 0$ ga teng bo'ladi yoki $\Delta S = 0$ ga teng bo'ladi yoki $S = \text{const}$. Izotermik jarayonda esa $T_1 = T_2$, shu sababli

$$\Delta S = \frac{m}{M} R \ln \frac{V_2}{V_1}$$

Izoxorik jarayonda esa $V_1 = V_2$.

$$\Delta S = \frac{m}{M} C_V \ln \frac{T_2}{T_1}$$

bo'ladi.

Statistik fizikada entropiya tizim holatining termodinamik ehtimolligi bilan bog'lanadi va juda chuqur ma'noga ega bo'ladi. Tizim holatining termodinamik ehtimolligi – makroskopik tizim holati qanday usul bilan hosil qilinganligini bildiradi yoki berilgan makroholat nechta mikroholatlardan iborat ekanligini bildiradi.

Boltsman ta'rifi bo'yicha, tizimning S entropiyasi va termodinamik ehtimolligi quyidagicha bog'langandir

$$S = k \ln w, \quad (13.46)$$

bu yerda k – Boltsman doimiysi. Demak, entropiya termodinamik tizim holati ehtimolligining ko'rsatkichidir yoki entropiya tizim tartibsizligi darajasining o'lchovidir. Haqiqatda, tizim holatini belgilovchi mumkin bo'lgan holatlar soni qancha ko'p bo'lsa, tizimning tartibsizlik darajasi yoki entropiyasi shuncha katta bo'ladi. Shu sababli, qaytmas jarayonlarda tizimning entropiyasi doimo ortib boradi.

Termodinamikaning birinchi qonuni energiyani saqlanishi va bir turdan ikkinchi turga aylanishi mumkinligini ifodalasa ham, termodinamik jarayonlarning kechish yo'nalishlarini ko'rsata olmaydi.

Masalan, elektr choynak orqali elektr energiyasini issiqlik energiyasiga aylantirib, ma'lum miqdordagi suvni qaynatish mumkin, ya'ni energiyani bir turdan – elektr energiyasidan ikkinchi turga – issiqlik energiyasiga aylantirish mumkin. Ammo termodinamikaning birinchi qonuni, o'sha miqdordagi qaynagan suv issiqlik energiyasini elektr energiyasiga aylantirishni inkor etmasa ham, jarayon yo'nalishini ko'rsata olmaydi.

shunday qilib, termodinamikaning birinchi qonuni termodinamik jarayonlar sodir bo'lishning ehtimollik darajasini mutlaqo ko'rsata olmaydi.

Termodinamikaning ikkinchi qonuni, tabiatda qanday jarayonlar mumkin, qaysilari mumkin emasligini – jarayonlarning o'zgarish yo'nalishlarini aniqlash orqali belgilab bera oladi.

Entropiya tushunchasi va Klauzius tengsizligi orqali termodinamikaning ikkinchi qonunini shunday ta'riflash mumkin: *yopiq tizimlardagi istalgan qaytmas jarayonlarda tizim entropiyasi oshib boradi.*

Ikkinchi tarafdin, ideal mashinaning foydali ish koeffitsiyenti

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

ga teng edi, ya'ni isitgich va sovutgichlar temperaturalari farqi qancha katta bo'lsa, foydali ish koeffitsiyenti ham shuncha katta bo'ladi. Istalgan foydali ish bajarilganda, tizimning qolgan energiyasi foydalanib bo'lmaydigan boshqa turdagi energiyalarga aylanadi. Boshqacha qilib aytganda, energiyani ko'p qismi foydali ko'rinishga ega bo'lmaydi, sifatsiz ko'rinishga o'tadi. Shu sababli, entropiya doimo energiya sifatining buzilganlik darajasini bildiradi.

1906 yilda termodinamika Nernst tomonidan empirik yo'l bilan kashf qilingan yangi fundamental qonun bilan boyidi. Bu qonun Nernstning issiqlik teoremasi deb ataladi. Nernst teoremasi ko'pincha termodinamikaning uchinchi qonuni deb yuritiladi. Nernst teoremasining ta'rifi quyidagicha bo'ladi:

Absolyut nolga yaqinlashishda sistemaning absolyut entropiyasi ham bunda sistemaning holatini harakterlovchi barcha parametrlarning qanday qiymatlar qabul qilishidan qat'i nazar, absolyut nolga intiladi, ya'ni

$$T = 0 \quad \text{bo'lganda,} \quad S = 0. \quad (13.47)$$

Haqiqatan ham, absolyut nolda termodinamik sistemaning holatiga eng kam tartibsizlik (ya'ni eng ko'p tartiblilik) to'g'ri keladi. Hamma atomlar ma'lum joylarda, ya'ni qattiq jism kristall panjarasining tugunlariga, barcha elektronlar esa eng past energetik sathlarga joylashadi.

Bu holat absolyut nolda mumkin bo'lgan yagona (haqiqiy) holat bo'lib, uning ehtimolligi birga teng. shuni qayd etish kerakki, nemis fizigi Nernst (18.47) munosabatga boshqa yo'l bilan, ya'ni past temperaturalarda jismning issiqlik sig'imlarining o'zgarishining natijasida keldi.

Xulosa qilib aytish kerakki, termodinamikaning ikkita asosiy qonuni va Nernstning issiqlik teoremasi issiqlik texnikasining asosi hisoblanadi. Bu uchta qonun barcha termodinamik jarayonlarni tahlil qilish va turli issiqlik mashinalarini hisoblashga imkon beradi.

Termodinamikaning ikkinchi qonunini quyidagicha yana ta'riflash mumkin:

1-Kelvin ta'rifi: Isitgichdan olingan issiqlik miqdorini faqat shunga ekvivalent bo'lgan ishga aylantiruvchi aylanma jarayonlar bo'lishi mumkin emas;

2-Klauzius ta'rifi: Temperaturasi past bo'lgan jismga issiqlik beruvchi faqat yagona jarayondan iborat aylanma jarayon bo'lishi mumkin emas.

Nazorat savollari

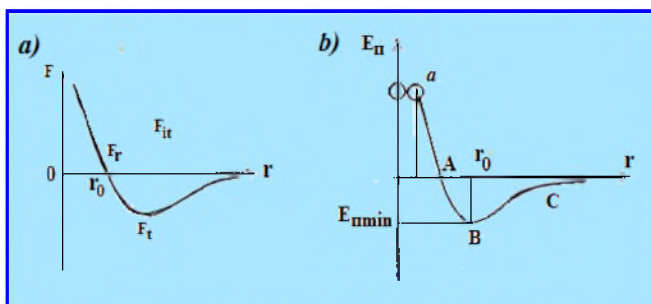
1. Issiklik mashinani FIK i nimaga bog'liq?
2. Entropiya nima? Uning fizik ma'nosi qanday?
3. Termodinamikaning II qonuni qanday ta'riflanadi.
4. Gaz jarayonlari uchun termodinamika birinchi qonunining formulasini yozing?

Reja:

1. Molekulalararo ta'sir kuchlari va potensial energiyasi.
2. Van-Der-Vaals tenglamasi.
3. Van-Der-Vaals izotermalari va ularning izohlanishi. Eksperimental izotermalar.
4. Real gazning ichki energiyasi.

Molekulalararo ta'sir kuchlari va potensial energiyasi.

Biz molekulyar fizika bo'limida ideal gaz modelidan keng foydalandik. Chunki past bosim ostida qizdirilgan va siyraklashtirilgan real gazlarning xossalari ideal gaznikiga juda yaqin bo'ladi.



1 - rasm. Molekulalararo o'zaro ta'sirning ular orasidagi bog'liqligi

Ideal gaz holati tenglamasini keltirib chiqarishda molekulalarning o'lchamlari va o'zaro ta'siri hisobga olinmaydi. Bosim ortishi bilan molekulalar orasidagi o'rtacha masofa kamayib boradi va natijada molekulalarning xususiy hajmlari va ular orasidagi o'zaro ta'sirni hisobga olish zarurati tug'iladi. Demak yuqori bosim va past haroratlarda ideal gaz modelini qo'llab bo'lmaydi. Ya'ni tabiatda mavjud bo'lgan gaz, real gaz bilan ish ko'rishga to'g'ri keladi.

Real gazlarni o'rganganimizda biz albatda molekulalararo ta'sirni etiborga olishimiz kerak. Bunday ta'sirlar $r \leq 10^{-9} \text{ m}$ oraliqda kuzatiladi va oraliq ortishi bilan tezda kamayadi. Molekulalar orasida bir vaqtning o'zida ha'm tortishish ham itarishish kuchlari bo'ladi. 1, a – rasmda o'zaro ta'sirning grafigi keltirilgan, F_{it} – itarishish kuchlari, F_t – tortishish kuchlari, F – ularning teng ta'sir etuvchisi. Itarishish kuchlari musbat, tortishish kuchlari manfiy deb hisoblanadi. $r = r_0$ oraliqda $F = 0$, ya'ni itarishish va tortishish kuchlari bir-birini kompensatsiyalaydi. $r < r_0$ da itarishish kuchlari, $r > r_0$ da tortishish kuchlari paydo bo'ladi. $r > 10^{-5} \text{ m}$ larda molekulalararo o'zaro ta'sir kuchlari y o'qda ($F = 0$). 1, b – rasmda o'zaro ta'sir potensial energiyasining grafigi keltirilgan. Bu grafikdan ko'rinib turibdiki, $r = r_0$ oraliqda, ya'ni itarishish va tortishish kuchlari bir-birini kompensatsiyalaganda, ya'ni sistema doimiy muvozanat holatida bo'lganida, uning potensial energiyasi minimumga erishadi.

Tortishish va itarishish kuchlari elektromagnit tabiatga ega. Tortishish kuchlari

$$F_{\text{tort}} \approx -\frac{A}{r^7}. \quad (14.1)$$

Itarishish kuchlari

$$F_{\text{itar}} \approx \frac{B}{r^9}. \quad (14.2)$$

va potensial energiya

$$\Pi \approx \int f(r) dr = -\alpha \frac{A}{r^6} + \beta \frac{B}{r^8} \quad (14.3)$$

qonuniga bo'ysinadi.

Molekulalar aro ta'sir kuchlari va potensial energiyasi.

Yuqorida aytib o'tganimizdek, real gazlar uchun molekulalarning o'lchamlari va ularning o'zaro ta'sirin etiborga olish zarur. Molekulalarning xususiy hajmi va molekulalar orasidagi o'zaro ta'sirni etiborga olib Golland fizigi I. Van-Der-Vaals real gaz uchun holat tenglamasin keltirib chiqarishga imkon berdi. Van-Der-Vaals Klayperon tenglamasiga ikkita tuzatish kiritdi.

a). Molekulalarning xususiy hajmin hisobga olish. Molekula egallagan hajmga boshqa molekulalarning kira olmasligi, molekulalar harakatlanishi mumkin bo'lgan hajm endi V_μ emas $V_\mu - \beta$ bo'ladi. Bu yerdagi β -molekulalar egallagan hajm.

b). Molekulalar orasidagi o'zaro tortishishni etiborga olish gazda qo'shimcha ichki bosimni hosil qiladi. Van-Der-Vaalsning hisoblashlari bo'yicha ichki bosim gaz hajmining kvadratiga teskari proporsional:

$$P' = \frac{a}{V_\mu^2} \quad (14.4)$$

a – molekulalar orasidagi o'zaro tortishish kuchlarin sifatlovchi doimiy, V_μ - molyar hajm.

Yuqoridagi o'zgartirishlarni kiritib 1 mol gaz uchun Van-Der-Vaals (real gazning holat) tenglamasin olamiz:

$$\left(P + \frac{a}{V_\mu^2}\right)(V_\mu - b) = RT \quad (14.5)$$

v ($v = m/M$) molga mos keluvchi ixtiyoriy m massali gaz uchun ($V = v \cdot V_\mu$) Van-Der-Vaals tenglamasi

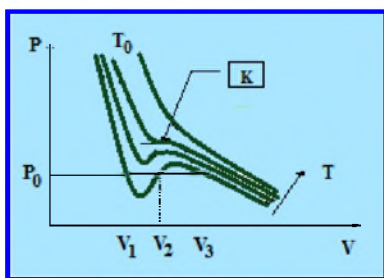
$$\left(P + \frac{v^2 a}{V^2}\right)\left(\frac{V}{v} - b\right) = RT \quad (14.6)$$

yoki

$$\left(P + \frac{v^2 a}{V^2}\right)(V - vb) = vRT \quad (14.7)$$

Van-Der-Vaals tenglamasin keltirib chiqarishda bir qator soddalashtirishlar qilingan, shuning uchun u ham aniq tenglama emas, lekin Klayperon tenglamasiga nisbatan tajriba bilan mosroqdir. Past bosim, yuqori haroratlarda V_μ ortadi $b \ll V_\mu$, $P' \ll P$ va bu holatda Van-Der-Vaals tenglamasi Klayperon tenglamasiga o'tadi.

Van-Der-Vaals izotermalari va ularning izohlanishi. Eksperimental izotermalar.



2 - rasm. Van-Der-Vaals izotermalari.

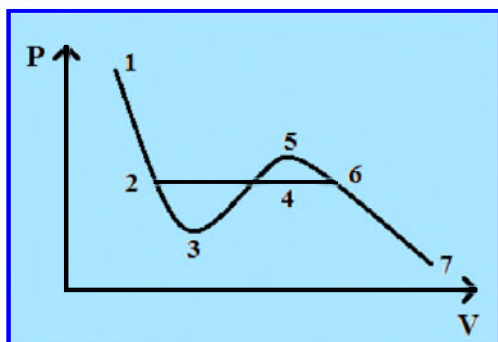
Berilgan haroratlardagi P ning V_μ ga bog'liqligin (10.5) tenglama asosida ko'rib chiqsak, Van-Der-Vaals izotermalarin olamiz. 10.2 - rasmda to'rtta harorat uchun shunday izotermalar keltirilgan.

Yuqori haroratlarda real gaz izotermasi ideal gaz izotermasiga yaqin, T_k haroratda izoterma faqat bir (K) egilish nuqtasiga ega, past haroratlarda ($T < T_k$) izoterma monoton pastga tushuvchi, keyin monoton ko'tariluvchi va yana monoton tushuvchi chiziqdan iborat.

Van-Der-Vaals tenglamasini

$$PV_{\mu}^3 - (RT + Pb)V_{\mu}^2 + aV_{\mu} - ab = 0 \quad (14.8)$$

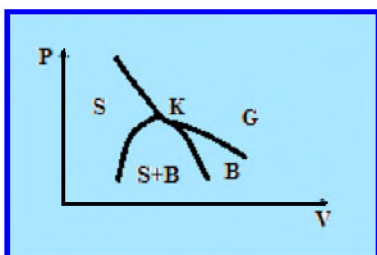
ko'rinishida yozamiz. Ushbu tenglama V_{μ} ga nisbatan 3 – darajali tenglama. Uning yechimi 3 haqiqiy yoki 1 haqiqiy va 2 mavhum ildiz, lekin fizik qiymatga faqat haqiqiy ildizlargina ega.



3 - rasm. Modda qaysi holatda bo'lishini ko'rsatuvchi grafik.

Birinci holatda (2 – rasmga qarang) past haroratdagi izoterma misol bo'ladi (P_1 bosim qiymatiga uch V_1, V_2 va V_3 qiymatlar to'g'ri keladi); ikkinchi holatda bo'lsa yuqori haroratlardagi izotermalar to'g'ri keladi. $T < T_k$ dagi izotermaning turli sohalarin qarab, (3 – rasm) 1 - 3, 5 - 7 sohalarida V_{μ} ning kamayishi bilan P_1 ning tabiiy turda ortishini ko'ramiz. 5 - 3 qismda moddaning qisilishi bosimning kamayishiga olib keladi. Tajribaning ko'rsatishicha tabiatda bunday holatlar kuzatilmaydi. 3 - 5 holatda modda bir jinsli bo'lib qolmas ekan, malum holatda holatning o'zgarishi bo'lib o'tadi va modda ikki

agregat holatda bo'ladi. Demak, haqiqiy izoterma 7 - 6 - 2 - 1 ko'rinishga ega bo'ladi. 7 - 6 qism gaz, 2 - 1 suyuq holatlarga to'g'ri keladi. 6 - 2 qism gaz va suyuqlik o'rtasidagi muvozanatga to'g'ri keladi.



4 - rasm. Uchta holat uchun kritik nuqta.

Yuqorida olingan natijalarni irland olimi T.Endryusning karbonat angdrid (CO_2) ning qisilishin o'rganish bo'yicha o'tkazilgan tajribalari tasdiqlaydi. 2 – rasmdagi faqat bir (K) kritik nuqta deb atalishin egilish nuqtasiga ega bo'lgan izoterma kritik izoterma, unga mos T_k harorat kritik harorat deb ataladi. Kritik nuqtaga mos keluvchi V_k kritik hajm, P_k kritik bosim deb ataladi.

Van-Der-Vaals izotermalarining gorizontall qismlaridagi chetki nuqtalaridan chiziq otkazsak, ikki fazali holatlarni chegaralovchi qo'ng'iroq shaklidagi chiziq paydo bo'ladi (4 – rasm). Ushbu chiziq va kritik izoterma $P - V$ diagrammani uchta sohaga ajratadi. Qo'ng'iroq ko'rinishidagi chiziq tagida ikki fazali holatlar (suyuqlik va to'yingan bug'), uning chap tomonida suyuq holatlar o'ng tomonida bug' sohasi ko'rsatilgan. Kritik haroratdan yuqori haroratda bo'lgan gazni hech qanday bosimda suyuqlikka aylandirib bo'lmaydi. Kritik harorat gazni suyuqlikka aylandirish mumkin bo'lgan eng yuqori harorat bo'lib hisoblanadi.

Real gazning ichki energiyasi.

Real gazning ichki energiyasi molekullarning issiqlik harakat kinetik energiyasi va molekullararo o'zaro ta'sir potensial energiyasidan iborat. Molekullararo o'zaro tortishishni yengish uchun bajarilgan ish sistemaning ichki energiyasin oshirishga sarf bo'ladi, ya'ni

$$dA = P'dV = d\Pi \text{ yoki } d\Pi = \frac{a}{V_{\mu}^2} dV_{\mu}$$

bunda $\Pi = \frac{a}{V_{\mu}}$. Demak, 1 mol real gazning ichki energiyasi

$$U_{\mu} = C_V T - \frac{a}{V_{\mu}} \quad (14.9)$$

harorat va hajm ortishi bilan ortib boradi. Adiabatik jarayonda $dQ = 0$ va $dA = 0$

$$dQ = (U_2 - U_1) + dA \quad \text{dan} \quad U_1 = U_2$$

Shunday qilib ish bajarilmasa adiabatik kengayish jarayonida ichki energiya o'zgarmaydi. Ideal gaz uchun $U_1 = U_2$ deganda $T_1 = T_2$ tushuniladi. 1 mol real gaz uchun

$$\begin{cases} U_1 = C_V T_1 - \frac{a}{V_1} \\ U_2 = C_V T_2 - \frac{a}{V_2} \end{cases} \quad (14.10)$$

dan

$$T_1 - T_2 = \frac{a}{C_V} \left(\frac{1}{V_1} - \frac{1}{V_2} \right) \quad (14.11)$$

$V_2 > V_1$ dan $T_1 > T_2$, ya'ni real gaz vakuumga adiabatik kengayishda soviydi. Adiabatik qisilishda real gaz isiydi.

Nazorat savollari

1. Molekulalar aro ta'sir kuchlari va ularning vujudga kelish sabablari qanday?
2. Molekulalar aro o'zaro ta'sir potensial energiyasi qanday bo'ladi?
3. Real gaz qanday gaz?
4. Real va ideal gazlarning qanday farqi bor?
5. Van-Der-Vaals tenglamasini yozing va tushuntirib bering.
6. Kritik nuqta deganimiz nima?
7. Ideal va real gazlarning ichki energiyalari qanday hisoblanadi?

QATTIQ JISMNING KRISTALL HOLATI

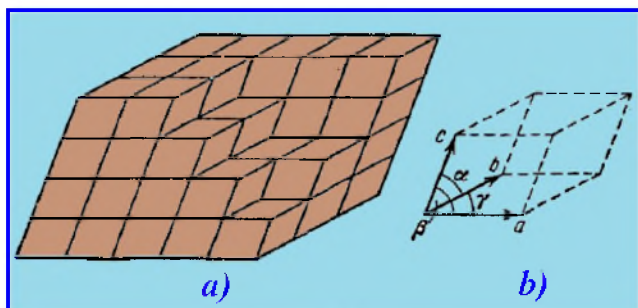
Reja:

1. Kristall holatining o'ziga xos xususiyatlari.
2. Kristallarning tasnifi.
3. Kristallardagi atomlararo bog'lanishning turlari.
4. Kristallardagi issiqlik harakat.
5. Kristallarning issiqlik sig'imi.

Kristall holatining o'ziga xos xususiyatlari.

Tabiatda uchraydigan ko'pchilik qattiq jismlar kristall tuzilishiga ega. Masalan, deyarli barcha minerallar va metallar qattiq holatida kristall bo'lib hisoblanadi. Kristall holatining suyuq va gaz holatidan farq qiladigan o'ziga xos xususiyatlaridan biri anizotropiyaga ega ekanligidir, ya'ni bir qancha fizik (mexanik, issiqlik, elektr va optik) xossalarning yo'nalishiga bog'liqligi.

Barcha yo'nalishlari bo'yicha xossalari bir xil bo'lgan jism izotrop deb ataladi. Gazlardan tashqari va barcha suyuqliklarning hamda amorf qattiq jismlarning bazi birlaridan boshqa barchasi izotrop bo'ladi. Keyingisi sovutilgan suyuqlikdan iborat. Kristallarning anizotropligining sababi zarrachalar (atom va molekula) ning tartibli joylashganligidir. Ushbu tartibli joylashgan zarrachalar anizotrop jismlarning tuzilishini hosil qiladi. Zarrachalarning tartibli joylashishi kristallarning tashqi qirralarining to'g'ri ekanligini nomoyon bo'ladi. Kristallarning har bir turi uchun aniq bo'lgan bazi bir burchak ostida kesishuvchi kristallar tekis yoqlari bilan ajraladi. Kristallarni maydalamoq tekislikning ulanishi deb ataladigan tekislikni aniqlashga nisbatan osonroqdir.



1-rasm. Kristallni tashkil qiluvchi elementar kristall katakchalar (a) va ushbu katakchani ta'sirlovchi paralelepiped.

Kristallarning anizotropligi va geometrik shaklining to'g'riligi odatda ushbu xossasidan kuzatilmaydi. Kristall jismlar odatda polikristall turida ham uchraydi, ya'ni ko'pmiqdorda o'zaro qorishmalarning yig'indisiga ega tartibsiz orientatsiyalangan mayda kristalchalar. Polikristallda anizotropiya polikristallni tashkil qilgan har bir kristallchalar chegarasida kuzatiladi, polikristall jismda esa kristalchalarning tartibsiz joylashishi

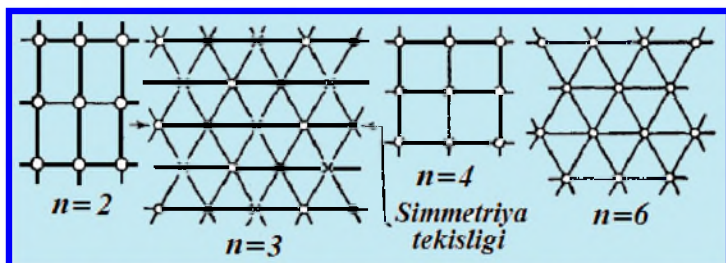
tufayli anizotropiya mavjud emas. Qotishma va aralashmalardan kristall olish uchun maxsus kristallanish sharoitini yaratib istalgan moddaning monokristallini olish mumkin. Bazi bir moddalarning monokristallari esa tabiatda tabiiy holatida uchraydi.

Kristall atomlarining tartibli joylashishi, bu geometrik to'g'ri fazoviy panjaraning tugunlarida atomlarning joylashishidir. Kristallning o'zini uchta yo'nalishga ega ushbu strukturaning kristallchalaridan tashkil qilish mumkin. Ushbu kristallcha elementar kristall katakcha deb ataladi (1, a – rasm). Kristall katakchani a , b va c qirralarining uzunligi kristallning o'xshash davrlari deb ataladi.

Kristall katakcha modullari davriga teng bo'lgan a , b , c vektorlar bilan hosil qilingan paralelepipeddan iborat. Ushbu paralelepiped a , b , c qirralaridan tashqari, qirralari orasidagi α , β , γ burchaklari bilan ham ta'riflanadi (1, b – rasm). a , b , c va α , β , γ kattaliklari elementar katakchani aniqlab uning parametrlari deb ataladi.

Kristallarning tasnifi.

Kristall panjara har xil ko'rinishdagi simmetriyaga ega bo'lishi mumkin. Kristall panjaraning simmetriyasi deganda bazibir fazoviy ko'chirishda o'zaro bir-biriga mos keladigan panjaraning xossasi tushuniladi. Barcha panjara avvalo translyatsiya simmetriyaga ega, ya'ni davr kattaligiga siljigidganda o'zaro mos keishi. Bazibir o'q atrofida aylanishiga, shuningdek belgili bir tekislikka nisbatan ko'zgusimon qaytishiga simmetriyani nisbati bo'yicha boshqa turdagi simmetriyalardan ajratamiz.



2 - rasm. 2 -, 3 -, 4 - va 6 - tartibli simmetriya o'qlari.

rasmda keltirilgan (oq aylana va qora aylana hamda krestiklar bilan har xil turdagi atomlar belgilangan). Tekislikdan ko'zgusimon (зеркальное отражение) qaytishda panjara o'z-o'ziga mos bo'lib simmetriya tekisligi deb ataladi.

Simmetriyaning har xil turlari kristall panjaraning simmetriya elementlari deb ataladi. O'q va tekisliklardan boshqari simmetriya kuzatilishining boshqada elementlari bo'lishi mumkin. Lekin simmetriya elementlarining hammasi ham simmetriyani hosil qilmaydi. Rus olimi E.S. Fyodorov takidlaganidek fazoviy guruhlar deb ataluvchi 230 ta simmetriya elementlarining kombinatsiyasi (uyg'unlashuvi) yuz berishi mumkin. Ushbu 230 ta fazoviy guruhlar simmetriya alomatlari bo'yicha 32 ta sinfga bo'linadi. Nihoyat, barcha kristallarning elementar katalchalari shakli bo'yicha 7 ta kristallografik sistemaga yoki singoniyaga bo'linadi. Ulardan har biri bir nechta simmetriya sinflaridan tashlik topgan.

Kristallografik sistemalar yoki singoniyalar simmetriyaning oshishi tartibida quyidagicha ketma-ketlikda joylashgan:

1. Triklin
2. Monoklin
3. Rombik
4. Tetragonal
5. Romboedrik (Trigonal)
6. Geksogonal
7. Kub

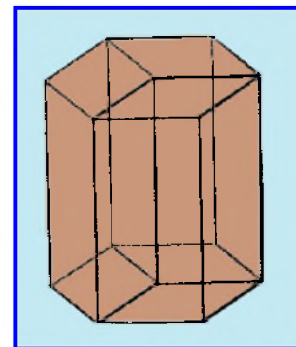
Bulardan asosan 14 ta panjara turi hosil bo'lib ular Bragg panjaralari deb ataladi.

Triklin, monoklin, asos yoqlari markazlashgan monoklin, rombik, asosi markazlashgan rombik, hajmiy markazlashgan rombik, yoqlari markazlashgan rombik, geksagen, romboedr, tetragonal, hajmiy markazlashgan tetragonal, kub, hajmiy markazlashgan kub, yoqlari markazlashgan kub.

Triklin sistema: Bu sistema uchun $a \neq b \neq c$; $\alpha \neq \gamma \neq \beta$ lar bajariladi. Elementar katakcha qiyshiq burchakli parallelepiped shakliga ega.

Monoklin sistema: Ikkit burchagi – to'g'ri, uchunchu burchagi esa to'g'ri burchak emas (uchinchi burchak sifatida β burchagini qabul qilamiz). Demak, $a \neq b \neq c$; $\alpha = \gamma = 90^\circ$; $\beta \neq 90^\circ$. Elementar katakcha to'g'ri burchakli prizma shakliga ega, uning asosida parallelogramm yotadi.

Rombik sistema: Barcha burchaklari to'g'ri, qirralari esa har xil: $a \neq b \neq c$; $\alpha = \gamma = \beta = 90^\circ$. Elementar katakcha to'g'ri burchakli parallelepiped shakliga ega.



3-rasm. To'g'ri burchakli olti qirrali prizma.

Tetragonal sistema: Barcha burchaklari to'g'ri, ikkita qirrasi bir xil: $a = b \neq c$; $\alpha = \gamma = \beta = 90^\circ$. Elementar katakcha asosi kvadratdan iborat bo'lgan to'g'ri burchakli prizma shakliga ega.

Romboedrik (trigonal) sistema: Barcha qirralari bir xil, barcha burchaklari ham o'zaro teng, lekin 90° ga teng emas: $a = b = c$; $\alpha = \gamma = \beta \neq 90^\circ$. Elementar katakcha diagonal bo'ylab siqilib yoki cho'zilib deformatsiyalangan kub shakliga ega.

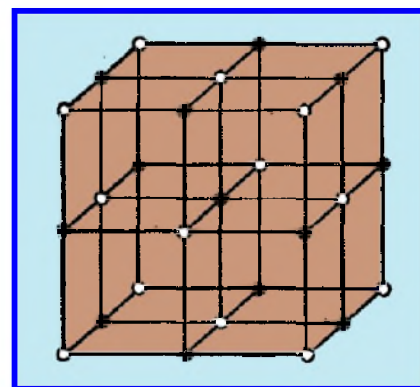
Geksogonal sistema: Qirralar va ular orasidagi burchaklar $a = b \neq c$; $\alpha = \beta = 90^\circ$, $\gamma = 120^\circ$ ushbu shartni qanoatlandiradi. Agarda 3 – rasmda ko'rsatilgandek uchta elementar katakchani birgalikda hosil qilsak, unda to'g'ri burchakli oltita qirraga ega prizma hosil bo'ladi.

Kubik sistema: Barcha qirralari bir xil, barcha burchaklari to'g'ri: $a = b = c$; $\alpha = \gamma = \beta = 90^\circ$. Elementar katakcha kub shakliga ega.

Kristallardagi atomlararo bog'lanishning turlari.

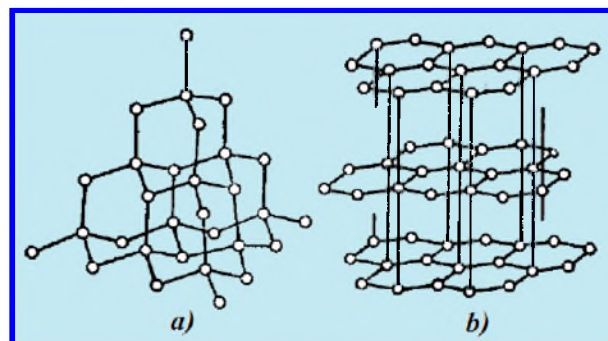
Kristallarning tuzilishini tadqiq qilish uchun neytronlar va rentgen nurlari difraktsiyasi hodisasidan foydalaniladi. Kristall panjaraning tugunlarida joylashgan zarrachalarning tabiatiga hamda zarrachalar orasidagi o'zaro ta'sirlashish kuchining xususiyatiga bog'liq holda kristall panjaralarining to'rtta turiga va kristallarning to'rtta turiga bo'linadi: ionli, atomli, metall va molekulyar.

1. Ionli kristallar. Kristall panjaraning tugunlarida har xil belgidagi ionlar joylashadi. Ionlar orasidagi o'zaro ta'sir kuchi asosan elektr (Kulon) tabiatiga ega. Har xil zaryadlangan ionlar orasidagi tortishish elektrostatik kuchi bilan amalga oshadigan bog'lanish geteroqutbli bog'lanish (yoki ionli) deb ataladi. Ionli panjaraga oddiy misol sifatida tosh tuzi (NaCl) ning panjarasi xizmat qiladi (4 – rasm). Bu panjara kub shaklidagi sistemaga tegishli. Oq aylanalar bilan natriyning musbat zaryadli ionlarini tashuvchilar, qora aylanalar bilan esa xlorning musbat ionlarini tashuvchilar tasvirlangan. Rasmdan ko'rinib turganidek bir-biriga qo'shni ionlar qarama-qarshi zaryadlangan. NaCl gaz holatida molekulalardan tashkil topib, ularda natriyning ioni xlorning ioni bilan juft bo'lib birikadi. Ionli kristall molekulalardan emas ionlardan tashkil topadi. Butun kristallni to'laligicha bitta katta molekula sifatida ko'rish mumkin.



4-rasm. Tosh tuzining kristall panjarasi.

2. Atomli kristallar. Kristall panjaraning tugunlarida neytral atomlar joylashadi. Kristallda birikuvchi neytral atomlar bog'lanishi gomoqutbli (yoki kovalentli) bog'lanish deb ataladi. Kovalent bog'lanishda o'zaro ta'sir kuchi elektr (Kulon emas) tabiatiga ega. Ushbu kuchlarni tushuntirish faqat kvant mexanikasi asosida berilishi mumkin. Kovalent bog'lanish elektron juftlari orqali amalga oshadi. Bu degani ikkita atom orasidagi bog'lanishni ta'minlashda har bir atomdan bitta elektroni qatnashadi. Ushbu xossasi tufayli kovalent bog'lanish biror maqsadga yo'naltirilgan tabiatga ega. Kovalent bog'lanishda har bir ion o'ziga yaqin bo'lgan barcha ionlarga ta'sir qiladi. Kovalent bog'lanishda bir atomdan ikkinchi atomga yo'nalgan kuch ta'sir qiladi va ular birgalikda elektron juftiga ega bo'ladi. Kovalentli bog'lanish faqat valentli amalga oshishi mumkin, ya'ni atom elektronlari bilan kuchsiz bog'lanish. Har bir elektron faqat bitta



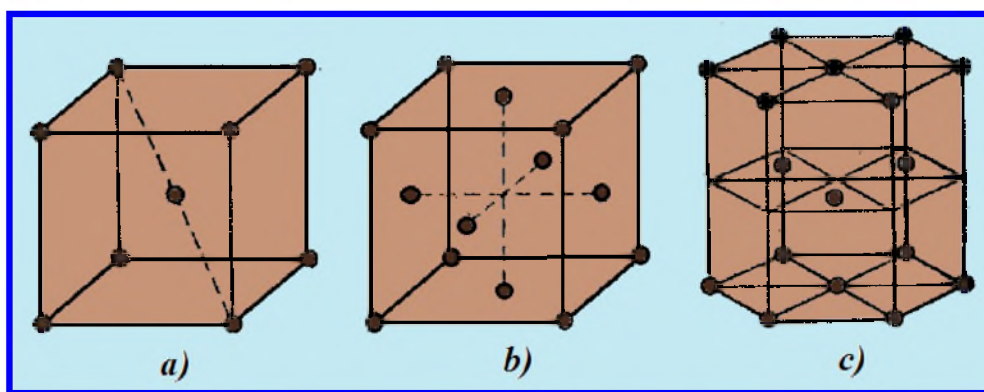
5-rasm. Oltin (a) va grafitning (b) kristall panjarasi.

atom bilan bog'lanishni ta'minlaganligi sababli ulardagi bog'lanishlar soni berilgan atomning valentligiga teng holda qatnashishi mumkin.

Atomli kristallarga olmos va grafit aniq misol bo'ladi. Bu moddalar kimyoviy tabiati bo'yicha o'xshashdir (ular uglerod atomidan tuzulgan), lekin kristall tuzilishi bilan farq qiladi. 5, a – rasmda olmos panjarasi, 5, b – rasmda esa grafit panjarasi berilgan. Bunday panjaraga (olmos turidagi panjaraga) Ge germaniy va Si kremniy yarimo'tkazgichlari ham ega.

3. Metall kristallar. Kristall panjaraning barcha tugunlarida metallning musbat ionlari joylashadi. Ular orasida ion hosil bo'lishida atomdan ajralgan elektronlar gaz molekulalariga o'xshab tartibsiz harakatlanadi. Bu elektronlar musbat ionlarni ushlab sement vazifasini bajaradi. Aks holda panjara ionlar orasidagi itarishish kuchlari sababli buzilishi mumkin. Shu bilan birga elektronlar ham kristall panjaraning chegarasida ionlar bilan ushlab turiladi va uni tark qila olmaydi.

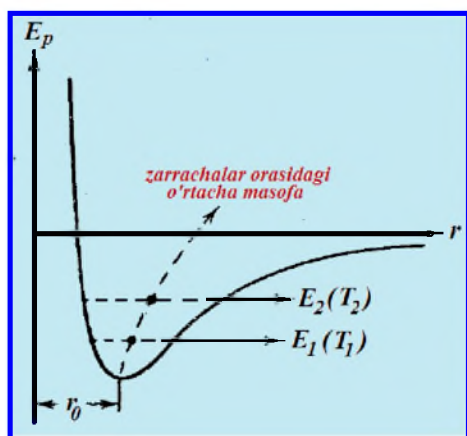
Aksariyat metallar uchta hajmiy markazlashgan kub (6, a – rasm), yoqlari markazlashgan kub (6, b – rasm) va to'liq geksogonal (6, c – rasm) panjaralaridan biriga ega. Oxirigisi $c/a = \sqrt{8/3}$ bo'lgan geksogonal panjaradan iborat.



6-rasm. hajmiy markazlashgan kub (a), yoqlari markazlashgan kub (b) va to'liq geksogonal (c) panjara ega metallar.

4. Molekulyar kristallar. Kristall panjaraning tugunlarida belgili ko'rinishda orientatsiyalangan molekularlar joylashadi. Kristalldagi molekularlar orasidagi bog'lanish kuchi, gazning ideal holatidan chetlashishiga olib keluvchi molekularlar orasidagi tortishish kuchlari kabi tabiatga ega. Shuning uchun bu kuchlarni Van-Der-Vaals kuchlari deb ataladi. Molekulyar panjarani quyidagi moddalar hosil qiladi: $H_2, O_2, N_2, CO_2, H_2O$. Demak odatdagi muz molekulyar kristalldan iborat ekan.

Kristallardagi issiqlik harakat.



7-rasm. Kristalldagi zarrachalar orasidagi o'zaro ta'sirning oraliqqa bog'liq potensial egri chiziqlari.

Kristall panjaraning tugunlari zarrachalarning o'rtacha holatini aniqlaydi. Zarrachalarning o'zlari bo'lsa ushbu o'rtacha holatlar atrofida uzluksiz tebranadi. Shu bilan birga tebranish intensivligi harorat ko'tarilishi bilan ortadi. Kristallni hosil qiluvchi zarrachalar orasidagi tortishish kuchi ancha kichik oraliqlarda, zarrachalar orasidagi oraliq kichiklashi bilan tez suratlarda ortuvchi itarishish kuchlari bilan almashadi. Bu ikkita har xil ishorali ionlar uchun ham orinlidir, chunki ionlarning elektron qobiqlari judayam bir-biriga yaqinlashishida ular orasidagi itarishish kuchlari boshlanadi.

Demak, kristallda barcha turdagi zarrachalar orasidagi o'zaro ta'sir 7 – rasmda keltirilgan potensial egri chizig'i bilan tasvirlanishi mumkin. Egri chiziq

minimumga nisbatan simmetriyaga ega emas. Shu sababli muzovnat holati atrofiga faqat zarrachalarning kichik tebranishlari garmonik xususiyatiga ega bo'ladi. Tebranish amplitudasi ortishi bilan garmonik xususiyatining buzilishi kuchli kuzatila boshlaydi. Bu zarrachalar orasidagi masofaning ortishiga olib keladi, demak, kristall hajmining ortishiga ham. Kristallarning issiqlikdan kengayishi shunday tushuntiriladi.

Kristallarning issiqlik sig'imi.

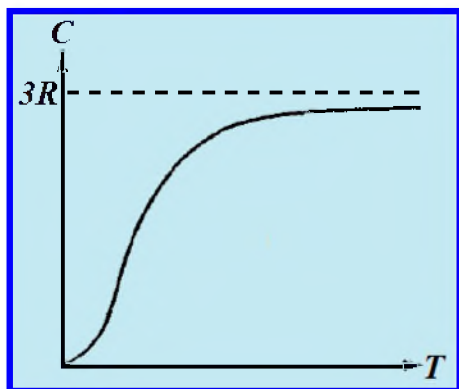
Kristall panjaraning tugunlarida zarrachalarning joylashishi ularning o'zaro potensial energiyasining minimumiga mos keladi. Zarracha muvozanat holatidan siljishida barcha yo'nalishda zarrachani dastlabki holatiga qaytarishga olib keluvchi kuch vujudga keladi, buning natijasida zarrachalarning tebranishi vujudga keladi. Ixtiyoriy yo'nalish bo'ylab tebranishni uchta koordinata o'qlari bo'ylab tebranishlarning yotishi kabi tasavvur qilish mumkin. Demak, kristalldagi har bir zarrachaga erkinlikning uchta tebranish darajasini yozish kerak. Bitta zarrachaning har bir erkinlik tebranish darajasiga o'rtacha ikki yarimta kT - bittasi kinetik energiya va potensial energiya ko'rinishidagi energiyaga mos keladi. Shunday qilib, har bir zarrachaga – atom panjarasidagi atomga, ion yoki metall panjaradagi ionga o'rtacha $3kT$ energiya. Kristall holatidagi moddaning 1 kmol energiyasini bitta zarrachaning o'rtacha energiyasini kristall panjaraning tugunlarida joylashgan zarrachalar soniga ko'paytirib topish mumkin. Oddiy kimyoviy moddalar holida zarrachalar soni Avagadro soniga teng bo'ladi. Masalan, $NaCl$ moddasida zarrachalar soni $2N_A$ ga teng, yoki $NaCl$ ning 1 molida Na ning N_A atomi va Cl ning N_A atomi mavjud. Atomli yoki metalli kristallarni hosil qiluvchi oddiy kimyoviy moddalarni qarashtrish bilan cheklanib, kilogram – atom moddaning kristall holatidagi ichki energiyasi uchun quyidagi ifodani yozish mumkin:

$$U_{KM} = N_A 3kT = 3RT.$$

Haroratning 1 gradusga ko'tarilishida ichki energiyaning oshishi $C_V = \left(\frac{dU}{dT}\right)_V$ hajm o'zgarmas bo'lgandagi issiqlik sig'imiga teng,

$$C_V = 3R \approx 25 \cdot 10^3 \frac{J}{grad} \cdot kg \cdot at \quad (15.1)$$

Qattiq jismlarning hajmi qizdirilganda ozgina o'zgarganligi sababli ularning bosim o'zgarmagandagi issiqlik sig'imi C_p hajm o'zgarmagandagi issiqlik sig'imi C_V dan ozgina farq qiladi, shuning uchun $C_p = C_V$ deb faqat qattiq jismning issiqlik sig'imi haqida gapirish mumkin.



8-rasm. Kristallarning issiqlik sig'imining haroratga bog'liqlik grafigi.

Demak, (15.1) ifodaga binoan kristall holatidagi kimyoviy sodda jismlarning kilogramm-atom issiqlik sig'imi bir xil bo'lib $25 \cdot 10^3 \frac{J}{grad} \cdot kg \cdot at$ ga teng. Bu tajriba yo'li bilan aniqlangan Dyulong va Pti qonunining mohiyatini tasdiqlaydi. Qonun xona haroratidagi ko'plagan moddalar uchun o'rinlanadi. Lekin, olmos xona haroratida $5,6 \cdot 10^3 \frac{J}{grad} \cdot kg \cdot at$ ga teng issiqlik sig'imiga ega. (15.1) qaramasdan kristallarning issiqlik sig'imi haroratga bog'liq. Ushbu bog'liqlik 8 – rasmda ko'rsatilgan xususiyatga ega ekan. Harorat absolyut nolga yaqin bo'lganda barcha jismlarning issiqlik sig'imlari T^3 ga proporsional va faqat har bir modda uchun xos bo'lgan

harorat ancha yuqori bo'lganda (15.1) tenglama bajarila boshlaydi. Aksariat moddalarda xona haroratida ham (15.1) tenglamadagi qiymatga erishadi.

Eynshteyn va Debay tomonidan yaratilgan qattiq jismlarning issiqlik sig'imi nazariyasi quyidagilarni hisobga oladi: Birinchidan – tebranmali harakatning kvantli energiyasini, ikkinchidan – kristall panjaradagi zarrachalarning tebranishiga bog'liq emas. Zarracha muvozanat holatidan siljib o'ziga eng yaqin atomni o'ziga tortib olib ketadi. Kristalldagi zarrachalar orasidagi o'zaro kuchli ta'sirlashish zarrachalarning birida tebranishni vujudga keltiradi va u boshqa zarrachaga uzatiladi, natijada kristallda yuruvchi to'lqin hosil bo'lishiga olib keladi. To'g'ri va qaytgan to'lqinlarni ustlaganda turg'un to'lqinlar hosil bo'ladi.

Kristallarning issiqlik sig'imining kvant nazariyasi tajriba yo'li bilan olingan natijalar bilan mos keladi, jumladan u yuqori haroratlarda (15.1) tenglamani qo'llanishga olib keladi.

Nazorat savollari

1. Kristallanish deb nimaga aytiladi?
2. Qattiq jismlarning suyuqliklardan farqi nimada?
3. Amorf jismlar deganimiz nima? Ularga misollar keltiring.
4. Izotrop jism bilan anizotrop jismning farqi qanday?
5. Nechta kristallografik sistemalar mavjud va ular qanday xususiyatga ega?
6. Nechta fazoviy guruhlar simmetriyasi mavjud?
7. Kristallarda issiqlik harakati qanday vujudga keladi?

SUYUQLIKLAR. SUYUQ HOLAT

Reja:

1. Moddaning suyuq holatining xossalari.
2. Suyuqliklarning sirt qatlami. Sirt qatlam energiyasi. Sirt taranglik.
3. Suyuqlikning egri sirti ostidagi bosim.
4. Suyuqlik va qattiq jism chegarasidagi hodisalar. Ho'llash.
5. Kapilyar hodisalar.

Moddaning suyuq holatining xossalari.

Suyiq holat kristall va gaz holatlari orasida joylashgan bo'lib, ularning bazi bir xususiyatlarini o'zida mujassamlashtirgan. Jumladan, suyuqliklar uchun kristall jismlar kabi xususiy hajmga ega ekanligi, gazlar kabi istalgan idishning shaklini egallash xususiyati bilan ajralib turishi o'rinli. Kristall holat uchun zarrachalarning tartibli joylashishi o'ziga xos xususiyat bo'lsa, gazlarda esa molekularning tartibsizligidir. Qilingan rentgenografik tadqiqot ishlariga binoan suyuqliklar molekularning joylashishi bo'yicha ham moddaning kristall va gaz holatlari orasidagi holatni egallar ekan. Suyuqlik molekulari yaqin tartib bilan joylashadi. Bu degani, o'ziga qo'shni molekulaga nisbatan tartibli joylashishi demakdir. Lekin ushbu molekulalardan uzoqlashishi bilan molekularning unga nisbatan joylashishi ozgina tartiblilikka ega bo'ladi va undan uzoqroqda joylashgan molekulalarda esa joylashish tartibi yo'qoladi. Kristalllarda zarrachalarning boshqa zarrachalarga nisbatan joylashishi tartibli bo'lib – zarrachalarning uzoq tartibli joylashishi yuz beradi. Suyuqliklarda molekularning yaqin tartib bilan joylashishining mavjudligi sababli suyuqliklarning strukturasi kvazi kristall yoki kristallga o'xshash deb ataladi.

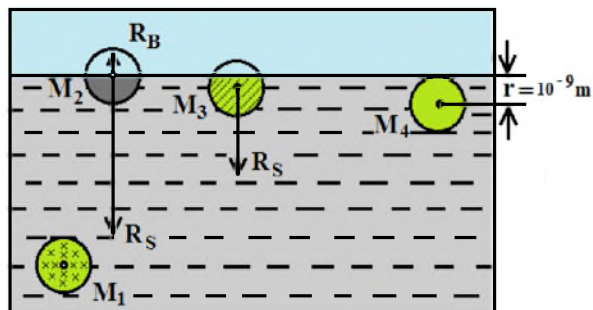
Suyuqliklarda molekular joylashishining uzoq tartibi bo'lmaganligi uchun (suyuq kristallardan tashqari), molekularning to'g'ri tartib bilan joylashishida kristallarga xos anizotropiyaga ega emas. Suyuqliklarda molekular uzoqlashishi bilan bazi bir hajm chegarasida birday orientatsiyalangan molekularni kuzatamiz bu optik anizotropiya va bazi bir boshqa xossalari bilan bog'liq. Bunday suyuqliklar suyuq kristallar nomini olgan. Ularda faqat o'zaro yaqin joylashgan molekular tartibli joylashgan. Lekin molekularining joylashishi bo'yicha suyuqliklar kabi uzoq tartibga ega emas.

Suyuqliklar o'zining xossasining murakkabligi bilan ham oraliq holatni egallaydi. Shuning uchun uning nazariyasi kristallar nazariyasiga nisbatan ozgina rivojlanib, asosan gazlarga nisbatan ancha yaxshi rivojlangan. Hozirgacha suyuqliklar nazariyasi oxirigacha etkazilmagan. Suyuqliklar holati nazariyasining bir qator muammolarini ishlab chiqishdagi xizmatlar sovet olimi Ya. I. Frenkelga tegishli. Frenkel nazariyasiga binoan suyuqliklardagi issiqlik harakat quyidagi xususiyatlarga ega. Har bir molekula muvozanat holati atrofida biror vaqt davomida tebranadi. Vaqti vaqti bilan molekula muvozanat holatini o'zgartiradi va molekula o'lchamiga teng oraliqqa sakrab boshqa muvozanat holatini egallaydi. Demak, molekula faqat suyuqlik bo'ylab ko'char ekan. U har bir ko'chishida vaqt ulushlarida shu o'rinni egallaydi. Frenkelning fikri bo'yicha molekular suyuqlik hajmi bo'ylab bir joyda ozgina qolib keyin boshqa joyga ko'chib yurar ekan. Ushbu to'xtashlarning davomiyligi har xil bo'lib bir-biri bilan almashib turadi. Lekin ushbu muvozanat holatlar atrofida o'rtacha tebranish vaqtlari har bir suyuqlik uchun o'ziga xos kattalik bo'lib xarorat oshishi bilan keskin kamayadi. Bu bilan bog'liq harorat ortishi bilan molekularning harakatchanligi keskin ortadi, bu esa suyuqlik qovushqoqligining kamayishiga sabab bo'ladi.

Bazi bir qattiq jismlar mavjud bo'lib ularning xossalari kristallarnikiga nisbatan suyuqliklarnikiga yaqindir. Bu jismlar anizotropiyaga ega bo'lmagan amorf jismlardir. Ularning zarrachalari ham suyuqliklarning molekulari kabi yaqin tartib bilan joylashadi.

Suyuqliklarning sirt qatlami. Sirt qatlam energiyasi. Sirt taranglik.

Suyuqlik molekulari orasidagi kuchli o'zari ta'sir kuchlarining nimaga olib kelishini aniqlaylik. 1 – rasmda ko'rsatilgan ichida suyuqligi bor idishni olaylik. Agar suyuqlik ichidagi molekulalardan bittasi M_1 ni fikran ajratib uning atrofida molekularning ta'sir sferasini tasvirlaylik. Unda bu sferaning ichida ko'p sondagi molekularning markazi bo'ladi, chunki suyuqlik molekulari orasidagi oraliq ancha kichkina. Molekularlar xaotik taqsimlanganligi sababli M_1 molekulaga



1-rasm. Suyuqlik ichidagi molekulalarga boshqa molekular tomonidan ta'sir qilishi.

molekular tomonidan teng ta'sir etuvchi kuchlar o'rtacha nolga teng bo'ladi. Faqat molekularning ozgina og'ishi katta bo'lmagan natijaviy kuchni vujudga keltiradi. Bu kuch M_1 molekulaga ta'sir etib uni bazi bir tomonga siljitadi. Lekin ushbu kuchning yo'nalishi va kattaligi vaqti bilan tartibsiz va keskin o'zgarib turadi, shuning uchun M_1 molekula suyuqlik ichida faqat xaotik harakatlanadi. Agar M_2 molekula suyuqlik betida joylashsa mutlaqo o'zgacha holat kuzatiladi. Ushbu holatda molekular ta'sir sferasining pastki qismida suv joylashib, ustki qismida esa bu suyuqlikning bug'i va havo bo'ladi. Demak, sferaning pastki qismidagi molekularning soni tepa qismagiga nisbatan ancha ko'p bo'lar ekan. Bu sferaning pastki qismidagi molekularning vujudga keltirgan M_2 molekulaga ta'sir qilayotgan teng ta'sir etuvchisi R_s ning, sferaning tepa qismidagi molekularning vujudga keltirgan teng ta'sir etuvchisi R_b dan katta ekanligini bildiradi. R_b teng ta'sir etuvchisi ancha kichik bo'lganligi sababli uni hisobga olmaslik mumkin. Chunki suyuqlikning erkin sirtida joylashgan barcha molekular uchun bayon qilinganlarning hammasi o'rinlidir. Unda shu aniqki sirt qatlamdagi molekular suyuqlikning ichiga tortilishi kerak. (1 – rasmdan ko'rinib turganidek bu xulosa markazlari r qalindlikdagi sirt qatlamda joylashgan barcha molekulalarga tegishli.) Buning natijasida sirt qatlam (*chama bilan 10^{-5} m qalindlikdagi*) molekulyar bosim deb ataluvchi bosim paydo qilishi kerak. Molekulyar bosimning kuchi doimo suyuqlik ichiga yo'nalgan bo'ladi, ya'ni u suyuqlikni siqadi. Molekulyar bosim suyuqlik ichidagi jismga ta'sir qilmaydi. Hqiqatdan ham, bunday jism atrofida sirt qatlam hosil bo'ladi. Undagi molekulyar kuchlar jismdan suyuqlik ichiga tomon yo'nalgan bo'ladi. Albatta ushbu jismning molekulari bilan suyuqlik molekulari orsida ta'sirlashish kuchi mavjud, lekin bu kuch suyuqlikning sirt qatlamining hosil qilgan molekulyar bosim kuchiga nisbatan ancha kichkinadir. Shunday qilib, tajriba yo'li bilan molekulyar bosimning qiymatini aniqlash mumkin emas ekan. Molekulyar bosimning qiymati katta bo'lishi suyuqliklarning deyarli siqilmasligini yuzaga keltirar ekan.

Sirt qatlam energiyasi. Simni egib Π shakliga olib kelib, unga erkin harakatlana oladigan l uzunlikdagi simni mustahkamlaylik (2 – rasm). Agar hosil qilingan ramkani sovunli qatlam bilan taranglashtirsak, unda l uzunlikdagi sim 1 holatidan 2 holatiga tomon siljiy boshlaydi. Demak, unga suyuqlik sirti bo'ylab yo'nalgan va suyuqlik sirtini kamaytirishiga olib keluvchi F_T kuchi ta'sir qilar ekan. Bu, suyuqlikning sirt qatlami ortiqcha potensial energiyaga ega va u ortiqcha potensial energiyaning hisobidan suyuqlikning erkin sirti yuzasini qisqartirishda ish bajarishini anglatadi. Suyuqlik qatlami sirtida ortiqcha energiyaganing mavjudligi molekularning sirtidan suyuqlik ichiga tortilishi sababli tushuntiriladi. Suyuqlikning erkin sirtining maydonini oshirish uchun suyuqlik ichida joylashgan molekularning bir qismini uning

sirti bo'ylab siljitish kerak. Buning uchun esa ushbu molekulalarni suyuqlik ichiga tortuvchi molekulalarning kuchiga qarshi ish bajarish lozim, ya'ni uning sirt qatlamining energiyasini oshirish kerak. Aksincha, sirt qatlamni kichiraytirishda molekulyar kuchlar suyuqlikning sirt qatlamining potensial energiyasi kamayishi hisobidan ish bajaradi. Demak, ushbu qatlamning ΔS ga kamayishida erkin bo'luvchi suyuqlik sirt qatlamining ortiqcha potensial energiyasi kattaligi ΔP , ΔS ga to'g'ri proporsional bo'lishi kerak:

$$\Delta P = \sigma \Delta S. \quad (16.1)$$

Suyuqlikning erkin sirtining maydoni ΔS ga kamayganda molekulyar kuchlar tomonidan bajarilgan ish ΔP ga teng bo'lganligi uchun (16.1) ifodani quyidagicha yozamiz:

$$A = \sigma \Delta S. \quad (16.2)$$

Molekulyar kuchlarning ishi suyuqlikning turiga va tashqi sharoitlarga, ya'ni suyuqlikning joylashgan sirtiga bog'liq bo'lishi kerak. Bu bog'liqlik σ proporsionallik koeffitsienti bilan ifodalanadi. Suyuqlikning erkin sirtining ortiqcha potensial energiyasining suyuqlikning turiga va u joylashgan tashqi sharoitlarga bog'likligini sifatlovchi kattalik σ sirt taranglik koeffitsienti deb ataladi. Sirt taranglik koeffitsienti σ suyuqlik erkin sirtining maydoni bir birlikka kamayganda molekulyar kuchlari tomonidan bajarilayotgan ish bilan o'lchanadi.

$$\sigma = \frac{A}{\Delta S}. \quad (16.3)$$

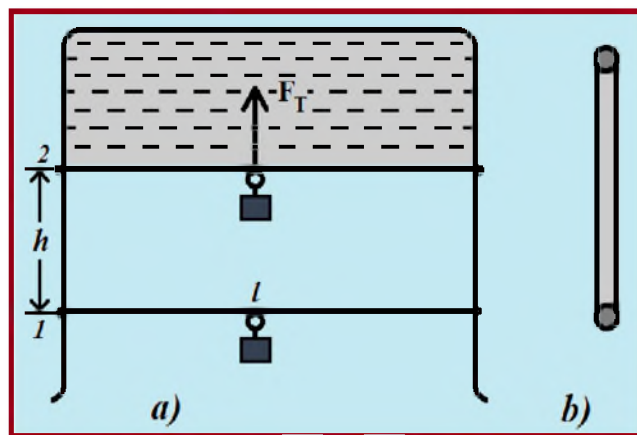
σ sirt taranglik koeffitsientining o'lcham birligi $\sigma = 1 \text{ J/m}^2$.

Sirt taranglik. l uzunlikdagi simga ta'sir qiladigan F_T kuchining kattaligi nimalarga bog'liq ekanligini aniqlaylik (2, a – rasm). l uzunlikdagi simni 1 holatdan 2 holatga h masofaga ko'chirishda F_T kuchining bajargan ishi (16.3) formula bilan aniqlanadi. Sovunli plenka ikkita erkin sirtga ega sababli ular orasida suyuqlik bo'ladi. Plenkada l uzunlikdagi sim bilan tutashuvchi ikkita chegara mavjud (2, b – rasm). Plenkaning bitta tomonidan l uzunlikdagi simning h masofaga ko'chishida suyuqlik erkin sirti maydonining kamayishi hl ga teng. Demak, (16.3) formuladagi plenka maydoni ΔS ning umumiy kamayishi $2hl$ bo'lar ekan. Bu holatda F_T kuchining h masofadagi ishi $2F_T h$ ga teng. (16.2) tenglamadan quyidagini keltirib chiqaramiz:

$$2F_T h = \sigma \cdot 2hl$$

yoki

$$F_T = \sigma l. \quad (16.4)$$



2 - rasm. a) molekulyar kuchning l uzunlikdagi simni 1 holatdan 2 holatga siljitib suyuqlikning erkin sirtini kamaytirishi, b) plenkaning ko'ndalang kesimi.

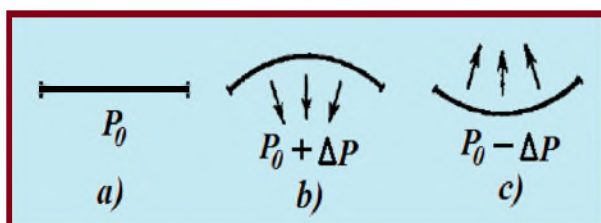
Suyuqlikning erkin sirtining maydonini qisqartiruvchi F_T kuchi, tekislikning ushbu sirtiga urunma ravishda ta'sir qiladi va suyuqlik molekularining o'zaro ta'siriga bog'liq bo'ladi. Biz bu kuchni sirt taranglik kuchi deb ataymiz. Sirt taranglik kuchi suyuqlik sirtida ajratib olinganistalgan tuyuq sohaga normal bo'yicha ta'sir qiladi. Suyuqlikning sirt qatlami doimo tarang holatida bo'ladi. (16.4) formuladan ma'lumki, sirt taranglik kuchi suyuqlikning erkin sirtining bazi bir qismini ajratuvchi tuyuq konturning uzunligiga proporsional.

$$\sigma = \frac{F_T}{l}, \quad (16.5)$$

Sirt taranglik ko'effitsienti, suyuqlikning erkin sirtining bazi bir qismini ajratuvchi chiziqlarning birlik uzunligiga ta'sir qiluvchi sirt taranglik kuchiga son jihatdan teng.

Suyuqlikning egri sirti ostidagi bosim.

Ba'zi bir tekis konturga tegib turgan suyuqlik sirtini qarastirazlik (3, a – rasm). Agar suyuqlikning sirti tekis bo'lmasa, unda uning qisqartirishga intilishi qo'shimcha bosimning vujudga kelishiga olib keladi. Suyuqlik sirti qavariq bo'lsa vujudga kelgan bu qo'shimcha bosim

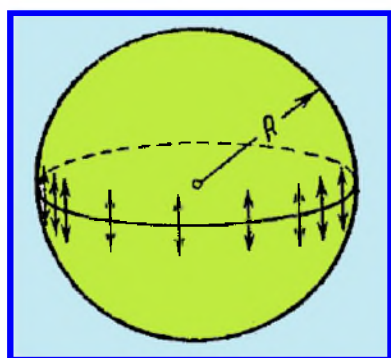


3-rasm. a) suyuqlik sirti tekis, b) qavariq va c) botiq bo'lgandagi suyuqlik sirti tagidagi vujudga kelgan bosimlar.

musbat (3, b – rasm), botiq bo'lsa manfiy bo'ladi (3, c – rasm). Keyingi holatda sirt qatlam qisqarishga intilib suyuqlikni cho'zadi. Qo'shimcha bosimning kattaligi sirt taranglik ko'effitsienti σ ning va sirt egriligidan kattalashishi bilan oshishi kerak. Sferik sirtga ega suyuqlik uchun qo'shimcha bosimni hisoblaylik. Buning uchun diametral tekisligi

ikkita yarim sharga bo'lingan suyuqlikning sferik tomchisini olaylik. Sirt tarangligi tufayli ikkita yarim shar bir birini $F_T = \sigma l = 2\pi R \cdot \sigma$ kuchi bilan tortadi (4 – rasm). Bu kuch ikkita yarim sharni $S = \pi R^2$ sirt bo'ylab bir-biriga siqadi va qo'shimcha bosimni vujudga keltiradi.

$$\Delta P = \frac{F_T}{S} = \frac{2\pi R \cdot \sigma}{\pi R^2} = \frac{2\sigma}{R}. \quad (16.6)$$



4-rasm. Suyuqlikning R radiusli sferik tomchisi.

Sferik sirtning egriligi bir xil bo'lib sferaning R radiusi bilan aniqlanadi. R qanchalik kichkina bo'lsa sferik sirtning egriligi shunchalik katta bo'ladi. Ixtiyoriy sirtning egriligi sirtning o'rtacha egriligi bilan baholanadi. Chunki u sirtning nuqtalarida har xil bo'lishi mumkin. O'rtacha egrilik normal kesim egriligi bilan aniqlanadi. Qarastirilyotgan nuqtada sirtga normal bo'ylab o'tkazilgan tekislik bilan ushbu sirtning kesishish chizig'iga ba'zi bir nuqtadagi sirtning normal kesimi deb ataladi. Sfera uchun istalgan normal kesim R radiusli aylanadan iborat bo'ladi. $H = 1/R$ kattaligi sferaning egriligini beradi. Aksariyat hollarda bitta nuqta bo'ylab o'tkazilgan har xil normal kesimlar har xil egrilikka ega. Geometriya kursidan ma'lumki egrilikning teskari radiuslarining yarim yig'indisi

$$H = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (16.7)$$

Bu kattalik berilgan nuqtadagi sirtning o'rtacha egriligidir. Agar normal kesimning egrilik markazi berilgan sirtning tagida joylashsa egrilik radiusi musbat bo'ladi, agar normal kesimning egrilik markazi berilgan sirtning ustida joylashsa egrilik radiusi manfiy bo'ladi. Shunday qilib, tekis bo'lmagan sirt nolga teng bo'lgan o'rtacha egrilikka ega ekan. Buning uchun egrilik radiuslari R_1 va R_2 lar kattaligi bo'yicha teng va ishorasi bo'yicha qarama-qarshi bo'lishi kerak. Sfera uchun $R_1 = R_2 = R$ bo'ladi. Shunda (16.7) formuladan $H = 1/R$ ekanligi kelib chiqadi. Ushbu qiymatni (16.6) ga qo'yib sferik sirt tagidagi qo'shimcha bosimni topamiz:

$$\Delta P = 2H\sigma. \quad (16.8)$$

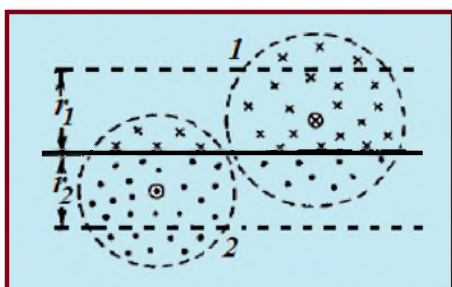
Laplas ko'rsatganidek, (16.8) formula istalgan shakldagi sirt uchun o'rinlidir, agar H ni qo'shimcha bosim aniqlanadigan nuqtadagi sirtning o'rtacha egriligi deb tushunilsa. (16.8) ifodaga (16.7) ifodani qo'yib ixtiyoriy sirt tagidagi qo'shimcha bosim uchun quyidagi formulani olamiz:

$$\Delta P = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right). \quad (16.9)$$

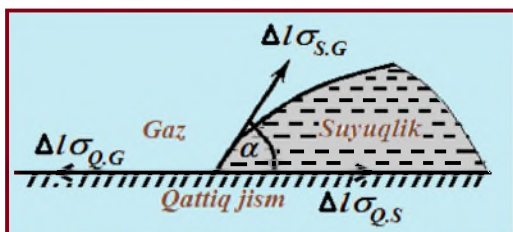
Bu formula Laplas formulasi deb ataladi. Tor trubalardagi (kapilyarlardagi) suyuqlik sathining o'zgarishi tufayli qo'shimcha bosim kelib chiqadi. Bu bosimga kapilyar bosim deyiladi.

Suyuqlik va qattiq jism chegarasidagi hodisalar. Ho'llash.

Yuqorida aytilganidek ayrim hollarda sirt qatlamda joylashgan molekullar qattiq jismga



5-rasm. Ikki bir-biri bilan chegaralashgan moddalarning molekullari.



6-rasm. Qattiq jism, gaz va suyuqlikning bir-biri bilan chegaralanishi.

ham tegishli bo'ladi. Demak, qattiq jismlarda ham suyuqlik kabi sirt taranglik bo'lar ekan. Har xil muhitning bo'linish chegarasidagi hodisalarni kuzatganda suyuqlik yoki qattiq jismning sirt energiyasi nafaqat qattiq jism yoki suyuqlikning xossalriga bog'liq bo'lmasdan, balki chegaradosh moddaning xossasiga ham bog'lishini nazarda tutish kerak. Ikki bir-biri bilan chegaralashgan moddalarning umumiy sirt energiyalarini kuzataylik (5 – rasm). Agar moddalardan biri gaz holida bo'lsa u ikkinchi modda bilan deyarli aralashmaydi, bunda sirt energiyasini ikkinchi modda (suyuqlik yoki qattiq jism) niki deb aytish mumkin. Agar uchta qattiq, suyuq va gaz simon moddalar bir-biri bilan chegaradosh bo'lsa, unda butun sistema umumiy potensial energiyasi minimumga mos bo'lgan ko'rinishni egallaydi. Jumladan uchta modda o'zaro bir-biridan kontur bilan ajratiladi hamdamoddalarning ikkitasi qattiqjismning ustida joylashadi. Demak, konturning har bir elementiga konturning siljish

yo'nalishida ta'sir etadigan sirt taranglik kuchlarining tashkil etuvchilari yig'indisi nolga teng bo'ladi. 6 – rasmda tasvirlangan uzunligi Δl bo'lgan kontur elementining muvozanat sharti quyidagicha yoziladi:

$$\Delta\sigma_{Q,G} = \Delta\sigma_{Q,S} + \Delta\sigma_{S,G} \cos\alpha, \quad (16.10)$$

bu yerda $\sigma_{Q,G}$, $\sigma_{Q,S}$ va $\sigma_{S,G}$ lar mos qattiq jism – gaz, qattiq jism – suyuqlik va suyuqlik – gazlarning ajralish chegarasidagi sirt taranglik koeffitsientlari. α esa qattiq jismning hamda suyuqlikning sirtiga o'tkazilgan urunmalar orasidagi suyuqlik ichidagi burchak bo'lib, u chegaraviy burchak deb ataladi. (16.10) tenglamaga binoan chegaraviy burchak:

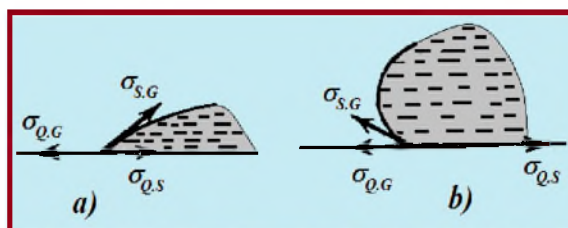
$$\cos\alpha = \frac{\sigma_{Q,G} - \sigma_{Q,S}}{\sigma_{S,G}}. \quad (16.11)$$

Chegaraviy burchak faqat quyidagi shart bajarilganda (16.11) ifodadan topiladi:

$$\frac{|\sigma_{Q,G} - \sigma_{Q,S}|}{\sigma_{S,G}} \leq 1. \quad (16.12)$$

Agar (16.12) tenglik bajarilmasa, ya'ni $|\sigma_{Q,G} - \sigma_{Q,S}| > \sigma_{S,G}$ bo'lsa α ning har qanday qiymatida ham muvozanat bajarilmaydi. Bu quyidagi ikkita shartlarda yuz beradi.

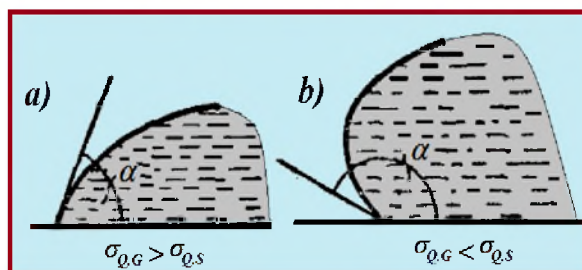
1) $\sigma_{Q,G} > \sigma_{Q,S} + \sigma_{S,G}$. α burchak kichik bo'lsa ham $\sigma_{Q,G}$ kuchi qolgan ikkitasidan katta bo'ladi (7, a - rasm). Ushbu holda suyuqlik qattiq jismning sirti bo'ylab oqib va uning sirtini to'liq ho'llaydi. Jism sirtini to'liq ho'llaganda α chegaraviy burchak nolga teng bo'ladi.



7-rasm. Qattiq jism, suyuqlik va gazning bir-biri bilan chegarasidagi sirt tarangliklari.

2) $\sigma_{Q,S} > \sigma_{Q,G} + \sigma_{S,G}$. α burchak π ga yaqin bo'lsa ham $\sigma_{Q,S}$ kuchi qolgan ikkitasidan katta bo'ladi (7, b - rasm). Ushbu holda suyuqlik sirti

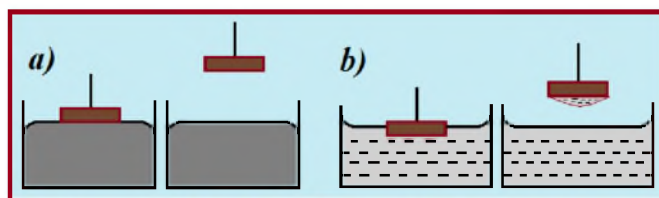
bo'ylab qattiq jism bilan chegara hosil qiladi va suyuqlik bitta nuqtaga yig'ilib qattiq jismdan ajraladi. Bu holga to'liq ho'llamaslik deb ataladi. Jism sirtini to'liq ho'llamaganda α chegaraviy burchak π ga teng bo'ladi. (16.12) tenglik bajarilganda chegaraviy burchak α , $\sigma_{Q,S}$ va $\sigma_{Q,G}$ kattaliklarning nisbatiga bog'liq o'tkir yoki o'tmas bo'lishi mumkin. Agar $\sigma_{Q,G} > \sigma_{Q,S}$



8-rasm. Suyuqlikning qattiq jism sirtini (a) ho'llashi va (b) ho'llamasligi.

bo'lsa, unda $\cos\alpha > 0$ va α burchak o'tkir bo'ladi (8, a - rasm). Bu holda qisman ho'llaydi. Agar $\sigma_{Q,G} < \sigma_{Q,S}$ bo'lsa, unda $\cos\alpha < 0$ va α burchak o'tmas bo'ladi (8, b - rasm). Bu holda qisman ho'llamaydi.

Qattiq jism va suyuqlik chegarasida yuz beradiga yana bir hodisani kuzataylik.

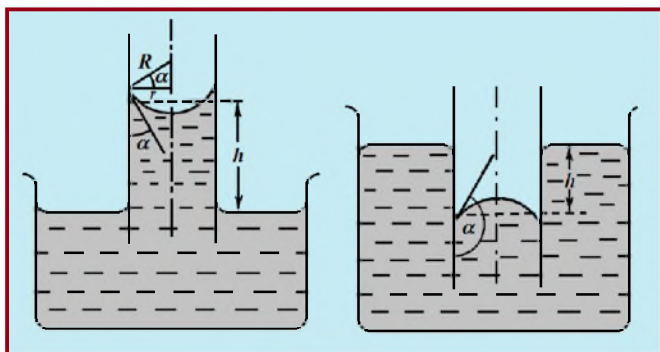


9-rasm. Shisha plastinkaning (a) simobga va (b) suvga botirilishi.

Ustki tarafiga ilgak mahkamlangan shishadan yasalgan plastinkani olaylik. Uni idishga solingan simob sirtiga tushiramiz. Endi shisha plastinkani simob suyuqligi sirtidan tortsak, unda shisha plastinkaga hech qanday simob yopishmaydi va u simob sirtidan toza bo'lib ajraladi (9, a - rasm). Bu shisha plastinka va simob molekullari orasidagi tortishish kuchi simob molekullari orasidagi tortishish kuchidan kichik degandi anglatadi. Agar simob o'rniga suvni olib tajribani takrorlasak, unda suv sirtidan ajralgan shisha plastinka suv bilan qoplangan bo'ladi (9, b - rasm).

Demak, bu holda shisha plastinka va suv molekulari orasidagi tortishish kuchi suv molekulari orasidagi tortishish kuchidan katta bo'lar ekan. Birinchi holda biz suyuqlikni qattiq jismning sirtini ho'llamaydi deb, ikkinchi holda esa suyuqlikni qattiq jismning sirtini ho'llaydi deb ataymiz.

Kapilyar hodisalar.



10-rasm. Devorni ho'llaydigan va ho'llamaydigan suyuqlikning sirti mos ravishda botiq va qavariq bo'lishi.

Chegaraviy burchakning mavjudligi idish devorining yonida suyuqlik sirtining egrilanishiga olib keladi. Tor nayda (kapilyar) yoki ikkita devor orasidagi tor tirqishda egrilanish sir bo'ylab bo'ladi. Kapilyar lotincha "capillus" sozdan olingan bo'lib soch degan ma'noni bildiradi. Kapilyar bu soch kabi ingichka bo'lgan nay. Agar suyuqlik devorni ho'llasa, unda sirt botiq ko'rinishiga ega bo'ladi. Agar ho'llamasa qavariq ko'rinishiga ega bo'ladi (10 – rasm).

Bunday turdagi suyuqlik sirtining egilishiga menisk deb ataymiz. Agar kapilyarning bir uchi idishga quyilgan suyuqlikka botirilsa, unda kapilyardagi egrilgan sirt tagidagi bosim tekis sirt tagidagi bosimdan ΔP kattaligiga farq qiladi va (16.9) formula bilan aniqlanadi. Natijada kapilyarni ho'llagandagi suyuqlikning sathi idishdagi suyuqlikning sathidan baland bo'ladi. Kapilyarni ho'llamagan holdagi suyuqlikning sathi idishdagi suyuqlikning sathidan pastda bo'ladi. Tor naylardagi yoki tirqishlardagi suyuqlik sathi balandligining o'zgarishi kapilyarlik deb ataladi. Kapilyar hodisasi deganda keng ma'noda sirt tarangligi mavjud bo'lgan barcha hodisalar tushiniladi. Sirt taranglik tufayli vujudga kelgan bosim (16.9 formuladagi ΔP) kapilyar bosim deb ataladi.

Gidrostatik bosim ρgh kapilyar bosim ΔP ga tenglashguncha kapilyardagi suyuqlikning sathi ko'tariladi. Bunda kapilyardagi va idishdagi suyuqlik sathlarining farqi h ga teng bo'ladi.

$$\rho gh = \frac{2\sigma}{R}. \quad (16.13)$$

Bu formulada σ – suyuqlik – gaz chegarasidagi sirt taranglik, R – meniskning egrilik radiusi. Meniskning egrilik radiusi R ni chegaraviy burchak α va kapilyarning radiusi r orqali ifodalash mumkin. 10 – rasmdan $R = r/\cos\alpha$ ekanligini ko'ramiz. Bu qiymatni (16.13) ga qo'yib, bu formuladan h ni topamiz:

$$h = \frac{2\sigma \cos\alpha}{\rho gr}. \quad (16.14)$$

(16.14) formuladan $\alpha < \pi/2$ ($\cos\alpha > 0$) bo'lganda h musbat, $\alpha > \pi/2$ ($\cos\alpha < 0$) bo'lganda esa h manfiy qiymatga ega bo'lishini ko'ramiz. Bularga binoan ho'llovchi suyuqlik kapilyar bo'ylab ko'tarilar, ho'llamaydigan suyuqlik esa tushar ekan.

Nazorat savollari

1. Moddaning suyuq holatining tuzulishi qanday?
2. Moddaning suyuq holatini uning boshqa agregat hollaridan qanday xossalari bilan farq qiladi?
3. Suyuqliklarda sirt qatlam qanday hosil bo'ladi?
4. Sirt taranglik deganimiz nima?
5. Sirt taranglik energiyasi qanday hisoblanadi?
6. Sirt taranglik kuchi deb nimaga aytiladi va uning o'lcham birligi qanday?
7. Suyuqlikning egri sirti tagidagi bosimlar bir-biriga teng bo'ladimi?
8. Laplas formulasi qanday va uni keltirib chiqaring.
9. Qanday shart bajarilganda suyuqlik qattiq jism sirtini ho'llaydi?
10. Qanday shart bajarilganda suyuqlik qattiq jism sirtini ho'llamaydi?
11. Kapilyar so'zi qanday ma'noni anglatadi?
12. Suyuqlikning kapilyar bo'ylab ko'tarilish yoki tushish balandligi qanday hisoblanadi?

VAKUUMDAGI ELEKTR MAYDONI. ELEKTR ZARYADI VA UNING SAQLANISH QONUNI

Reja:

1. Elektr zaryadi. Elektr zaryadining saqlanish qonuni.
2. Kulon qonuni.
3. Elektr maydoni. Elektr maydon kuchlanganligi.
4. Elektr induksiya vektori kuch chiziqlari va oqimi.
5. Elektrostatik maydon uchun superpozitsiya printsipli. Dipol maydoni.
6. Ostrogradskiy – Gauss teoremasi.

Elektrodinamika – elektr zaryadlari orasidagi o'zaro ta'sirni amalga oshiruvchi elektromagnit maydon qonunlari haqidagi bo'limdir.

Eng sodda elektr va magnit hodisalari juda qadim zamonlardan oq odamlarga ma'lum bo'lgan. Bu hodisalarni yagona sistemaga keltirish uchun ko'plab tajribalar o'tkazilgan, kashfiyotlar qilingan. 1785 yilda frantsuz fizigi sh. Kulon (1736-1806) nuqtaviy zaryadlar orasidagi o'zaro ta'sir qonunini yaratdi. 1820 yil daniyalik fizik Ersted (1777-1851) elektr toki atrofida magnit maydoni hosil bo'lishini kashf etdi. 1831 yilda M. Faradey (1791-1867) elektromagnit induksiya hodisasini ochdi. Ingliz olimi J. Maksvell (1831-1879) elektrodinamikaning asosiy qonunlarini yaratdi va 1867 yilda e'lon qildi. U o'zini nazariyasida tabiatda yagona elektromagnit maydon mavjudligini ko'rsatdi. Nemets fizigi G. Gerts (1857-1894) elektromagnit to'lqinlarining mavjudligini tajribada isbotlab, Maksvell nazariyasini tasdiqladi.

Elektr zaryadi. Elektr zaryadining saqlanish qonuni.

Jun matoga ishqalangan qahrabo tayoqcha engil narsalarni tortish qobiliyatiga ega bo'lishi juda qadim zamonlardan ma'lum bo'lgan. Ingliz shifokori va fizigi Jilbert (XVI asrning oxiri) ishqalashdan keyin engil narsalarni torta olish qobiliyatiga ega bo'lgan jismlarni elektrlangan (yunoncha qahrabolangan) deb atadi va elektr so'zi qo'llanila boshlandi. Qahrabo so'zi yunoncha bo'lib, electron demakdir. Elektr degan nom ham ushbu so'zdan kelib chiqqan. Tabiatdagi moddalarning turli-tumanligiga qaramasdan faqat ikki xilgina, qarama-qarshi ishorali elektr zaryadlari mavjud. Amerikalik fizik R. Milliken (1868-1953) tajribalar yordamida elektr zaryadi diskret ekanligini, ya'ni istalgan jismning zaryadi elementar elektr zaryadi e ($e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$) ga karrali ekanligini aniqladi. Boshqacha aytganda istalgan jismning zaryadi $Q = \pm Ne$, (N-butun son) bo'lmog'i kerak. Elektron ($m_e = 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$) va proton ($m_p = 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$) mos ravishda manfiy va musbat elementar zaryadli zarralardir.

Demak har qanday jism massasidan tashqari elektr zaryadi bilan ham xarakterlanadi. Va ular orasida na faqat gravitatsion, balki elektromagnit ta'sir ham mavjuddir. Bir xil ismli zaryadlar itarishadi, turli ismlilari esa tortishishadi. shuni alohida ta'kidlash lozimki elektromagnit ta'sir gravitatsion ta'sirdan ko'p marta kuchliroqdir. shu bilan birga gravitatsion ta'sir barcha jismlarga xos bo'lsa, elektromagnit ta'sir faqatgina zaryadlangan jismlargagina xos xususiyatdir. Elektromagnit ta'sirning kuchliligi jismdagi zaryad miqdoriga bog'liq bo'ladi.

Tabiatdagi barcha jismlar elektrlanib qolish qobiliyatiga ega. Elektrlanish esa turlicha usullar bilan amalga oshiriladi. Ularning eng soddasi bir jismini ikkinchisiga ishqalashdir. Masalan, teriga ishqalangan shisha tayoqcha musbat, junga ishqalangan qahrabo tayoqcha esa manfiy zaryadlanib qoladi. Xo'sh bu zaryadlar qanday paydo bo'ladi.? shuni ta'kidlash lozimki barcha jismlarda elektr zaryadi mavjud. Faqatgina elektroneytral, ya'ni zaryadlanmagan jismlarda musbat va manfiy zaryadlarning miqdori teng. Tayoqchalarni matoga ishqalash esa zaryadlarning paydo bo'lishiga emas, balki ularning qayta taqsimlanishigagina olib keladi. Natijada ularning birida musbat zaryad ko'proq yig'iladi va tayoqcha musbat zaryadlanib qoladi, boshqasida esa manfiy zaryadlar ko'proq qoladi va tayoqcha manfiy zaryadlanib qoladi. Tayoqcha mato sistemasida esa zaryadlar miqdori o'zgarmay

qolaveradi. Ya'ni biror jarayonda hosil bo'ladigan zaryadlarning algebraik yig'indisi nolga teng bo'ladi.

Juda ko'plab jumladan, o'z tajribalari asosida ingliz fizigi M.Faradey 1843 yilda tabiatning fundamental qonunlaridan biri elektr zaryadining saqlanish qonunini ta'rifladi: Istalgan yopiq sistemada, sistema ichida qanday jarayonlar ro'y berishidan qat'iy nazar elektr zaryadlarining algebraik yig'indisi o'zgarmaydi.

$$q_1 + q_2 + q_3 + \dots + q_n = \sum_{i=1}^n q_i = \text{const.} \quad (17.1)$$

bu erda n – sistemadagi zaryadlar soni.

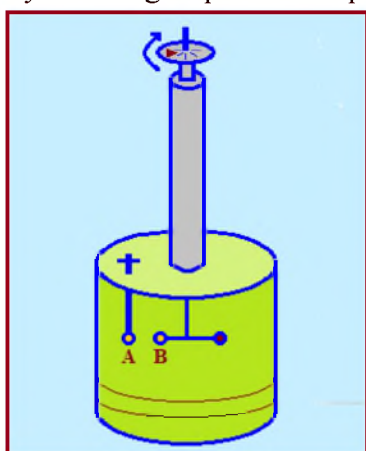
Yopiq sistema deb tashqi jismlar bilan zaryad almashmaydigan sistemaga aytiladi.

Elektr zaryadi paydo ham bo'lmaydi, yo'qolmaydi ham, u faqat bir jismdan ikkinchiga uzatiladi yoki shu sistema ichida qayta taqsimlanadi.

Elektr zaryadi – relyativistik invariant kattalik bo'lib, uning miqdori qanday sanoq sistemasida qaralayotganligiga, zaryadning harakatda yoki tinch turganligiga mutlaqo bog'liq emas. Elektr zaryadining SI dagi birligi hosilaviy kattalik bo'lib, 1A tok oqayotgan o'tkazgichning ko'ndalang kesim yuzasidan 1 s da oqib o'tgan zaryadlar miqdoriga tengdir. Bu zaryad miqdoriga 1 kulon (C) deyiladi.

Kulon qonuni.

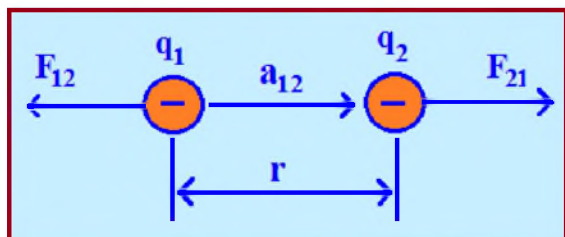
Nuqtaviy zaryad deb, shunday zaryadlangan jismlarga aytiladiki, bu jismlarning o'lchamlari ular orasidagi masofaga nisbatan juda kichik bo'ladi. Har qanday zaryadlangan jismni nuqtaviy zaryadlarning to'plami deb qarash mumkin.



1 - rasm. Kulon qonunini tekshirish uchun buralma tarozi.

Ikkita nuqtaviy zaryadning o'zaro ta'sir qonunini Fransuz fizigi sharl Kulon 1785 – yilda tajribada aniqladi. Kulon burama tarozi orqali nuqtaviy zaryadlar orasidagi o'zaro ta'sir kuchini, ularning zaryadlari miqdori va oralaridagi masofaga bog'liqligini o'rgandi va quyidagi xulosaga keldi: ikkita qo'zg'almas nuqtaviy zaryadlar orasidagi o'zaro ta'sir kuchi zaryadlarning har birining miqdorlari ko'paytmasiga to'g'ri proporsional va ular orasidagi masofaning kvadratiga teskari proporsionaldir.

Buralma tarozi quyidagicha tuzilgan: katta shisha ballon ichiga ingichka egiluvchan sigma (1 – rasm) shisha shayn osib qo'yilgan. shaynning bir uchida A metal sharcha, ikkinchi uchida posangi qo'yilgan. simning yuqorigi uchi asbobning kallagiga ulangan, u ipning og'ish burchagini aniq o'lchashga imkon beradi. Tarozi ichida xuddi A sharcha o'lchamiga teng bo'lgan B metal sharcha shisha



2 - rasm. Qo'zg'almas nuqtaviy zaryadga ta'sir etuvchi kuch.

tayoqchaga osib qo'yilgan. Zaryadlar orasidagi o'zaro ta'sir kuchi ular orasidagi masofaga qanday bog'liqligini aniqlashda A va B sharchalar ixtiyoriy ravishda zaryadlanadi. Bir xil ishorali zaryadlangan A va B sharchalar o'zaro itarishib, biror ma'lum masofada turadi. Bu masofani asbob shkalasi orqali aniqlash mumkin. shunday qilib bu tajribada zaryadlangan sharchalar orasidagi ta'sir kuchini aniqlash mumkin.

Kuchning yo'nalishi zaryadlarni tutashtiruvchi

to'g'ri chiziq bo'ylab yo'nalgandir (2 - rasm):

$$\vec{F}_{12} = -k \frac{q_1 q_2}{r^2} \cdot \vec{a}_{12}, \quad (17.2)$$

bu yerda k – proportsionallik koeffitsienti, q_1 va q_2 ta'sir qiluvchi zaryadlar miqdori, r – zaryadlar orasidagi masofa, $\vec{a}_{12}$ – q_1 zaryaddan q_2 zaryadga yo'nalgan birlik vektor $\vec{F}_{12}$ – q_1 zaryadga ta'sir etuvchi kuchdir.

$\vec{a}_{12}$ – birlik vektor bilan o'zaro ta'sir kuchning yo'nalishini belgilasak, $\vec{F}_{12}$ – kuch $\vec{F}_{21}$ kuchdan yo'nalishi va ishorasi bilan farq qiladi:

$$\vec{F}_{21} = k \frac{q_1 q_2}{r^2} \cdot \vec{a}_{12} . \quad (17.3)$$

$\vec{F}_{12}$ va $\vec{F}_{21}$ – kuchlarning moduli bir-biriga tengdir:

$$F = k \frac{q_1 q_2}{r^2} , \quad (17.4)$$

Ikkita zaryadlar orasidagi o'zaro ta'sir kuchi, ular yaqiniga boshqa zaryadlar yaqinlashtirilsa, o'zgarmaydi.

Agar q_a – zaryad atrofida $q_1, q_2, \dots, q_n$ zaryadlar to'plami bo'lsa, natijaviy kuch quyidagiga teng bo'ladi:

$$\vec{F} = \sum_{i=1}^n \vec{F}_{a_i} , \quad (17.5)$$

Kulon qonunida k – proportsionallik koeffitsientining son qiymatini xohlagancha tanlab, unga istalgan birlikni berish mumkin, ammo amalda eng qulay bo'lgan birliklar tizimi ishlatiladi.

Zaryadning amaliy birligi qilib 1 Kulon (K) olinadi. XB tizimida 1 Kulon zaryad birligi 1 sek vaqt ichida 1 Amper tok o'tishi uchun zarur bo'lgan zaryad miqdoriga tengdir: $Q = It = 1 A \cdot 1 s = 1 C$. Bu holda $k = 1/4\pi\epsilon_0$ ga tengdir.

Zaryadlar ta'sir etuvchi muhit vakuum bo'lsa, u muhit ϵ_0 – dielektrik singdiruvchanlikka ega bo'ladi, u holda, Kulon qonuni quyidagicha yoziladi:

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_1 q_2}{\epsilon r^2}$$

ϵ_0 elektr doimiysining son qiymatini aniqlash uchun ikkita nuqtaviy zaryadlarning har bir 1 C dan bo'lsin va ular orasidagi masofa 1 m bo'lib, vakuumda joylashgan bo'lsin. Kulon qonuniga asosan:

$$F = \frac{3 \cdot 10^9 \cdot 3 \cdot 10^9}{(10^2 \text{ sm})^2} = 9 \cdot 10^9 \text{ N}$$

ga teng bo'ladi. Boshqa tarafdin

$$\frac{1 C \cdot 1 C}{4\pi\epsilon_0 \cdot 1 m^2} = 9 \cdot 10^9 \text{ N}$$

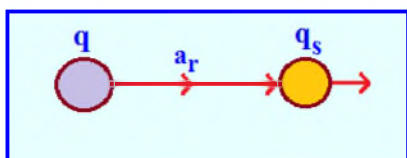
Bundan,

$$\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \left(\frac{F}{m} \right) = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{F}{m} \left(\frac{C^2}{N \cdot m^2} \right)$$

Elektr maydoni. Elektr maydon kuchlanganligi.

Qo'zg'almas zaryadlar orasidagi o'zaro ta'sir elektr maydoni orqali sodir bo'ladi. Nima uchun qo'zg'almas zaryadlarning o'zaro ta'siri deyishimizga katta sabab bor.

Efirda elektromagnit maydon borligiga oldinroq e'tibor bergan edik. Magnit maydoni asosan harakatdagi zaryadlarga ta'sir etadi. Aksincha, harakatdagi zaryad magnit maydonini hosil qiladi. shu sababli, zaryadlarning elektr maydonini o'rganishda doimo qo'zg'almas zaryadlarni tanlab olamiz. Bu bilan elektromagnit maydonini xuddi ikkiga ajratib, faqat elektr maydonidagi hodisalarni o'rganamiz, deb tasavvur etamiz.



3 - rasm. Elektr maydoniga kiritilgan sinovchi zaryadga ta'sir etuvchi kuch.

Har qanday zaryad o'zi egallagan fazoda elektr maydoni hosil qilishi bilan, fazoga o'zgartirish kiritadi. Hosil bo'lgan elektr maydoni, shu maydonning istalgan nuqtasiga kiritilgan zaryadga, ma'lum bir kuch bilan ta'sir qiladi. Bu maydon birligini bilish uchun shu fazoga – maydonga sinovchi zaryadni kiritamiz. Agar q – zaryad maydoniga q_s sinovchi zaryad kiritsak va uni qo'zg'almas deb hisoblasak, q_s –

zaryadga quyidagi kuch ta'sir etadi (3 - rasm):

$$\vec{F} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \cdot \vec{a}_r \right) \cdot q_s, \quad (17.6)$$

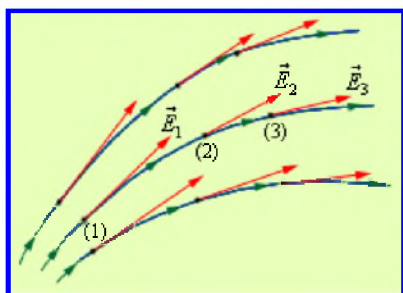
$\vec{a}_r$ – birlik vektor. Demak, bu kuch q_s – sinovchi va elektr maydonini hosil qiluvchi q – zaryadlar miqdoriga bog'liqdir.

Agar q zaryad maydoni atrofidagi fazoga q_s^1, q_s^2 har xil sinovchi zaryadlar kiritsak, ta'sir etuvchi kuchlar F^1, F^2 bo'ladi va F^i/q_s^i nisbat doimo o'zgarmas ($q\vec{a}_r/4\pi\epsilon_0 r^2$) qiymatga teng bo'ladi, ya'ni q zaryadning hosil qilgan maydonining xususiyatini belgilaydi. Bu nisbat hosil bo'lgan elektr maydonining kuchlanganligi deb ataladi:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_s}, \quad (17.7)$$

Bu maydon kuchlanganligi asosan, $\vec{F}$ – kuch va sinovchi zaryad turgan masofa bilan belgilanadi:

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \cdot \vec{a}_r, \quad (17.8)$$



4 - rasm. Elektr maydon kuchlanganligi chiziqlari.

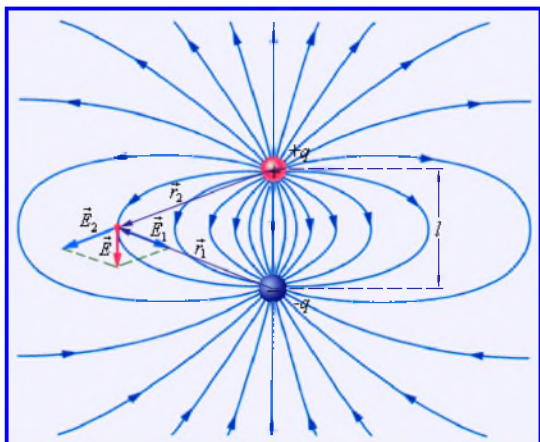
XB – tizimida 1 C zaryadga 1 m masofada 1 N kuch ta'sir etishini bildiradi va V/m bilan o'lchanadi.

Agar $\vec{F} = q\vec{E}$ bo'lsa, musbat zaryadga ta'sir etuvchi kuch yo'nalishi $\vec{E}$ vektor bilan mos tushadi, manfiy zaryadga ta'sir etuvchi kuch esa, $\vec{E}$ maydon yo'nalishiga teskari bo'ladi.

Agar qarayotgan nuqta, sirt yoki hajmda N ta zaryadlar to'plami bo'lsa, ular hosil qilgan maydon kuchlanganligi alohida zaryadlar elektr maydon kuchlanganligining vektor yig'indisiga teng bo'ladi:

$$\vec{E} = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i, \quad (17.9)$$

Ana shu ifoda elektr maydonlarining superpozitsiya printsipli yoki qo'shilish printsipli deb ataladi. Zaryadning fazodagi elektr maydonini ko'rinishini tasvirlash uchun elektr maydon kuchlanganligi chiziqlaridan foydalanamiz (4 - rasm).



5 - rasm. Manfiy va musbat nuqtaviy zaryadlarning elektr maydon kuch chiziqlari.

Agar elektr maydon kuch chiziqlari egri chiziqdan iborat bo'lsa, kuchlanganlik chiziqlari har bir nuqtaga o'tkazilgan urinmadan iborat bo'ladi. Chiziqlar zichligi elektr maydon kuchlanganligining shu nuqtadagi kattaligini bildiradi.

Nuqtaviy zaryad maydon kuchlanganligi chiziqlari radial chiziqlardan iboratdir. Musbat zaryad uchun kuch chiziqlari yo'nalishi zaryaddan chiqqan bo'ladi (5 - rasm).

Manfiy zaryad uchun esa, kuch chiziqlari yo'nalishi zaryadga yo'nalgan bo'ladi (5 - rasm).

Kuch chiziqlari bir zaryaddan chiqib ikkinchi zaryadda tugaydi.

Elektr induksiya vektori kuch chiziqlari va oqimi.

Elektr maydon kuchlanganligi va kuch chiziqlari musbat nuqtaviy zaryaddan boshlanadi va markazidan tashqariga yo'nalgan radial chiziqlardan iborat edi; manfiy nuqtaviy zaryad kuch chiziqlari markazga yo'nalgan radial chiziqlardan iboratdir. Ammo, bu kuch chiziqlari qaergacha davom etadi?

Vakuumda kuch chiziqlari uzluksizdir. Dielektrlarda bo'linish chegarasigacha davom etadi, ya'ni cheklangan bo'ladi.

Shunday qilib, bir jinsli bo'lgan dielektrlarda kuch chiziqlarining uzluksizlik sharti bajarilmaydi. shuning uchun ham, ixtiyoriy ko'rinishdagi dielektrlar ichidagi maydonni tavsiflash uchun uning bo'linish chegarasidan uzluksiz o'tadigan yangi $\vec{D}$ vektor kattalik kiritiladi. Bu vektor kattalik elektr induksiya vektori deb ataladi.

Elektr induksiya vektori chiziqlari ixtiyoriy muhitda uzluksiz bo'lishi uchun, $\vec{E}$ kuchlanganlik vektori bilan quyidagi munosabatda bog'langan bo'lishi shart.

$$\vec{D} = \epsilon\epsilon_0 \vec{E}, \quad (17.10)$$

ya'ni

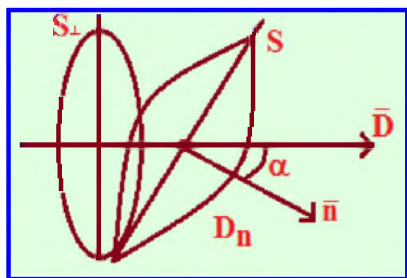
$$\vec{D} = \frac{\epsilon\epsilon_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{q}{r^3} \vec{r} = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^3} \vec{r}, \quad (17.11)$$

bu yerda $\epsilon\epsilon_0$ – vakuum bilan dielektrikning elektr singdiruvchanliklaridan qutilganimiz uchun, elektr induksiya vektori $\vec{D}$ ning uzluksizligi ta'minlanadi. shu sababli, elektr kuch chiziqlari bir muhitdan ikkinchi muhitga o'tishda uzluksizligi ta'minlanganligi uchun (17.10) - ifodani ko'pinchalik elektr ko'chishi deb ataladi. skalyar ko'rinishda

$$D = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^2}$$

ga ega bo'lamiz. shunday qilib, ixtiyoriy muhitda nuqtaviy zaryad hosil qilgan maydonning biror nuqtasidagi induksiya shu zaryadga to'g'ri proporsional, masofa kvadratiga teskari proporsionaldir.

Elektr induksiya vektori $\vec{D}$ miqdor jihatdan bir birlik yuzadan tik ravishda o'tayotgan induksiya chiziqlarini, ya'ni uning sirt zichligini ifodalaydi (6 - rasm).



6 - rasm. Elektr induksiya vektori.

Bir jinsli elektr maydonidagi ixtiyoriy S yuza orqali tik ravishda o'tayotgan induksiya chiziqlari induksiya oqimlari deb ataladi.

$$N = D_n S = D S_{\perp} = D S \cos \alpha. \quad (17.12)$$

Agar elektr maydoni bir jinsli bo'lmasa $\vec{D} \neq \text{const}$ u holda, dS elementar yuza sohasidagi maydonni bir jinsli deb hisoblash mumkin. U vaqtda (17.12) ifoda quyidagi differentsial ko'rinishga ega bo'ladi:

$$dN = D_n dS = D dS \cos \alpha. \quad (17.13)$$

Ixtiyoriy S sirtidan o'tuvchi elektr induksiya oqimi N cheksiz ko'p shunday elementar elektr induksiya oqimlari dN ning yig'indisi bilan ifodalanadi:

$$N = \int_S D_n dS = \int_S D dS_{\perp}. \quad (17.14)$$

Elektrostatik maydon uchun superpozitsiya printsipli. Dipol maydoni.

$q_1, q_2, \dots, q_n$ harakatsiz zaryadlar sistemasi hosil qiladigan elektrostatik maydonning har bir nuqtasida kuchlanganlik vektori $\vec{E}$ ning qiymati va yo'nalishini aniqlash kerak bo'lsin. Buning uchun mexanika bo'limida foydalanilgan kuchlar ta'sirining mustaqillik printsipidan foydalanamiz: ya'ni sinash zaryadi q_s ga maydon tomonidan ta'sir etadigan $\vec{F}$ kuch, unga har bir q_i zaryad tomonidan ko'rsatiladigan $\vec{F}_i$ kuchlarining vektorial yig'indisiga teng:

$$\vec{F} = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_n. \quad (17.15)$$

Agar $\vec{F} = q_s \vec{E}$, $\vec{F}_1 = q_s \vec{E}_1$, $\vec{F}_2 = q_s \vec{E}_2$, ..., $\vec{F}_n = q_s \vec{E}_n$ ligini nazarda tutsak va ularni (17.15) ga qo'ysak quyidagiga ega bo'lamiz.

$$q_s \vec{E} = q_s \vec{E}_1 + q_s \vec{E}_2 + \dots + q_s \vec{E}_n = \sum_{i=1}^n (q_s \vec{E}_i) = q_s \sum_{i=1}^n \vec{E}_i$$

bu erda $\vec{E}$ — natijaviy maydon kuchlanganligi, $\vec{E}_i$ lar har bir zaryad hosil qilgan maydon kuchlanganliklari. q_s ga qisqartirsak quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi.

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots + \vec{E}_n = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i \quad (17.16)$$

(17.16) elektrostatik maydon uchun superpozitsiya printsipti deyiladi. Zaryadlar sistemasi hosil qiladigan maydon kuchlanganligi $\vec{E}$, shu nuqtada har bir zaryad alohida hosil qiladigan maydonlar kuchlanganliklarining geometrik yig'indisiga teng. superpozitsiya printsipti istalgan harakatsiz zaryadlar sistemasining elektrostatik maydonini hisoblashga imkon beradi.

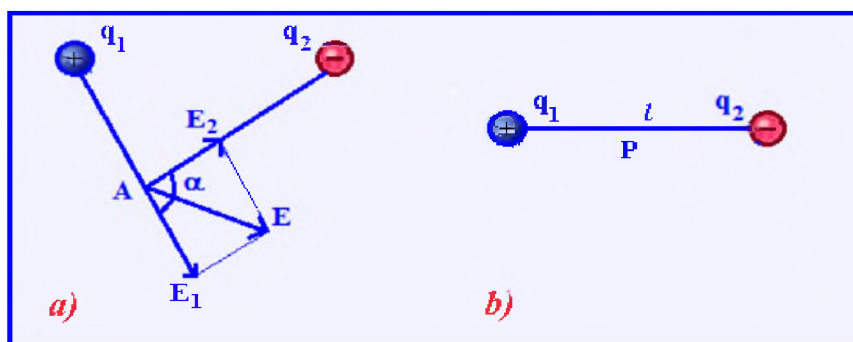
Eng sodda hol ikkita zaryad hosil qilgan maydonning A nuqtadagi kuchlanganligini aniqlashdir. superpozitsiya printsiptiga asosan

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2, \quad (17.17)$$

bu erda $\vec{E}$ zaryadlar sistemasining A nuqtadagi kuchlanganligi, $\vec{E}_1$ va $\vec{E}_2$ lar mos ravishda q_1 va q_2 zaryadlarning shu nuqtada hosil qilgan maydon kuchlanganliklari. $\vec{E}$ vektorning moduli kosinuslar teoremasiga asosan aniqlanadi.

$$E = \sqrt{E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 \cdot \cos \alpha} \quad (17.18)$$

bu erda α – $\vec{E}_1$ va $\vec{E}_2$ vektorlar orasidagi burchak (7, a – rasm).



7 - rasm. Ikkita nuqtaviy zaryadning A nuqtadagi maydon kuchlanganligi (a) va dipol momenti (b).

Elektr dipoli deb, qiymatlari teng, ishoralari turli, bir-biridan l masofada joylashgan ikkita zaryadlardan iborat sistemaga aytiladi. Zaryadlarni tutashtiruvchi l kesmaga dipol o'qi deyilib, u ko'rilayotgan maydon nuqtasigacha bo'lgan masofaga nisbatan juda kichikdir (7, b – rasm). Dipol o'qi bo'ylab manfiy zaryadga qarab yo'nalgan va kattaligi dipol o'qiga teng bo'lgan vektorga dipol elkasi $\vec{l}$ deyiladi.

Yo'nalishi dipol elkasining yo'nalishi bilan mos keluvchi va zaryad $|q|$ ning elka $\vec{l}$ ga ko'paytmasi bilan aniqlanuvchi

$$\vec{P} = |q| \cdot \vec{l}, \quad (17.19)$$

kattalikka dipolning elektr momenti yoki dipol momenti deyiladi.

Ostrogradskiy – Gauss teoremasi.

Faraz qilaylik, q zaryad ixtiyoriy yopiq S sirt ichida joylashgan bo'lsin (17 - rasm). Elektr induksiya vektorining ifodasiga ko'ra:

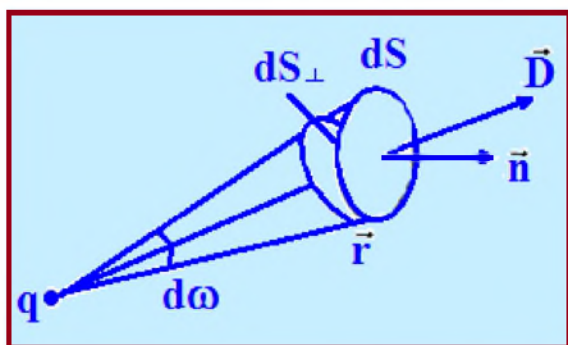
$$\vec{D} = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^3} \vec{r}$$

bu yerda $\vec{D}$ – vektor zaryad joylashgan nuqtadan chiqqan bo'lib, $\vec{r}$ – radius - vektor bo'ylab yo'naladi. shuning uchun $\vec{n}$ normal bilan $\vec{D}$ vektor orasidagi fazoviy burchak dS va $dS_{\perp}$ sirtlari orasidagi burchakka tengdir. U vaqtda elementar dS sirtan chiqayotgan elektr induksiya oqimi quyidagiga teng bo'ladi:

$$dN = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^2} dS_{\perp}, \quad (17.20)$$

bu yerda $dS_{\perp}/r^2 = d\omega$ – elementar fazoviy burchakka teng bo'lgani uchun

$$dN = \frac{1}{4\pi} q \cdot d\omega, \quad (17.21)$$



8 - rasmi. Yopiq sirtning fazoviy burchagiga to'g'ri keluvchi elektr induksiya vektori.

ega bo'lamiz. Agar butun shar sirti bo'yicha integrallasak

$$N = \oint_S \frac{q}{4\pi} d\omega = \frac{q}{4\pi} \cdot 4\pi = q. \quad (17.22)$$

Ostrogradskiy - Gauss teoremasining matematik ifodasiga ega bo'lamiz. Yopiq sirtan chiqayotgan elektr induksiya oqimi shu sirt ichidagi zaryad miqdoriga teng.

Yopiq sirt ichida $q_1, q_2, \dots, q_n$ zaryadlar bo'lsa,

elektr induksiya vektori quyidagiga teng bo'ladi:

$$\vec{D} = \vec{D}_1 + \vec{D}_2 + \dots + \vec{D}_n = \sum_{i=1}^n \vec{D}_i.$$

Elektr induksiya oqimi esa,

$$N = \sum_{i=1}^n q_i, \quad (17.23)$$

ya'ni yopiq sirt ichidagi zaryadlarning arifmetik yig'indisiga teng bo'ladi.

Haqiqatda, kuch chiziqlarining oqimi sirt radiusiga bog'liq emas, ikkita sirt orasidagi fazoda, zaryadlar yo'q bo'shliqda uzluksizdir, shu sababli, zaryadni o'rab olgan ixtiyoriy sirtan o'tadigan elektr induksiya oqimi (17.22) ifoda bilan aniqlanadi va u Ostrogradskiy - Gauss teoremasining integral ko'rinishi deb hisoblanadi.

Ostrogradskiy - Gauss teoremasini amalda tadbiq etish uchun, quyidagi tushunchalarni kiritamiz: Zaryadlarning hajmiy zichligi deb, jismning bir birlik xajmiga mos kelgan zaryadga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi, ya'ni

$$\rho = \frac{q}{V}, \quad (17.24)$$

bu yerda q – jismning V – hajmiga mos kelgan zaryad miqdori.

Zaryadning sirt zichligi deb, jismning bir birlik sirt yuzasiga mos kelgan zaryadga miqdor jihatdan teng fizik kattalikka aytiladi, ya'ni

$$\sigma = \frac{q}{S}, \quad (17.25)$$

bu yerda q – jismning S yuzasiga mos kelgan zaryad miqdori.

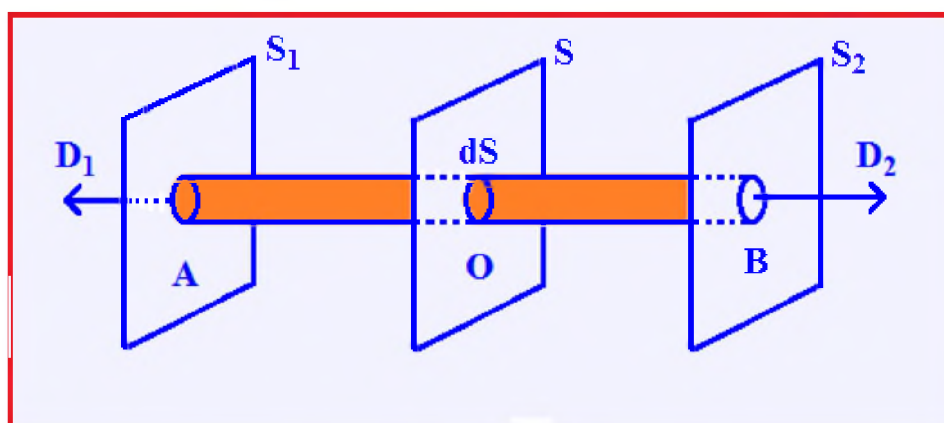
Zaryadning chiziqli zichligi deb, jismning uzunlik birligiga mos kelgan zaryadga miqdor jihatdan teng fizik kattalikka aytiladi, ya'ni

$$\tau = \frac{q}{l}, \quad (17.26)$$

bu yerda q – jismning l uzunligiga mos kelgan zaryad miqdori. Endi quyidagi misollarni ko'rib chiqamiz.

1-misol. Bir tekis zaryadlangan cheksiz tekislik maydoni. Faraz qilaylik, bir tekis zaryadlangan cheksiz tekislik σ – sirt zichligiga ega bo'lsin (9 - rasm).

Induktsiya chiziqlari tekislikka perpendikulyar bo'lgan va tashqariga yo'nalgan $\vec{D}_1$ va $\vec{D}_2$ vektorlardan iborat bo'ladi. Bu chiziqlar S tekislikda boshlanib ikkala tomonga cheksiz davom etadi. Yopiq sirt sifatida har ikkala tomonidan dS asoslari bilan chegaralangan to'g'ri silindr ajratib olamiz. S_1 va S_2 sirt asoslari A va B nuqtalardagi sirtlarga joylashgan. Silindr ichidagi zaryad $q dS$ dan iborat.



9 - rasm. Bir tekis zaryadlangan cheksiz tekislik.

Silindr yasovchilari induktsiya chiziqlariga parallel bo'lgani uchun, silindrning yon sirtidan chiquvchi elektr induktsiya oqimi nolga teng. Zaryadlangan tekislik maydonining A va B nuqtalaridagi induktsiya vektori D_1 va D_2 miqdor jihatdan o'zaro teng va qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladi:

$$\vec{D}_1 = -\vec{D}_2$$

Silindrning asoslaridan chiqayotgan induktsiya oqimlari quyidagiga teng:

$$N_1 = D_1 dS_1, \quad N_2 = D_2 dS_2$$

Umumiy oqim esa,

$$N = D_1 S_1 + D_2 S_2 = DS + DS = 2DS, \quad (17.27)$$

Ostrogradskiy - Gauss teoremasiga asosan yopiq sirtidan chiqayotgan elektr induktsiya oqimi N , shu yopiq sirt ichidagi zaryad $q = \sigma S$ ga tengdir:

$$N = \oint_S D dS = q = \sigma S, \quad (17.28)$$

$$\sigma S = 2DS, \quad D = \frac{\sigma}{2}, \quad (8.29)$$

$$E = \frac{D}{\varepsilon \varepsilon_0} = \frac{\sigma}{2\varepsilon \varepsilon_0}, \quad (17.30)$$

2-misol. Bir tekis hajmiy zaryadlangan sharning maydoni. Radiusi R bo'lgan, hajm bo'yicha zaryadlangan sharning hajmiy zichligi $\rho > 0$ bo'lsin (10 - rasm). Zaryadlangan sharning tashqi ($r > R$) va ichki ($r' < R$) qismlaridagi maydonni hisoblab ko'ramiz.

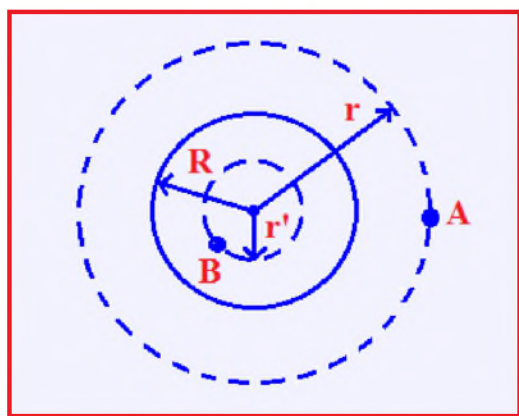
A nuqtani olaylik. sharning zaryadi hajmiy zaryad bilan quyidagicha bog'langan

$$q = \rho V = \rho \cdot \frac{4}{3} \pi R^3, \quad (17.31)$$

Maydon induktsiyasi va maydon kuchlanganligi quyidagiga teng bo'ladi

$$D = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{q}{r^2}, \quad D = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{\rho}{r^2} \cdot \frac{4}{3} \pi R^3 = \frac{\rho}{3} \cdot \frac{R^3}{r^2}, \quad (17.32)$$

$$E = \frac{D}{\varepsilon \varepsilon_0} = \frac{1}{4\pi \varepsilon \varepsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2}, \quad E = \frac{D}{\varepsilon \varepsilon_0} = \frac{\rho}{3\varepsilon \varepsilon_0} \cdot \frac{R^3}{r^2}, \quad (17.33)$$



10 - rasm. Bir tekis hajmiy zaryadlangan shar maydoni.

B nuqtaga nisbatan maydon induktsiyasi va kuchlanganligi quyidagiga teng bo'ladi. Ichki sfera zaryadi q' ga teng bo'lsa

$$q' = \rho \cdot V' = \rho \cdot \frac{4}{3} \pi r'^3$$

$$\rho = \frac{q}{\frac{4}{3} \pi R^3}$$

$$q' = \frac{4}{3} \pi r'^3 \cdot \frac{q}{\frac{4}{3} \pi R^3} = q \left(\frac{r'}{R} \right)^3 \quad (17.34)$$

Demak, $S' = 4\pi r'^2$ ichki yopiq sirtan chiqayotgan elektr induktsiya oqimi N' quyidagiga teng bo'ladi:

$$N' = \int_{S'} D' dS = \int_0^{4\pi r'^2} D' dS = D' \cdot 4\pi r'^2$$

Boshqa tarafdin, Ostrogradskiy - Gauss teoremasiga asosan, bir tekis hajmiy zaryadlangan sharining ichki yopiq sirtidagi maydon kuchlanganligi

$$N' = \int_{S'} D' dS = q' = \rho \cdot \frac{4}{3} \pi r'^2 = q \left(\frac{r'}{R} \right)^3$$

ga teng bo'ladi. Agarda shar sirti bir tekis sirt zaryad zichligi bilan zaryadlangan bo'lsa, u holda $q' = 0$, maydon kuchlanganligi ham $E = 0$ bo'ladi.

Nazorat savollari

1. Elektrodinamika bo'limi nima haqida?
2. Elektrlangan tushunchasi kim tomonidan va nima asosda fanga kiritilgan?
3. Qanday elektr zaryadlari mavjud?
4. Elektr zaryadi diskret deganda nimani tushunasiz?
5. Gravitatsion ta'sir kuchlimi yoki elektromagnit?
6. Elektr zaryadining saqlanish qonuni qanday?
7. Kulon qonuni nima haqida?
8. Zaryadlar orasidagi itarish kuchi qanday xarakterga ega?
9. Elektr maydon kuch chiziqlari qaysi ishorali zaryaddan boshlanadi va qaysi ishorali zaryadda tugaydi?
10. Elektr maydon kuchlanganligi deb nimaga aytiladi?
11. Dipol momentining o'lcham birligi qanday?
12. Ostrogradskiy - Gauss teoremasi nima uchun qo'llaniladi?
13. Elektrostatik maydon potensiyali deb nimaga aytiladi?

ELEKTR MAYDONI POTENSIALI, ISHI VA ENERGIYASI

Reja:

1. Elektr maydonida zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish.
2. Maydon potentsiali. Zaryadning potentsial energiyasi.

Elektr maydonida zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish.

Har qanday maydon va shu maydondagi kuchning tabiati bajarilgan ishning ko'rinishi bilan aniqlanadi. Jumladan, bajarilgan ish yo'lining traektoriyasiga bog'liq bo'lishi yoki bo'lmasligi, kuch va maydon tabiatining mezoni bo'lib xizmat qiladi.

Misol uchun, qo'zg'almas nuqtaviy zaryad q_0 vakuumda

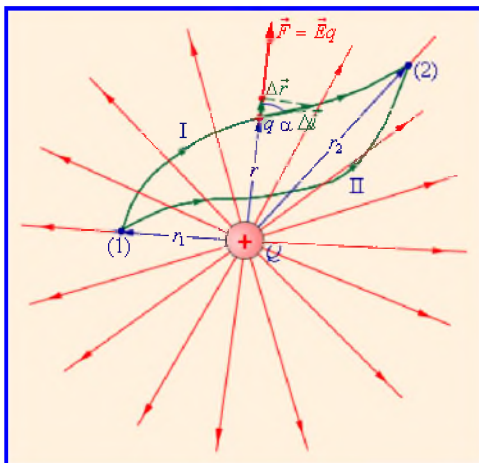
$$\vec{E} = \frac{q_0}{4\pi\epsilon_0 r^3} \cdot \vec{r}$$

elektr maydonini hosil qilgan, deb hisoblaymiz. shu maydonda boshqa nuqtaviy q zaryad harakat qilayotgan va 1 — nuqtadan 2 — nuqtaga ko'chgan bo'lsin (11 - rasm).

Elektr maydoni kuchi ta'sirida bajarilgan ish quyidagi integral bilan ifodalanadi

$$A_{12} = \int_{12} q \vec{E} d\vec{r} = q \cdot \frac{q_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \int_{12} \frac{\vec{r} d\vec{r}}{r^3}$$

$$A_{12} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right), \quad (17.35)$$



11 - rasm. q sinov zaryadining qo'zg'almas Q nuqtaviy zaryad maydonida I va II traektoriyalar bo'ylab ko'chirilishi.

Bu ifodadan ko'rinadiki, bir xil ishorali q va q_0 zaryadlarning o'zaro itarish kuchi ta'sirida, zaryadlar uzoqlashishida musbat ish bajariladi. Aksincha, har xil ishorali zaryadlarning tortishish kuchi ta'sirida q va q_0 zaryadlar yaqinlashib, manfiy ish bajariladi.

Yana misol tariqasida q zaryadni I va II yo'nalishda 1 — nuqtadan 2 — nuqtaga ko'chiramiz (11 - rasm). Bu holda ham bir xil ish bajariladi:

$$A_{12} = A_{I12} = A_{II12}. \quad (17.36)$$

shunday qilib, elektrostatik maydon kuchining bajargan ishi yo'lining traektoriyasiga bog'liq bo'lmay, faqat zaryadlar orasidagi masofaga bog'liqdir. Bu elektrostatik maydon kuchi konservativ kuch hisoblanadi.

Agarda n — ta nuqtaviy zaryadlar ($q_1, q_2, \dots, q_n$) hosil qilgan maydonda q —nuqtaviy zaryad harakat qilsa, unga

$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_n$$

kuchlar ta'sir qiladi. Bu natijalovchi $\vec{F}$ kuchning bajargan ishi A har bir kuch mustaqil bajargan ishlarning algebraik yig'indisiga teng bo'ladi:

$$A = \sum_{i=1}^n \frac{q_i q}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_{i1}} - \frac{1}{r_{i2}} \right), \quad (17.37)$$

Yopiq kontur bo'yicha q – zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish quyidagicha ifodalanadi

$$A_0 = q \oint_L \vec{E} d\vec{l}, \quad (17.38)$$

Yopiq konturda, maydonning boshlang'ich va oxirgi nuqtalari ustma-ust tushgani uchun bajarilgan ish nolga teng bo'ladi.

$$A_0 = \oint_L dA = \frac{q_0 q}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$$

shuning uchun

$$\oint_L \vec{E} d\vec{l} = 0, \quad (17.39)$$

Maydon kuchlanganligi vektorining yopiq kontur bo'yicha tsirkulyatsiyasi nolga teng bo'lgan maydon potentsial maydon deb ataladi.

Maydon potentsiali. Zaryadning potentsial energiyasi.

(17.35) - ifodani chuqurroq tahlil qilib ko'ramiz. Agar qo'zg'almas nuqtaviy q_0 – zaryadning maydonida q – zaryad 1 (r_1) – nuqtadan 2 (r_2) – nuqtaga ko'chirilsa, uning energiyasi o'zgarib boradi. Bu ish elektrostatik potentsial maydonda bajarilgani uchun q – zaryadning potentsial energiyasi o'zgaradi:

$$A_{12} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r_1} - \frac{qq_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r_2} = W_1 - W_2, \quad (17.40)$$

Zaryadlarning ishorasiga qarab, ular orasidagi o'zaro ta'sir kuchi tortishish va itarish kuchlaridan iborat bo'ladi. Ammo zaryadlar orasidagi $\vec{r}$ – radius-vektor ortishi bilan, o'zaro ta'sir kuchi ko'rinishiga qaramasdan, potentsial energiya kamayib boradi (12 - rasm).

Demak, potentsial maydonda bajarilgan ish q – zaryadning potentsial energiyasining kamayishi hisobiga bajariladi:

$$dA = -dW, \quad (17.41)$$

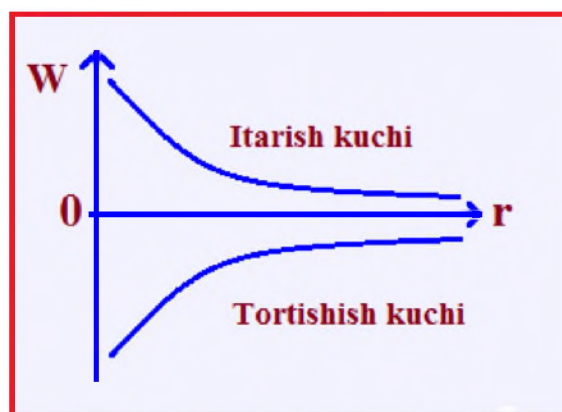
Elektrostatik maydonning biror nuqtasidagi zaryadning potentsial energiyasini umumiy holda quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$W = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \cdot \frac{qq_0}{r}, \quad (17.42)$$

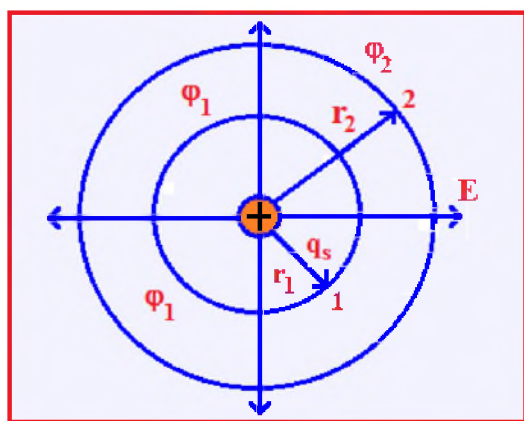
Bu ifodadan elektrostatik maydondagi q zaryadning potentsial energiyasi maydonni hosil qilgan qo'zg'almas q_0 zaryadga ham bog'liq bo'lgani uchun *zaryadlarning o'zaro potentsial energiyasi* ham deyiladi. shunday qilib, ikki zaryadning o'zaro potentsial energiyasi zaryadlar ko'paytmasiga to'g'ri va oralaridagi masofaga teskari proportsionaldir. q zaryadning W – potentsial energiyasi, elektrostatik maydondagi uning holatiga bog'liq bo'lgani uchun, elektrostatik maydonning nuqtalari energetik nuqtai nazardan potentsial deb ataluvchi skalyar kattalik bilan ifodalanadi.

Elektrostatik maydon biror nuqtasining *potentsiali* deb, maydonning shu nuqtasiga kiritilgan bir birlik musbat sinovchi zaryadga mos kelgan potentsial energiyaga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi:

$$\varphi = \frac{W}{q} = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \cdot \frac{q_0}{r}$$



12 - rasm. O'zaro ta'sir tortishish va itarish kuchlarining zaryadlar orasidagi masofaga bog'liqligi.



13 - rasm. q zaryaddan r_1 va r_2 masofalardagi potentsiali.

Shunday qilib, nuqtaviy zaryad hosil qilgan elektrostatik maydonning biror nuqtasidagi potentsiali zaryad miqdoriga to'g'ri va masofaga teskari proportsionaldir.

Elektrostatik maydon potentsiali birlik musbat zaryadni ko'rilayotgan nuqtadan cheksizlikka ko'chirishda maydon kuchlarining bajargan ishiga miqdor jihatdan teng bo'ladi. Berilgan nuqtadagi maydon potentsiali nazariy hisoblanishi mumkin, u maydonni hosil qilayotgan zaryadlarning miqdori va o'rni hamda atrofdagi muhit bilan belgilanadi. Agar q zaryaddan potentsiali hisoblanayotgan 1 nuqtaga qadar masofani r_1 bilan belgilasak (13 - rasm), bu nuqtadagi potentsial quyidagiga teng bo'ladi.

$$\varphi_1 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r_1}. \quad (8.43)$$

Chunki o'zaro ta'sir potentsial energiyasi $P_1 = qq_0/4\pi\epsilon_0 r_1$ va $\varphi_1 = P_1/q_0$ ga teng. (17.43) ifodaga nuqtaviy zaryadning potentsiali deyiladi. Agar zaryad muhitda joylashgan bo'lsa,

$$\varphi_1 = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r_1} \quad \text{yoki} \quad \varphi_1 = k \frac{q}{\epsilon r_1}$$

bo'ladi. shar sirtida tekis taqsimlangan zaryad tomonidan shardan tashqarida joylashgan hamma nuqtalarda hosil qilingan maydon potentsiali ham yuqoridagi formula bilan ifodalanadi. *Potensial – skalyar kattalik*. Shu sababli, maydon ko'p zaryadlar tomonidan hosil qilingan bo'lsa, maydonning istalgan nuqtasidagi potensial o'sha nuqtada har bir zaryadning alohida hosil qilgan potentsiallarining algebraik yig'indisiga teng.

Agar ixtiyoriy har xil ravishda joylashgan $q_1, q_2, q_3, \dots, q_n$ zaryadlar maydonni vujudga keltirgan bo'lsa, u holda maydonning biror nuqtasidagi potensial φ superpozitsiya tamoyiliga asosan har bir zaryad hosil qilgan potentsiallar $\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_n$ ning algebraik yig'indisiga teng, ya'ni:

$$\varphi = \sum_{i=1}^n \varphi_i$$

bo'ladi. Agar $q_1, q_2, q_3, \dots, q_n$ zaryadlar nuqtaviy bo'lsa, unda potentsiallar yig'indisi muhitda quyidagicha bo'ladi:

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{q_1}{r_1} + \frac{q_2}{r_2} + \dots + \frac{q_n}{r_n} \right)$$

bunda $r_1, r_2, \dots, r_n$ lar $q_1, q_2, q_3, \dots, q_n$ zaryadlardan maydonning ko'rilyotgan nuqtasigacha bo'lgan masofalar. Zaryad 1 va 2 nuqtalar orasida ko'chganda bajarilgan ish quyidagiga teng. $A_{12} = -\Delta P_{21} = -(P_2 - P_1)$. P ning qiymatini o'miga qo'ysak,

$$A_{12} = -(\varphi_2 q_s - \varphi_1 q_s) = -q_s \Delta \varphi$$

hosil bo'ladi. $\Delta \varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = -U$, chunki $\varphi_2 < \varphi_1$.

Elektr maydon kuchlanganligi potentsial bilan quyidagicha ifodalanadi:

$$E = -\frac{d\varphi}{dr}, \quad (17.44)$$

shunday qilib, *elektrostatik maydonning kuchlanganligi* deb kuch chizig'ining uzunlik birligiga mos kelgan potentsial ayirmasiga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi.

Elektrostatik maydonning kuchlanganligini boshqacha ko'rinishda yozish mumkin:

$$E = -\text{grad}\varphi \quad \text{yoki} \quad \varphi_1 - \varphi_2 = \int_{r_1}^{r_2} E dr$$

Potentsiallari bir xil bo'lgan nuqtalarning geometrik o'rniga *ekvipotentsial sirtlar* deyiladi. Ekvipotentsial sirt uchun: $\varphi = \text{const}$.

Nazorat savollari

1. Elektr maydon kuch chiziqlari qaysi ishorali zaryaddan boshlanadi va qaysi ishorali zaryadda tugaydi?
2. Elektr maydon kuchlanganligi deb nimaga aytiladi?
3. Dipol momentining o'lcham birligi qanday?
4. Ostragradskis – Gauss teoremasi nima uchun qo'llaniladi?
5. Elektrostatik maydon potentsiyali deb nimaga aytiladi?

ELEKTR SIG'IMI. KONDENSATORLAR

Reja:

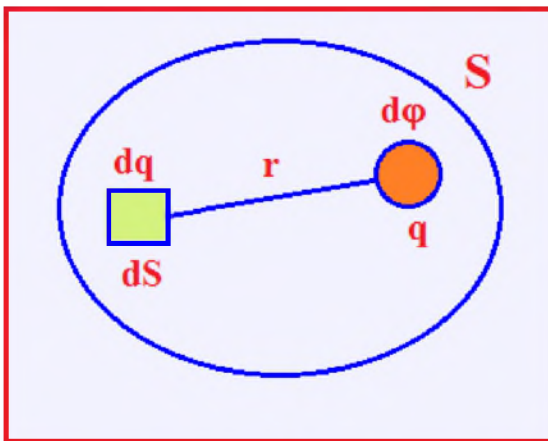
1. Yakkalangan o'tkazgichning elektr sig'imi.
2. Sharchaning elektr sig'imi.
3. Kondensatorlar. Yassi, sferik hamda silindrik kondensatorlar sig'implari.
4. Kondensatorlarni parallel va ketma – ket ulash.
5. Zaryadlangan kondensator energiyasi.
6. Elektrostatik maydon energiyasi.

Yakkalangan o'tkazgichning elektr sig'imi.

Yakkalangan o'tkazgich zaryadlansa, o'tkazgich sirti shakliga qarab, har xil sirt zaryadi zichligi σ bilan taqsimlanadi. shuning uchun ham o'tkazgich har bir nuqtasidagi sirt zaryadining zichligi o'tkazgichdagi umumiy zaryad q ga proporsionaldir, ya'ni:

$$\sigma = kq, \quad (18.1)$$

bu yerda k – o'tkazgich sirtidagi tekshirilayotgan nuqtaning funktsiyasi bo'lib, o'tkazgich sirtining shakli va o'lchamiga bog'liq. Zaryadlangan o'tkazgich ekvipotentsial sirtining φ – potentsialini aniqlash uchun uning butun S sirti bo'ylab zaryadini aniqlaymiz (1 - rasm).



1 - rasm. dq - zaryadning r masofadagi potentsiali.

Bu sirtni, $dq = \sigma dS$ zaryadga ega bo'lgan dS – elementar yuzachalarga ajratib, dq – ni nuqtaviy zaryad deb hisoblaymiz.

Nuqtaviy dq zaryadning $\vec{r}$ masofadagi maydon potentsiali quyidagiga teng bo'ladi.

$$d\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{dq}{\epsilon r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\sigma dS}{\epsilon r}, \quad (18.2)$$

yoki

$$d\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{kq dS}{\epsilon r} \quad (18.3)$$

Bu ifoda butun sirt bo'yicha integrallansa, zaryadlangan o'tkazgich sirtining potentsiali

ifodasiga ega bo'lamiz:

$$\varphi = \oint_S \frac{kq dS}{4\pi\epsilon_0\epsilon} = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \oint_S \frac{k dS}{r}, \quad (18.4)$$

O'tkazgichning potentsiali q zaryadga proporsional bo'ladi. shu zaryadning potentsialga nisbati o'zgarmas kattalikdir, u o'tkazgichning zaryad to'plash xususiyatini belgilaydi va o'tkazgichning elektr sig'imi deb ataladi.

$$C = \frac{q}{\varphi} = \frac{4\pi\epsilon\epsilon_0}{\oint_S \frac{k dS}{r}} \quad (18.5)$$

Shunday qilib, yakkalangan o'tkazgichning elektr sig'imi deb, uning potentsialini bir birlikka o'zgartirish uchun zarur bo'lgan zaryadga miqdor jihatidan teng fizik kattalikka aytiladi.

Sharchaning elektr sig'imi.

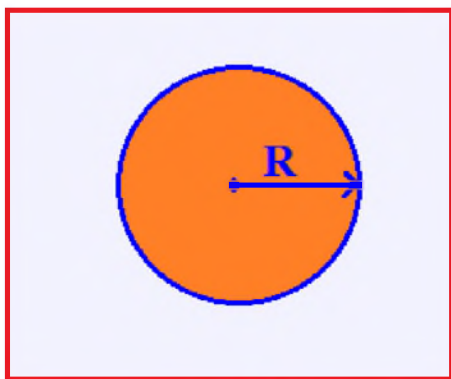
R radiusli yakkalangan shar q – zaryadga ega bo'lsa (2 - rasm), uning sirtidagi potentsiali quyidagiga teng bo'ladi:

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 R}$$

bu yerda

$$C = \frac{q}{\varphi} = \frac{4\pi\epsilon\epsilon_0 q R}{q} = 4\pi\epsilon\epsilon_0 R. \quad (18.6)$$

Shunday qilib, sharning C – elektr sig'imi sharning radiusiga va muhitning dielektrik singdiruvchanligi ϵ ga proporsionaldir. (18.6) – ifodadan muhitning dielektrik singdiruvchanligini aniqlaymiz.



2 - rasm. R radiusli yakkalangan shar.

$$\epsilon = \frac{C}{4\pi\epsilon_0 R} \quad (18.7)$$

Elektr sig'imi XB tizimida Farada bilan o'lchanadi va bu birlik juda katta o'lchov birligi hisoblanadi. $C = 1 F$ deb hisoblasak, $\epsilon = 1$ bo'lganda

$$R_{1F} = \frac{C}{4\pi\epsilon_0\epsilon} = \frac{F}{4\pi \cdot 1} \left(\frac{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9}{1} \cdot \frac{m}{F} \right)$$

bu yerda vakuumning dielektrik singdiruvchanlik ifodasidan foydalansak:

$$\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \cdot \frac{F}{m} = 0.885 \cdot 10^{-11} \frac{F}{m}$$

$$R_{1F} = 9 \cdot 10^9 m = 9 \cdot 10^6 km$$

ga teng bo'ladi. Bu Oy bilan Yer orasidagi masofaga nisbatan 23 marta kattadir. Farada katta o'lchov birligi bo'lganligi uchun quyidagi kichik birliklar ishlatiladi:

$$1 \text{ mikrofarada } (\mu F) = 10^{-6} F$$

$$1 \text{ nanofarada } (nF) = 10^{-9} F$$

$$1 \text{ pikofarada } (pF) = 10^{-12} F$$

Kondensatorlar. Yassi, sferik hamda silindrik kondensatorlar sig'implari.

Elektr sig'imining ifodasi quyidagidan iborat bo'lgani uchun $C = q/\varphi$, sig'im asosan, o'tkazgichning shakli va o'lchamlariga hamda muhitning dielektrik singdiruvchanligiga proporsionaldir.

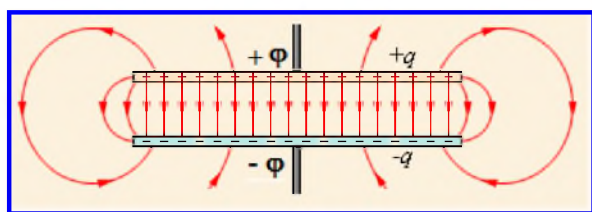
Amalda, nisbatan kichik o'lchamlariga qaramay, yetarlicha zaryadlarni o'zida yig'a oladigan qurilmalar *kondensatorlar* deb ataladi. Kondensator ikkita parallel o'tkazgich

qoplamidan iborat bo'lib, ularda qarama-qarshi ishorali zaryadlar to'planadi. Qoplamalar orasida dielektrik modda bo'ladi.

Kondensator qoplamalari ikkita yassi plastinkadan, ikkita koaksial silindrdan yoki ikkita konsentrik sferadan iborat bo'lishi mumkin va ular shakliga binoan *yassi*, *silindrik* yoki *sferik kondensatorlar* deb ataladi.

Odatda kondensatordagi elektr maydoni kuch chiziqlari bir qoplamada boshlanib, ikkinchisida tugaydi. Kondensator sig'imi qoplamalardagi zaryad miqdoriga to'g'ri proporsional va qoplamalar orasidagi potentsiallar farqiga teskari proporsionaldir.

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} \quad (18.8)$$



3 - rasm. Yassi kondensator.

3 - rasmda yassi kondensator tasvirlangan. Qoplamalar orasidagi elektr maydonini bir jinsli, S – yuzali ikkita yassi metall plastinkalar orasidagi masofani d ga teng deb hisoblaymiz, qoplamalarda esa $-q$ va $+q$ sirt zaryadlari induktsiyalangan bo'ladi.

Qoplamalar orasida ε dielektrik singdiruvchanlikka ega bo'lgan modda bo'lsa, potentsiallar farqi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\sigma d}{\pi \varepsilon \varepsilon_0}, \quad (18.9)$$

bu yerda $q = \sigma S$, σ – sirt zaryadi zichligi, S – qoplamalar yuzasi. Natijada, yassi kondensator sig'imi quyidagiga teng bo'ladi.

$$C = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 q}{\sigma d} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 \cdot \sigma S}{\sigma d} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S}{d}, \quad (18.10)$$

Shuni aytish kerakki, kondensator qoplamalari orasidagi d masofa qoplamalarning chiziqli o'lchamlariga nisbatan kichik bo'lsa, (18.10) formula yordamida yassi kondensatorning elektr sig'imini shuncha aniqroq hisoblab topish mumkin, chunki kondensator qoplamasining chiziqli o'lchamini l bilan belgilasak, $d \ll l$ bo'lganda kondensatorning chekka qismlaridagi bir jinsli bo'lmagan maydonlarni hisobka olmasak ham bo'ladi. shunda kondensator ichidagi maydonni bir jinsli deb hisoblash hamda zaryadning sirt zichligini $\sigma = q/S$ deb olish mumkin. Kondensator sig'imini orttirish uchun qoplamalarning S yuzini orttirish kerak, ular orasidagi masofa d ni esa kamaytirish hamda dielektrik singdiruvchanligi ε katta bo'lgan moddani kondensator qoplamalari orasidagi fazoga joylashtirish kerak. Kondensator qoplamalarini yaqinlashtirganda elektr maydon kuchlanganligi E dielektrik qatlamda ortadi.

Sferik kondensator

Sferik kondensatorlarning qoplamalari konsentrik sferalardan iborat. Qoplamalarining radiuslari r_1 va r_2 bo'lgan sferik kondensator 4 - rasmda tasvirlangan. Qoplamalar orasidagi maydonni zaryadlangan sferalar hosil qiladi va qoplamalarida zaryad q bo'lsa, qoplamalar orasidagi potentsiallar farqi quyidagiga teng bo'ladi:

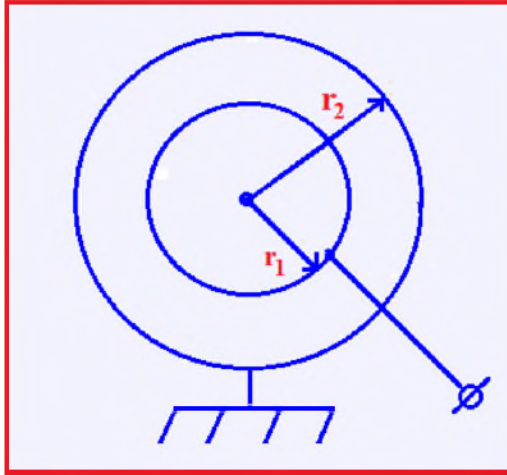
$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{4\pi \varepsilon \varepsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$$

bu yerda r_1 va r_2 ichki va tashqi sferik qoplamalar radiuslaridir. shuning uchun sig'im quyidagicha ifodalanadi:

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = 4\pi\epsilon\epsilon_0 \left(\frac{r_1 \cdot r_2}{r_2 - r_1} \right), \quad (18.11)$$

Agarda r_2 tashqi radius va r_1 ichki radiusdan juda katta ($r_2 \gg r_1$) bo'lsa, (18.11) - ifoda soddalashadi:

$$C = 4\pi\epsilon_0\epsilon r_1. \quad (18.12)$$



4 - rasm. Sferik kondensator.

Bu natija tashqi qoplama sferik bo'lmaganda ham o'rinli bo'lgani uchun, (18.12) – ifodani *yakkalangan shar sig'imi* deb hisoblaymiz.

Agarda $r_1 - r_2 = d$ – qoplamalar orasidagi masofa qoplamalarning o'rtacha radiusidan juda kichik bo'lsa, sferik kondensatorning sig'imi quyidagicha ifodalanadi:

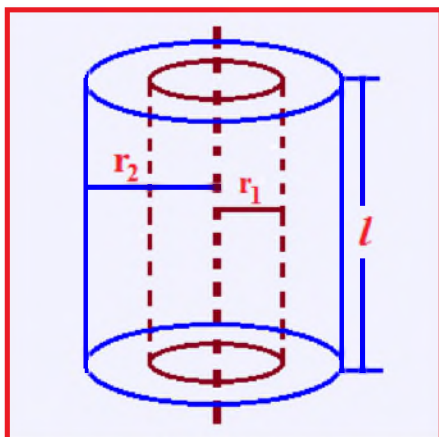
$$C = 4\pi\epsilon_0\epsilon \cdot \frac{r_1 \cdot r_2}{r_2 - r_1} \approx 4\pi\epsilon_0\epsilon \cdot \frac{r^2}{d} = \epsilon_0\epsilon \cdot \frac{S}{d}$$

bu yerda $S = 4\pi r^2$ – qoplamalar sirtlarining yuzasidir.

Silindrik kondensator

Bu holda kondensatorni radiuslari r_1 (ichki) va r_2 (tashqi) ikkita koaksial silindr ko'rinishdagi qoplamalardan iborat bo'ladi, deb hisoblaymiz. silindrlarning uzunligi ular orasidagi masofadan juda katta deb hisoblanadi. Qoplamalar orasidagi potentsiallar farqi quyidagidan iborat bo'ladi:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{2\pi\epsilon\epsilon_0 l} \cdot \ln \frac{r_2}{r_1}, \quad (18.13)$$



5 - rasm. Silindrik kondensator.

bu yerda q – silindr uzunligidagi zaryad, q/l – birlik uzunlikdagi zaryad va l – silindr uzunligidir. Birlik uzunlikka to'g'ri keluvchi silindrik kondensator sig'imi quyidagiga tengdir:

$$C = \frac{2\pi\epsilon\epsilon_0 l}{\ln \frac{r_2}{r_1}}, \quad (18.14)$$

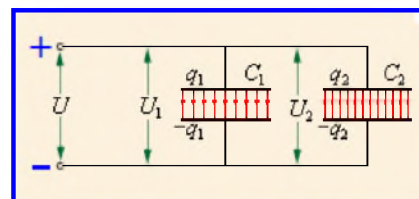
Boshqa tarafdin, (18.14) – ifoda metall sim izolyator qatlami bilan o'ralgan kabel sig'imini eslatadi.

Qoplamalar orasidagi masofa d , silindrlar radiuslariga nisbatan juda kichik bo'lsa, bu holda silindrik kondensator sig'imi quyidagidan iborat bo'ladi:

$$C = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{d}$$

Kondensatorlarni parallel va ketma – ket ulash.

Sig'inni o'ttirish yoki uning kerakli qiymatini hosil qilish uchun kondensatorlar bir-birlariga ulanib batareya hosil qilinadi. Ularni ikki xil: parallel va ketma-ket usullarda ulash mumkin. Soddalik uchun ikkita kondensator ulangan hollarni kuramiz. Lekin xulosalar istalgan miqdordagi kondensatorlar uchun ham o'rinli bo'ladi.



6 - rasm. Kondensatorlarni parallel ulash.

Kondensatorlarni parallel ulash.

Parallel ulanganda kondensatorlarning bir xil ismli qoplamalari birga ulanadi (6-rasm). Bunda batareyaning umumiy zaryadi

$$q_{um} = q_1 + q_2$$

yana kondensator qoplamalariga tushadigan kuchlanishlar (6 - rasm) U_1 va U_2 o'zaro teng bo'lib zanjirdagi tashqi kuchlanish U ga teng bo'ladi.

$$U = U_1 = U_2$$

Qoplamalardagi zaryadlar quyidagicha

$$q_1 = C_1 U_1 = C_1 U, \quad q_2 = C_2 U_2 = C_2 U$$

bo'lganligidan

$$q_{um} = q_1 + q_2 = C_1 U_1 + C_2 U_2 = C_1 U + C_2 U = U(C_1 + C_2).$$

shunda

$$q_{um} = U(C_1 + C_2)$$

bo'lar ekan. Bunday batareyaning sig'imi

$$C_{um} = \frac{q_{um}}{U} = \frac{U(C_1 + C_2)}{U} = C_1 + C_2.$$

Demak kondensatorlar parallel ulanganda batareyaning sig'imi unga kirgan kondensatorlar sig'implari-ning yig'indisiga teng bo'ladi.

$$C_{um} = \sum_{i=1}^n C_i$$

Bu yerda n – batareyadagi kondensatorlar soni. Agar kondensatorlarning sig'implari bir xil bo'lsa

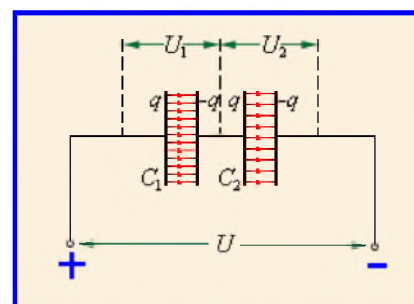
$$C_{um} = nC$$

bo'lar ekan.

Kondensatorlarni ketma-ket ulash.

Ketma-ket ulanganda kondensatorlarning turli ismli qoplamalari bir-biriga ulanadi (7-rasm). Bunda batareyaning zaryadi o'zaro teng bo'ladi:

$$q_{um} = q_1 = q_2 = q$$



7 - rasm. Kondensatorlarni ketma-ket ulash.

Zanjirdagi tashqi kuchlanish U har bir qoplamaning kuchlanishlari yig'indisiga teng, ya'ni

$$U = U_1 + U_2.$$

U qoplamalardagi zaryadlar bilan quyidagicha bog'langan

$$U = U_1 + U_2 = \frac{q_1}{C_1} + \frac{q_2}{C_2} = q_{um} \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} \right)$$

Agar $C_{um} = q_{um}/U$ ekanligini nazarda tutsak, unda quyidagi tenglamaga ega bo'lamiz:

$$\frac{1}{C_{um}} = \frac{q_{um}}{U} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}$$

ni hosil qilamiz. Umumiy holda

$$\frac{1}{C_{um}} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{C_i}$$

Agar kondensatorlarning sig'implari bir xil bo'lsa

$$C_{um} = \frac{C}{n}$$

Demak sig'implari bir xil bo'lgan kondensatorlarni ketma-ket ulash orqali ularning umumiy sig'imini kamaytirish mumkin ekan.

Zaryadlangan kondensator energiyasi.

Zaryadlangan yakkalangan o'tkazgich energiyasi.

Oldin zaryadlangan yakkalangan o'tkazgich energiyasini ko'raylik. q zaryadni cheksizlikdan o'tkazgichga olib kelish kerak. Buning uchun esa maydon kuchlariga qarshi A ish bajarmoq darkor. Bunda o'tkazgichning potentsiali 0 dan φ gacha ortadi. Demak potentsialning o'rtacha qiymati $\varphi/2$ bo'ladi.

Demak q zaryadni cheksizlikdan ko'chirib kelishda bajarilgan ish, yoki bunda zaryadlangan yakkalangan o'tkazgich olgan potentsial energiya qo'yidagicha aniqlanadi.

$$W = A = \frac{q\varphi}{2} = \frac{C\varphi^2}{2} = \frac{q^2}{2C}$$

bu yerda $q = C\varphi$ ligi e'tiborga olingan, S – o'tkazgichning sig'imi.

Zaryadlangan kondensator energiyasi.

Zaryadlangan o'tkazgich kabi zaryadlangan kondensator ham yuqoridagi ko'rinishdagi energiyaga ega

$$W = \frac{q\varphi}{2} = \frac{C\varphi^2}{2} = \frac{q^2}{2C}$$

bu erda q – kondensator zaryadi, S – uning sig'imi, φ – qoplamalari orasidagi potentsiallar farqi

Elektrostatik maydon energiyasi.

Zaryadlangan kondensatorning energiyasi uning qoplamalari orasidagi elektrostatik maydon energiyasida mujassamlashgandir. shuning uchun ham elektrostatik maydon energiyasini yassi kondensatorning ($C = \epsilon\epsilon_0 S/d$, $\varphi = Ed$) energiyasi kabi topamiz.

$$W = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{d} \cdot \frac{E^2 d^2}{2} = \frac{\epsilon\epsilon_0 E^2}{2} \cdot Sd = \frac{\epsilon\epsilon_0 E^2}{2} \cdot V$$

bu yerda $V = Sd$ – kondensatorning hajmi. Yuqoridagi formuladan ko'rinib turibdiki kondensatorning enegiyasi elektrostatik maydonni harakterlovchi kattalik, kuchlanganlik E orqali ifodalanadi. Endi energiyaning hajmiy zichligini ko'rib chiqaylik.

Energiyaning hajmiy zichligini aniqlash uchun elektrostatik maydon energiyasini hajmga bo'lamiz.

$$\omega = \frac{W}{V} = \frac{\epsilon\epsilon_0 E^2}{2} = \frac{ED}{2} = \frac{D^2}{2\epsilon\epsilon_0}$$

Bu yerda $D = \epsilon\epsilon_0 E$ – elektr siljish vektori.

Nazorat savollari

1. Elektr sig'imi deb nimaga aytiladi?
2. Sharning elektr sig'imi formulasi qanday?
3. Yassi kondensatorning sig'imi kondensatorning qaysi parametrlariga bog'liq?
4. Sferik va silindrik kondensatorlar sig'imini keltirib chiqaring.
5. Kondensatorlarni parallel va ketma-ket ulaganda qaysi fizik kattaliklar o'zgarmaydi?
6. Zaryadlangan kondensator energiyasi formulasi qanday?
7. Elekrtostatik maydon energiyasi bilan uning hajmiy zichligi orasida qanday bog'liqlik mavjud?
8. Elektr siljish vektori kuchlanganlik bilan qanday bog'langanligini yozing.

ELEKTR MAYDONIDAGI DIELEKTRIKLAR

Reja:

1. Elektr maydonidagi o'tkazgichlar. O'tkazgich ichidagi elektr maydoni.
2. Elektr maydonidagi dielektriklar. Dipol momenti.
3. Dielektrlarning qutblanishi. Qutblanish vektori.
4. Dielektrik singdiruvchanlik. Segnetoelektriklar. Pyezoelektrik effekt.

Elektr maydonidagi o'tkazgichlar. O'tkazgich ichidagi elektr maydoni.

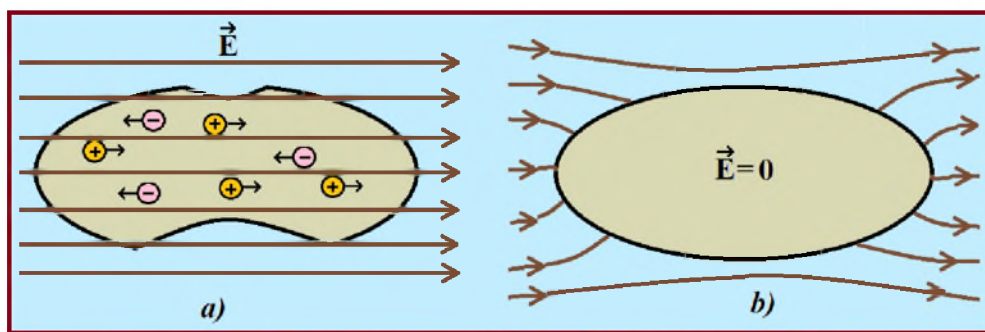
O'tkazgichlarning o'ziga xos xususiyati ularda hamma vaqt katta miqdorda harakatchan erkin zaryad tashuvchilar mavjud bo'lishidir. O'tkazgichda bu zaryad tashuvchilar tartibsiz harakatlanadi. Agar o'tkazgich elektr maydoniga joylashtirilsa, erkin zaryad tashuvchilar elektr kuchlar ta'sir etayotgan tomonga qarab tartibli harakatlanadi. O'tkazgichda harakatlanuvchi erkin zaryad tashuvchilar soni katta bo'lganligi uchun ular maydon ta'sirida o'tkazgich ichida maydon nolga aylangunga qadar tartibli harakatlanadi. O'tkazgichlarda erkin elektr zaryadlari mavjud bo'lganligi uchun, ularni juda kuchsiz elektr maydoniga joylashtirganimizda ham erkin zaryad tashuvchilar harakatlanadi. O'tkazgichlar elektrlanganida, unga berilgan zaryadning qayta taqsimlanishi o'tkazgich ichidagi istalgan nuqtada zaryad taqsimoti hosil qilgan kuchlanganlik nolga teng bo'lgunicha davom etadi:

$$E = 0. \quad (19.1)$$

$E = -|\Delta\varphi|/d$ dan o'tkazgichning ichki va tashqi sirtidagi hamma nuqtalardagi potentsiallar bir xil va

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = 0 \quad (19.2)$$

bo'ladi. (19.1) va (19.2) ga statsionarlik holati deyiladi. O'tkazgichga berilgan ortiqcha zaryad undagi elementar zaryadlar tomonidan itarishish natijasida o'tkazgich sirtida taqsimlanadi. Bu taqsimot o'tkazgichning shakliga bog'liq va uning ichidagi maydon statsionar bo'lishi kerak.



1-rasm. (a) zaryadlanmagan o'tkazgichning tashqi elektr maydoniga joylashtirilishi va (b) uning tashqi elektr maydonni deformatsiyalashi.

Zaryadlangan o'tkazgich tashqi $\vec{E}_0$ maydonga joylashtirilganda, erkin mikroskopik zaryadlar o'tkazgich sirtiga qarab harakatlanadi, ya'ni musbat zaryadlar maydon bo'ylab, manfiy zaryadlar esa maydonga qarshi tomonga harakat qiladi (1, a – rasm). O'tkazgichning bir uchida ortiqcha musbat zaryad va boshqa uchida manfiy zaryadning to'planishi natijasida hosil bo'lgan $\vec{E}_{qo'sh}$ qo'shimcha maydon asosiy (tashqi) maydon kuchlanganligiga qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladi. $\vec{E}_{qo'sh}$ qo'shimcha maydon $\vec{E}_0$ kuchlanganlikka teng bo'lguncha zaryadning taqsimlanishi davom etadi, natijada o'tkazgich ichida maydon nolga teng bo'ladi, ya'ni

$$\vec{E}_{qo'sh} = \vec{E}_0.$$

O'tkazgich elektr maydoniga tushganda shunday elektrlanadiki, uning bir uchida musbat zaryad, ikkinchi uchida esa shunday kattalikdagi manfiy zaryad hosil bo'ladi. Bunday elektrlanish elektrostatik induksiya yoki ta'sir orqali elektrlanish deyiladi. Bu holda o'tkazgichning faqat xususiy elektronlari qayta taqsimlanadi. Agarda bu o'tkazgichni teng ikkiga bo'lib har birini elektroskopga ulab zaryad miqdorlarini o'lchasak, unda ularning zaryadlari bir-biriga teng ekanligi kelib chiqadi. O'tkazgichda zaryadlar muvozanatda bo'lganida o'tkazgich ichidagi kuchlanganlik nolga teng va potensial o'tkazgichning hamma yerida bir xil bo'ladi: $\varphi_1 - \varphi_2 = 0$ ya'ni $\varphi_1 = \varphi_2$.

Shunday qilib, o'tkazgich qanday usul bilan elektrlanishidan qa'tiy nazar, muvozanatda bo'lganida o'tkazgich ichida elektr maydon bo'lmaydi, uning hamma nuqtalarida (ham ichida ham sirtida) potensial bir xil bo'ladi. Bu vaqtda elektrlangan o'tkazgichning tashqarisida albatta maydon mavjud bo'ladi, uning kuchlanganlik chiziqlari esa o'tkazgich sirtiga perpendikulyar holda joylashadi. O'tkazgichdagi zaryadlar muvozanatda bo'lganida uning sirti ekvipotensial sirt bo'ladi. Bu holda o'tkazgichning hamma ichki qismi olib tashlansa ham uning sirtidagi zaryad taqsimotida hech qanday o'zgarish yuz bermaydi. Masalan, biri yaxlit metal shar, ikkinchisi ichi bo'sh shar (sfera) bir xil zaryad bilan zaryadlansa, sharlar atrofidagi maydon bir xil bo'ladi.

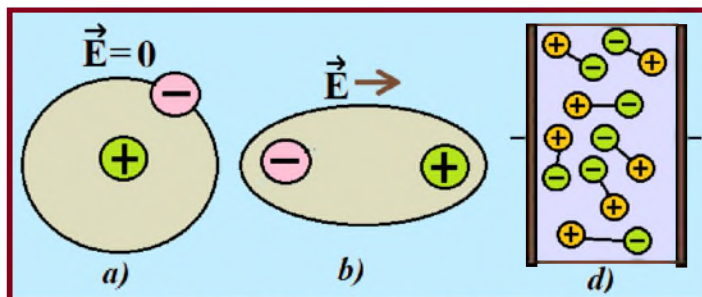
Elektr maydonidagi dielektriklar. Dipol momenti.

Dielektrik atamasini fizikaga M. Faradey kiritgan. Dielektriklar gaz, suyuq yoki qattiq holatda bo'lishi mumkin. Hamma dielektriklar ham kam miqdorda bo'lsa da elektr tokini o'tkazadi. Agar dielektrikni elektr maydoniga joylashtirsak, dielektriklarning ichki atom tuzilishlari turlicha bo'lganligi uchun ular elektrostatik maydonda o'zlarini turlicha tutadilar. Ichki tuzilishina qarab, dielektriklar uch guruhga bo'linadi. 1 – guruh dielektrlarga molekulari simmetrik tuzilishga ega bo'lgan va tashqi elektr maydon bo'lmaganda musbat va manfiy zaryadlarning og'irlik markazlari mos keladigan dielektriklar kiradi.

2 – guruh dielektrlarga molekulari simmetrik tuzilishga ega bo'lmagan (assimmetrik), ya'ni musbat va manfiy zaryadlarining og'irlik markazlari mos kelmaydigan dielektriklar kiradi. Bunday dielektriklarning molekulari tashqi maydon bo'lmaganda ham dipol momentiga ega bo'ladi va ularning molekulari qutblangan bo'ladi. Tashqi maydon bo'lmaganda bunday molekularning dipol momentlari issiqlik harakati natijasida xotik holda yo'nalgan bo'lib, ularning natijaviy momenti nolga teng bo'ladi.

3 – guruh dielektrlarga molekulari ion tuzilishiga ega bo'lgan moddalar kiradi. Bunday moddalarning musbat va manfiy ionlari tartibli joylashgan, takrorlanadigan fazoviy panjara tuzilishiga ega. Ulardagi molekularni alohida ajratib bo'lmaydi. Dielektriklar tashqi elektr maydonida joylashtirilganda, ularda noldan farqli elektr momenti paydo bo'ladi, ya'ni qutblanadi. Dielektriklarning uch turiga mos holda, shartli ravishda ularning qutblanishlarini ham uch turga bo'lish mumkin.

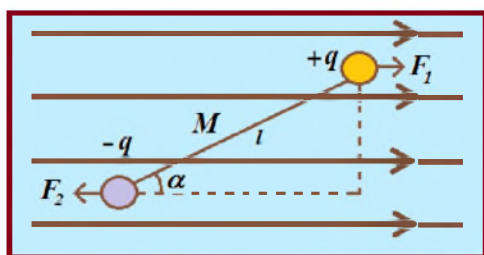
1. **Elektron qutblanish.** Qutblanmagan atom yoki molekula (2, *a* – rasmda vodorod atomi ko'rsatilgan) elektr maydonga kiritilsa, maydon ta'sirida electron orbitalari yadroga nisbatan siljiydi, ya'ni electron orbitalari deformatsiyalanadi, shartli ravishda electron markazlari siljiydi, bu siljiy juda qisqa vaqtda ro'y beradi (2, *b* – rasm). Agar tashqi maydon olib qo'yilsa, shu vaqt oralig'ida qutblanish to'liq yo'qoladi. Tashqi elektr maydoni mavjud bo'lganda molekula cho'zilib musbat va manfiy zaryad markazlari qarama-qarshi tomonlarga 1 masofaga siljiydilar va qutbli dielektrik kabi qutblanadi. 1 masofa molekula o'lchamlariga nisbatan kichik. Bunda



2-rasm. (a) vodorod atomi va (b) uning elektr maydonida deformatsiyalanishi, (c) maydon bo'lmagandagi dielektrikdagi dipollarning xotik joylashishi.

har bir q zaryadli qutblangan atom yoki molekula $p = ql$ dipol elektr momentiga ega bo'ladi. p dipol elektr momenti tashqi maydon kuchlanganligi E ga to'g'ri proporsional bo'ladi. Elektron qutblangan dielektriklarda electron orbitalarining siljishi bir xil yo'nalishda sodir bo'ladi, shu sababli hosil bo'lgan dipol momentlari bir xilda yo'naladi. Tashqi maydon ta'siri to'xtagandan ($E = 0$) keyinelektron qutblangan dielektriklarda shu onning o'zidayoq qutblanish to'liq yo'qoladi. Bunday dipollarni elastic dipolar deymiz. Elektron qutblangan dielektriklarga benzol, paraffin, polietilen va gaz holatdagi vodorod, kislorod, azot va hakozalar kiradi.

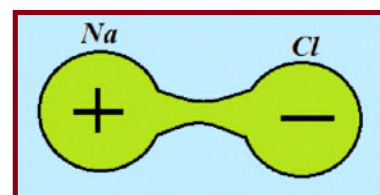
2. **Dipol qutblanish (yo'nalish bo'yicha joylashadigan qutblanish).** Tashqi maydon bo'lmaganda issiqlik harakati natijasida dipolar bir-biriga nisbatan xotik holda joylashib qoladi. Shu sababli dielektrik sirtida va hajmida (2, d – rasmda shtrixlangan to'g'ri to'rtburchak) elektr zaryadi o'rta hisobda nolga teng bo'ladi va dielektrik ichida elektr maydon hosil bo'lmaydi. Dielektrikni qarama-qarshi ishorali va orasidagi elektr maydon bir jinsli bo'lgan ikkita parallel



3-rasm. Tashqi elektr maydonida dipolning α burchakka og'ishi.

metal plastinka orasiga joylashtiraylik. Tashqi elektr maydon ta'sirida dielektrikdagi molekularning musbat va manfiy zaryadlarining vaziyatlari avvalgisiga nisbatan biroz siljiydi. Dipolning elektr momenti deb, q zaryad absolyut qiymatining musbat va manfiy zaryadlarining og'irlik markazlari orasidagi l masofaga ko'paytmasiga aytiladi, ya'ni $p = ql = 1 \text{ C} \cdot \text{m}$. Dipol manfiy zaryaddan musbat zaryadga yo'nalgan bo'ladi. Har bir molekula o'z dipol momenti $p = ql$ ga ega. Har bir elektr dipolga tashqi maydon ikkita kuch bilan ta'sir qiladi. Bu kuchlarning kattaligi teng bo'lib, yo'nalishi qarama-qarshidir. Bu juft kuchlar elektr maydondagi dipolni aylantiruvchi mexanik moment hosil qiladi. Dipol qutblanishda $p = \text{const}$ bo'ladi va u E ning ortishi bilan ko'proq bir tomonga yo'naladi, chunki elektr maydonga joylashtirilgan dipolga aylantiruvchi mexanik moment ta'sir qiladi va uni kuch chiziqlariga nisbatan buradi (3 – rasm). Bunda dipolning elektr momenti $\vec{p}$ vektor tashqi maydon kuchlanganligi $\vec{E}$ vektor bilan α burchak hosil qiladi. Musbat zaryadga $\vec{F}_1 = |q|\vec{E}$, manfiy zaryadga esa teskari yo'nalishdagi $\vec{F}_2 = |q|\vec{E}$ kuch ta'sir etadi. Bu juft kuch hosil qilgan aylantiruvchi mexanik moment $M = Fl \sin \alpha$ ga teng. $F = qE$ va $p = qE$ bo'lganligi uchun $M = pE \sin \alpha$ bo'ladi. $p = \text{const}$ bo'lganda dipol molekularining aylantiruvchi mexanik momenti tashqi elektr maydon kuchlanganligi $\vec{E}$ ga hamda $\vec{p}$ va $\vec{E}$ vektorlari orasidagi burchakning sinusiga to'g'ri proporsional. Tajribalarda tasdiqlanishicha, p kattalik absolyut harorat T ga teskari proporsional ekan. 3 – rasmdan ko'rinadiki, tashqi elektr maydon dipolni shunday burishga harakat qiladiki, uning elektr momenti $\vec{p}$ vektorining yo'nalishi $\vec{E}$ ning yo'nalishi bilan mos tushadi. Bu holda $\alpha = 0$ va $M = 0$ bo'ladi. Dipol bu yo'nalishdan o'tganida yana aylantiruvchi mexanik moment paydo bo'ladi va uni birinchi holatga qaytaradi. Dipolning tashqi maydon kuch chiziqlari bo'ylab yo'nalishiga dipollarning tartibli joylashuvini buzadigan xotik issiqlik harakati qarshilik qiladi.

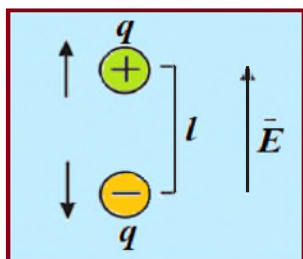
3. **Ion qutblanish.** Bunday qutblanish ion kristallarda hosil bo'ladi. Bunda tashqi elektr maydon ta'sirida kristall panjaradagi musbat ionlar maydon yo'nalishida, manfiy ionlar tashqi maydon yo'nalishiga qarama-qarshi yo'nalishda siljiydi. Bu jarayon ion qutblanish deb ataladi. Ushbu holda siljish elektronli qutblanishdek juda tez sodir bo'ladi. Ion kristallar issiqlikdan kengayadi, natijada ionlar orasidagi o'zaro ta'sir kuchi susayadi, harorat ko'tarilganda ion qutblanish ortadi. Masalan, NaCl osh tuzini ko'raylik. Natruy atomining tashqi elektron orbitasida bitta



4-rasm. Na va Cl ionlarining ionli qutblanishi.

valent elektroni, xlorning esa yettita valent elektroni bor. Molekula hosil bo'lishida natriyning yagona valent elektronini xlor oladi va ikkala neytral atom zaryadining ishorasi qarama-qarshi bo'lgan ikkita iondan iborat bo'lgan sistemaga aylanadi (4 – rasm). Musbat va manfiy zaryadlar hajm bo'ylab simmetrik taqsimlangan emas, musbat zaryadning taqsimot markazi natriy ioniga, manfiy zaryadning taqsimot markazi xlor ioniga to'g'ri keladi. To'lig'icha olib qaralganda zaryadlari neytral bo'lgan bunday sistema elektr dipol bo'ladi. Ion qutblanishli dielektrlarga osh tuzi, kaliy xlorid, seziy xlorid va boshqalar kiradi.

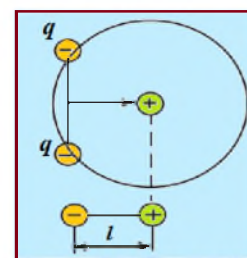
Dielektrlarning qutblanishi. Qutblanish vektori.



5-rasm. Tashqi elektr maydon ta'sirida qutbsiz molekulaning dipol momentiga ega bo'lishi.

Tashqi elektrostatik maydon $\vec{E}$ ta'sirida qutbsiz molekula zaryadlari siljiy boshlaydi. Musbat zaryadlar maydon yo'nalishda, manfiy zaryadlar maydonga teskari yo'nalishda siljiydi (5 - rasm). Shunday qilib, molekula $\vec{p} = q\vec{l}$ dipol momentiga ega bo'ladi.

Ikkinchi turdagi dielektrlar (H_2O , NH_3 , SO_2 , CO) molekulalaridagi elektronlar yadro atrofida nosimmetrik joylashgan bo'ladi va tashqi elektrostatik maydon bo'lmaganda ham musbat va manfiy zaryadlarning og'irlik markazlari ustma-ust tushmaydi. Bunday dielektrik molekulalari tashqi maydonsiz ham dipol momentiga ega bo'lib, ular qutbli molekulalar deb ataladi (6 - rasm).



6-rasm. Qutbli molekula dipoli.

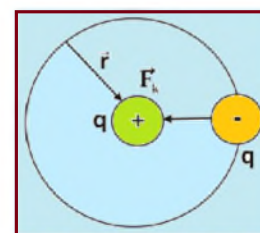
Tashqi elektrostatik maydon bo'lmaganda molekulalarning tartibsiz harakati tufayli dielektrik bo'yicha molekulalarning umumiy dipol momentlari nolga teng bo'ladi. Agar bunday dielektrik tashqi elektrostatik maydonga qo'yilsa, maydon kuchlari dipollarni maydon yo'nalishiga qarab burishga harakat qiladi va noldan farqli umumiy dipol momenti paydo bo'ladi. Shunday qilib, tashqi elektrostatik maydon ta'sirida ikkala turdagi dielektrikda ham noldan farqli dipol momentlari hosil bo'ladi. Bu hodisa dielektrlarning qutblanishi deb ataladi. Demak, qutblanish deb, tashqi elektrostatik maydon ta'sirida dipollarning maydon kuch chiziqlari tomon yo'nalishini o'zgartirish jarayoniga aytiladi.

Quyidagi qutblanish turlari mavjuddir:

- 1) elektronli qutblanish;
- 2) orientatsiyaviy yoki dipolli qutblanish.

Elektronli qutblanish deb, qutbsiz molekulalardan tashkil topgan dielektrik, tashqi elektrostatik maydonga kiritilganda, atomlar elektron qobiqlarining deformatsiyasi hisobiga induksiyaviy dipol momentlari hosil bo'lishiga aytiladi.

Orientatsiyaviy yoki dipolli qutblanish deb, qutbli molekulalardan tashkil topgan dielektrik tashqi elektrostatik maydonga kiritilganda, tartibsiz yo'nalgan molekulalar dipol momentlarining maydon yo'nalishiga qarab burilishiga aytiladi. Ammo, molekulalar issiqlik harakati natijasida faqat ayrim molekulalarning dipol momentlari maydon yo'nalishi bo'yicha joylashadi va u maydon kuchlanganligiga bog'liq bo'ladi. Molekulalari qutbsiz bo'lgan dielektrlarning eng

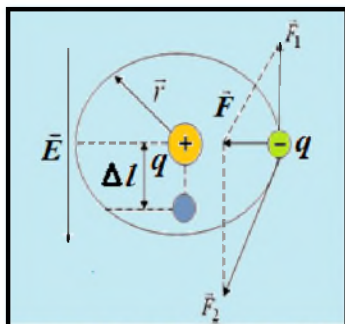


7-rasm. Vodorod atomi - ning dipoli.

soddasi vodorod molekulasining atomidir. Tashqi elektrostatik maydon bo'lmaganda $\vec{E} = 0$, vodorod atomidagi bitta elektron yadro atrofida $\vec{r}$ radiusli orbita bo'ylab harakatlanadi (7 - rasm). Bu holda elektronning yadroga tortilish kuchi Kulon qonuniga asosan: $F_k = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$ dan iborat bo'ladi, markazga intilma kuch esa $\vec{F}_{mi} = m\omega^2 \vec{r}$ ga teng. Elektronning yadroga tortilish kuchi markaz-ga intilma kuch bilan muvozanatda bo'ladi:

$$\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = m\omega^2 r, \quad (19.3)$$

bu yerda ω – elektronning orbita bo'ylab harakatining burchak tezligidir. Kuchlanganligi $\vec{E}$



8-rasm. Vodorod atomi dipolining tashqi elektr maydonidagi deformatsiyasi.

bo'lgan elektrostatik maydonga atom kiritilsa, elektron orbitasi deformatsiyalanib, $\vec{E}$ – vektorning yo'nalishiga qarama-qarshi tomonga Δl – masofaga siljiydi. Bunda $\vec{F}_{mi} = m\omega^2 \vec{r}$ markazga intilma kuch teng ta'sir etuvchi kuch $\vec{F}$ dan iborat bo'lib, elektrostatik maydonning elektronga ta'sir kuchi $\vec{F}_1 = q\vec{E}$ va elektronning yadroga tortilish kuchi $\vec{F}_2$ dan iborat bo'ladi (8 - rasm). Rasmdagi burchaklardan

$$\frac{\Delta l}{r} = \frac{F_1}{F} \quad \text{va} \quad \frac{\Delta l}{r} = \frac{qE}{m\omega^2 r}, \quad (19.4)$$

munosabatlarga ega bo'lamiz. Demak, induktsiyalangan dipolning yelkasi Δl quyidagiga teng bo'ladi:

$$\Delta l = \frac{qE}{m\omega^2}, \quad (19.5)$$

va shu dipolning elektr momentini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$p_l = q\Delta l = \frac{qE}{m\omega^2} q, \quad (19.6)$$

Agar (19.3) – ifodadagi $m\omega^2$ ni (19.6) – ifodaga qo'yilsa, dipolning elektr momenti quyidagi ko'rinishni oladi:

$$m\omega^2 = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r^3}, \quad p_l = 4\pi\epsilon_0 r^3 E \quad (19.7)$$

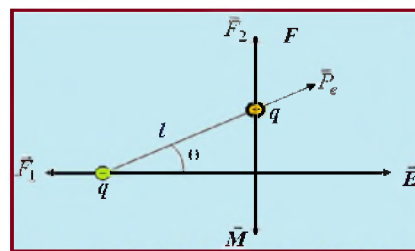
Agar atomning hajmini $V = (4/3) \cdot \pi r^3$ ga teng deb olsak, $p_l = 4\pi\epsilon_0 r^3 E = 3V \cdot \epsilon_0 E$ ga ega bo'lamiz. $\alpha = 3V$ – proporsionallik koeffitsienti bo'lib, unga atomning qutblanuvchanligi deyiladi.

$$\vec{p}_l = \alpha \epsilon_0 \vec{E}, \quad (19.8)$$

Demak, atomning qutblanuvchanligi uning uchlangan hajmiga teng bo'lgan fizik kattalikdir. Endi faraz qilaylik, bir jinsli ($\vec{E} = \text{const}$) tashqi elektrostatik maydonga dielektrikning qutbli molekulasi joylashtirilgan bo'lsin (9 - rasm). Qutbli dipolning elektr

momentining vektori $\vec{p}_i$ tashqi maydon kuchlanganligi vektori $\vec{E}$ bilan θ burchak hosil qilsin. Dipolga quyidagi juft kuchlar ta'sir qiladi:

$$\vec{F}_1 = q\vec{E}, \quad \vec{F}_2 = q\vec{E} \quad (19.9)$$



9-rasm. Tashqi elektr maydonda dipolga ta'sir etuvchi kuchlar.

Bu juft kuchlarning momenti $\vec{M}$ ning son qiymati quyidagiga teng bo'ladi

$$M = Fl \sin\theta = qEl \sin\theta = p_i E \sin\theta, \quad (19.10)$$

vektor ko'rinishda esa $\vec{M} = [\vec{p}_i \cdot \vec{E}]$ bilan ifodalanadi. $\vec{M}$ vektor $\vec{p}_i$ va $\vec{E}$ vektorlar yotgan tekislikka perpendikulyar bo'lib, soat milining yo'nalishi bilan mos tushadi. Juft kuchlar momenti $\vec{M}$, dipolning elektr momenti $\vec{p}_i$ tashqi elektrostatik maydon kuchlanganligining vektori $\vec{E}$ bilan mos tushguncha ta'sir qiladi. Dipolning elektrostatik maydon bo'ylab burilishi dipolli qutblanish yoki orientatsiyaviy qutblanish deb ataladi. Agar dipol bir jinsli bo'lmagan ($\vec{E} \neq \text{const}$) elektrostatik maydonga kiritilsa, $+q$ zaryad atrofida $\vec{E}_1$, $-q$ zaryad atrofida $\vec{E}_2$ maydon kuchlanganliklari hosil bo'ladi. Juft kuchlar yig'indisi quyidagiga teng bo'ladi.

$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 = q(\vec{E}_1 - \vec{E}_2), \quad (19.11)$$

$\vec{E}_1 - \vec{E}_2$ dipolning yelkasi l bo'yicha, o'rtacha maydon kuchlanganligidir, ya'ni $\vec{E}_1 - \vec{E}_2 = l(d\vec{E}/dl)$

Demak,

$$\vec{F} = ql \cdot \left\{ \frac{d\vec{E}}{dl} \right\} = p_i \cdot \left\{ \frac{d\vec{E}}{dl} \right\}. \quad (19.12)$$

Skalyar ko'rinishda esa,

$$F = \frac{d}{dl} (\vec{p} \cdot \vec{E})$$

ga tengdir. (19.12) – ifodani quyidagicha ifodalashimiz mumkin

$$\vec{F} = \text{grad}(\vec{p} \cdot \vec{E})$$

Dielektrikning qutblanganlik darajasini xarakterlash uchun, qutblanish vektori deb ataluvchi fizik kattalik tushunchasi kiritiladi. Qutblanish vektori ($\vec{p}_i$) deb, dielektrikning bir birlik hajmidagi barcha dipollar elektr momentlarining vektor yig'indisiga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi, ya'ni ΔV elementar hajmdagi n ta dipolning elektr momentlari yig'indisini ΔV hajmga bo'lgan nisbatiga teng

$$\vec{p}_i = \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^n \vec{p}_{ii}, \quad (19.13)$$

bunda $\vec{p}_{ii}$ – qutblangan i – molekulaning elektr momenti.

Agar qutbsiz molekullar izotrop dielektriklar bir jinsli elektrostatik maydonga kiritilsa, dipolning elektr momenti $\vec{p}_{li}$ barcha molekullar uchun bir xil bo'ladi:

$$\vec{p}_l = \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^n \vec{p}_{li} = \frac{n\vec{p}_{li}}{\Delta V} = n_0 \vec{p}_{li}, \quad (19.14)$$

bu yerda n_0 – dielektrikning birlik hajmidagi molekullar soni – konsentratsiyasidir. Demak, qutbsiz molekulada induktsiyalangan dipolning elektr momenti quyidagicha ifodalanadi:

$$\vec{p}_l = n_0 \cdot \epsilon_0 \alpha \cdot \vec{E}, \quad (19.15)$$

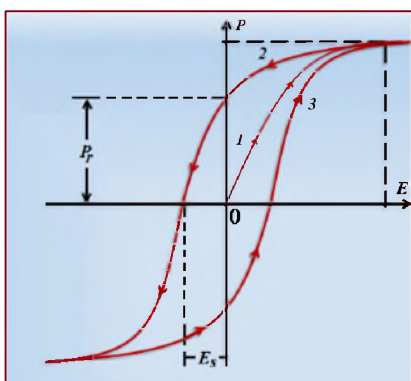
agar $n_0 \cdot \alpha = \chi_1$ deb belgilasak, α – atomning qutblanuvchanligi, χ_1 – dielektrikning dielektrik qabul qiluvchanligini bildiradi.

$$\chi_1 = 4\pi r^3 \cdot n_0, \quad (19.16)$$

Dielektrik qabul qiluvchanlik deb, bir birlik hajmdagi dielektrik molekullarining qutblanuvchanligiga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi.

Dielektrik singdiruvchanlik. Segnetoelektriklar. Pyzeoelektrik effekt.

Bu dielektriklar o'ziga xos guruhni tashkil qiladi. Segnetuzining qutblanish xarakteristikalarini I.V. Kurchatov, P.P. Kobeko va boshqalar tomonidan tekshirilgan. Segnetoelektrik kristallarda o'z-o'zidan qutblangan makroskopik sohalar paydo bo'ladi va ularda alohida molekullarning dipol momentlari tashqi maydon bo'lmaganda har xil tomonga yo'nalgan bo'ladi.



10-rasm. Qutblanish vektori p ning elektr maydon kuchlanganligi E ga bog'liqligi.

Segnetoelektrik tashqi elektr maydonga kiritilganda maydon yo'nalishi bo'ylab qutblanadigan sohalar tartibli yo'naladi va kuchsiz elektr maydonda ham bu dielektrik katta ϵ dielektrik singdiruvchanlikka ega bo'ladi va u bir necha minglarni tashkil qiladi. Segnetoelektrikni qizdirish natijasida o'z-o'zidan qutblangan sohalar biror haroratda buziladi va dielektrik singdiruvchanlik ϵ bir necha o'n marotaba kamayadi va u oddiy dielektrik bo'lib qoladi. Segnetuzi uchun bu kritik harorat $+25^\circ\text{C}$. Boshqa segnetoelektriklar uchun bu harorat boshqacha bo'ladi. Ba'zi qutblangan molekullardan tashkil topgan qattiq dielektriklarda pyzeoelektrik hodisa kuzatilgan. Bunday effektini ba'zi dielektriklarda fransuz fizigi Pyer Kyuri kuzatganligi uchun

uning sharafiga pyzeoelektrik effekt deb atalgan. Agar bunday modda kristali elastik deformatsiyalansa, cho'zilsa yoki siqilsa uni tashkil qilgan molekulyar dipollar ma'lum yo'nalishda burilishi va kristall qutblanishi mumkin. Bu hodisa pyzeoelektrik effekt deyiladi. Bunda kristallning qarama-qarshi qirralarida bog'langan zaryadlar paydo bo'ladi va bu qirralar orasida potentsiallar ayirmasini hosil qiladi. Agar kristall cho'zishdan keyin siqilsa qutblanish hamda potentsiallar ayirmasining ishoralari teskarisiga o'zgaradi. Bunday kristallarda teskari pyzeoelektrik effekt kuzatiladi. Agar kristallga tashqi potentsiallar ayirmasi qo'yilsa, dipollarning burilishi sababli, cho'zilish yoki siqilish deformatsiyasi kuzatiladi. Tashqi elektr maydon ta'sirida dielektrik o'lchamining o'zgarishi elektrostriksiya deyiladi.

D ning E ga bog'lanishi chiziqli emas, demak, dielektrik kirituvchanlik maydonning kuchlanganligiga bog'liq bo'ladi (10 – rasmdagi egri chiziqning 1 shoxchasi). Maydon

o'zgarganda qutblanish vektori $\vec{p}$ ning qiymatlari (demak, $\vec{D}$ ning qiymatlari ham) maydon kuchlanganligi E ning qiymatlaridan kechikib o'zgaradi, natijada $\vec{p}$ va $\vec{D}$ lar E ning ayni vaqtdagi qiymatlarigagina bog'liq bo'lmay, ilgariqi qiymatlariga ham bog'liq bo'ladi, ya'ni dielektrikda avval bo'lib o'tgan voqealarga ham bog'liq bo'ladi. Gu hodisa gisterezis (grekcha "gisterezis" – kechikish degani) deb ataladi. Agar maydon davrli o'zgarsa, $\vec{p}$ ning E ga bog'liqligi 10 – rasmda ko'rsatilgan egri chiziq bilan ifodalanib, bu chiziq gisterezis sirtmog'i deb ataladi. Maydonning dastlabki paydo qilinishida E ning o'sishi bilan qutblanish ortib boradi va egri chiziqning 1 shoxchasi orqali ifodalanadi. $\vec{p}$ ning kamayishi 2 shoxcha bo'yicha ro'y beradi. E ning qiymati nolga teng bo'lganda modda qutblanishi $\vec{p}_r$ ga teng bo'lib qoladi, bu qiymatni qoldiq qutblanish deyiladi. Kuchlanganligi E_s ga teng bo'lib, teskari yo'nalgan maydon ta'siridagina qutblanish nolga teng bo'lishi mumkin. Maydon kuchlanganligining ushbu qiymati koersitiv kuch deb ataladi. Agar E ni yana o'zgartirsak, gisterezis sirtmog'ining 3 shoxchasi paydo bo'ladi va hakoza.

Nazorat savollari

1. Dielektrik deb nimaga aytiladi?
2. Dielektrlarni elektr maydoniga joylashtirganda qanday hodisalar kuzatiladi?
3. Dipol momenti deganda nimani tushunasiz?
4. Dielektrlarning qutblanishining necha turi bor va ular qanday?
5. Segnetoelektrlar deganimiz nima?
6. Gisterezis sirtmog'i qanday vujudga keladi?

O'ZGARMAS TOK QONUNLARI

Reja:

1. Elektr toki, tok kuchi va tok zichligi.
2. Tokning ta'sirlari.
3. Tashqi kuchlar. Elektr yurituvchi kuch va kuchlanish.
4. Zanjirning bir qismi uchun Om qonuni. O'tkazgichlarning qarshiligi.
5. To'liq zanjir uchun Om qonuni. Kirxgof qoidalari.

Biz oldingi mavzuda harakatsiz elektr zaryadi va unga bog'liq bo'lgan fizik hodisalarni o'rgandik. Endi ularning harakati bilan bog'liq jarayonlarni ko'rib chiqamiz. Elektr zaryadlari yoki zaryadlangan makroskopik jismlarning harakati bilan bog'liq hodisa va jarayonlarni o'rganishda elektr toki tushunchasi muhim ahamiyatga egadir.

Elektr toki, tok kuchi va tok zichligi.

Elektr toki.

Elektr toki deb, zaryadlangan zarrachalarning tartibli (yo'nalgan) harakatiga aytiladi. Bunda

Uchta hol bo'lishi mumkin. Biror jismni zaryadlab, uni fazoda ko'chirsak, elektr zaryadlari jism bilan birga ko'chadi. Bunday tokka *konveksion tok* deyiladi. Tashqi elektr maydoni ta'sirida – o'tkazgichlardagi musbat zaryadlar maydon bo'ylab, manfiy zaryadlar esa maydonga qarshi harakatga keladi, ya'ni o'tkazgichda elektr toki vujudga keladi. Demak, mikroskopik elektr zaryadlar qo'zg'almas jism (metallar, yarimo'tkazgichlar va gazlar) ichida nisbatan tartibli harakatlanadi. Bu tokka *o'tkazuvchanlik toki* deyiladi. Shartli ravishda elektr tokning yo'nalishi musbat zaryadlarning harakat yo'nalishi bilan mos, manfiy zaryadlarning harakatiga esa qarama-qarshi deb qabul qilingan. Masalan metallardagi elektr tokining yo'nalishi elektronlarning harakat yo'nalishiga qarama-qarshi deb olinadi. Uchinchi holdagi toklarga *vakuumdagi toklar* kiradi.

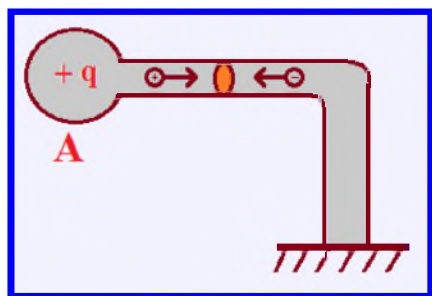
Agar elektr zaryadlarining batartib harakati zaryadlangan makroskopik jismlarning fazodagi ko'chishidan iborat bo'lsa, bunday tokka ko'chish toki deyiladi.

Elektr toki vujudga kelishi va mavjud bo'lishi uchun:

- a) batartib harakat qilishi mumkin bo'lgan erkin zaryadlangan zarralar;
- b) energiyasini bu zarralarning batartib harakatiga sarflaydigan elektr maydoni bo'lishi zarur.

Tok kuchi.

Elektr tokining qonunlarini o'rganishda texnik jihatdan juda muhim bo'lgan o'tkazuvchanlik tokidan boshlaymiz va uning asosiy tushunchalarini kiritamiz. 1 – rasmda ko'rsatilgan tajribani bajaraylik.



1 - rasm. +q zaryadga ega A jism.

+q zaryad bilan zaryadlangan A jismni yerga ulaymiz. Bunda A jism zaryadsizlana boshlaydi. Δt vaqt oralig'ida A jismning zaryadi biror Δq miqdorga kamayadi. O'tkazgichning ko'ndalang kesim yuzasi orqali ($\Delta t = 1 \text{ s}$) vaqt birligi ichida oqib o'tadigan Δq elektr miqdoriga tok kuchi deyiladi va I harfi bilan belgilanadi.

$$I = \frac{\Delta q}{\Delta t} \quad (20.1)$$

bu yerda Δq o'tkazgich ko'ndalang kesimidan Δt vaqtda oqib o'tgan zaryad miqdori.

Agar teng vaqt oraliqlarida o'tkazgichning istalgan kesim yuzasidan bir xil elektr zaryadi o'tsa, ya'ni $I = \Delta q / \Delta t = \text{const}$ bo'lsa, bunda tok kuchi vaqtga bog'liq bo'lmay qoladi. Har qanday teng vaqt oralig'ida o'tkazgichning har qanday kesim yuzasidan bir xil miqdordagi elektr zaryadi o'tsa va bu zaryadlarning harakat yo'nalishi o'zgarmasa, bunday tok o'zgarmas tok deyiladi va uni quyidagicha yozamiz:

$$I = \frac{q}{t}. \quad (20.2)$$

Tokning yo'nalishi va kattaligi davriy ravishda o'zgarib tursa, ya'ni $I = \Delta q / \Delta t \neq \text{const}$ bo'lsa, bunday tok o'zgaruvchan tok deyiladi. Tok kuchining SI dagi birligi – 1 amper (A) – asosiy birlikdir. U frantsuz fizigi A. Amper (1775-1836) sharafiga shunday nomlangan. «Tok kuchi» atamasi tokka ishlatilganda «kuch» so'zi mexanikadagi «kuch» so'ziga hech qanday aloqasi yo'q. Tok kuchi zaryad kabi skalyar kattalikdir. Tok kuchi musbat yoki manfiy bo'lishi mumkin, agar tokning yo'nalishi tanlangan yo'nalish bilan bir xil bo'lsa, tok kuchi $I > 0$ bo'ladi, aks holda $I < 0$ bo'ladi.

Tok zichligi.

O'tkazgich ko'ndalang kesimining birlik yuzasi orqali o'tuvchi tok kuchiga teng bo'lgan kattalikka tok zichligi j deyiladi.

$$j = \frac{\Delta I}{\Delta S}$$

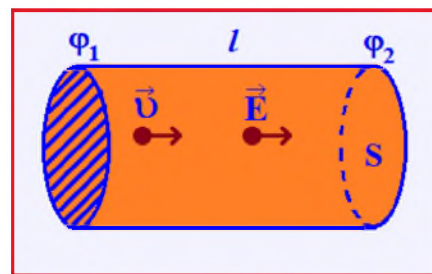
Agar tok o'zgarmas bo'lsa, bir jinsli o'tkazgichning har qanday kesimida j bir xil bo'ladi va $j = I/t = q/St$ deb yozish mumkin. Zaryad tashuvchi zarralar tartibli harakatining o'rtacha $\bar{v}$ tezligi o'tkazgichdagi maydon kuchlanganligi $\vec{E}$ ga to'g'ri proporsional bo'ladi.

$$\bar{v} = \mu \vec{E} \quad (20.3)$$

Maydon kuchlari ta'sirida yuzaga kelgan zaryad tashuvchi zarralar harakat tezligining o'tkazgich moddasining turiga va tashqi sharoitga bog'liqligini ifodalovchi μ proporsionallik koeffitsienti tok tashuvchi zarrachalarning harakatchanligi deb ataladi. Harakatchanlik maydon kuchlanganligi birga teng bo'lganda o'tkazgichdagi tok tashuvchilar yo'nalgan harakatining tezligi bilan o'lchanadi. SI da zaryadlar harakatchanligining o'lchov birligi: $1 \text{ m}^2/\text{Vs} = 1 \text{ A} \cdot \text{s}^2/\text{kg}$.

Maydon kuchlanganlik chiziqlari o'tkazgichning kesim yuzasi tekisligiga perpendikulyar, tok tashuvchi zarrachalar esa musbat zaryadlangan va bir xil e^+ zaryadga ega deb faraz qilaylik. O'tkazgichdagi maydon kuchlanganligi $\vec{E}$, o'tkazgichning hajm birligidagi harakatchan zaryad tashuvchilar soni n , ularning o'tkazgichdagi yo'nalgan harakatining tezligi $\bar{v}$ bo'lsin. O'tkazgich ichida l yasovchisi $\vec{E}$ ga parallel, ko'ndalang kesim yuzasi esa S bo'lgan silindr ajratamiz (2 - rasm). U holda silindr ko'ndalang kesimi S orqali $t = l/\bar{v}$ vaqt ichida $q = nS\bar{v}t$ zaryad miqdori o'tadi. Bu holda silindrning S ko'ndalang kesimi orqali o'tuvchi tok kuchi $I = q/t$ ga, tok zichligi esa

$$\vec{j} = \frac{I}{S} = ne^+ \cdot \bar{v} \quad (20.4)$$



2 - rasm. Syuzali o'tkazgichdan yaryad-larning oqishi.

ga teng bo'ladi. $\vec{j} = \mu \vec{E}$ bo'lganligidan quyidagini topamiz:

$$\vec{j} = \mu n e^+ \vec{E}.$$

Maydon kuchlanganligi $\vec{E}$ –vektor, μ, n va e^+ lar esa skalyar kattalik bo'lganligidan $\vec{j}$ – vektor kattalik bo'ladi. Ya'ni tok zichligining yo'nalishi $\vec{E}$ vektorining yo'nalishiga mos keluvchi vektor kattalikdir. Tokning yo'nalishi qilib, shartli ravishda musbat zaryadlangan zarrachalarning yo'nalishi qabul qilingan: $I = \mu n e^+ S E$.

Shunday qilib, o'tkazgichdagi tok zichligi undagi erkin zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasiga va ularning harakat tezligiga bog'liq ekan. Shuni ta'kidlash lozimki metallardagi elektronlarning konsentratsiyasi amalda o'zgarmas bo'ladi. U temperaturaga ham bog'liq emas.

Elektronlarning harakat tezligi.

Yuqoridagi ifodadan foydalanib o'tkazgichdagi elektronlarning yo'naltirilgan harakatining o'rtacha tezligini topish mumkin. Hisoblashni mis o'tkazgich ($n = 8,5 \cdot 10^{28} \text{ m}^{-3}$) va mumkin bo'lgan eng katta tok zichligi $j = 10^7 \text{ A/m}^2$ uchun amalga oshiramiz. Kattaliklarning qiymatlarini (20.4) ga qo'ysak ($e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$)

$$v = \frac{10^7 \frac{\text{A}}{\text{m}^2}}{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C} \cdot 8,5 \cdot 10^{28} \text{ m}^{-3}} \approx 8 \cdot 10^{-4} \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

Elektronlarning xona temperaturasidagi issiqlik harakat o'rtacha tezligi taxminan 10^5 m/s ni tashkil qilib, u elektronlarning o'tkazgichdagi yo'naltirilgan harakat tezligidan qariyb 10^8 marta katta ekan. Unda elektr tokining tarqalish tezligi nimaga teng degan savol tug'iladi.

Elektr tokining tarqalish tezligi.

Elektronlarning o'tkazgichdagi yo'naltirilgan harakat tezligi va elektr tokining tarqalish tezligi mutlaqo bir xil narsa emas. Elektr tokining tarqalish tezligi elektr maydonining tarqalish tezligidir. Shu maydon ta'sirida o'tkazgichdagi barcha erkin elektronlar qariyb bir paytda o'zlarining yo'naltirilgan harakatlarini boshlaydilar. Chunki-elektr maydoning tarqalish tezligi yorug'likning tezligi $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ ga tengdir. Masalan tok manbaidan l masofada bo'lgan iste'molchiga elektr tokining etib borish vaqti $t = l/c$ ifoda yordamida aniqlanadi.

SI da zaryad miqdorining birligi – Kulon (C), u fransuz fizigi Sh. Kulon sharafiga shunday nomlangan.

Tokning ta'sirlari.

Elektr tokining uch xil ta'siri mavjud: kimyoviy, elektr va issiqlik.

Tokning kimyoviy ta'siri. Elektr toki eritmalardagi kimyoviy moddalarni tarkibiy qismlarga ajratib beradi, bunga misol qilib elektroliz hodisasini olish mumkin. Elektroliz hodisasi hamma o'tkazgichlarda ham ro'y beravermaydi. Elektr tokini o'tkazishiga qarab, o'tkazgichlar ikki guruhga bo'linadi.

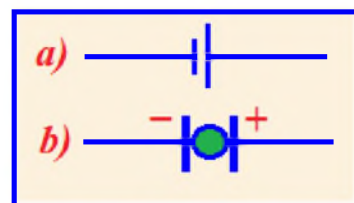
Tokning kimyoviy ta'siri kuzatilmaydigan o'tkazgichlarni 1 – guruh o'tkazgichlar deyiladi, bularga metallar, ularning qotishmalari, ko'mir va ko'pgina kimyoviy birikmalar kiradi. Elektroliz hodisasi ro'y beradigan o'tkazgichlar elektrolitlar deb ataladi va ularni 2 – guruh o'tkazgichlar deb ataladi. Bularga kislota, ishqor va tuzlarning suvdagi ertmalari kiradi.

Tokning magnit ta'siri. 1820 – yilda daniyalik fizik Ersted tokli o'tkazgichni magnit strelkasiga ta'sir etib, uning burishini aniqladi. Tok qo'shni toklarga (tokli o'tkazgichlarga va magnitlangan jismlarga) qandaydir bir kuch bilan ta'sir qiladi. Bunga tokning magnit ta'siri deyiladi. Tokning magnit maydoni o'tkazgichning tabiatiga bog'liq bo'lmagan holda tok o'tayotgan har qanday o'tkazgich atrofida, albatta, hosil bo'ladi. Tokli o'tkazgichka magnit strelkasi yaqinlashtirilganda, u buriladi. Elektroliz vaqtida eritmalardan o'tayotgan elektr toki atrofida ham magnit maydon hosil bo'ladi, unga yaqinlashtirilganda magnit strelkasi buriladi.

Elektr tokining issiqlik ta'siri. Tok modda orqali o'tganda, modda tarkibiga kiruvchi boshqa zaryad varrachalar bilan o'zaro ta'sirlashadi. Masalan, metalldagi elektronlar panjaradagi ionlar bilan to'qnashib, maydondan olgan energiyasini yo'qotadi, bunda metal isiydi. Demak, modda orqali tok o'tganda hamma vaqt uning ichki energiyasi ortadi. Metall o'tkazgichdan elektr tokini o'tkazib, uni istalgan haroratgacha qizdirish mumkin, ya'ni metallarni eritish, hatto ularni bug'lantirish mumkin. O'ta o'tkazgichlardan tok o'tganda ular isimaydi.

Tashqi kuchlar. Elektr yurituvchi kuch va kuchlanish.

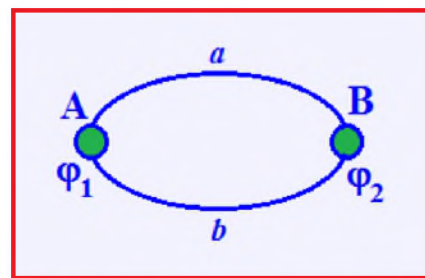
Oldingi mavzularda qayd qilib o'tganimizdek, elektr toki vujudga kelishi uchun zarur bo'lgan shartlardan biri erkin zaryadlangan zarralarning batartib harakatini ta'minlovchi kuchlarning mavjudligidir. Buning uchun erkin zaryadlarga tashqi kuchlar ta'sir etmog'i kerak. Tashqi kuchlarning vujudga kelishini va ta'sirini ta'minlovchi qurilmaga tok manbai deyiladi. Bunday qurilmalarda turli ismli zaryadlarning bo'linishi ro'y beradi. Zaryadlar tashqi kuchlar ta'sirida, tok manbai ichida, elektr maydoni kuchlari ta'siriga qarama-qarshi yo'nalishda harakat qiladi. Buning natijasida tok manbai qutblarida doimiy potentsiallar farqi saqlanib turadi.



3-rasm. O'zgarmas tok manbalarining sxematik tasviri.

O'zgarmas tok manbalarining sxematik tasviri 3-rasmda ko'rsatilgan. O'zgarmas tok manbaining musbat qutbi uzun, manfiy qutbi esa kalta chiziq bilan ko'rsatiladi (3, a-rasm). Generator qutblariga esa "+" va "-" belgilar qo'yiladi (3, b-rasm).

Zanjirda elektr toki vujudga kelishi va mavjud bo'lishini tasavvur qilish uchun qo'yidagicha tajribani o'tkazaylik. Turli potentsialli ($\varphi_1 > \varphi_2$) A va B jismlar o'tkazgich orqali tutashtirilib ulardan tok oqmoqda (4 - rasm). Jismlarning potentsiallari tenglashishi bilan o'tkazgich orqali oqayotgan tok to'xtaydi. Zanjirda doimiy tokni saqlab turish uchun $\varphi_1 - \varphi_2 = \text{const}$ potentsiallar farqini o'zgartirmay saqlash zarur. Buni esa, zaryadlarni B jismdan A jismga qaytarish bilangina amalga oshirish mumkin. Boshqacha aytganda tok oqadigan kontur yopiq bo'ladi (AaBbA). Lekin BbA qismida zaryadlar elektr kuchlariga qarshi ko'chishlari kerak. Bu ko'chirishni esa elektr tabiatiga ega bo'lmagan tashqi kuchlarga amalga oshirishlari mumkin. Ular butun zanjir bo'ylab yoki uning biror qismida ta'sir qilishi mumkin.



4-rasm. O'tkazgich bilan tutashtirilgan har xil potentsialli jismlar.

Elektr yurituvchi kuch.

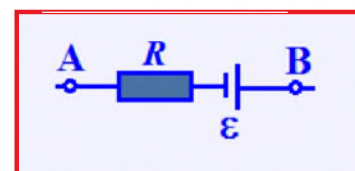
Tashqi kuchlar zaryadlarni ko'chirish uchun ma'lum ish bajaradi. Birlik musbat elektr zaryadni butun zanjir bo'ylab ko'chirishda tashqi kuchlar bajaradigan ish tok manbaining elektr yurituvchi kuchi (E.Y.K) deyiladi. Elektr yurituvchi kuchning SI dagi birligi – volt (V).

O'zgarmas tok oqadigan o'tkazgichning ichida bir paytning o'zida ham kulon (E_c), ham tashqi (E_t) maydon kuchlari mavjud bo'ladi. Maydonning natijaviy kuchlanganligi esa superpozitsiya printsipiga muvofiq aniqlanadi, ya'ni

$$\vec{E} = \vec{E}_c + \vec{E}_t \quad (20.5)$$

o'tkazgichdan elektr toki oqib q zaryadning ko'chishida ham kulon kuchlari (A_c), ham tashqi kuchlar (A_t) ish bajaradi. To'la ish esa bu ishlarning yig'indisiga teng bo'ladi:

$$A = A_c + A_t$$



5-rasm. R qarshilikka ega zanjir.

Bu tenglikning har ikkala tomonini ham q ga bo'lib va uni 5-rasmdagi zanjirga qo'llab olamiz

$$\frac{A_{AB}}{q} = \frac{A_c}{q} + \frac{A_t}{q} \quad (20.6)$$

$\frac{A_c}{q} = (\varphi_A - \varphi_B)$ - A va B nuqtalar orasidagi potentsiallar farqini, $\frac{A_t}{q} = \varepsilon_{BA}$ - esa AB qismga ta'sir etuvchi elektr yurituvchi kuchni ko'rsatadi. Unda (20.6) ifodani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\frac{A_{AB}}{q} = (\varphi_A - \varphi_B) + \varepsilon_{BA} \quad (20.7)$$

Kuchlanish.

Zanjirning AB qismidagi kuchlanish (kuchlanish tushishi) deb, birlik musbat zaryadni shu qism bo'ylab kuchirishda ham kulon kuchlari, ham tashqi kuchlar bajargan to'la ishga teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi. Demak

$$\frac{A_{AB}}{q} = U_{BA}$$

Endi (20.7) ni qayta yozsak

$$U_{BA} = (\varphi_A - \varphi_B) + \varepsilon_{BA} \quad (20.8)$$

(20.8) ifodadan ko'rinib turibdiki, agar E.Y.K bo'lmasa $\varepsilon_{BA} = 0$, unda zanjirning AB qismidagi kuchlanish potentsiallar farqiga teng bo'ladi.

$$U_{BA} = (\varphi_A - \varphi_B)$$

Uzilgan manba klemmlaridagi potentsiallar farqi asosida E.Y.K ni o'lchash mumkin. $U_{BA} = 0$ da $\varepsilon_{BA} = \varphi_A - \varphi_B$ bo'ladi

Zanjirning bir qismi uchun Om qonuni. O'tkazgichlarning qarshiligi.

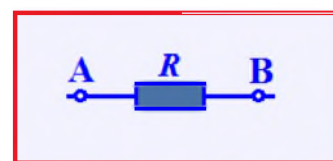
Elektr zanjirining E.Y.K bo'lmagan ya'ni zanjirning bir qismi bilan ish ko'raylik (6-rasm). Bizni zanjirdan oqadigan tok kuchining A va B nuqtalar orasidagi potentsiallar farqiga, yani kuchlanishga

$$U = \Pi_A - \Pi_B \quad (20.9)$$

qanday bog'liqligi qiziqtirsin. Nemis fizigi G. Om (1787-1854) tajribalar asosida, bir jinsli o'tkazgichdan oqayotgan tok kuchi undagi kuchlanishga to'g'ri proportsionalligini aniqladi.

$$I = \frac{U}{R} \quad (20.10)$$

u yerda R – o'tkazgichning qarshiligi. Yuqoridagi formula zanjirning bir qismi uchun Om qonunini ifodalaydi. O'tkazgichdagi tok kuchi uning uchlaridagi kuchlanishga to'g'ri va o'tkazgichning qarshiligiga teskari proportsional. (20.10) ifodadan elektr qarshiligini aniqlash mumkin, u qarshilikning birligini aniqlashga imkon beradi. Buning uchun undan R ni topib olamiz. Elektr qarshiligining SI dagi birligi- Om (Om). 1 Om uchlariga 1 V kuchlanish qo'yilganda 1 A tok oqadigan o'tkazgichning qarshiligidir. Elektr qarshiligiga teskari kattalikka elektr o'tkazuvchanlik deyiladi.



6-rasm. E.Y.K. bo'lmagan zanjir.

$$\sigma = \frac{1}{R}$$

Elektr o'tkazuvchanlikning SI dagi birligi –simens (Sm). 1 Sm – 1 Om o'tkazgich qismining o'tkazuvchanligidir. Zanjirdan oqayotgan tok kuchini ampermetr asbobi yordamida o'lchaymiz.

O'tkazgichlarning qarshiligi. O'tkazgich qarshiligining temperaturaga bog'liqligi.

O'tkazgichning qarshiligi uning o'lchamlari, shakli va qanday materialdan yasalganiga bog'lik. Elektr o'tkazuvchanlikning klassik nazariyasiga muvofiq elektr qarshiligining mavjudligiga sabab xarakatlanayotgan erkin elektronlarning kristall panjara tugunlaridagi musbat ionlar bilan to'qnashishidir. Agar o'tkazgich qancha uzun bo'lsa, to'qnashishlar ham shuncha ko'p va demak elektr qarshiligi katta, agar o'tkazgichning ko'ndalang kesim yuzasi qancha katta bo'lsa, to'qnashishlar ehtimoli ham shuncha kam va demak elektr qarshiligi ham kichik bo'ladi. Xulosa qilib quyidagini yozish mumkin. Bir jinsli chiziqli o'tkazgichning qarshiligi R uning uzunligi l ga to'g'ri, ko'ndalang kesim yuzasi S ga esa teskari proportsionaldir.

$$R = c \frac{l}{S} \quad (20.11)$$

bu yerda c – o'tkazgich materialini harakterlovchi koeffitsient bo'lib, unga solishtirma elektr qarshiligi deyiladi. Solishtirma qarshilik c ning fizik ma'nosini aniqlash uchun (20.11) ifodadan c ni topib olamiz

$$c = R \frac{S}{l}$$

Demak materialning solishtirma qarshiligi shu materialdan yasalgan ko'ndalang kesim yuzasi 1 m², uzunligi 1 m bo'lgan o'tkazgichning elektr qarshiligidir. Solishtirma qarshilikning SI dagi birligi – Om · m. Solishtirma elektr qarshilikka teskari kattalikka solishtirma elektr o'tkazuvchanlik deyiladi.

$$\gamma = \frac{1}{c}$$

O'tkazgichning solishtirma qarshiligi na faqat materialning tabiatiga va balki uning temperaturasiga ham bog'likdir. Tajribalarning ko'rsatishicha solishtirma qarshilik va demak qarshilik ham temperaturaga chiziqli bog'liq, ya'ni

$$\begin{cases} c = c_0(1 + \delta t) \\ R = R_0(1 + \delta t) \end{cases} \quad (20.12)$$

bu erda c_0 va R_0 – o'tkazgichning 0°C dagi, c va R lar esa t dagi, solishtirma qarshiligi va qarshiligi, δ – qarshilikning temperatura koeffitsienti deyiladi. (20.12) dan δ ni topsak

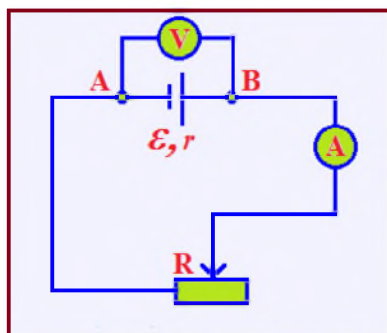
$$\delta = \frac{c - c_0}{c_0 t}. \quad (20.13)$$

Demak, δ – o'tkazgichning temperaturasi bir gradusga o'zgarganda uning qarshiligining nisbiy o'zgarishini ko'rsatadi. Uncha past bo'lmagan temperaturalarda toza metallar uchun $\delta = 1/273\text{ K}$. Shu hol uchun qarshilikning absolyut temperaturaga bog'liqligini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin: $T = t + 273,15\text{ K}$.

$$\begin{cases} c = c_0 \delta T \\ R = R_0 \delta T \end{cases} \quad (20.14)$$

(20.13) ifodadan ko'rinib turibdiki qizdirilganda metallarning qarshiligi ortadi, sovutilganda esa kamayadi. Bunga sabab temperatura ortishi bilan ham erkin elektronlarning, ham kristall panjara tugunlaridagi musbat ionlarning issiqlik harakat tezligi ortishidir. Bu esa o'z navbatida ularning ko'proq to'qnashuviga, elektronlar energiyasining ko'prok yo'qotilishiga, ya'ni elektr qarshiligining ortishiga olib keladi.

To'la zanjir uchun Om qonuni. Kirxgof qoidalari.



7-rasm. R qarshilikli va tok manbaiga ulangan yopiq zanjir.

R qarshilikli tashqi qism va r ichki qarshilikli tok manbaidan iborat yopiq zanjirni qaraylik (7-rasm). Energiyaning saqlanish qonuniga muvofiq tok manbaining E.Y.K. zanjirning tashqi va ichki qismlaridagi kuchlanish tushishlarining yig'indisiga teng. Chunki yopiq zanjir bo'ylab ko'chadigan zaryad o'sha potentsiali dastlabki holatdagi nuqtaga qaytib keladi, ya'ni $\Pi_A = \Pi_E$

Demak:

$$e = IR + Ir \quad (20.15)$$

bu yerda IR va Ir mos ravishda, zanjirning tashqi va ichki qismlaridagi kuchlanish tushishlari. Undan hosil qilingan

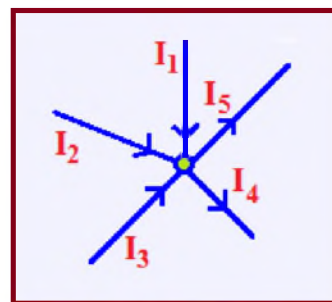
$$I = \frac{e}{R + r} \quad (20.16)$$

(20.16) ifoda to'la zanjir uchun Om qonunini ifodalaydi. Tok kuchi zanjirdagi E.Y.K. ga to'g'ri proporsional, zanjirning qarshiligi va tok manbaining ichki qarshiligi yig'indisiga esa teskari proporsionaldir.

Tanlangan yo'nalishda E.Y.K. musbat zaryadlarning harakat yo'nalishiga yordam bersa, musbat ($e > 0$), tanlangan yo'nalishda musbat zaryadning harakat yo'nalishiga to'sqinlik qilsa, manfiy ($e < 0$) hisoblanadi. (20.16) ifodadan foydalanishda, tok manba ichida manfiy qutbdan musbat qutbga, tashqi zanjirda esa musbatdan manfiyga yo'nalgan bo'lmog'i kerak.

Kirxgof qoidalari

Murakkab yoki tarmoqlangan zanjirlarning har bir tarmog'idan o'tayotgan toklarni hisoblash ancha murakkab, chunki har bir tarmoqdan o'tayotgan tok faqat shu tarmoqdagi E.Y.K va qarshiliklarga bog'liq bo'lmay, balki zanjirdagi umumiy kuchlanish tarmog'iga ham bog'liq. Bunday zanjirlarning har bir tarmog'idan o'tayotgan toklarni hisoblash uchun Kirxgofning ikkita qoidasidan foydalaniladi. Kirxgofning birinchi qoidasi tugunlarga tegishli. Tugun deb, zanjirning uchta va undan ortiq tarmoqlari birlashgan nuqtasiga aytiladi (8 - rasm). Zanjirdagi tugunlar soni bir nechta bo'lishi mumkin.



8 - rasm. Tarmoqlar va ularning tugunda birlashishi.

Kirxgofning birinchi qoidasi quyidagicha ta'riflanadi: har bir tugun uchun toklarning algebraik yig'indisi nolga teng, ya'ni tugunga kelayotgan toklarning yig'indisi tugundan ketayotgan toklarning yig'indisiga teng (chunki tugunda tok to'planib qolmaydi):

$$I = I_1 + I_2 + I_3 + \dots + I_n = \sum_{i=1}^n I_i. \quad (20.17)$$

Kirxgofning ikkinchi qoidasi. O'tkazgichlarning tarmoqlangan zanjirdagi ixtiyoriy tanlangan har qanday berk konturdagi tok kuchlarining zanjirning tegishli qismlari qarshiliklariga ko'paytmalari yig'indisi shu konturdagi E.Y.K larning algebraik yig'indisiga teng:

$$\sum_{i=1}^n I_i R_i = \sum_{i=1}^n e_i$$

yoki

$$I_1 R_1 + I_2 R_2 + I_3 R_3 + \dots + I_n R_n = e_1 + e_2 + e_3 + \dots + e_n. \quad (20.18)$$

Quyida tarmoqlangan, bir jinsli bo'lmagan ixtiyoriy berk konturni ko'rib o'tamiz (20 - rasm). Kirxgofning 2 - qoidasiga asosan tenglamalarni tuzishda quyidagi qoidalarga rioya qilish kerak:

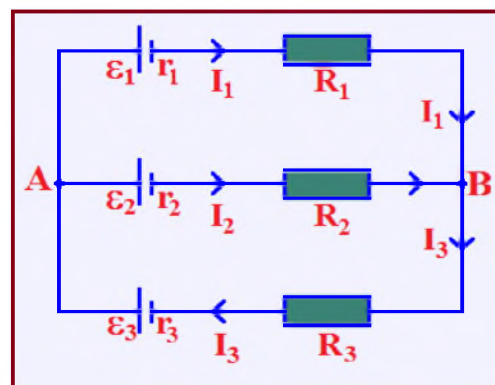
1. Kontur bo'yicha aylanish yo'nalishini soat streklasi yo'nalishida yoki unga qarshi yo'nalishda ixtiyoriy tanlab olinadi.

2. Sxemada zanjirning hamma qismlarida tokning yo'nalishi ixtiyoriy tanlab olinadi, bunda bir qism (konturda qo'shni tugunlar orasidagi qism) da tok kuchining yo'nalishi va kattaligi saqlanadi.

3. Agar tanlab olingan kontur bo'yicha yo'nalish tokning yo'nalishi I_i bilan mos tushsa, $I_i R_i$ ko'paytma "musbat", aksincha bo'lsa "manfiy" qilib olinadi.

4. Kontur bo'yicha aylanishda "manfiy" qutbdan "musbat" qutbga, ya'ni chetki kuchlarning yo'nalishi bo'yicha o'tilsa, e musbat qilib olinadi, aks holda, E.Y.K manfiy qilib olinadi.

Masalan, 9 - rasmda, $Ae_1R_1BR_2e_2A$ konturni soat streklasi yo'nalishida aylanganda (20.18) tenglama ishoralari hisobga olinganda quyidagiga teng bo'ladi:



9-rasm. Uchta manbadan iborat tarmoqlangan berk zanjir.

$$I_1 r_1 + I_1 R_1 - I_2 R_2 - I_2 r_2 = e_1 - e_2.$$

$Ae_2R_2BR_3e_3A$ kontur uchun quyidagini yozamiz:

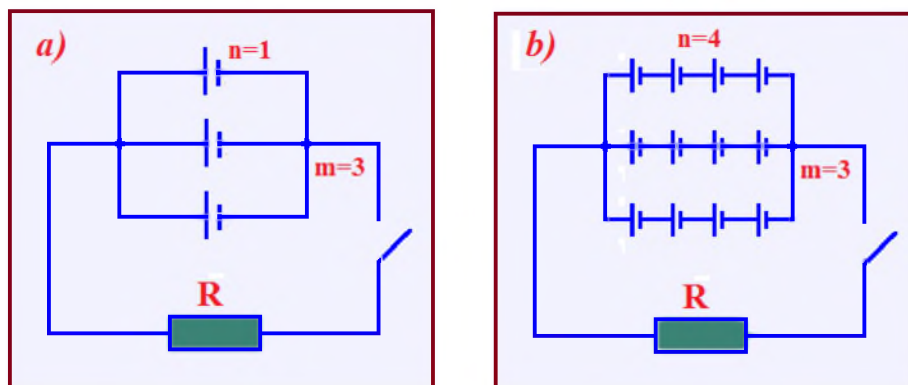
$$I_2r_2 + I_2R_2 + I_3R_3 + I_3r_3 = e_2 + e_3$$

va B tugun uchun $I_1 + I_2 = I_3$. Agar zanjir qismlaridagi qarshiliklar va ularga ulangan E.Y.K lar qiymatlari aniq bo'lsa, Kirxgof qoidalari yordamida tarmoqlangan zanjirning istalgan qismidagi tok kuchi va uning yo'nalishini aniqlash mumkin.

Elementlarni batareya qilib parallel ulash. Bunda elementlarning hamma musbat qutblari bir klemmaga, manfiy qutblari esa bosgqa klemmaga ulanadi (23, a – rasm). Bu holda bitta elementdan o'tayotgan tok boshqasidan o'tmaydi, ya'ni batareyaning umumiy E.Y.Ki (e_{um}) bitta elementning E.Y.Ki e_1 ga teng bo'ladi. n ta bir xil elementdan tashkil topgan batareyaning r ichki qarshiligi esa r/n ga teng bo'ladi. Bu holda butun zanjir uchun Om qonuni quyidagicha bo'ladi:

$$I = \frac{e}{R + \frac{r}{n}}.$$

Bitta elementning ichki qarshiligi tashqi zanjirning qarshiligidan juda katta bo'lganda elementlarni parallel ulash maqsadga muvofiqdir. n ta bir xil elementni batareya qilib aralash ulash 10, b – rasmda ko'rsatilgan. Elementlarni ketma – ket ulashgina E.Y.K ni oshiradi, ya'ni $e_{batareya} = en$.



10 - rasm. Tarmoqlangan va tashqi R qarshilikka ulangan elektr manbailariga ega to'liq zanjir.

Ketma – ket ulashda batareyaning ichki qarshiligi ortadi, parallel ulashda esa kamayadi.

Demak, $r_{batareya} = rn/m$ ga ega bo'lamiz, bu yerda m – tarmoqlar soni. Aralash ulashda rasmda ko'rsatilgan holdagi butun zanjir uchun Om qonuni quyidagicha yoziladi:

$$I = \frac{en}{R + \frac{rn}{m}}.$$

Tashqi zanjir qarshiligi bitta elementning qarshiligiga yaqin bo'lganda aralash ulashdan foydalanish qulay.

O'tkazgichlarni ketma-ket va parallel ulash.

O'tkazgichlar zanjirga ketma-ket yoki parallel ulanishi mumkin. O'tkazgichlar ketma-ket ulanganda birinchi o'tkazgichning tugashi ikkinchisining boshlanishiga, ikkinchisining tugashi esa uchinchisining boshlanishiga va hokazo, ulanib (11, a – rasm) barcha qismlardagi tok kuchi

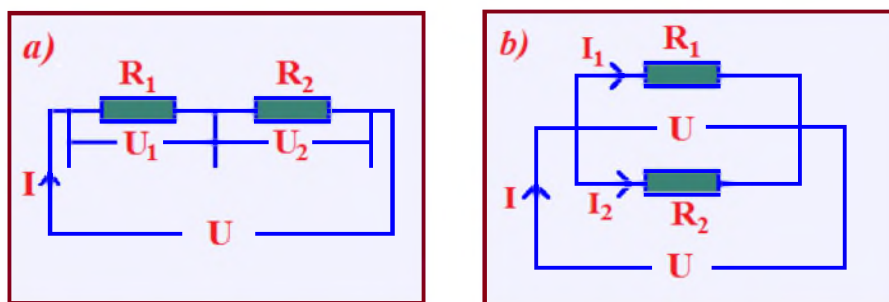
bir xil ($I = \text{const}$), zanjirning umumiy qarshiligi esa alohida qarshiliklarning yig'indisiga teng bo'ladi, ya'ni

$$I_1 = I_2 = I$$

$$R = R_1 + R_2$$

Umumiy kuchlanish tushishi har bir o'tkazgichdagi kuchlanishlar tushishlarining yig'indisiga teng, ya'ni

$$U = U_1 + U_2$$



11 - rasm. O'tkazgichlarni ketma - ket (a) va parallel (b) ulash.

O'tkazgichlar parallel ulanganda esa, barcha o'tkazgichlarning boshlanishlari bir nuqtaga, tugashlari bir nuqtaga ulanadi (11, b – rasm). Tok kuchi tarmoqlardan oqadigan tok kuchlarining yig'indisiga teng:

$$I = I_1 + I_2.$$

Kuchlanish tushishi esa bir xil bo'ladi, ya'ni

$$U = U_1 = U_2.$$

Umumiy qarshilik tarmoqlarning qarshiliklari yordamida quyidagicha topiladi

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}$$

Ampermetr va voltmetrning o'lchash sohasini oshirish.

Galvanometr kichik elektr toklarini o'lchaydigan asbob bo'lib, unga parallel qilib, juda kichik qarshilik R_{sh} ni ulash natijasida ampermetr hosil bo'ladi. "Shunt" yunoncha so'z bo'lib, "tarmoqlanish" degan ma'noni anglatadi. Ampermetrda yozib qo'yilgan tok qiymatidan kattaroq qiymatdagi tokni o'lchash zarur bo'lganda unga qo'shimcha qarshilik (shunt) parallel qilib ulanadi. Qarshiligi R_a bo'lgan ampermetr eng katta I_0 tokka mo'ljallangan bo'lsa, bu ampermetr zanjiridagi $I \gg I_0$ tokni o'lchay oladigan I tokning I_{sh} qismi shunt orqali o'tadi. Bu tok o'lchanayotgan tokdan $n = I/I_0$ marta kichik.

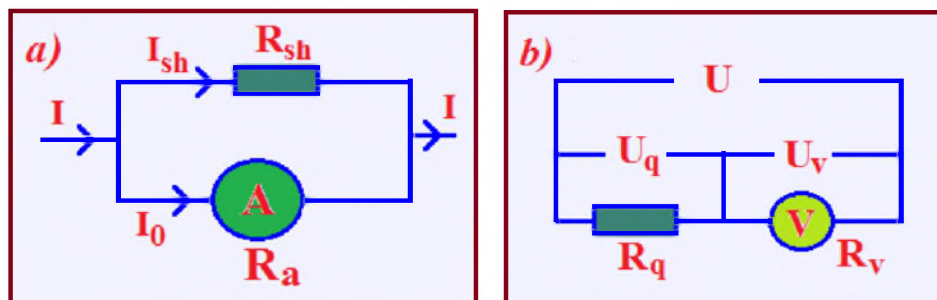
Demak, ampermetrdan o'tuvchi tok kuchi n marta kamayadi ($n = R_a/R_{sh}$). Parallel ulanganda ($I = I_0 + I_{sh}$) shunt va ampermetrda kuchlanish bir xilda bo'ladi (12, a - rasm).

$$I_0 R_a = I_{sh} R_{sh},$$

shuning uchun

$$n = \frac{I}{I_0} = \frac{R_a + R_{sh}}{R_{sh}}, \quad R_{sh} = \frac{R_a}{n - 1}$$

bo'ladi. Bu ifoda ampermetrning o'lchash sohasini n marta oshirish zarur bo'lganda unga ulanadigan shunt qarshiligini topish formulasidir.



12 - rasm. Ampermetr va voltmetrning o'lchash chegarasini oshirish uchun atalgan sxema.

Kuchlanish voltmetrda o'lchanadi. Uning strelkasining burilish burchagi undan o'tayotgan tok kuchiga proporsional. Voltmetr ichki tuzilishi bilan, ampermetrdan farq qilmaydi. Galvovometrdan voltmeter sifatida foydalanish uchun unga juda katta qo'shimcha qarshilik ketma – ket qilib ulanadi. Voltmetrning ichki qarshiligi juda katta bo'lganligi uchun tashqi zanjirdan voltmetrga tarmoqlanadigan tok juda kam bo'ladi. Voltmetr aslida o'zidan o'tuvchi tok kuchini o'lchaydi.

O'lchanayotgan kuchlanishning kattaligini voltmeter sezilarli darajada o'zgartirmasligi uchun, uning qarshiligi zanjirning kuchlanish o'lchanayotgan qismining qarshiligiga qaraganda katta bo'lishi kerak. Voltmetrga yozib qo'yiladigan kattaroq kuchlanishlarni o'lchash zarurati tug'ulganda unga qo'shimcha qarshilik ketma – ket ulanadi (12, b - rasm). Voltmetrga qo'shimcha qarshilik ulanganda voltmetrda avvalgicha o'ziga mo'ljallangan U_0 kuchlanish to'g'ri kelaveradi. Ammo $U_0 = U/n$, ya'ni U_0 o'lchanayotgan kuchlanishning bir qismidir. Qo'shimcha qarshilik kuchlanishi $U_q = U - U_0$ miqdorda pasayadi. Shu sababli voltmetrning o'lchash chegarasi n marta ortadi, demak, uning sezgirliigi shuncha marta kamayadi. Voltmetr va qo'shimcha qarshilikda tok kuchi bir xil bo'ladi.

$$U = U_v + U_q; U_0 = IR_{sh} = U_0 + U_q = IR_v + IR_q,$$

bundan

$$n = \frac{U}{U_0} = \frac{R_v + R_q}{R_v} \quad \text{yoki} \quad R_q = R_v \cdot (n - 1)$$

bo'ladi. Bu ifoda o'lchash sohasini n marta orttirish uchun voltmetrda ulanadigan qo'shimcha qarshilikni topish formulasidir.

Nazorat savollari

1. Elektr toki deb nimaga aytiladi?
2. Tok kuchi deganimiz nima va uning o'lcham birligi qanday?
3. Om qonunining differensial ko'rinishi qanday?
4. O'tkazgichning qarshiligi uning qanday parametrlariga bog'liq bo'ladi.
5. To'la zanjir uchun Om qonuni qanday?
6. Kirxgofning I va II – qonunlarini tushindiring.
7. Nima uchun voltmetrda qo'shimcha qarshilik ulanadi?
8. Tok ishi bilan quvvati orasida qanday bog'liqlik mavjud?
9. Manbaning FIK degani nima?
10. Joule – Lents qonunini ta'riflab bering.
11. Joule – Lents qonunining differensial ko'rinishi qanday?

Ma'ruza № 24

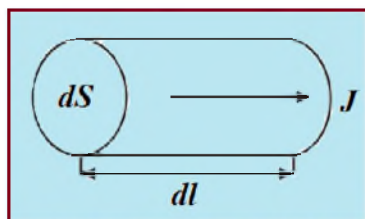
OM VA JOUL – LENS QONUNLARINING INTEGRAL VA DIFFERENSIAL KO'RINISHI

Reja:

1. Om qonunining integral va differensial ko'rinishi.
2. Elektr tokining ishi va quvvati.
3. Joule – Lens qonuni va uning differensial ko'rinishi.
4. Tok manbaining foydali ish koeffitsienti.

Om qonunining integral va differensial ko'rinishi.

Elektrga yot kuchlar ta'sir etmaydigan zanjirning qismi bir jinsli o'tkazgich deb ataladi. Zanjirning bir qismi uchun Om qonunining $I = U/R$ ifodasi kesim yuzasi o'zgarmas bo'lgan o'tkazgichlar, ya'ni bir jinsli o'tkazgichlar uchun tok kuchini aniqlashga imkon beradi. Ammo,



1-rasm. Bir jinsli silindrik o'tkazgich.

ko'pincha, amalda tok o'tkazuvchi simlar to'g'ri geometrik shaklga ega bo'lmagan hollarda tok kuchini hisoblashga to'g'ri keladi. Masalan, sferik yoki silindrik kondensatorlar elektr zanjiriga ulangan hollarda Om qonunining $I = U/R$ shakldagi ifodani qo'llab bo'lmaydi, chunki kondensator qoplamalari sirtining har xil nuqtalarida maydon kuchlanganligi turlicha va har bir qoplamaning sirti ham bir xil qiymatga ega. Endi Om qonunining differensial ko'rinishini yozaylik. Tok zichligi $\vec{j}$ va uzunligi dl ga teng bo'lgan silindrik o'tkazgichni olaylik (1 - rasm). Silindrik o'tkazgichdagi $\vec{j}$ – tok zichligi yo'nalishi maydon kuchlanganligi yo'nalishiga mos keladi. Silindrik o'tkazgichning ko'ndalang kesimi yuzasidan oqib o'tuvchi tok kuchi.

$$I = j dS$$

ga teng. O'tkazgichning qarshiligini $c dl/dS$ va undagi kuchlanish tushishini $U = E dl$ deb olsak, bu holda Om qonunini shunday ifodalasak bo'ladi:

$$j dS = \frac{E dl \cdot dS}{c dl}$$

Zaryad tashuvchilar har bir nuqtada E vektor yo'nalishi bo'ylab harakatlanadi. Shuning uchun J va E ning yo'nalishi mos tushadi. Anizotrop jismlarda J va E vektorlarining yo'nalishi mos tushmasligi mumkin. Shunday qilib,

$$j = \frac{1}{c} E \quad (21.1)$$

Tok zichligi va maydon kuchlanganligining yo'nalishlari bir xil bo'lgani uchun

$$\vec{j} = \frac{1}{c} \vec{E} = \gamma \cdot \vec{E} \quad (21.2)$$

bu yerda $\gamma = 1/c$ – o'tkazgichning solishtirma o'tkazuvchanligi. Bu ifoda Om qonunining differentsial ko'rinishi deb ataladi.

Elektr tokning ishi va quvvati.

Tokning ishi.

Elektr toki o'zi bilan energiya uzatishi tufayli juda keng qo'llaniladi. Bu energiyani istalgan boshqa turdagi energiyaga aylantirish mumkin. O'tkazgichda zaryadli zarralar tartibli harakat qilganda elektr maydon ish bajaradi, bu ishga tokning ishi deyiladi. Zanjirning ixtiyoriy bir qismini olamiz, bu qism bir jinsli o'tkazgich: cho'g'lanma lampochka tolasi va elektr dvigatelining chulg'ami bo'lishi mumkin. Δt vaqt ichida o'tkazgichning ko'ndalang kesimidan Δq zaryad o'tadi deb faraz qilaylik, unda elektr maydon $A = \Delta q U$ ish bajaradi. $I = \Delta q / t$ bo'lgani uchun bu ish quyidagiga teng:

$$A = IU \Delta t. \quad (21.3)$$

Zanjirning bir qismida tok bajargan ish tok kuchi, kuchlanish, ish bajarishga ketgan vaqt ko'paytmasiga teng. Zanjirning ko'rilayotgan qismida elektr energiya qanday tur energiyaga aylanishidan qat'iy nazar, ish shu formula orqali ifodalanadi. O'tkazgichdan tok o'tish jarayonida elektr maydon elektronlarni tezlashtiradi, elektronlar kristall panjaraning ionlari bilan to'qnashib, ionlarga o'z energiyasini beradi. Natijada ionlarning muvozanat vaziyatlari atrofida xotik harakatining energiyasi ortadi. Bu ichki energiyaning ortganini bildiradi. O'tkazgich harorati ko'tariladi va atrofdagi jismlarga Q issiqlik bera boshlaydi. Ma'lum vaqtdan so'ng bu jarayon barqarorlashadi va harorat vaqt o'tishi bilan o'zgarmay qoladi. O'tkazgich atrofdagi jismlarga tokning ishiga teng miqdorda issiqlik berib turadi. Shunday qilib, tokning ishi boshqa jismlarga uzatadigan issiqlik miqdorini ifodalaydi.

$$A = IU \Delta t = I^2 R \Delta t = U^2 \frac{\Delta t}{R} = Q. \quad (21.4)$$

O'tkazgichlarni ketma-ket ulaganda $A = I^2 R \Delta t$ dan, parallel ulashda $A = U^2 \Delta t / R$ dan foydalanish qulay. Bu uchta formula zanjirning E.Y.K ga ega bo'lmagan qismida tokning bajargan ishini hisoblash formulalaridir. Endi zanjirning E.Y.K li qismini ko'raylik. Zanjirda E.Y.K bo'lganida elektr energiya qisman ichki energiyaga va qisman boshqa tur energiyaga aylanishini ko'rdik. Endi zanjirning bunday qismida elektr energiyaning qanday qismi ichki energiyaga aylanishini hisoblaymiz. Birlik zaryad o'tganda elektr energiyaning qanday ulushi ichki energiyasiga aylanishini zanjirning shu qismidagi kuchlanishning tushishi ko'rsatadi. Agar zanjir qismidan q zaryad o'tsa, u holda shu qism energiyasining ortishi $I^2 R \Delta t$ ga teng bo'ladi, lekin $q = I \Delta t$ bo'lgani uchun

$$A = IRq = I^2 R \Delta t \quad (21.5)$$

ni olamiz. Demak, zanjirning berilgan qismida energiyaning issiqlik ta'siriga sarflangan qismini aniqlovchi tokning ishi (21.5) formula orqali ifodalanadi. Bu formula zanjirning istalgan qismi uchun, jumladan, generator uchun ham o'rinlidir. Generatordan boshqa tur energiya hisobiga olingan elektr energiya qiymatini aniqlovchi tashqi kuchlarning bajargan ishi

$$e = \frac{A_{tash}}{q} \quad (21.6)$$

ifodadan topiladi, $q = I \Delta t$ bo'lgani uchun

$$A = e I \Delta t \quad (21.7)$$

bo'ladi. (21.6) ni iste'molchiga ham qo'llash mumkin. Bu holda e E.Y.K ni bildiradi. Bu ish elektr energiyaning mexanik yoki kimyoviy energiyaga aylanishini ko'rsatadi. Amalda tok ishinings sistemadan tashqari birliklaridan ham foydalaniladi.

$$1 \text{ W} \cdot \text{soat} = 1 \text{ W} \cdot 3600 \text{ s} = 3600 \text{ J} = 3,6 \cdot 10^3 - 1 \text{ W} \text{ quvvatli tokning 1 soatdagi ishi.}$$

$$1 \text{ kW} \cdot \text{soat} = 1000 \text{ W} \cdot 3600 \text{ s} = 3600000 \text{ J} = 3,6 \cdot 10^6 - 1 \text{ kW} \text{ quvvatli tokning 1 soatdagi ishi.}$$

Tokning ishini o'lchaydigan asbob schyotchik (hisoblagich) deb ataladi, tok ishi birligining narxi esa tarif deyiladi.

Tokning quvvati.

Tokning quvvati Δq vaqt ichida tok bajargan ishning o'sha vaqtga nisbatiga (ishning bajarilish tezligiga) teng.

$$P = \frac{A}{t} = IU = I^2 R = \frac{U^2}{R}$$

E.Y.K e bo'lgan tok manbayiga ulangan berk zanjirni qarashtiraylik. Berk zanjirda elektr toki tashqi zanjirdan o'tganidek, manba ichidan ham o'tadi. Shu sababli quvvatning bir qismi tok manbayining ichida issiqlik energiyasi ko'rinishida foydasiz sarflanadi. Tok manbayi ichidagi bunday besamara quvvat quyidagiga teng: $P_t = I^2 r$. Tashqi zanjir quvvati yoki foydali quvvat

$$P_f = IU = I^2 R = \frac{e^2 R}{(R + r)^2} \quad (21.8)$$

ga teng. Tok manbayining to'liq quvvati quyidagiga teng:

$$P_t = I^2 R + I^2 r = I^2 (R + r) = eI. \quad (21.9)$$

Agar tok kuchi – amperlarda, kuchlanish – voltlarda, qarshilik – omlarda ifodalansa, tokning ishi – joullarda, quvvati esa vatlarda ifodalanadi.

Joul-Lens qonuni va uning differentsial ko'rinishi.

Agar tok harakatsiz metall o'tkazgichdan o'tayotgan bo'lsa, tokning barcha ishi uni qizdirishga ketadi. Unda energiyaning saqlanish qonuniga muvofiq $Q = A$ va $A = IUt$ ga asosan quyidagicha yozamiz:

$$Q = A = IUt = I^2 Rt = \frac{U^2}{R} t. \quad (21.10)$$

Bu ifoda Joul-Lents qonunini ifodalaydi. Uni tajribalar asosida mustaqil ravishda J. Joul va E. Lentslar aniqlashgan. O'tkazgichdan tok o'tganda issiqlik ajralishiga sabab erkin elektronlarning harakati davomida kristall panjara tugunlaridagi ionlarga urilib o'z energiyalarini berishlaridir. Buning natijasida ionlarning tebranma harakati ortadi, ya'ni o'tkazgich qiziydi. Shuning uchun ham ajralib chiqadigan issiqlik miqdori qarshilikka to'g'ri proporsional.

Endi uning differentsial ko'rinishini keltirib chiqaraylik. Agar, tok kuchi i vaqt bo'yicha o'zgarsa, u holda t – vaqt ichida ajralib chiqayotgan issiqlik miqdori quyidagicha hisoblanadi:

$$Q = \int_0^t i^2 R dt. \quad (21.11)$$

Elementar hajmda $dV = dl \cdot dS$ hajmda ajralib chiqayotgan issiqlik miqdori quyidagicha hisoblanadi:

$$dQ = I^2 R dt = c \frac{dl}{dS} \cdot (JdS)^2 \cdot dt = c dl \cdot dS \cdot J^2 dt$$

$$dQ = c \cdot J^2 \cdot dV dt$$

bu yerdan birlik hajmdan birlik vaqt ichida ajralib chiqayotgan issiqlik miqdorini topamiz:

$$Q_v = \frac{dQ}{dV \cdot dt} = c \cdot J^2 = c \cdot (y^2 \cdot E^2)$$

$$Q_v = y \cdot E^2. \quad (21.12)$$

Bu (21.12) ifoda Joule – Lents qonunining differentsial ko'rinishidir. Shularga asoslanib, t vaqtda butun o'tkazgichdan ajralib chiqqan issiqlikni topish uchun Q_v ni t vaqtning ma'lum paytidagi hajm bo'yicha integrallash, undan so'ng hosil bo'lgan ifodani esa t vaqt bo'yicha integrallash kerak:

$$Q = \int_0^t dt \int_V c J^2 dV.$$

Tok manbainig foydali ish koeffitsienti.

Asosan elektr zanjiri tok manбайдan, tok o'tkazuvchi simlardan va iste'molchi yoki nagruzkadan iborat bo'ladi. Zanjirning har bir elementi qarshilikka ega. Odatda, tok o'tkazuvchi simlarning qarshiligi juda kichik bo'lgani uchun ularni hisobga olmaymiz. Shunda zanjirdagi tok kuchiga asosan:

$$I = \frac{e}{R + R_0}, \quad (21.13)$$

bu yerda R_0 – manbainig qarshiligi, R – nagruzkaning qarshiligi. Nagruzkadagi:

$$U = IR = e \frac{R}{R + R_0}$$

kuchlanish (klemmalardagi E.Y.K ga teng bo'lgan kuchlanish) e dan kichik. $R \rightarrow \infty$ da (zanjir uzoq bo'lganida) $U = e$ bo'ladi. Demak, ochiq tok manbainig klemmalaridagi kuchlanish uning E.Y.K ga teng. dq zaryadni zanjir bo'ylab ko'chirishda bajarilgan ish

$$dA = edq$$

ga teng ekanini hosil qilamiz. dA ishni bajarish uchun ketgan dt vaqtga bo'lib, E.Y.K manbainig quvvatini topamiz:

$$P = \frac{dA}{dt} = e \frac{dq}{dt} = eI.$$

Demak, tok manbaining quvvati:

$$P = eI. \quad (21.14)$$

ga teng. Bu formulaga (21.13) tokning qiymatini qo'yib, barcha zanjirda ajralib chiqqan to'la quvvatni topamiz:

$$P = \frac{e^2}{R + R_0}. \quad (21.15)$$

Nagruzkada bu quvvatning, biz foydali deb ataydigan, faqat bir qismi ajralib chiqadi:

$$P_N = RI^2 = \frac{e^2}{(R + R_0)^2} R = \frac{e^2}{R + R_0} \cdot \frac{R}{R + R_0}. \quad (21.16)$$

Quvvatning qolgan qismi esa tok manbaida (vat ok o'tkazuvchi simlarda) sarflanib, bekorga isrof bo'ladi. Foydali quvvatning zanjirdagi E.Y.K ning umumiy quvvatiga nisbati tok manbaining foydali ish koeffitsientini (F.I.K) ko'rsatadi:

$$\eta = \frac{P_N}{P} = \frac{R}{R + R_0} = \frac{U}{e}. \quad (21.17)$$

Bu formuladan nagruzkaning R qarshiligi tok manbaining R_0 qarshiligidan qancha katta bo'lsa, η F.I.K ning shuncha katta bo'lishi kelib chiqadi. Shuning uchun manbaning qarshiligini iloji boricha kichik qilishga harakat qilinadi.

Hamma vaqt $e \geq U$ bo'lganligi uchun $\eta \leq 1$ bo'ladi. Manbaning ichki qarshiligi r tashqi qarshilik R dan ko'p marta kichik bo'lganidan, manbaning quvvati P_m foydali quvvatdan P_f dan kichik bo'ladi. Qisqa tutashuv vaqtida $P_f = 0$ bo'ladi va to'la quvvat manba ichida ajraladi, bunday hol esa manbani ishdan chiqaradi.

Nazorat savollari

1. Om qonunining differensial ko'rinishi qanday?
2. Tok ishi bilan quvvati orasida qanday bog'liqlik mavjud?
3. Tokning foydali quvvati deganimiz nima?
4. Joule – Lents qonunini ta'riflab bering.
5. Joule – Lents qonunining differensial ko'rinishi qanday?
6. Manbaning F.I.K degani nima?
7. Manbaning F.I.K qanday kattaliklarga bog'liq bo'ladi?

Ma'ruza № 25

HAR XIL MUHITLARDAGI ELEKTR TOKI

Reja:

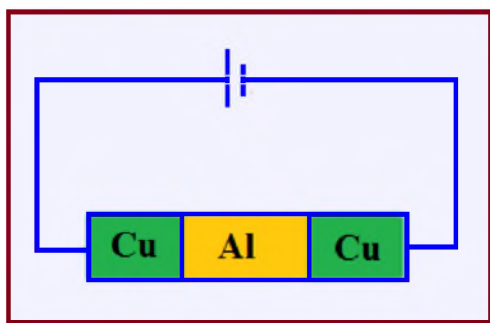
1. Metallarda elektr toki.
2. Metallarda elektr tokining klassik elektron nazariyasi.
3. Elektronlarning metallardan chiqish ishi.
4. Suyuqlik va eritmalarida elektr toki.
5. Elektroliz uchun Faradey qonunlari.
6. Gazlarda elektr toki. Mustaqil va nomustaqil razryadlar.
7. Plazma haqida tushuncha.
8. Yarimo'tkazgichlarda elektr toki.

Biz oldingi mavzularimizda elektr toki haqidagi tushuncha va uning asosiy qonunlari bilan tanishdik. Mulohazalarimizda asosan birinchi tur o'tkazgichlar, metallar haqida fikr yuritdik. Ushbu ikkinchi tur o'tkazgichlar, eritmalar va gazlarda tok qonunlari bilan tanishamiz. Ikkinchi tur o'tkazgichlardagi tok qonunlarining texnikadagi ahamiyati ularni chuqur o'rganishni taqozo etadi. Keyingi paytlarda jadal rivojlanib, kundalik hayotimizning ajralmas qismini tashkil etayotgan radiotexnika qurilmalari, elektron hisoblash mashinalarining asosini tashkil etuvchi yarim o'tkazgichlarda elektr tokining tabiatini o'rganish ayniqsa muhim ahamiyatga ega.

Metallarda elektr toki.

Metallarda zaryad tashuvchilar.

Metallarda zaryad tashuvchi zarralarning tabiati haqida turli mulohazalar mavjud bo'lgan. Bunday zarralar kristall panjara ionlariga kuchsiz bog'langan elektronlar degan mulohazani nemis fizigi P. Drude (1863-1906) olg'a surgan va metallarda elektr o'tkazuvchanligining klassik nazariyasini yaratgan. Uning bu g'oyasi Gollandiyalik fizik X. Lorents tomonidan rivojlantirilgan va bir qancha tajribalarda o'z isbotini topgan. Nemis fizigi K. Rikke (1845-1915) 1901 yilda quyidagicha tajriba o'tkazgan. U uchta bir xil radiusli juda yaxshi silliqlangan *Cu, Al, Cu* silindirlarni ustma-ust qo'yib ularidan o'tgan katta miqdordagi zaryadni ($3,5 \cdot 10^5 \text{ C}$) o'tkazgan (1 - rasm).



1 - rasm. Silindr shaklidagi Cu va Al o'tkazgichlar.

Agar bordiyu zaryad tashuvchi zarralar ionlar bo'lganida edi silindirlarda qo'shni metallning namunalari bo'lishi kerak edi. Juda nozik tekshiruvlar ham moddalarning xattoki zarracha ko'chishini qayd etmagan.

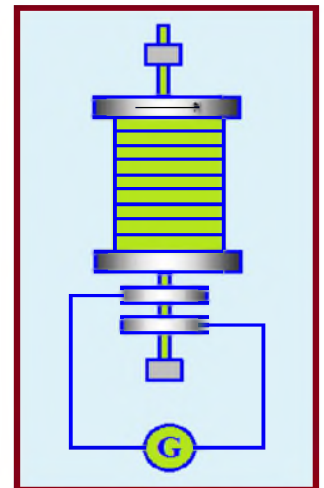
Demak zaryad tashuvchilar har ikkala metalga ham xos zarralar bo'lishi kerak. Bunday zarralar esa 1887 – yilda ingliz fizigi D. Tomson (1856-1940) tomonidan kashf etilgan elektron bo'lishi mumkin.

Metallarda zaryad tashuvchi zarralar elektron ekanligini tasdiqlovchi yana bir qancha tajribalar rus fiziklari S. Mandelshtam (1879-1944) va N.

Papaleksi (1886-1947) taklif qilgan g'oyaga asosan o'tkazilgan.

G'oyaning mazmuni quyidagicha: agar metalda kuchsiz bog'langan zaryad tashuvchilar mavjud bo'lsa, unda tez harakatlanayotgan metall keskin to'xtatilganda bu zarralar o'z inertsialari bilan, keskin tormozlangan avtobusdagi yo'lovchilar kabi, oldinga ko'chishi va natijada elektr toki paydo bo'lishi kerak. O'tkazilgan ko'plab tajribalar bu fikrni to'la tasdiqladi va metallarda zaryad tashuvchi zarralar elektronlar ekanligini isbotladi.

Metallarda tok tashuvchilar elektronlar ekanligini tasdiqlash uchun elektronning solishtirma zaryadi va uning ishorasini aniqlash zarur edi. 1916 – yilda metallarda erkin elektronlar tok tashuvchilar ekanligini miqdoriy jihatdan isbot qilish uchun amerikalik fiziklar T. Styuart va R. Tolmen quyidagi tajribani bajardilar. Ular 500 m uzunlikdagi simni g'altakka o'rab, g'altakdagi o'ramlarning chiziqli tezligi 300 m/s ni tashkil etadigan qilib aylantirdilar. G'altak gardishining aylanma harakat tezligini ϑ bilan belgilaylik. G'altak bilan birga o'tkazgichdagi erkin elektronlar ham shunday ϑ tezlikda harakatlanadi. Keyin g'altak keskin tormozlanib to'xtatildi. Inertsia tufayli harakat qilgan erkin elektronlar g'altakning bir uchida to'planib o'zgaruvchi U potensiyallar farqini hosil qiladi. G'altak ballistil galvonometr bilan ulanib, berk zanjir hosil qilingan (2 - rasm). Bu galvonometr maksimal tokni o'lchaydi. Zanjirda hosil bo'lgan E.Y.K ta'sirida vaqt bo'yicha o'zgaruvchan I tok hosil bo'ladi. Om qonuniga asosan $U = IR$ (R – zanjirning to'liq qarshiligi). G'altakda hosil bo'lgan potensiyalar farqi o'tkazgichda $E = U/l$ elektr maydon hosil qiladi. l – g'altakdagi simning uzunligi. Tok tashuvchi zarrachalarning zaryadini e bilan belgilaymiz. Erkin zaryadli zarrachalar tormozlanganda ularning impulsi $m\vartheta$ gacha kamayadi (m – tok tashuvchi zarrachalarning massasi). Tok tashuvchi zarrachaga ta'sir etuvchi kuch $F = eE$ ga va kuch impulsi $F\Delta t = m\Delta\vartheta$ ga teng. Bundan



2 - rasm. Galvonometrga ulangan simli g'altak.

$$F\Delta t = m\Delta\vartheta = eE\Delta t = \Delta te \frac{U}{l} = \frac{RI\Delta t}{l} = \frac{eR\Delta q}{l}$$

bunda $\Delta q = I\Delta t$, Δq – zaryad miqdori. Buni quyidagicha yozamiz:

$$\sum_{i=1}^n m\Delta\vartheta_i = \sum_{i=1}^n eR \frac{\Delta q_i}{l},$$

bunda Δq_i – to'liq zaryad miqdori ballistic galvonometrda o'lchanadi, bundan $e/m = l\vartheta/Rq$ ga ega bo'lamiz.

Demak, Styuart va Tolmen o'z tajribalarida solishtirma zaryadni aniqladilar.

$$\frac{e}{m} = -1,6 \cdot 10^{11} \frac{C}{kg}$$

undan metallarda tok tashuvchi zarrachaning massasini topdilar. Olingan natija amerikalik olim Milliken tomonidan vakuumda harakatlanuvchi elektronlar uchun alingan natija bilan bir xil bo'lganligi uchun, metallarda tok tashuvchilar erkin elektronlar ekanligi isbotlandi.

Erkin elektronlar.

Xo'sh metallarga erkin elektronlar qardan keladi? Ularning paydo bo'lishi quyidagicha tushuntiriladi: metalning kristall panjarasi hosil bo'lishida atom yadrosi bilan kuchsiz bog'langan elektronlar atomdan uzilib chiqadi va erkin elektronga aylanib butun hajm bo'ylab harakatlanishi mumkin bo'lib qoladi. Demak panjara tugunlarida metall ionlari joylashib, ular orasida go'yoki ideal gazga o'xshash elektron gaz hosil qiluvchi, erkin elektronlar betartib harakatda bo'ladi. Elektronlar o'z harakatlari davomida panjaradagi ionlar bilan to'qnashib turadi va natijada ular o'rtasida termodinamik muvozanat vujudga keladi. Hisoblashlarning ko'rsatishicha

$T = 300\text{ K}$ da elektronning issiqlik harakat o'rtacha tezligi $\langle v \rangle = 1,1 \cdot 10^5\text{ m/s}$ ni tashkil qiladi. Elektronlarning elektr maydon ta'siridagi yo'naltirilgan harakat o'rtacha tezligi esa $\langle v \rangle = 8 \cdot 10^{-4}\text{ m/s}$ atrofida bo'ladi. Ya'ni yuqorida qayd etilganidek elektronlarning yo'naltirilgan harakat tezligi ularning issiqlik harakat o'rtacha tezligidan qariyb 10^8 marta kichik. Shuning uchun ham bu tezlik elektr tokining tarqalish tezligi bo'lolmaydi. Elektr toki juda uzoq masofalarga bir lahzadayoq uzatilishiga sabab, elektr zanjiri ulanishidayoq zanjir bo'ylab elektr maydonining, yorug'lik tezligiga teng tezlik ($c = 3 \cdot 10^8\text{ m/s}$) bilan tarqalishidir. Natijada butun zanjir bo'ylab o'zgarmas elektr maydoni vujudga keladi va elektronlarni batartib harakatga keltiradi. Shuning uchun ham zanjir ulanishidayoq unda elektr toki vujudga keladi.

Metallarda elektr tokining klassik elektron nazariyasi.

Metallarda erkin elektronlarning soni $10^{28} - 10^{29}\text{ elektron/m}^3$ bo'lganligi, ular kristall panjara orasida erkin harakat qilganligi uchun bunday elektronlar o'ziga xos elektron gazi ham deyiladi. Elektronlar konsentratsiyasi juda katta bo'lib, o'zaro hamda kristall panjaralari bilan to'qnashadi. Ideal gazlarga o'xshash erkin elektronlar ham faqat kinetic energiyaga ega deb tasavvur qilinadi.

Metallardagi elektr toki tashqi elektr maydon ta'siridagi erkin elektronlarning kristall panjara oralig'idagi tartibli harakatidan iborat, degan tushunchaga asoslanib, 1900 – yilda nemis olimi P. Drude metallar elektr o'tkazuvchanligining klassik elektron nazariyasiga asos soldi. Keyinchalik bu nazariyani Lorens takomillashtirdi. Drude va Lorens ideal gaz qonunlarini elektron gazga qo'lladilar. Elektronlarning o'rtacha xotik (issiqlik) harakatining kinetic energiyasi absolyut temperaturaga to'g'ri proporsional

$$\frac{m\overline{v}^2}{2} = \frac{3}{2}kT$$

desak, bundan elektronlarning o'rtacha kvadratik tezligi

$$\sqrt{\overline{v}^2} = \overline{v}_{kv} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}$$

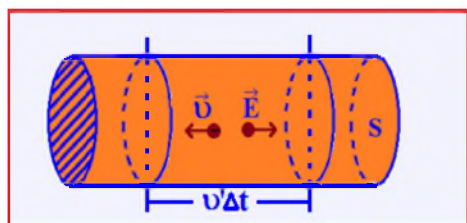
ga teng. Boltsman doimiysi $k = 1,38 \cdot 10^{-23}\text{ J/K}$ va $m = 9,1 \cdot 10^{-31}\text{ kg}$, uy temperaturasi $T = 300\text{ K}$ da $\overline{v}_{kv} = 110\text{ km/s}$. Elektronning erkin yugirish yo'li l ga teng masofani o'rtacha

$v' = \overline{v}_{kv}$ tezlikda bosib o'tadi. Elektronning erkin

yugirish yo'lini o'tish vaqti $\tau = l/\overline{v}'$ ga teng. Agar metal ichida bir jinsli elektr maydon hosil qilinsa, u holda erkin electron elektr maydon kuch chiziqlari yo'nalishiga teskari yo'nalgan qo'shimcha $\overline{v}''$ tezlik oladi (chunki $e < 0$). Zaryadning natijaviy tezligi $\overline{v}$ xotik harakat tezligi $\overline{v}'$ va tartibli $\overline{v}''$ tezliklar

yig'indisiga teng bo'ladi: $\overline{v} = \overline{v}' + \overline{v}'' = \overline{v}''$.

Xotik tezlik bazan maydon tomonga, ba'zida esa maydonga teskari tomonga yo'nalganligidan, $\overline{v}'$ ning o'rtacha qiymati nolga teng. Demak, yig'indi tezlik maydon tomonga yo'nalgan o'rtacha tezlik $\overline{v} = \overline{v}' + \overline{v}'' = \overline{v}''$ ga teng bo'ladi.



3 - rasm. S kesim yuzati va E maydon kuchlanganligiga ega silindr ichidagi elektronning harakati.

3 – rasmda ko'rsatilgan o'tkazgich metall ichida kesim yuzi S bo'lgan silindr kesib olingan bo'lsin. $\vec{E}$ elektr maydon kuchlanganlik vektori o'tkazgich bo'ylab yo'nalgan bo'lsin. Har bir erkin elektron o'tkazgich ichida elektr maydon ta'sirida tartibli harakat tezligi v'' ni oladi. Δt vaqt ichida S sirtidan o'tgan elektronlar $I = v'' \Delta t$ ga teng bo'lgan uzunlikdagi silindr hajmini egallaydi. O'tkazgich – silindr hajmi ichida $S v'' \Delta t$ n ta elektron bor. Agar birlik hajmdagi erkin elektronlar soni n bo'lsa, Δt vaqt ichida o'tkazgichning S kesim yuzasidan o'tgan zaryad miqdori $\Delta q = enSv'' \Delta t$ bo'ladi. Bundan o'tkazgichdagi tok $I = enSv''$ bo'ladi, tok zichligi $J = ev''$ ga teng. Bu formulani chiqarishda biz erkin zaryadlarni musbat va maydon bo'ylab yo'nalgan deb faraz qildik, erkin elektronlar uchun $e < 0$ va $v'' < 0$ bo'ladi. Texnik normada chegaraviy tokning zichligi mis sim uchun $J = 10^7 \text{ A/m}^2$, $n = 10^{25} \text{ m}^{-3}$ qiymatni qo'yib, elektronlarning tartibli harakatining o'rtacha tezligi uchun quyidagini olamiz:

$$v'' = \frac{J}{en} = \frac{10^7}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{25}} \approx 10^{-3} \text{ m/s}.$$

Shunday qilib, juda katta tok zichliklarida ham elektronlar tartibli harakatining o'rtacha tezligi v'' o'rtacha issiqlik harakatining tezligi v' dan taxminan 10^8 marta kichik ekan, ya'ni hisoblashlarda $(v'' + v')$ ni $|v|$ bilan almashtirsa bo'ladi. e zaryadga $\vec{E}$ elektr maydonda $F = eE$ kuch ta'sir etadi va u a tezlanish oladi:

$$a = \frac{F}{m} = \frac{eE}{m}.$$

Zaryadning tartibli harakat tezligi v'' chiziqli ravishda ortadi, lekin erkin harakat yo'lida elektron panjara ionlari bilan to'qnashadi va panjara ionlariga energiyasini berib, tartibli harakatdagi erishgan tezligi deyarli nolgacha kamayadi:

$$v_{\max} = a\tau = E \frac{e\tau}{m}, \quad \bar{v} = \frac{v_{\max}}{2}$$

bo'lganligi uchun

$$J = en\bar{v} = \frac{ne^2\tau}{2m} E.$$

Bu ifoda Om qonunining differensial shakliga mosdir.

Shunday qilib, klassik elektron nazariya metallarda elektr o'tkazuvchanlik mexanizmini tushuntira oladi va metallardagi elektr o'tkazuvchanlik koeffitsienti

$$\lambda = \frac{ne^2\tau}{2m}$$

ga tengligi isbot qilindi. Metallardagi elektr tokining bu klassik elektron nazariyasini ba'zan elementar elektron nazariya ham deyiladi. Klassik elektron nazariyadan foydalanib, Joul – Lens qonunini ham tushuntirish mumkin.

Elektronlarning metallardan chiqish ishi.

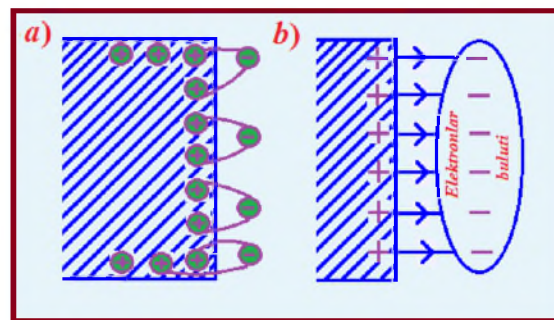
Oldingi mavzuda bayon etilganidek metallardagi erkin elektronlar odatdagi temperaturalarda ham ma'lum issiqlik harakat tezligiga $\langle v \rangle = 1,1 \cdot 10^5 \text{ m/s}$ va kinetik energiyaga $E_k = \frac{m\langle v \rangle^2}{2} \approx 5,5 \cdot 10^{-21} \text{ J}$ ega bo'ladi. Lekin ular metallni tark etolmaydi. Demak,

ularni metallarda tutib turadigan qandaydir kuch bo'lmog'i kerak. Elektron metallni tark etishi uchun bu kuchning qarshiligini engishi, ya'ni unga qarshi ish bajarishi zarur. Elektronni metalldan ajratib, vakuumga chiqarish uchun bajarish kerak bo'lgan ishga chiqish ishi deyiladi.

Chiqish ishi mavjudligining asosiy sabablari quyidagilardir:

1. Agar elektron biror sababga ko'ra metallni tark etsa, uning o'rnida ortiqcha musbat zaryad vujudga keladi va u Kulon qonuniga muvofiq elektronni o'ziga tortadi (4, a -rasm);

2. Ba'zi elektronlar metallni tark etib, undan atom kattaliklaridek masofaga uzoqlashadi va metall sirtida "elektronlar bulutini" hosil qiladi. Bu bulut panjaradagi musbat ionlarning tashqi qatlami bilan birga, qush qavatli elektr qatlamini hosil qiladi. U go'yoki zaryadlangan yassi kondensatorga o'xshab, maydoni qoplamalari orasida mujassamlashgan bo'ladi va tashqi fazoda elektr maydoni hosil qilmaydi. Elektron bu qush qavatli qatlamdan o'tishi uchun ma'lum ish bajarish kerak (4, b -rasm).



4 - rasm. Elektronlarning metallni tark etishi va elektron bulutini hosil qilishi.

Potentsial to'siq.

Demak elektron metalldan chiqishida metall sirti va elektron buluti orasida vujudga keladigan $\Delta\varphi$ potentsial to'siqdan o'tmog'i kerak. Bu to'siq elektronlarning metalldan uchib chiqish jarayoniga to'sqinlik qiladi. Chunki elektron metalldan uzilib chiqishida shu to'siqni engish uchun ma'lum ish bajarmog'i zarur. Chiqish ishi quyidagi formula yordamida aniqlanadi.

$$A = e \cdot \Delta\varphi$$

Agar elektronning kinetik energiyasi

$$E_k = \frac{m\vartheta^2}{2} > A$$

shartni bajarsa elektron metallni tark etadi aks holda tark etolmaydi. $\Delta\varphi = U_i = A/e$ potentsialga ionlashtiruvchi potentsial deyiladi.

Odatda chiqish ishi elektron voltlarda (eV) hisoblanadi. $1 eV$ — elektronning $1 V$ potentsial farqini o'tishda oladigan energiyasi:

$$1 eV = 1 V \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} C = 1 \frac{J}{C} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} C = 1,6 \cdot 10^{-19} J$$

Xona temperaturaidda metallarni tark etish uchun etarli energiyaga ega bo'ladigan elektronlarning soni juda kam bo'lib, ular ham metallarning tabiatiga bog'liq. Xona temperaturaidda ($T = 300 K$) elektronning energiyasi

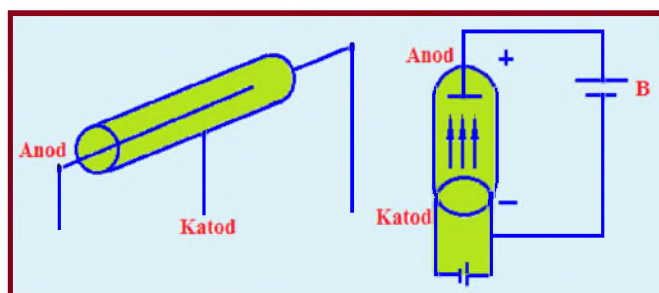
$$kT = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K} \cdot 300 K = 4,15 \cdot 10^{-21} J = 0,026 eV$$

Elektron emissiyasi.

Agar metallardagi elektronlarga chiqish ishini bajara oladigan energiya berilsa, elektronlarning bir qismi metallni tark etishi mumkin. Elektronlarni bunday chiqarish hodisasiga elektron emissiyasi deyiladi. Elektronlarga energiya berish usuliga qarab termoelektron, fotoelektron, avtoelektron emissiya hodisalari mavjud.

Termoelektron emissiya.

Termoelektron emissiya – bu qizitilgan metalning elektronlar chiqarishidir. Metallardagi erkin elektronlarning konsentratsiyasi juda katta bo'lib, hattoki o'rtacha temperaturalarda ham

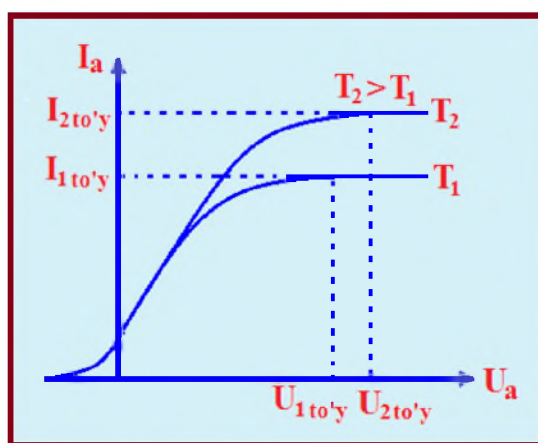


5 - rasm. Vakuumli diod.

chiqish ishini bajarib, metalni tark etadigan elektronlar mavjud bo'ladi. Temperatura ko'tarilishi bilan esa kinetik energiyasi chiqish ishidan kattaroq bo'lgan elektronlarning soni ortadi va termoelektron emissiya hodisasi sezilarli bo'lib qoladi. Termoelektron emissiya hodisasining qonunlarini ikki elektrodli lampa – vakuumli diod yordamida o'rganish mumkin. Vakuumli diod – ikkitada katod K va anod A elektrodlardan iborat havosi so'rib olingan ballondir. Katod elektr toki yordamida qizitiladigan bo'lib qiyin eriydigan metaldan (misol uchun volframdan) yasalgan metall simdan iborat bo'ladi. Anod esa katodni o'rab turadigan metall silindr shaklida bo'ladi (5 - rasm). Agar diod rasmdagidek zanjirga ulanib, katod qizdirilsa va anod manbaning musbat, katod manfiy qutblariga ulansa, zanjirda tok vujudga keladi. Agar batareya B ning qutblarini o'zgartirsak katodni qanchalik qizitishimizdan qat'iy nazar zanjirda tok bo'lmaydi. Demak katod manfiy zaryadlangan zarralar elektronlarni chiqaradi.

Diodning Volt-Amper harakteristikasi.

Endi katodning temperaturaini o'zgarimas qilib saqlab, anod toki I_a va kuchlanishi U_a – larning bog'liqlik grafisini, ya'ni diodning volt-amper harakteristikasini tuzamiz (6 - rasm).



6 - rasm. Diodning volt - amper xarakteristikasi.

Ma'lum bo'lishicha u chiziqli emas ekan va demak vakuumli diod uchun Ohm qonuni bajarilmaydi. Dastlab kuchlanish ortishi bilan tok sekin ortadi. Bu paytda manfiy zaryadli elektron bulut katoddan uchib chiqib elektronlarning harakatiga to'sqinlik qiladi va itarish kuchi ta'sirida elektronlarning bir qismi katodga qaytsa, bir qismi anodga etadi.

Anod kuchlanishi ortishi bilan elektron bulutining zichligi kamayadi va tok kuchi ortadi. Kuchlanishning ma'lum $U_a = U_{to'y}$ qiymatida katoddan uchib chiqadigan elektronlarning barchasi anodga etib boradi va tok kuchi o'zining maksimal qiymatiga erishib,

kuchlanishning yanada ortishi tok kuchini o'zgartira olmaydi. Tok kuchining bu qiymatiga to'yinish toki $I_{to'y}$ deyiladi. Agar katodning temperaturai o'zgarsa to'yinish tokining qiymati ham o'zgaradi.

Agar batareyaning qutblari almashtirib ulansa zanjirda tok bo'lmaydi. Demak diodlar bir tomonlama tok o'tkazish xususiyatiga ega. SHuning uchun ham ular to'g'rilagich sifatida ishlatiladi.

Suyuqlik va eritmalarda elektr toki

Tok metal va elektron o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan yarimo'tkazgichlar orqali o'tganda hech qanday kimyoviy o'zgarish ro'y bermaydi. Bunday moddalar birinchi tur o'tkazgichlar deyiladi. Tok o'tganda kimyoviy o'zgarish yuz beradigan moddalar ikkinchi tur o'tkazgichlar

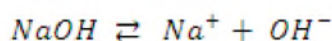
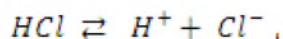
yoki elektrolitlar deyiladi. Ularga tuz, ishqor va kislotalarning suvdagi yoki boshqa suyuqliklardagi eritmaları kiradi.

Distillangan suv elektr tokini o'tkazmaydi. Agar unga ozroq tuz qo'shilsa elektr tokini o'tkazuvchiga aylanadi. Demak ba'zi moddalarning suvdagi eritmasi elektr tokini o'tkazish qobiliyatiga, ya'ni zaryad tashuvchi zarralarga ega bo'lib qolar ekan. Erituvchida eriganda ionlarga ajraladigan moddalarga elektrolitlar deyiladi. Elektrolitlarda zaryad tashuvchi zarralar ionlar bo'ladi. Shuning uchun ham bunday o'tkazuvchanlikka ionli o'tkazuvchanlik deyiladi. Ionlarning vujudga kelishiga sabab, elektrolit eriganda uning molekulari, erituvchi molekularining elektr maydoni ta'sirida musbat va manfiy zaryadlangan ionlarga ajralishidir. Elektrolitdagi ionlarning tashqi maydon ta'siridagi batartib harakatiga elektrolitlarda elektr toki deyiladi.

Elektrolitik dissotsiya.

Elektrolit eriganda molekularining musbat va manfiy zaryadlangan ionlarga ajralishiga elektrolitik dissotsiatsiya deyiladi. Natijada eritmada musbat ionlar (kationlar) va manfiy ionlar (anionlar) hosil bo'ladi. Odatda kationlar metallar va vodorodning ionlari, anionlar esa kislota qoldiqlari va gidroksil guruhlar bo'ladi.

Dissotsiatsiya jarayoni quyidagicha yoziladi:



O'ng tomonga yo'nalgan strelka dissotsiatsiyani, chap tomonga yo'nalgan strelka esa – rekombinatsiyani, ya'ni turli ismli zaryadlangan ionlar birlashib neytral molekularlar hosil qilishini ko'rsatadi.

Dissotsiyanish darajasi.

Moddalarning dissotsiatsiyanishini harakterlash maqsadida dissotsiatsiyanish darajasi tushunchasi kiritiladi. Dissotsiatsiyanish darajasi α deb ionlarga dissotsiatsiyalangan molekularlar soni n ning moddadagi molekularlarning umumiy soni n_0 ga nisbatiga aytiladi.

$$\alpha = \frac{n}{n_0}$$

α ning qiymatiga qarab moddalar kuchli ($\alpha \approx 1$) va kuchsiz (α nolga yaqin) elektrolitlarga bo'linadi. Kuchli elektrolitlarga tuzlar, ba'zi organik kislotalar va ularning asoslari kirsar, kuchsizlarga – minerallar kiradi.

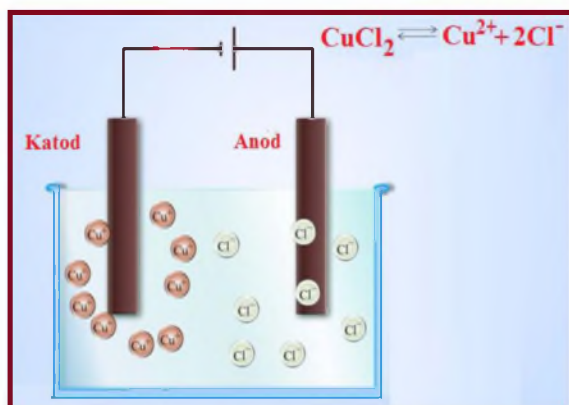
Dissotsiatsiyanish darajasi shuningdek erituvchining tabiatiga, temperaturaga, bosimga va boshqa faktorlarga ham bog'liq bo'ladi. Ayniqsa u erituvchining dielektrik singdiruvchanligiga bog'liq. Dielektrik singdiruvchilik qancha katta bo'lsa, molekula tashkil qilgan ionlarning o'zaro ta'sir kuchlari shuncha kichik bo'ladi va Kulon qonuniga muvofiq, ichki molekulyar aloqalarni uzish shuncha oson bo'ladi. Dissotsiatsiyanish darajasi shuningdek eritmaning konsentratsiyasi va temperaturaiga bog'lik. Temperatura ortishi bilan molekularlarning kinetik energiyasi ortadi, bu esa molekularlarning o'zaro to'qnashib ionlashish ehtimolini o'rttiradi.

Elektroliz.

Tashqi elektr maydoni bo'lmaganda eritmani tashkil qiluvchi qarama-qarshi ishorali ionlar va molekularlar betartib harakat holatida bo'ladi. Agar eritmaga elektr maydoni ta'sir etsa,

ionlarning harakati tartibga tushadi. Elektrolitda elektr tokini sim orqali tok manbaiga ulangan elektrodni tushirish bilan hosil qilish mumkin (7 - rasm).

Elektr maydoni ta'sirida kationlar manfiy elektrod katodga (*k*) qarab, anionlar esa musbat elektrod anodga (*A*) qarab harakatlana boshlaydi. Shuni ta'kidlash lozimki ionlarning tezligi



7 - rasm. Elektrolitda moddaning ionlarga ajralishi.

juda kichik (masalan $E = 100 \text{ V/m}$ bo'lganda vodorod ionlarining tezligi $v = 3,3 \cdot 10^{-5} \text{ m/s}$) bo'ladi. Natijada elektrolitlarda zaryadlangan zarralarning batartib harakati, ya'ni elektr toki vujudga keladi.

Elektrolitlarda ionlarning tartibli harakati

$$J = (n^+ e^+ v^+ + n^- e^- v^-) \cdot E$$

ga teng bo'lgan elektr toki zichligini hosil qiladi, bunda n^+ – birlik hajmdagi musbat ionlar soni, e^+ – ion zaryadi, v^+ – musbat ionlar harakatchanligidir, manfiy ionlar ham

yuqoridagiga o'xshash $n^- e^-$ va v^- kattaliklarga ega bo'ladi. Qavslar ichida turgan kattaliklar E ga bog'liq emas. Demak, elektrolitlardagi tok zichligi maydon kuchlanganligiga proporsionaldir. Tok kuchi elektrolitning ma'lum kesimidan o'tuvchi zaryadning (har ikkala ishoralisi ham) vaqtga nisbatiga teng. Elektr tokining zichligi esa Om qonuniga muvofiq aniqlanadi.

$$J = \frac{E}{c}$$

Bu erda c – elektrolitning solishtirma qarshiligi. Metallardagidan farqli ravishda elektrolitning solishtirma qarshiligi temperatura ko'tarilganda kamayadi, solishtirma o'tkazuvchanligi ortadi. Elektrolitdan tok o'tganda elektroliz hodisasi ro'y beradi. Elektrolitdan tok o'tganda tarkibiga kiruvchi moddalarning elektrodlarda ajralib chiqishiga elektroliz hodisasi deyiladi. Elektrolitlarda tok o'tishi moddaning ko'chishi bilan bog'liq bo'lganligi sababli ularga ikkinchi tur o'tkazgichlar deyiladi.

Elektroliz uchun Faradey qonunlari.

Faradeyning birinchi qonuni.

1833 yil M. Faradey elektroliz qonunlarini yaratdi. Faradeyning birinchi qonuni: elektrodga ajralib chiqadigan moddaning massasi m , elektrolitdan o'tgan zaryad miqdori q ga proporsional.

$$m = kq$$

yoki

$$m = kIt$$

bu yerda $q = It$ – elektrolitdan t vaqtda oqib o'tgan o'zgarmas tokning kuchi.

Birinchi qonunning fizik ma'nosini tushunish uchun elektroliz va ionli o'tkazish mexanizmini batafsilroq o'rganamiz. Elektrolitdan qancha ko'p zaryad miqdori o'tsa, shuncha ionlar elektrodga etib keladi. Musbat ionlar katodga etib kelib o'ziga etmagan elektronlarni oladi va neytral atomga aylanib katodga yopishib qoladi. Manfiy ionlar esa anodga tegishi bilan ortiqcha elektronlarini berib u ham anodga yopishib qoladi. Elektrodga yopishadigan har bir ion o'zi bilan qanchadir elektr zaryadini olib keladi. Demak, barcha ionlar tashiydigan to'la

zaryad elektrolarlarga yopishib qoladigan ionlar soniga, ya'ni ajraladigan modda massasiga proporsionaldir.

Elektrokimyoviy ekvivalent.

Yuqoridagi ifodalardagi proporsionallik koeffitsienti k ga moddaning elektrokimyoviy ekvivalenti deyiladi. U elektrolizda elektrodda ajralib chiqqan modda massasining elektrolit orqali o'tgan zaryad miqdoriga nisbatiga tengdir.

Ba'zi moddalarning elektrokimyoviy ekvivalenti.

9-jadval

Modda	$k, 10^{-6} \text{ kg/C}$
Kumush	1,118
Vodorod	0,01045
Mis	0,3294
Rux	0,0388

Faradeyning ikkinchi qonuni.

Moddaning elektrokimyoviy ekvivalenti uning atom (molekulyar) massasi A ning valentlik n ga nisbatiga to'g'ri proporsional

$$k = \frac{1}{F} \cdot \frac{A}{n}$$

Atom (molekulyar) massaning valentlikka nisbatiga kimyoviy ekvivalent deyiladi.

Bu ifodadagi F ga Faradey doimiysi deyiladi. Uning fizik ma'nosini aniqlash ikkita ifodani birlashtirib quyidagiga ega bo'lamiz:

$$m = \frac{q}{F} \cdot \frac{A}{n}$$

Bu ifodaga Faradeyning elektroliz uchun umumlashgan qonuni deyiladi. Faradey doimiysi elektrolizda elektrodda ajralib chiqadigan massa moddaning kimyoviy ekvivalentiga teng bo'lishi uchun elektrolitdan o'tishi kerak bo'lgan zaryad miqdorini ko'rsatadi.

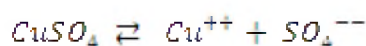
Faradey doimiysining son qiymati shunday zaryadga tengki, bu zaryadni elektrolit eritmasidan o'tkanda, elektrolarlarda massasi kimyoviy ekvivalentga son jihatdan teng bo'lgan modda ajralib chiqadi. Bu zaryadni, moddaning son jihatdan A/n kimyoviy ekvivalentiga teng massasidagi N_A/n dona ionlar olib o'tadi. Shuning uchun Faradey soni,

$$F = q_i \frac{N_A}{n}$$

ko'rinishda yoziladi, bunda q_i — ion zaryadi. O'lchashlar $F = 96500 \text{ C/mol}$ ekanligini ko'rsatadi.

Elektrolizning texnikada qo'llanishi.

Elektroliz hodisasi texnikada va sanoatda keng qo'llaniladi. Bu usul bilan toza moddalar: temir, marganets, xrom, mis, rux, xlor, ftor va boshqa moddalar ajratib olinadi. Masalan toza misni mis sulfat eritmasidan (mis kuporosidan) ajratib olishdan oldin dissotsiyatsiya ro'y beradi:



So'ngra esa mis kationlari elektr maydoni ta'sirida katodga tomon harakat qiladi va unda neytrallashib mis atomini hosil qiladi.

Galvanotexnika.

Metallardan yasalgan detallar va asboblarni zanglamaydigan qoplama bilan qoplash usuli galvanotexnika ham sanoatda keng qo'llaniladi. Tez oksidlanadigan metallardan yasalgan narsalarning sirti qiyin oksidlanadigan: nikel, kumush, rux va boshqalar bilan qoplanadi. Nikellangan buyumlar: samovar, choynik, pichok, qoshiq, sanchqilar shu usul bilan hosil qilinadi.

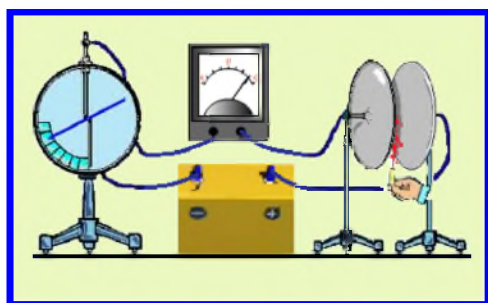
Narsalarning sirtini oksidlanmaydigan metallar bilan qoplashga galvanostegiya deyiladi. Bu usul eng arzon, qulay va tez bajariladigan usuldir.

Buyumlarni kumush yoki oltin bilan qoplashda kumush va oltin tuzlarining eritmalaridan foydalaniladi. Biror shaklni hosil qilish uchun buyum sirtiga metallni elektrolitik chuktirish usuliga galvanoplastika deyiladi. Galvanoplastika 1836 yilda rus fizigi B. Yakobi tomonidan kashf etilgan bo'lib, tezda sanoatda keng qo'llanila boshladi.

Gazlarda elektr toki. Mustaqil va nomustaqil razryadlar

Gaz razryadlari.

Uncha yuqori bo'lmagan temperaturalarda gaz elektr tokini o'tkazmaydi. U o'tkazuvchan bo'lishi uchun molekulalarining biror qismi bo'linib, ionlar va erkin elektronlarga ajralishi kerak. Buning uchun esa gazga biror ionlashtiruvchi ta'sir ko'rsatilmog'i zarur. Ionizator ta'sirida atom



8 - rasm. Gazlarda elektr tokini vujudga keltirish uchun atalgan qurilma.

yoki molekulalarning elektron qobig'idan bir yoki bir nechta elektronlarning uzilib chiqishi ro'y beradi. Bu esa gazda erkin elektronlar va musbat ionlar vujudga kelishiga olib keladi. Elektronlar ham o'z navbatida neytral atomlar yoki molekulalar bilan birikib manfiy zaryadlangan ionlarni vujudga keltiradi. Demak ionlashgan gazda erkin elektronlar, musbat va manfiy ionlar mavjud bo'ladi. Gazdan elektr tokining o'tishiga gaz razryadi deyiladi.

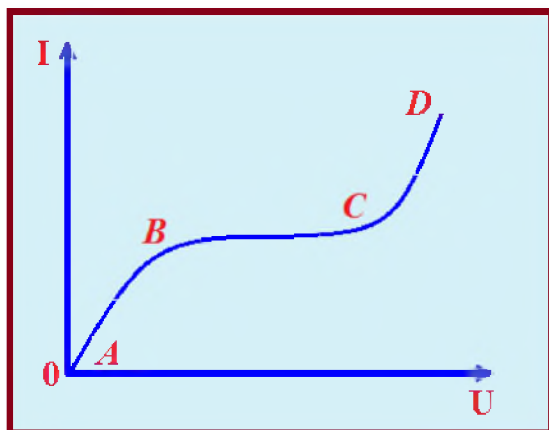
Gazda ionlashish jarayoni bilan birga, rekombinatsiya-ionlarning neytral atomlar yoki molekulalarga aylanish jarayoni ham ro'y beradi. Agar tashqi ionizatorning ta'siri to'xtasa gazning o'tkazuvchanligi yomonlasha boradi. Ionizatorning quvvati o'zgarmaydigan bo'lsa, ionlashish va rekombinatsiya jarayonlari o'rtasida dinamik muvozanat vaziyati vujudga keladi. Bunda ionlashish natijasida vujudga keladigan zaryadlangan zarralar juftining o'rtacha soni, rekombinatsiya natijasida yo'qoladiganlarining o'rtacha soniga teng bo'ladi.

Nomustaqil razryad.

8 – rasmda ko'rsatilgan kondensator qoplamlari orasidagi kuchlanishni orttirib, tok kuchini galvanometr orqali o'lchab, tok kuchining kuchlanishga bog'liqlik grafisini, ya'ni gaz razryadi uchun volt-amper xarakteristikasi (VAX) ni chizish mumkin (9 – rasm).

Tok to'yinishga yetmaganda (9 – rasmdagi grafikning AB qismi) ionlashgan gaz molekulalari sonini o'zgarmas deb hisoblasa bo'ladi. Gazda elektronlar va ionlar elektr maydon bo'lmaganda xotik harakat qiladi, ammo elektr maydon ta'sirida ular yo'nalgan (dreyf) harakatda bo'ladi, musbat ionlar maydon yo'nalishida, manfiy ionlar va elektronlar maydonga teskari yo'nalishda harakat qiladi. Dreyfning o'rtacha tezligi v_d quyidagicha aniqlanadi:

$$\bar{v} = \mu E$$



9 - rasm. Gaz razryadining VAXi.

Bu yerda E – elektr maydon kuchlanganligi, μ – ionlarning harakatchanligi. Kuchlanganlik miqdor jihatdan birga teng bo'lganda maydon ta'sirida ionning $\bar{v}$ o'rtacha tezligi μ elektronlar harakatchanligiga teng. μ kattalik ionlar uchun har xil gazlarda har xil qiymat oladi va gaz bosimi hamda maydon kuchlanganligi $\bar{E}$ ga bog'liq emas. Agar hamma neytral atomlar ionlashib, musbat va manfiy ionlar hamda elektronlarni hosil qilsa, u holda kondensator plastinkasiga tushuvchi Q_+ musbat elektr miqdori quyidagiga teng bo'ladi:

$$Q_+ = en_0\bar{v}_+St,$$

bunda e – ion zaryadi, $\bar{v}_+$ – uning tezligi, n_0 – musbat yoki manfiy ionlarning birlik hajmdagi soni, S – plastinkaning yuzi, t – vaqt. Bu vaqtda kondensator qoplamasiga to'plangan Q_- manfiy ionlar soni hosil qilgan elektr miqdori quyidagicha bo'ladi:

$$Q_- = en_0\bar{v}_-St.$$

Maydon olib o'tgan yig'indi elektr miqdori

$$Q = Q_+ + Q_- = en_0(\bar{v}_+ + \bar{v}_-)St$$

ga teng va bu ifodalardan tok zichligini topsak,

$$J = \frac{I}{S} = \frac{Q}{St} = en_0(\bar{v}_+ + \bar{v}_-)$$

bo'ladi yoki $\bar{v}_+ = \mu_+ \bar{E}$ va $\bar{v}_- = \mu_- \bar{E}$ dan tok zichligi uchun quyidagi ifodani yozamiz:

$$J = en_0(\mu_+ + \mu_-)E.$$

Agar $en_0(\mu_+ + \mu_-) = \lambda$ deb belgilasak, yuqoridagi ifoda gazlar uchun Om qonunining differensial shakli $J = \lambda E$ kelib chiqadi. Nomustaqil razryad uchun olingan VAX grafigidagi (9 - rasm) AB qismida tok kuchu kuchlanishga, tok zichligi J elektr maydon kuchlanganligi E ga proporsional bo'ladi. Shu sababli bu sohaga Om qonunini qo'llash mumkin. Kuchlanish ortganda ionlarning maydon ta'sirida olgan harakat tezligi ortadi, ammo ularning rekombinatsiyalanish tezligi kamayadi. Shuning uchun vaqt birligi ichida juda ko'p ionlar kondensator qoplamalariga borib yetishga ulguradi vat ok ortadi (9 - rasmdagi grafikning AB qismi). Bu sohada tok gazda qo'zg'aluvchan zaryad tashuvchilar rekombinatsiyasining kamayishi hisobiga ko'payadi. Agar kondensator qoplamalaridagi kuchlanish orttirib borilsa, tok tashuvchilar rekombinatsiyasi umuman tugaydigan payt, ya'ni tok kuchi eng katta qiymat I_t ga erishgan holat vujudga keladi, uning kattaligi bundan keyin kuchlanishga bog'liq bo'lmaydi (9 - rasmdagi BC qism). Bunday holda tok kuchini oshirish uchun ionizatorning intensivligini oshirish kerak. Gazdagi qiymati

kuchlanishga bog'liq bo'lmaydigan bunday tokka (I_T) to'yinish toki deyiladi. Grafikdagi BC qismiga Om qonunini qo'llab bo'lmaydi. Grafikning AB va BC qismlari nomustaqil razryadning VAX i bo'lib, uni hosil qilish va saqlab turish uchun albatta, tashqi ionizatorning ta'siri bo'lishi shart. Nomustaqil razryad deb, tashqi ionizatorning doimiy ta'siri natijasida hosil bo'ladigan gaz razryadiga aytiladi. Agar tashqi ionizatorning ta'siri to'xtatilsa, nomustaqil razryad o'chib qoladi.

Mustaqil razryad.

Tashqi ionizatorning ta'siri to'xtagandan keyin ham gaz razryadi davom etadigan razryad mustaqil razryad deyiladi. Grafikdagi CD qism. Kuchli elektr maydon tashqi ionizatorsiz ham mustaqil gaz razryadini hosil qiladi. Bunda tok kuchining birdaniga ortib ketishiga sabab, zarb bilan ionlanishining ro'y berishidir. Mustaqil razryadda tashqi ionizator vazifasini elektr maydonning o'zi bajaradi.

Plazma haqida tushuncha

Bu tushuncha nisbatan yangi bo'lib, oldingi asrning yigirmanchi yillarida o'rganila boshlandi. Plazma deb – elektronlarining konsentratsiyasi musbat ionlarining konsentratsiyasiga taxminan teng bo'lgan, kuchli ionlashgan gazga aytiladi. Temperatura ko'tarila borgan sari plazmadagi elektronlar va ionlar soni ortib boradi va neytral atomlar shuncha kam qoladi. Bunday plazmaga elektron-ionli plazma deyiladi. Plazmadagi elektronlar konsentratsiyasi ionlar konsentratsiyasiga teng bo'lganligi uchun ham uni elektroneytral, undagi hajmiy zaryad zichligi esa nolga teng deb hisoblash mumkin.

Plazmaning xossalari.

Plazma – neytral gaz xossalariidan farq qiladigan bir qator maxsus xossalarga egadir. Bu xossalari uni moddaning to'rtinchi agregat holati deb qarashga asos bo'ladi. Neytral gaz molekulari orasidagi ta'sirdan farqli ravishda, plazmadagi zarralarning o'zaro ta'siri kulon tortishish va itarish kuchlari bilan harakterlanadi.

Plazma zarralari, ayniqsa elektronlar elektr maydoni ta'sirida engil ko'chadi. Elektr va magnit maydonlari plazmaga juda kuchli ta'sir qilib, hajmiy zaryadlar va toklarni vujudga keltiradi.

Elektr o'tkazuvchanlik hususiyatiga ko'ra, plazma metallarga o'xshab ketadi, ya'ni yaxshi elektr o'tkazuvchidir. Metallardan farqli ravishda esa temperatura ortishi bilan plazmaning elektr o'tkazuvchanligi yaxshilashadi. Plazma yaxshi issiqlik o'tkazuvchanlikka ham ega. Buning natijasida plazma issiqlik miqdorini oson yo'qotadi: elektronlar va ionlar idish devorlariga issiqlikni tez uzatadi. Natijada plazmaning temperaturai pasayadi va rekombinatsiya jarayoni boshlanadi. Demak plazmani muntazam saqlab turish uchun yoki unga tashqaridan doimo issiqlik miqdori berib turish kerak, yoki qurilma devorlaridan ajratish kerak.

Agar plazma magnit maydoniga joylashtirilsa, elektronlar va ionlar parma uchlariga o'xshash traektoriyalar bo'ylab harakat qila boshlaydi. Bunda elektron bir yo'nalishda, ion bo'lsa unga teskari yo'nalishda harakatlanadi.

Agar kuch chiziqlari plazmani har tomondan o'rab turadigan magnit maydoni hosil qilinsa, ya'ni u magnit turi vazifasini o'tay olsa, plazmani issiqlik uzatishdan saqlash masalasi echilgan bo'lardi. Bu juda murakkab muammo bo'lib, uning echilishi termoyadro sintezini boshqarish muammosi bilan bog'lidir.

Yarimo'tkazgichlarda elektr toki

Elektr o'tkazuvchanlik qobiliyatiga qarab qattiq jismlar o'tkazuvchilarga, yarim o'tkazuvchilarga va izolyatorlarga bo'linadi. Ular bir-biridan farq qilishiga sabab atom elektron qobig'larining turlichaligidir.

Ma'lumki istalgan elementning atomi musbat zaryadlangan yadro va yadro atrofida harakatlanadigan elektronlardan tashkil topgan. Yadro musbat zaryadlangan proton va elektroneytral neytronlardan iborat. Yadro zaryadi Z undagi prtonlar soni bilan aniqlanadi va shu elementning Mendeleev Davriy sistemasidagi tartib nomeri bilan mos keladi. Atom yadrosi atrofida yopiq orbitlar bo'ylab harakatlanadigan elektronlar soni ham Z ga teng va shuning uchun ham atom elektroneytral. Atomdagi elektronlar malum $n = 1, n = 2, n = 3$, orbitalar(qobig'lar) bo'ylab joylashadi. Har bir orbitada $2n^2$ ta elektron joylashishi mumkin va ularning energiyalari ham bir xil. Har bir qobig'dagi elektronlarning energiyalari mos ravishda E_1, E_2, E_3 deb belgilanadi.

Orbitalar orasida man qilingan energetik sath ΔE mavjud bo'lib, uning kengligi elektron orbitalarda ega bo'lishi mumkin bo'lgan energiyalar farqi bilan aniqlanadi:

$$\Delta E = E_2 - E_1$$

Elektronni valent zonadan o'tkazish zonasiga o'tkazish uchun tashqaridan malum energiya berish kerak. Elektron turg'un holatdan (to'ldirilgan holatdan) erkin holatga (o'tkazish zonasiga) o'tishda engish kerak bo'lgan man qilingan zonaning kengligi qattiq jismlarni metallar, yarimo'tkazgichlar va izolyatorlarga ajratishning asosiy mezonlaridan biridir. Bunga 10-rasmda keltirilgan sxemalardan osongina ishonch hosil qilish mumkin.

Zonalarning elektronlar bilan to'ldirilganligi va man qilingan zonaning kengligiga qarab to'rtta hol bo'lishi mumkin.



10 - rasm. Metall, dielektrik va yarimo'tkazgichning energetik zonalari.

10, a-rasm – eng yuqori zona elektronlar bilan qisman to'ldirilgan, ya'ni unda bo'sh sathlar mavjud. Bu holda elektron juda kam energiya olganda ham shu zonaning yuqoriroq energetik sathiga o'tishi, yani erkin bo'lib, tok o'tkazishga ishtirok etishi mumkin. Demak qattiq jismda qisman to'ldirilgan zona mavjud bo'lsa bu jism elektr tokini o'tkazadi. Aynan shu hususiyat metallarga xosdir.

10, b – rasm – agar valent zona va o'tkazish (erkin) zonasi bilan qisman ustma-ust tushsa ham, qattiq jism elektr tokini o'tkazuvchi bo'ladi. Bu Mendeleev elementlar davriy sistemasidagi II-guruh elementlari Be, Mg, Ca, Zn larga xos hususiyatdir.

Energetik sathlari faqat valent zona va o'tkazish zonasidan iborat qattiq jismlar, man qilingan zonasining kengligiga qarab dielektriklar va yarimo'tkazgichlarga ajratiladi. Agar

kristalning man qilingan zonasining kengligi bir necha elektron volt bo'lsa, issiqlik harakati elektronni valent zonadan o'tkazish zonasiga sakrata olmaydi va bunday kristallarga dielektriklar deyiladi (23, v-rasm). Agar man qilingan zona uncha katta bo'lmasa ($\Delta E \approx 1 \text{ eV}$) elektronni valent zonadan o'tkazish zonasiga issiqlik yoki biror boshqa tasir bilan ko'chirish mumkin. Bunday kristallarga yarim o'tkazgichlar deyiladi (23, g-rasm). Masalan germaniy uchun $\Delta E = 0.72 \text{ eV}$ kremniy uchun $\Delta E = 1.11 \text{ eV}$ ni tashkil qiladi.

Shunday qilib o'tkazgichlar uchun man qilingan zonaning kengligi nolga teng, yarim o'tkazgichlar uchun 2 eV dan oshmaydi, dielektriklar uchun esa 2 eV dan katta bo'ladi.

Yarimo'tkazgichlarning o'tkazuvchanligi va uning temperaturaga, yoritilganlikka bog'liqligi.

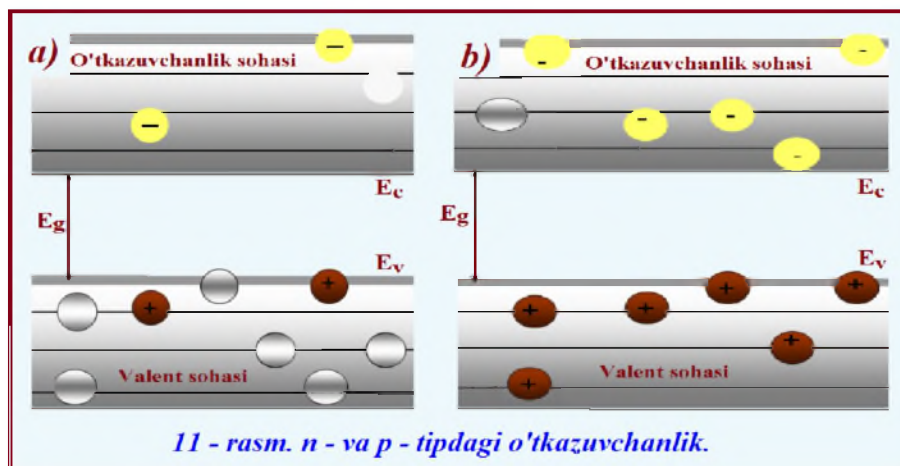
Xususiy o'tkazuvchanlik.

Yuqorida qayd etilganidek yarim o'tkazuvchilarning elektr o'tkazuvchanligi metallarning elektr o'tkazuvchanligidan yomon, dielektriklarnikidan esa yaxshiroqdir. Tabiatda yarimo'tkazgich elementlar va yarim o'tkazgich kimyoviy birikmalar mavjuddir. Shuning uchun ham ularni xususiy va aralashmali yarimo'tkazgichlarga ajratishadi. Kimyoviy toza yarim o'tkazgichlarga xususiy yarim o'tkazgichlar, o'tkazuvchanligiga esa xususiy o'tkazuvchanlik deyiladi. Ularga germaniy – Ge , selen – Se va bazi kimyoviy birikmalar kiradi.

0 K da boshqa tashqi sabablar bo'lmaganda xususiy yarimo'tkazgichlar o'zlarini dielektriklardek tutishadi.

n – tipidagi o'tkazuvchanlik.

Temperatura ortishi bilan esa valent zonasining yuqori sathidagi elektronlar o'tkazish zonasining qo'yi sathlariga sakrab o'tadi (11, a - rasm). Kiristallga elektr maydoni qo'yilganda esa ular maydonga qarshi harakatga kelib elektr toki hosil qildi. Xususiy yarimo'tkazgichlarning elektron bilan bog'lik o'tkazuvchanligi elektron o'tkazuvchanlik yoki (yunoncha negative – manfiy so'ziga asosan) n – tipidagi o'tkazuvchanlik deyiladi.



p – tipidagi o'tkazuvchanlik

Elektronlar sakrab o'tkazish zonasiga o'tib ketgandan so'ng, valent zonada bo'sh o'rinlari qolib, ularga teshiklar deyiladi (11, b - rasm). Tashqi elektr maydoni tasirida elektronning bo'sh o'rni-teshikni qo'shni sathdagi boshqa elektron egallashi mumkin. Bunda teshik ham ko'chgan elektronning o'rniga o'tadi. Bu jarayon davom etsa go'yoki teshik elektronlar harakati yo'nalishiga teskari yo'nalishda ko'chib yurgandek bo'ladi. Ya'ni go'yoki zaryadi elektron zaryadiga teng, ishorasi musbat bo'lgan zaryadning ko'chishi ro'y beradi. Xususiy yarimo'tkazgichlarning kvazizarralar-teshiklar harakati bilan bog'liq o'tkazuvchanligiga-teshikli

o'tkazuvchanlik yoki (yunoncha positive – musbat so'ziga asosan) p –tipdagi o'tkazuvchanlik deyiladi.

Kimyoviy toza yarim o'tkazgichlarda o'tkazish zonasiga o'tgan elektronlar soni valent zonasida hosil bo'lgan teshiklar soniga teng bo'ladi va ularning har ikkalasi ham elektr toki hosil qilishda ishtirok etadi. SHu bilan birga elektronlarning harakatchanligi teshiklarnikiga nisbatan katta bo'lganligi uchun, teshikli tok umumiy tokning yarmiga teng bo'lolmaydi. SHunday bo'lsada yarim o'tkazgichlarning solishtirma o'tkazuvchanligi elektronli va teshikli o'tkazuvchanliklarning yig'indisidan iborat bo'ladi. Zaryad tashuvchilar, yani elektronlar va teshiklar xususiy zaryad tashuvchilar bo'lganligi uchun ham ular vujudga keltiradigan o'tkazuvchanlikka xususiy o'tkazuvchanlik deyiladi.

Aralashmali o'tkazuvchanlik.

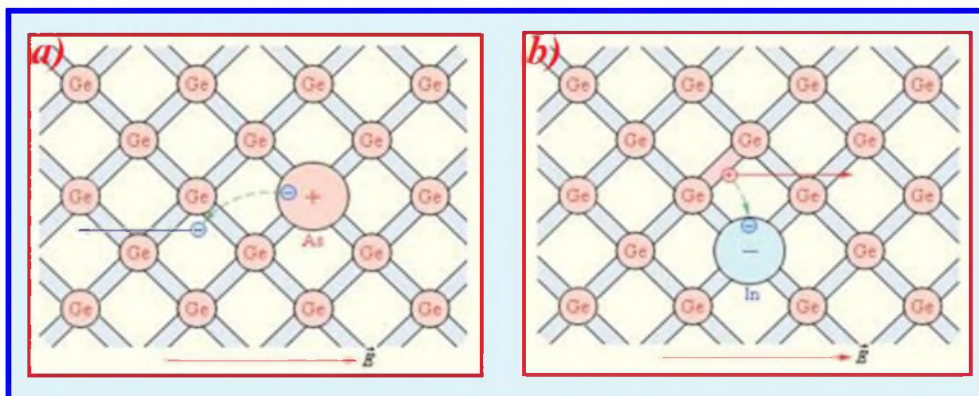
Yuqorida takidlanganidek, yarim o'tkazuvchilarning o'tkazuvchanligi elektronlarning va teshiklarning kontsentratsiyasi, va ularning harakatchanligiga bog'liq. SHuning uchun ham turli usullar bilan yarimo'tkazgichlardagi zaryad tashuvchilar sonini ko'paytirishga harakat qilinadi. Bunday usullardan biri aralashmalar kiritishdir. Yarim o'tkazgichlarning ko'pchiligiga aralashmalar kiritilib, ularning elektr o'tkazuvchanligi yaxshilanadi. Aralashmalar ikki xil: donar va aktseptor bo'lishi mumkin.

Donor aralashma.

Agar to'rt valentli germaniyning kristall panjarasiga beshta valent elektronli mishyak, surma va shunga o'xshash moddalarning atomlari aralashma sifatida kiritilsa, yarim o'tkazgichdagi elektronlarning kontsentratsiyasi keskin ortadi. Bunga sabab aralashma atom elektronlarining to'rttasi germaniy atomi bilan kimyoviy bog'lanish hosil qilishda qatnashib, beshinchisining bo'sh qolishidir. Natijada uning o'z atomi bilan bog'lanishi juda kuchsiz bo'lib, uni osongina tark etishi va "erkin" elektronga aylanishi mumkin (12, a - rasm). Shunday qilib bu holda aralashma atomlar o'z elektronlarini beradi, ya'ni elektronlar donori bo'ladi va shuning uchun ham donor aralashma deyiladi. Donor aralashmada elektr o'tkazuvchanlik erkin elektronlar harakatining natijasi bo'lganligi sababli, unga elektronli yoki n – tipdagi o'tkazuvchanlik deyiladi.

Aktseptor aralashma.

Agar germaniyning kristall panjarasiga uchta valent elektronli indiy, galliy va shunga o'xshash moddalarning atomlari aralashma sifatida kiritilsa, yarimo'tkazgich o'tkazuvchanligining xarakteri o'zgaradi. Bunga sabab germaniyning atomi bilan juft elektron bog'lanish hosil qilish uchun indiy atomida bitta elektron etishmaydi. Boshqacha aytganda bu ikki atom orasida to'ldirilmagan valent bog'lanish ya'ni teshik vujudga keladi va shuning uchun ham aralashmaga aktseptor aralashma deyiladi (12, b - rasm). Kristalldagi teshiklar soni aralashma atomlar soniga teng bo'ladi. Aktseptor aralashmada elektr o'tkazuvchanlik teshiklar harakatining natijasi bo'lganligi sababli, unga teshikli yoki p – tipdagi o'tkazuvchanlik deyiladi.



12 - rasm. n - va p - tipdagi yarimo'tkazgichni hosil qilish.

Yarim o'tkazgichlar o'tkazuvchanligining temperaturaga bog'liqligi.

Bizga ma'lumki temperatura ortishi bilan metallarning elektr o'tkazuvchanligi yomonlashadi va bunga sabab molekulalar bilan ko'proq to'qnashishi natijasida elektronlar harakatchanligining yomonlashishidir.

Garchi yarim o'tkazgichlarda ham temperatura ortishi bilan xuddi metallardagidek sabablarga ko'ra, elektronlarning va teshiklarning harakatchanligi yomonlashsada u muxim rol o'ynolmaydi. Chunki yarimo'tkazgichlar qizishi bilan valent elektronlarning kinetik energiyasi ortadi va ular ma'n qilingan zonadan o'ta olish qobiliyatiga ega bo'lib qolishadi. Natijada erkin elektronlarning soni ortib, yarim o'tkazgichning elektr o'tkazuvchanligi yaxshilanadi.

Shu bilan birga past temperaturalarda metallar va yarim o'tkazgichlar orasidagi farq ortadi, chunki yarim o'tkazgichlarning o'tkazuvchanligi yomonlashadi. Demak past temperaturalarda yarim o'tkazgichlar dielektriklarga o'xshab ketib, ular orasidagi farq kamayadi.

Yarim o'tkazgichlar yoritilganda elektr o'tkazuvchanligi yaxshilanadi. Bunga sabab yorug'lik ta'sirida qo'shimcha zaryad tashuvchilarning paydo bo'lishidir. Ular quyidagi jarayonlar natijasida vujudga kelishi mumkin:

1. Etarli darajada katta energiyaga ega bo'lgan yorug'lik valent zonadagi elektronni o'tkazish zonasiga o'tkazib qo'yadi. Natijada erkin elektronlar va teshiklar soni ortadi, ya'ni yarim o'tkazgichning xususiy o'tkazuvchanligi yaxshilanadi.

2. Yorug'lik donor aralashmaga tushib undagi elektronni o'tkazish zonasiga o'tkazadi va erkin elektronlar soni ortadi.

3. Yorug'lik valent zonadagi elektronni aktseptor aralashmaga chiqaradi va valent zonada qo'shimcha teshiklar paydo bo'ladi.

Nazorat savollari

1. Metallarda elektr tokini qanday zarrachalar tashiydi?
2. Drude nazariyasi qanday?
3. Mandelshtam va Papaleksi taklifi asosida o'tkazilgan tajriba va uning natijasi.
4. Nima uchun elektronning yo'naltirilgan harakat tezligi elektr tokining tezligi bo'lolmaydi?
5. Elektrolitlar deb nimalarga aytiladi?
6. Elektrolitlarda zaryad tashuvchi zarralar nima?
7. Elektrolitik dissotsiatsiya deb nimaga aytiladi?
8. Elektroliz deb qanday jarayonga aytiladi?
9. Faradeyning birinchi qonuni?
10. Faradeyning ikkinchi qonuni?
11. Faradey doimiysi qanday fizik ma'noga ega?
12. Elektron istalgan energetik sathda bo'la oladimi?
13. Ma'n qilingan zona qanday zona va u qayerda joylashadi?
14. O'tkazish zonasi deb qanday zona aytiladi?
15. Metallar, yarim o'tkazgichlar va izolyatorlar nimasi bilan farqlanadi?
16. Xususiy yarimo'tkazgichlar deb qanday yarimo'tkazgichlarga aytiladi?
17. n – tipdagi o'tkazuvchanlik deb qanday o'tkazuvchanlikka aytiladi?
18. Donor aralashma qanday o'tkazuvchanlikni vujudga keltiradi?
19. Akseptor aralashma qanday o'tkazuvchanlikni vujudga keltiradi?
20. Temperatura ortishi bilan yarimo'tkazgichning o'tkazuvchanligi qanday o'zgaradi?

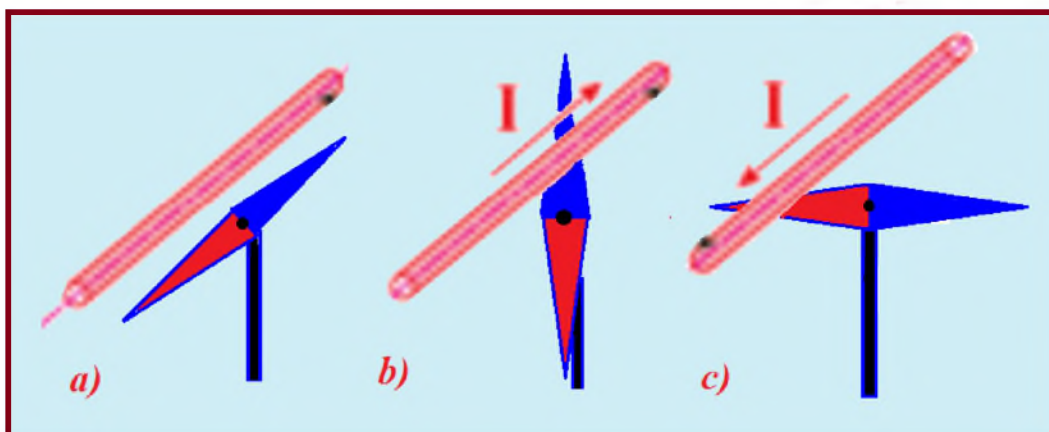
Reja:

1. Magnit maydoni. Tokli kontur.
2. Magnit induksiya. Magnit induksiya chiziqlari.
3. Magnit oqimi.
4. Tokli o'tkazgichni magnit maydonida ko'chirishda bajargan ishi.
5. Bio-Savar-Laplas qonuni.

Daniyalik fizik X. Ersted (1777 - 1851) elektr zaryadi atrofida elektr maydoni mavjud bo'lganidek, elektr toki atrofida ham o'ziga xos kuch maydoni mavjudligini aniqladi. U elektr toki maydonining magnit strelkasiga ta'sirini o'rgangani uchun ham (1819 y) bu maydonni magnit maydoni deb atadi. Magnit maydoni faqat elektr toki atrofida (ya'ni elektr zaryadlarining harakati natijasida) vujudga keladi va harakatdagi elektr zaryadiga yoki o'zgarmas magnetikka ta'sir ko'rsatadi. Magnit maydoni materiyaning maxsus shakli bo'lib, u orqali harakatdagi zaryadlangan zarralarning yoki magnit momentiga ega bo'lgan jismlarning o'zaro ta'siri amalga oshiriladi.

Magnit maydoni. Tokli kontur.

Magnit maydonining vujudga kelishini o'rganish maqsadida magnit strelkasini tokli o'tkazgich yoniga keltiramiz. O'tkazgichdan tok o'tmaganda strelka shimol va janubni ko'rsatib ma'lum yo'nalishda joylashib turadi (1, *a* - rasm). Agar o'tkazgichdan tok o'tkazilsa strelka joylashuvining o'zgarishi kuzatiladi (1, *b* - rasm).



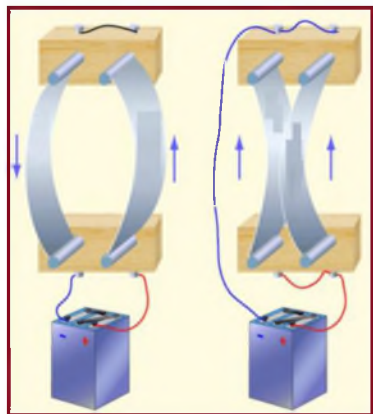
1 - rasm. O'tkazgich orqali elektr toki o'tganida magnit strelkasining og'ishi.

Bunga sabab tokli o'tkazgich atrofida vujudga kelgan kuch maydonigina bo'lishi mumkin. Agar o'tkazgichdan o'tayotgan tokning yo'nalishini o'zgartirsak magnit strelkasining joylashuvi ham teskarisiga o'zgaradi (1, *c* - rasm). Bu esa tokli o'tkazgich atrofidagi maydon ta'sirining teskarisiga o'zgarishining natijasidir.

Shuningdek ikkita parallel o'tkazgichlar orqali tok o'tkazib ko'ramiz. Agar I_1 va I_2 toklar bir xil yo'nalishda oqsa o'tkazgichlar o'zaro tortishishganini, qarama-qarshi yo'nalishda oqqanda esa itarishganini ko'ramiz (2 – rasm). Bizga ma'lumki, harakatsiz elektr zaryadlari orasidagi o'zaro ta'sir elektr maydoni vositasida amalga oshiriladi. Unda tokli o'tkazgichlar orasidagi ta'sir qanday amalga oshadi degan savol tug'iladi.

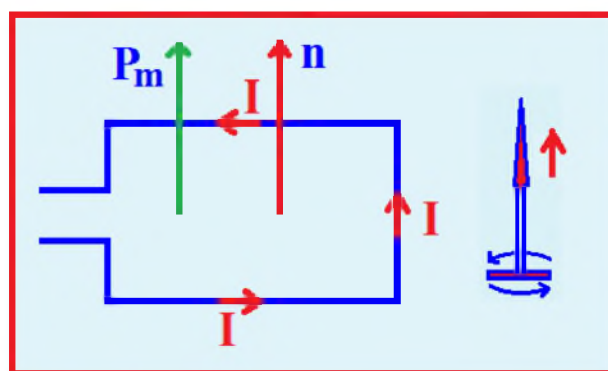
Fransuz fizigi A. Amperning xulosasiga ko'ra elektr toklari bir-birlari bilan Kulon xarakteriga ega bo'lmagan kuchlar bilan ta'sirlashadi.

Tokli o'tkazgichlar, yani harakatdagi elektr zaryadlari orasidagi o'zaro tasirga magnit tasirlari deyiladi. Tokli o'tkazgichlarning bir-biriga o'zaro tasir kuchi esa magnit kuchlari deyiladi. Magnit tasir kuchlarining vujudga kelishiga sabab tokli o'tkazgich atrofida vujudga keladigan magnit maydonidir. Magnit maydoni ham elektr maydoni kabi elektromagnit maydonning xususiy namoyon bo'lishidir. Harakatsiz zaryadlar magnit maydoni hosil qilmaydi. Faqat harakatdagi zaryadlar (elektr toki) va magnetiklarga magnit maydoni hosil qiladi. Shuning uchun ham magnit maydoni faqat ular bilangina o'zaro tasirlashishi mumkin.



2 - rasm. Ikki parallel o'tkazgichlardagi toklarning o'zaro ta'sirlashishi.

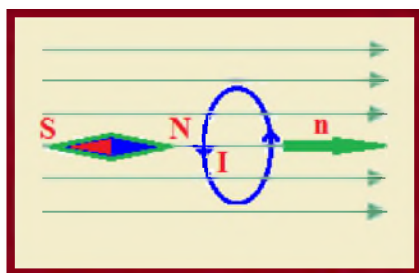
magnit zaryadlari ham bo'lishi mumkin emas. Magnetiklarning mavjudligini tushuntirish uchun esa Amper quyidagi gipotezani olg'a surdi. Unga ko'ra moddalarning molekullari va atomlari ichida elementar elektr toklari aylanadi va elementar magnit maydoni hosil qiladi. Agar bu elementar toklar bir-birlariga nisbatan betartib joylashishgan bo'lsa, ularning maydonlari bir-birlarini uzaro kompensat-siyalaydi va jism hech qanday magnit xususi-yatlariga ega bo'lmaydi. Magnetiklarda esa elementar toklar va demak ularning magnit maydoni ham tashqi ta'sir natijasida ma'lum yo'nalish bo'ylab joylashib qolgan bo'ladi va jism magnit xossalarini namoyon qiladi. Demak istalgan jismning magnit xossalari uning ichida elementar toklar mavjudligining natijasidir. Shunday qilib har qanday magnit ta'siri toklarning o'zaro ta'siridir.



3 - rasm. Tokli kontur va parma qoidasi.

Tokli kontur.

Elektr maydonini o'rganishda nuqtaviy zaryad, ya'ni o'z maydoni bilan o'rganilayotgan maydonni o'zgartira olmaydigan zaryad tushunchasidan foydalanganmiz. Magnit maydonini o'rganishda esa tokli yopiq kontur (tokli kontur) tushunchasidan foydalaniladi. Tokli konturning o'lchamlari magnit maydoni hosil qilgan tokkacha bo'lgan masofalarga nisbatan juda kichik va uning maydoni o'rganilayotgan maydonni o'zgartira olmaydi deb hisoblaymiz. Konturning fazodagi yo'nalishi esa uning normali bilan aniqlanadi (3 - rasm). Normalning musbat yo'nalishi o'ng parma qoidasi bilan aniqlanadi, ya'ni normal $\vec{n}$ ning yo'nalishi parmaning



4-rasm. Magnit maydonning yo'nalishi tokli konturning musbat normalining yo'nalishi bilan mos.

ilgarilanma harakati bilan mos kelsa, konturdagi tokning yo'nalishi parma dastasining harakat yo'nalishi bilan mos kelishi kerak.

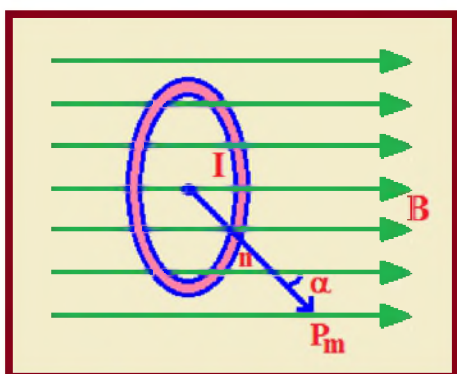
Tajribaning ko'rsatishicha magnit maydoni tokli konturga (sinash konturiga) yo'naltiruvchi ta'sir ko'rsatar ekan. Agar konturdagi tokning yo'nalishi o'zgartirilsa konturning joylashishi 180° ga o'zgaradi. Bu magnit maydonining ma'lum yo'nalishga ega ekanligining natijasidir.

Berilgan nuqtada magnit maydonining yo'nalishi sifatida tokli konturning musbat normali bilan mos keluvchi yo'nalish qabul qilinadi (4-rasm). Shuningdek u shu nuqtada joylashgan magnit strelkasining shimoliy qutbga ta'sir etadigan kuchning yo'nalishi bilan mos keladi.

Konturning magnit momenti. Yuqorida ko'rib o'tganimizdek magnit maydoniga kiritilgan tokli konturga magnit maydoni tomonidan aylantiruvchi kuch momenti $\vec{M}$ ta'sir qiladi. Tajribalarning ko'rsatishicha magnit maydonining berilgan nuqtasi uchun tokli konturga ta'sir etuvchi kuchlar momenti M_{max} konturning magnit momenti $\vec{P}_m$ ning magnit maydonini miqdoran xarakterlovchi kattalik, magnit induksiya vektori $\vec{B}$ ga vektorial ko'paytmasiga teng

$$M_{max} = |\vec{P}_m \cdot \vec{B}|$$

Tokli konturning magnit xossalarini xarakterlovchi va uning tashqi maydonda o'zini qanday tutishini belgilovchi kattalikka konturning magnit momenti deyiladi va u konturdan oqayotgan tok I ning kontur yuzasi S ga ko'paytmasiga teng, ya'ni



$$P_m = IS.$$

Konturning magnit momenti vektor kattalik bo'lib, uning yo'nalishi kontur sirtining musbat normali bilan mos keladi (5-rasm)

$$\vec{P}_m = JS\vec{n}$$

5-rasm. Konturning magnit momenti-ning yo'nalishi.

Magnit induksiya.

Maydonning biror nuqtasiga turli xil magnit momentli tokli konturlarni joylashtirib ko'raylik. Ma'lum bo'lishicha ularga ta'sir etadigan aylantiruvchi momentlar ham turlicha bo'ladi. Lekin ularning nisbati

$$B = \frac{M_{max}}{P_m} \quad (23.1)$$

o'zgarmas kattalik bo'lib qolaveradi. Demak bu kattalik maydonning shu nuqtasini xarakterlovchi kattalik bo'lib unga magnit induksiya deyiladi.

Magnit induksiya vektor kattalik bo'lib (23.1) uning modulini aniqlaydi. Magnit maydonini to'la tavsiflash uchun esa har bir nuqtasi uchun magnit induktsiyasining kattaligi va yo'nalishini aniqlash kerak. Magnit induksiya vektorining yo'nalishi tashqi magnit maydonining yo'nalishi bilan mos keladi.

Umumiy holda (23.1) ga asosan aylantiruvchi momenti M ning tokli konturning joylashuviga bog'liqligi quyidagicha

$$M = BP_m \cdot \sin \phi \quad (23.2)$$

bu erda ϕ — $\vec{P}_m$ va $\vec{B}$ vektorlar orasidagi burchak. M o'zining maksimal qiymatiga $\phi = \pi/2$ da ($\sin \frac{\pi}{2} = 1$) erishadi. Kontur muvozanat holatida esa ($M = 0$) $\phi = 0$ bo'lganda, ya'ni $\vec{P}_m$ va $\vec{B}$ vektorlari bir to'g'ri chiziq bo'ylab yo'nalganda bo'ladi.

Magnit induktsiyasining SI dagi birligi — tesla (Tl) bo'lib u Serb olim N. Tesla sharafiga shunday nomlangan.

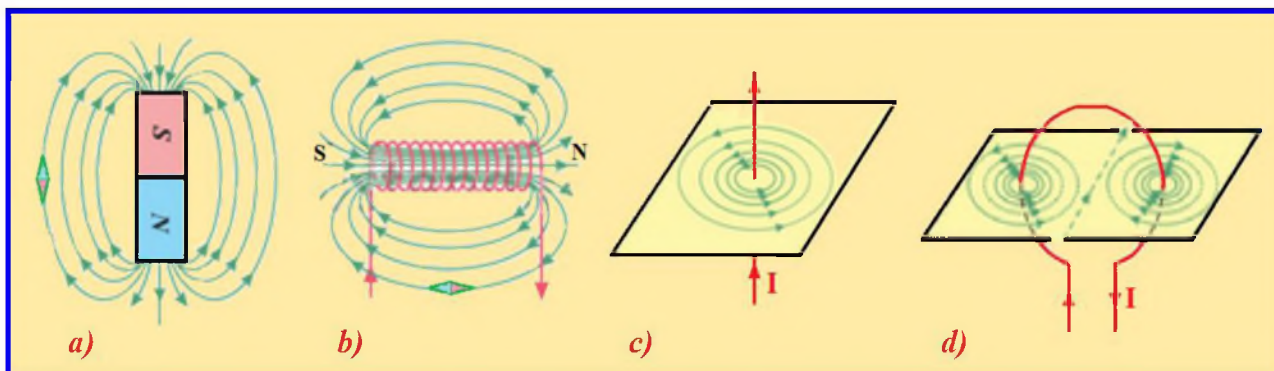
$$B = \frac{M}{P} = \frac{1 \text{ N} \cdot \text{m}}{1 \text{ A} \cdot 1 \text{ m}^2} = 1 \frac{\text{N}}{\text{A} \cdot \text{m}} = 1 \text{ Tl}$$

1 Tl shunday magnit maydonining induktsiyasiki, undagi 1 A tok oqayotgan 1 m^2 yuzali konturga 1 $N \cdot m$ aylantiruvchi moment ta'sir qiladi.

Magnit induktsiyasi chiziqlari.

Elektr maydoni elektr kuch chiziqlari vositasida grafik ravishda tasvirlanishi mumkin bo'lganidek, magnit maydoni ham magnit induktsiyasi chiziqlari (magnit kuch chiziqlari) yordamida grafik ravishda tasvirlanishi mumkin. Magnit induktsiyasi chiziqlari deb istalgan nuqtasiga o'tkazilgan urinma shu nuqtaning $\vec{B}$ vektori bilan mos keladigan chiziqqa aytiladi.

Doimiy magnitda magnit kuch chiziqlari N qutbdan chiqadi va S qutbga kiradi (6, *a* – rasm). Magnit induksiya chiziqlarini temir kukinlari yordamida ko'rinadigan qilish mumkin. Misol uchun to'g'ri tok o'tkazilgan shisha plastinka ustiga temir kukini tashlanib sekin chertilsa, kukinlar kuch chiziqlari bo'ylab joylashib qoladi. Bunga ishonch hosil qilish uchun har xil shakldagi o'tkazgichlar atrofidagi magnit maydonlarining kuch chiziqlarini keltirishimiz mumkin (6, *b, c, d* - rasmlar).



6 - rasm. Doimiy magnit va har xil shakldagi tokli o'tkazgichlar atrofidagi magnit maydonning kuch chiziqlari.

Tajribadan ko'rinib turibdiki, tokli to'g'ri o'tkazgich atrofidagi magnit induksiya chiziqlari tekislikda yotuvchi, tokka perpendikulyar kontsentrik aylanalardan iborat bo'lar ekan. Aylanalarning markazi o'tkazgichning o'qi bilan mos keladi. Xuddi shuningdek, temir kukuni yordamida istalgan shakldagi tokli o'tkazgich magnit induksiya chiziqlarining tasvirini hosil qilish mumkin.

Hosil bo'lgan manzaralardan quyidagicha xulosa chiqarish mumkin.

Magnit induksiya chiziqlari doimo yopiq chiziq xarakteriga ega va tokli o'tkazgichni qamrab oladi. Shuning uchun ham magnit maydoniga uyurmali maydon deyiladi. Magnit maydon induksiya vektori chiziqlarining yo'nalishi o'tkazgichdagi tokning yo'nalishiga bog'liq bo'lib o'ng parma qoidasiga muvofiq aniqlanadi. Agar o'ng parma uchining ilgariylanma harakati tokning harakati bilan mos kelsa, parma dastasining aylanma harakat yo'nalishi magnit induksiya chiziqlarining yo'nalishi bilan mos keladi.

Agar magnit induksiya vektorlari barcha nuqtalarda bir xil bo'lsa ($\vec{B} = \text{const}$) magnit maydoniga bir jinsli maydon deyiladi. Bir jinsli maydonga uzunligi diametridan ko'p marta katta bo'lgan g'altak, solenoidning ichidagi maydon misol bo'ladi. Magnit induksiya chiziqlarining zichligi magnit induktsiyasi $\vec{B}$ ning qiymatini ifodalashi mumkin. Masalan, magnit induksiya chiziqlariga perpendikulyar bo'lgan birlik yuza orqali o'tkaziladigan chiziqlarning soni magnit maydonining shu sohadagi magnit induktsiyasiga teng yoki proporsional bo'lishi mumkin.

Muhitning magnit singdiruvchanligi.

Agar tokli o'tkazgich yordamida turli moddalarda magnit maydonlari hosil qilinib, tokli kontur yordamida o'rganilsa, berilgan nuqtadagi magnit induktsiyasi moddaning turiga, yani muhitning xossalriga bog'liqligiga ishonch hosil qilish mumkin. $\vec{B}$ va $\vec{B}_0$ lar mos ravishda berilgan bir jinsli izotrop muhit va vakuumdagi magnit induksiyalar bo'lsin. Ularning nisbati bilan aniqlanadigan

$$\mu = \frac{B}{B_0}$$

kattalik muhitdagi magnit induksiya vakuumdagiga nisbatan necha marta katta (yoki kichik) ekanligini ko'rsatadi va unga muhitning magnit singdiruvchanligi deyiladi. U birliksiz kattalik bo'lib moddaning turiga va haroratga bog'liq. Vakuum uchun $\mu = 1$.

Vakuumdagi magnit maydonini $\vec{B}_0$ induksiya bilan emas magnit maydon kuchlanganligi $\vec{H}$ bilan xarakterlashga kelishilgan. Bu ikkita kattaliklar bir-birlari bilan quyidagicha bog'langan.

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}_0}{\mu_0}, \quad \text{yoki} \quad \vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}$$

bu yerda $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Gn/m}$ – magnit doimiysi. Yuqoridagi ifodalarni umumlashtirib yozish mumkin

$$\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H} \quad (23.3)$$

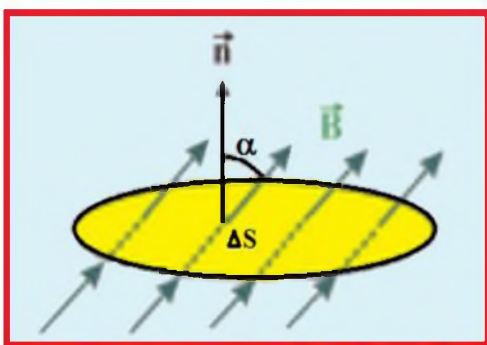
Agar berilgan nuqta uchun maydon kuchlanganligi va muhitning magnit singdiruvchanligi malum bo'lsa, unda shu nuqtadagi maydon induktsiyasini aniqlash mumkin. Magnit maydon kuchlanganligining SI dagi birligi – 1 A/m .

$$H = \frac{B_0}{\mu} = \frac{1 \text{ Tl}}{1 \frac{\text{Gn}}{\text{m}}} = 1 \frac{\text{A}}{\text{m}}.$$

1 A/m – shunday maydonning kuchlanganligini uning vakuumdagi magnit induktsiyasi $4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Tl}$ ga teng.

Magnit oqimi.

Induktsiya vektori $\vec{B}$ bo'lgan, bir jinsli magnit maydonida turgan ΔS yuzali yassi sirtni ko'raylik.



9 - rasm. ΔS maydon orqali o'tuvchi magnit oqimi.

ΔS sirt orqali magnit maydon induktsiya vektorining oqimi (magnit oqimi) deb B_n ning (magnit induktsiya vektorining sirt normaliga proektsiyasining) sirt yuzasiga ko'paytmasiga teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi:

$$\Delta T = B \cdot \Delta S \cdot \cos \phi \quad (23.4)$$

bu erda ϕ – sirt normali $\vec{n}$ – ning yo'nalishi va induktsiya vektori $\vec{B}$ orasidagi burchak (9-rasm).

$B_n = B \cdot \cos \phi$ skalyar kattalik bo'lganidan magnit oqimi

ham skalyar kattalikdir. Umuman olganda, biror sirt orqali magnit oqimi, shu sirt orqali o'tgan magnit induktsiya chiziqlarining sonini xarakterlaydi.

$\cos \phi$ qanday qiymatni qabul qilishiga qarab magnit oqimi musbat ($F > 0$) yoki manfiy ($F < 0$) bo'lishi mumkin. $\cos \phi$ ning qiymati esa normalning musbat yo'nalishi qanday tanlanishiga bog'liq bo'ladi. Normalning musbat yo'nalishi esa qaralayotgan konturdan oqayotgan tokning yo'nalishiga bog'liq bo'lib o'ng parma qoidasiga muvofiq aniqlanadi.

Yopiq sirt orqali magnit oqimi nolga teng, chunki unga kiradigan va undan chiqadigan kuch chiziqlarining soni teng.

Magnit oqimining SI dagi birligi – veber (Vb) nemis fizigi V. Veber (1804-1891) sharafiga shunday nomlangan.

$1\text{ Vb} - 1\text{ Tl}$ induktsiyali, bir jinsli magnit maydon kuch chiziqlariga perpendikulyar joylashtirilgan 1 m^2 yuzali sirtidan o'tadigan oqimdir.

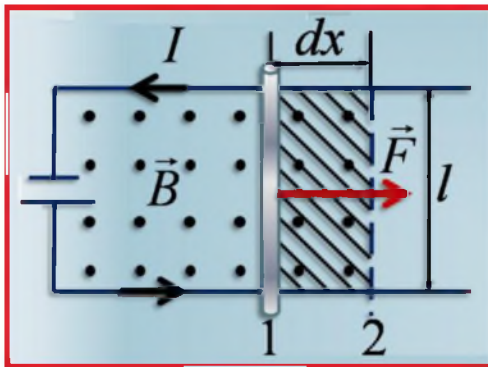
Tokli o'tkazgichni magnit maydonida ko'chirishda bajargan ishi.

Magnit maydonidagi tokli o'tkazgichga amper qonuni bilan aniqlanuvchi kuch ta'sir qiladi. Bu kuchning ishini hisoblash uchun 10 – rasmdagidek zanjir yig'amiz va Amper kuchi ta'sirida qo'zg'alishi mumkin bo'lishi uchun bir tomonini mahkamlamay ilgakcha orqali ulaymiz.

Agar ushbu sistemani, induktsiyasi rasm tekisligiga perpendikulyar yo'nalgan bir jinsli magnit maydonida joylashtirsak o'tkazgich harakatlana boshlaydi. O'tkazgichga ta'sir etadigan kuchning kattaligi Amper qonuniga, yo'nalishi esa chap qo'l qoidasiga muvofiq aniqlanadi. $\phi = \pi/2$ bo'lganligi uchun $\sin \phi = 1$ va Amper kuchi

$$F = BIl$$

ko'rinishga ega bo'ladi. O'tkazgich F kuch ta'sirida 1 holatdan 2 holatga dx ga ko'chsin. Bunda quyidagicha mexanik ish bajariladi, ya'ni



10 - rasm. Tokli silindr o'tkazgichga magnit maydonining ta'siri.

$$\Delta A = F \cdot dx = BIl \cdot dx$$

Bu ifodadagi $l \cdot dx = S$ o'tkazgich harakatlanganda qamrab oladigan yuza. Unda yuqoridagi formulaga asosan

$$\Delta A = B I \Delta S = I \Delta T = I(T_2 - T_1)$$

Tokli o'tkazgichni magnit maydonida ko'chirishda Amper kuchlarining bajargan ishi, tok kuchining, o'tkazgich harakatlanganda qamrab oladigan sirt orqali magnit oqimiga ko'paytmasiga teng.

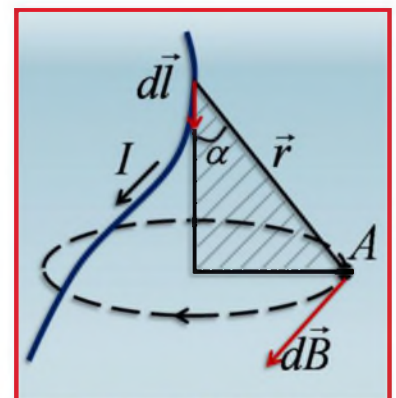
ΔT o'tkazgich harakatlanganda kesib o'tadigan magnit induksiya chiziqlari sonini xarakterlagani sababli, chiziqli o'tkazgich bir necha bor ko'chganda ishini hisoblash uchun o'tkazgich kesib o'tgan magnit kuch chiziqlarining yig'indi sonini olish kerak.

Bio-Savar-Laplas qonuni.

Turli shakldagi o'zgarmas tokning magnit maydonlari frantsuz olimlari J. Bio (1774-1862) va F. Savar (1791-1841) tomonlaridan o'rganilgan. Tajribalar natijasi esa frantsuz fizigi va matematigi P. Laplas (1749-1827) tomonidan umumlashtirgan. Ushbu qonunda I tok oqayotgan o'tkazgich Δl elementining biror A nuqtada hosil qiladigan magnit induksiya vektori qiymati aniqlangan (11-rasm):

$$\Delta B = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I \Delta l \sin \phi}{r^2} \quad (23.5)$$

bu erda $\vec{r}$ o'tkazgichning Δl elementidan A nuqtagacha bo'lgan radius-vektor, r – uning moduli, ϕ – tok yo'nalishi va $\vec{r}$ orasidagi burchak. (23.5) formula Bio-Savar-Laplas qonuni ifodalaydi. ΔB ning yo'nalishi o'ng parma qoidasiga muvofiq aniqlanadi. Agar parmaning ilgariylanma harakati tokning yo'nalishi bilan mos kelsa, parma dastasining aylanma harakati magnit induksiya vektorining



11 - rasm. Tokli o'tkazgich atrofidagi A nuqtadagi magnit induksiya vektori.

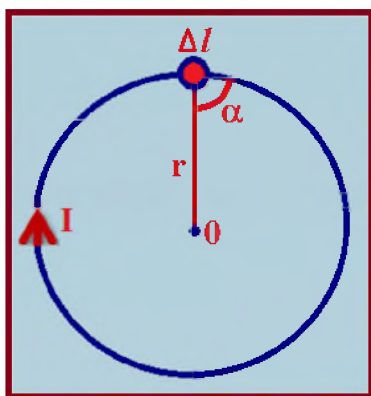
yo'nalishini ko'rsatadi. Elektr maydoni uchun bajarilgani kabi magnit maydoni uchun ham superpozitsiya printsipti o'rinlidir. Bir qancha toklar hosil qilgan natijaviy magnit maydonining induktsiyasi, har bir tok hosil qilgan magnit maydon induktsiyalarining geometrik yig'indisiga teng, ya'ni

$$\vec{B} = \sum_{i=1}^n \vec{B}_i = \vec{B}_1 + \vec{B}_2 + \vec{B}_3 + \dots + \vec{B}_n \quad (23.6)$$

bu yerda n – toklar soni. Bio- Savar-Laplas qonuni va superpozitsiya printsipti ba'zi maydonlarni oson hisoblash imkonini beradi.

Aylanma tokning magnit maydoni.

Bio-Savar-Laplas qonunidan foydalanib, r radiusli, I – tok oqayotgan aylanma o'tkazgichning



12-rasm. Aylanma tokning markazidagi magnit induktsiyasi.

markazidagi (ya'ni 0 nuqtadagi) magnit maydon induktsiyasini topaylik. Buning uchun o'tkazgichni n ta Δl qismchalarga bo'lib chiqamiz. Δl r dan juda kichik bo'lishi kerak. Bio-Savar-Laplas qonuniga muvofiq Δl_i ning 0 nuqtada hosil qilgan magnit maydon induktsiyasi

$$\Delta B = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \cdot \frac{\sin \alpha}{r^2} \cdot \Delta l_i \quad (23.7)$$

12-rasmdan ko'rinib turibdiki radius-vektor $\vec{r}$ va tok yo'nalishi orasidagi burchak $\alpha = \pi/2$. Demak $\sin \alpha = \sin(\pi/2) = 1$. 0 nuqtadagi to'la induktsiyani topish uchun barcha tok elementlari (qismlari) hosil qilgan induktsiyalarning superpozitsiyasini topamiz.

$$B = \sum_{i=1}^n \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I}{r^2} \cdot \Delta l_i = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I}{r^2} \sum_{i=1}^n \Delta l_i$$

Agar barcha Δl_i larni qo'shib chiqsak aylananing uzunligi chiqishini e'tiborga olsak

$$\sum_{i=1}^n \Delta l_i = 2\pi r$$

magnit maydon induktsiyasi uchun olamiz

$$B = \frac{\mu_0}{2r} I, \quad H = \frac{I}{2\pi r} \quad (23.8)$$

Demak, aylanma tokning markazda hosil qiladigan magnit maydon induktsiyasi o'tkazgichdan oqadigan tok kuchiga to'g'ri, aylana radiusiga esa teskari proporsional bo'ladi ekan. Induktsiya vektorining yo'nalishi esa parma qoidasiga muvofiq aniqlanadi. Agar parma dastasining harakati tok yo'nalishi bilan mos kelsa, parma uchining ilgarilanma harakati induktsiya vektorining yo'nalishini ko'rsatadi.

To'g'ri o'tkazgichning magnit maydoni.

Cheksiz uzun ingichka o'tkazgichdan tok oqqanda undan R masofada bo'lgan nuqtadagi magnit maydon induktsiyasi (13 - rasm)

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi R}$$

$$r = \frac{R}{\sin \theta}, \quad dl = \frac{r d\theta}{\sin \theta}$$

bo'lgani uchun, bu kattaliklarni quyidagi formulaga qo'yamiz.

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I dl \sin \theta}{r^3}$$

Bundan

$$dB = \frac{\mu_0 I}{4\pi R} \cdot \sin \theta d\theta$$

0 dan π gacha integrallasak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$B = \int dB = \frac{\mu_0 I}{4\pi R} \int_0^\pi \sin \theta d\theta = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2I}{R}$$

Demak, cheksiz uzun o'tkazgich uchun

$$B = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot \frac{I}{R}$$

O'tkazgichning ba'zi bir qismi uchun

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I}{R} (\cos \theta_1 - \cos \theta_2)$$

Solenoid magnit maydoni.

Solenoid – ko'p sonli simlar o'ralgan silindrik g'altakdan iborat sistema. Agar simlar zich o'ralgan bo'lsa, bular aylanma toklar sistemasini tashkil qiladi (12 - rasm). Ular umumiy bitta o'qqa ega. Solenoid o'qidagi magnit maydon induksiya vektori

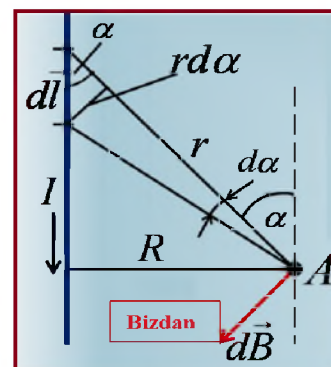
$$B = \frac{\mu_0 n I}{l}$$

ga teng va maydon kuchlanganligi

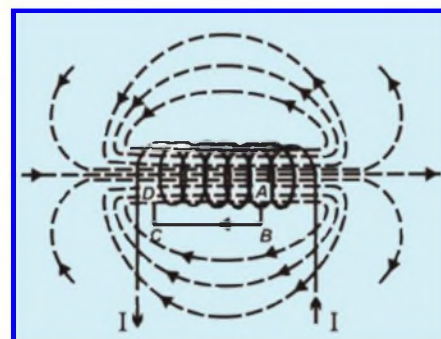
$$H = \frac{n I}{l}$$

ga teng bo'ladi. Bu yerda n – birlik uzunlikdagi o'ramlar soni.

Bu formulalar solenoidning o'rta qismi uchun to'g'ri keladi, chunki solenoidning chekka qismlarida maydonning bir jinsliliigi buziladi. SI sistemasida magnit maydon kuchlanganligining birliqi amper taqsim metr:



13 - rasm. Tokli to'g'ri o'tkazgich ning R masofadagi magnit maydon induktsiyasi.



14 - rasm. Solenoidning magnit maydon induktsiyasi.

$$H = \frac{1}{\mu_0} \frac{A}{m}$$

Nazorat savollari

1. Magnit maydoniqanday hosil qilinadi?
2. Doimiy magnitning nechta qutbi bor?
3. Magnit maydon kuch chiziqlari qaysi qutbdan boshlanib qaysi qutbda tugaydi?
4. Muhitning magnit singdiruvchanligi deganimiz nima?
5. Magnit oqimi deganimiz nima?
6. Bio-Savar-Laplas qonuni qanday?

Ma'ruza №27.1

Vakuumdagi magnitostatikaning asosiy tenglamalari

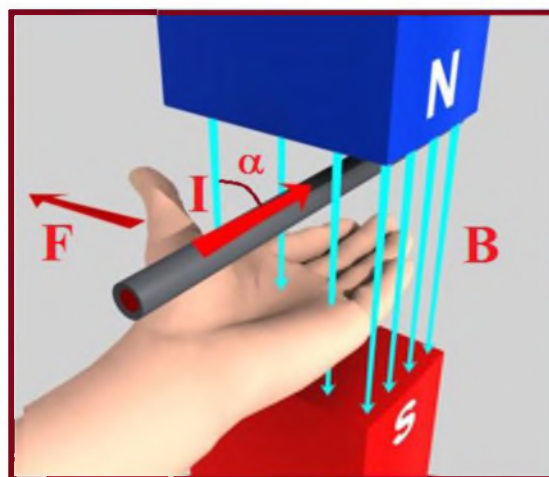
Reja:

1. Amper qonuni.
2. Magnit maydonidagi tokli kontur.
3. Parallel toklarning o'zaro ta'siri
4. Magnit maydon kuchlanganligi va uning magnit maydon induksiyasi bilan bog'liqligi.
5. Magnit maydon uchun superpozitsiya prinsipi.

Amper qonuni

Magnit maydonining mavjudligini namoyon etishning usullaridan biri uning tokli o'tkazgichga ta'siridir. 1820 yil A. Amper magnit maydonidagi tokli o'tkazgichga ta'sir kuchini aniqlovchi qonunni yaratdi. Induktsiyasi B bo'lgan bir jinsli magnit maydonida joylashtirilgan tokli o'tkazgichga, o'tkazgich bo'lagining uzunligi Δl ga, undan oqayotgan tok kuchi I ga va magnit maydonining induksiyasi B ga proporsional kuch ta'sir qiladi.

$$F = IB\Delta l \sin\alpha \quad (1.1)$$



7 - rasm. Amper kuchining yo'nalishini aniqlash uchun chap qo'l qoidasi.

bu yerda α – o'tkazgichdagi I tok va $\vec{B}$ vektor yo'nalishlari orasidagi burchak. $\alpha = \pi/2$, $\sin\alpha = 1$ bo'lganda kuch o'zining eng katta qiymatiga erishadi. Agar o'tkazgich magnit induksiya chiziqlari bo'ylab joylashgan bo'lsa, $\alpha = 0$, $\sin\alpha = 0$ va ta'sir kuchi F ham nolga teng bo'ladi.

Amper qonuni yordamida magnit induksiyasi B ning birligini ham aniqlash mumkin. Buning uchun I tok oqayotgan Δl o'tkazgich elementi magnit maydon yo'nalishiga perpendikulyar yo'nalgan bo'lsin.

$$F = IB\Delta l$$

bundan esa,

$$B = \frac{F}{I\Delta l} = \frac{1 \text{ N}}{1 \text{ A} \cdot 1 \text{ m}} = 1 \frac{\text{N}}{\text{A} \cdot \text{m}} = 1 \text{ Tl}$$

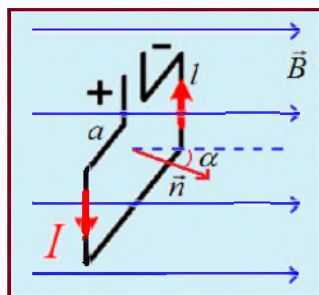
1 Tl – shunday bir jinsli magnit maydonining induksiyasiki, maydon yo'nalishiga perpendikulyar joylashgan va 1 A tok oqayotgan o'tkazgichning har bir metriga 1 N kuch ta'sir etadi.

Magnit maydonida joylashtirilgan tokli o'tkazgichga ta'sir etuvchi kuchning yo'nalishini aniqlash uchun chap qo'l qoidasidan foydalaniladi: agar chap qo'limizni magnit maydonida shunday joylashtirsakki, magnit induksiya chiziqlari kaftimizga kirsak, uzatilgan to'rtta barmog'imiz o'tkazgichdagi tok yo'nalishi bilan mos kelsa, unda ochilgan bosh barmoq magnit maydonida joylashtirilgan tokli o'tkazgichga ta'sir etayotgan kuchning yo'nalishini ko'rsatadi (1-rasm).

Bu kuch doimo o'tkazgich yotgan tekislik va $\vec{B}$ vektorga perpendikulyar bo'ladi. O'tkazgichning istalgan Δl_i elementiga ta'sir etadigan kuchning moduli va yo'nalishini bilgan holda, superpozitsiya printsiptiga asosan, o'tkazgichka ta'sir etayotgan to'la kuchni topish mumkin.

Magnit maydonidagi tokli kontur.

Magnit maydonni o'rganishda yuzi kichik bo'lgan tokli ramka (kontur) nuqtaviy zaryad vazifasini bajaradi. Ramka ichidagi maydonni bir jinsli deb hisoblash uchun ramkaga magnit



2-rasm. Magnit maydonidagi tokli ramka.

maydon tomonidan juft kuchlat ta'sir qiladi. Tokli konturga ta'sir qiluvchi kuchlar uni faqat buradi, ya'ni biror qo'zg'almas o'qqa nisbatan kuchlar momentini hosil qiladi. Tajribalarning ko'rsatishicha, maydonning tayinli bir nuqtasida kuchlar momenti konturning joylashuviga, uning o'lchamlariga, yuzaga va undan o'tayotgan tokning kattaligiga bog'liq, lekin konturning shakliga bog'liq emas. Amper qonunining ifodasidan foydalanib, tashqi magnit maydonning unga kiritilgan tokli konturda hosil qilgan aylantiruvchi momentini hisoblab topish mumkin. Quyidagi tajribani o'tkazamiz. Tokli kontur induksiya vektori $\vec{B}$ bo'lgan bir jinsli tashqi magnit maydonga joylashtirilgan bo'lsin. Bunda to'g'ri burchakli kontur tashqi magnit maydonga perpendikulyar holda joylashgan bo'lsin (2 - rasm). Amper qonuniga asosan, tokli konturning vertical tomonlariga juft kuch ta'sir etadi. Bu juft kuch momenti quyidagiga teng:

$$M = 2Fl \cdot \frac{a}{2} = IlaB \sin \alpha. \quad (1.2)$$

Agar $S = la$ bo'lsa, unda $M = IBS \sin \alpha$ bo'ladi. Tajribalarning ko'rsatishicha, tokli konturga ta'sir etuvchi kuchlarning aylantiruvchi momenti konturning S yuziga va undan o'tadigan I tok kuchiga proporsional ekan. Burchak 90° ga eng bo'lsa aylantiruvchi moment maksimal qiymatga erishadi. $B = M_{\max}/IS$ - nisbat konturning xossalriga bog'liq emas va fazoning tayinli nuqtasida magnit maydonining induksiya vektori $\vec{B}$ ning modulidir. $\vec{B}$ vektor magnit maydonni to'liq tavsiflaydi, ya'ni magnit maydonning har bir nuqtasida bu vektor son qiymatiga va yo'nalishiga ega. Elektr maydon kuchlanganligi $\vec{E}$ vektor yordamida ifodalanganligidek, magnit maydonning xossalari magnit induksiya vektori $\vec{B}$ yordamida ifodalash mumkin. Agar $IS = P_{\text{mag}}$ deb belgilasak, u holda $M = B P_{\text{mag}} \sin \alpha$ bo'ladi. Tokli konturning uning tashqi magnit maydonidagi tabiatini aniqlovchi va magnit xossalari xarakterlaydigan P_{mag} kattalik shu konturning magnit momenti deb ataladi. Konturning magnit momenti undagi tok kuchining tok oqayotgan kontur yuzi S ga ko'paytmasiga teng:

$$P_{\text{mag}} = IS.$$

Magnit momenti vektor kattalik bo'lib, uning yo'nalishi o'ng parma (o'ng vint) qoidasi bilan aniqlanadi. Agar parma konturdagi tokning yo'nalishi bo'ylab burilsa, uning ilgariylanma harakati P_{mag} vektorining yo'nalishini ko'rsatadi (2 - rasm). Quyidagi $M = B P_{\text{mag}} \sin \alpha$ ifodada $\vec{B}$ va $\vec{P}_{\text{mag}}$ vektorlar orasidagi burchak α ga teng. $\vec{B}$ va $\vec{P}_{\text{mag}}$ vektorlar bir to'g'ri chiziqli bo'ylab yo'nalgandagina, kontur magnit maydonda muvozanatda bo'ladi. SI birliklar sistemasida magnit momentning birligi $P = 1 \text{ A} \cdot \text{m}^2$.

Parallel toklarning o'zaro ta'siri.

Tokli o'tkazgichning ta'siri.

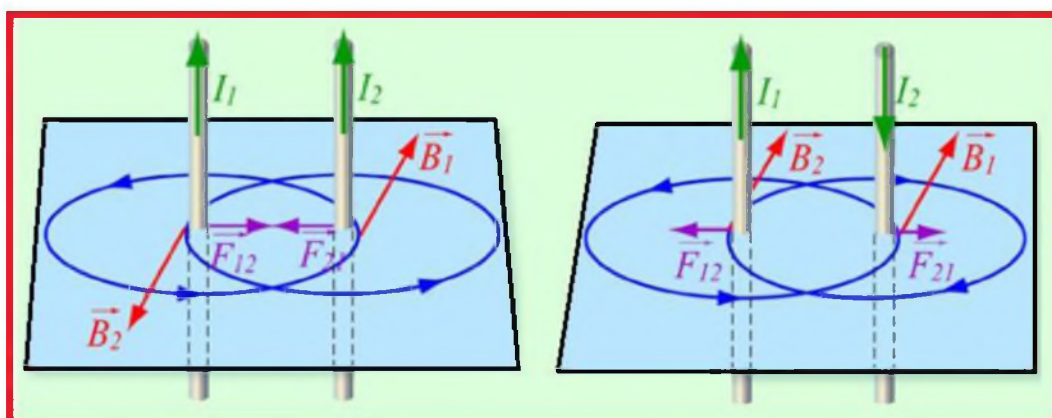
Amper qonunini ikkita tokning o'zaro ta'sir kuchini aniqlashda ham qo'llash mumkin. Bir jinsli, izotrop, magnit singdiruvchanligi μ bo'lgan muhitda bir-biridan d masofa ikkita parallel to'g'ri o'tkazgichlar 1 va 2 joylashgan. Ulardan bir xil yo'nalishda I_1 va I_2 toklar oqayotgan bo'lsin (3 - rasm). I_1 tok oqayotgan birinchi o'tkazgich o'z atrofida magnit maydoni hosil qiladi va bu magnit maydoni I_2 tok oqayotgan ikkinchi o'tkazgichga ta'sir ko'rsatadi. Ikkinchi o'tkazgichdan ixtiyoriy Δl_i elementni ajratamiz. Unga Amper kuchi ta'sir qiladi:

$$\Delta F_i = B_1 \cdot I_2 \cdot \Delta l_i \cdot \sin \alpha \quad (1.3)$$

bu yerda

$$B_1 = \frac{\mu \mu_0 I_1}{2\pi d} \quad (1.4)$$

birinchi o'tkazgich hosil qiladigan magnit maydon induktsiyasi. B_1 vektor I_2 tokli o'tkazgichga perpendikulyar bo'lganidan $\alpha = \pi/2$, $\sin \alpha = 1$.



3 - rasm. Ikkita parallel tokli o'tkazgichlarning o'zaro ta'sirlashishi.

Unda (1.4) ni hisobga olib (1.3) ni qayta yozamiz:

$$\Delta F_i = \frac{\mu \mu_0 I_1}{2\pi d} \cdot I_2 \cdot \Delta l_i \quad (1.5)$$

Birinchi o'tkazgich tomonidan ikkinchi o'tkazgichga ko'rsatiladigan F_{12} kuchni topish uchun superpozitsiya printsiptiga asosan ΔF_i larni qo'shib chiqishimiz kerak

$$F_{12} = \sum_{i=1}^n \Delta F_i = \frac{\mu \mu_0 I_1 I_2}{2\pi d} \sum_{i=1}^n \Delta l_i = \frac{\mu \mu_0 I_1 I_2}{2\pi d} \cdot l$$

Bu erda $\sum_{i=1}^n \Delta l_i = l$ ekanligi e'tiborga olingan. Shunday qilib birinchi tokli o'tkazgichning ikkinchi tokli o'tkazgichga ta'sir kuchi

$$F_{12} = \frac{\mu \mu_0 I_1 I_2}{2\pi d} \cdot l \quad (1.6)$$

kabi aniqlanar ekan. Endi teskari hol, birinchi o'tkazgich ikkinchisi hosil qilgan magnit maydonda turgan holni qaraylik. Xuddi yuqoridagidek hisoblardan keyin ikkinchi o'tkazgichning birinchi o'tkazgichga ta'sir kuchini topamiz

$$F_{21} = \frac{\mu\mu_0 I_1 I_2}{2\pi d} \cdot l \quad (1.7)$$

(1.6) va (1.7) larni solishtirib ta'sir kuchlarining kattaliklari teng, yo'nalishlari esa qarama-qarshi ekanligini ko'ramiz. Demak parallel o'tkazgichlardan bir tomonga tok oqqanda ularning har biriga ikkinchisi hosil qilgan magnit maydoni tomonidan kattaligi quyidagiga teng bo'lgan kuch ta'sir etadi,

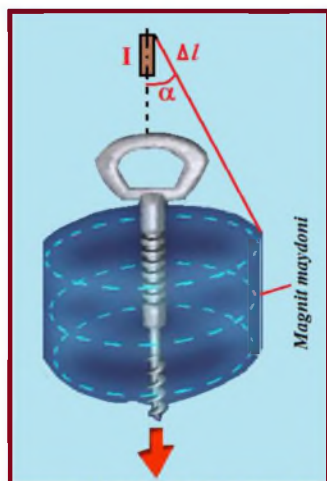
$$F = \frac{\mu\mu_0 I_1 I_2}{2\pi d} \cdot l \quad (1.8)$$

Parallel toklarning ta'sir kuchi o'tkazgichlardan oqayotgan tok kuchlarining ko'paytmasiga to'g'ri, oralaridagi masofaga teskari proporsionaldir. SI dagi asosiy birliklardan biri – amper (A), tokli o'tkazgichlarning magnit ta'siriga asosan aniqlangan va frantsuz fizigi A. Amper sharafiga shunday nomlangan.

1 A – bo'shliqda bir-biridan 1 m masofada joylashgan, ko'ndalang kesim yuzasi juda kichik bo'lgan, ikkita parallel, to'g'ri, cheksiz uzun o'tkazgichlardan o'tganida bu o'tkazgichlar orasida ular uzunligining har bir metriga $2 \cdot 10^{-7}$ N o'zaro ta'sir kuchi vujudga keltiradigan o'zgaras tok kuchidir. $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ N/A².

Magnit maydon kuchlanganligi va uning magnit maydon induksiya bilan bog'liqligi.

Tokning qiymati bir xil bo'lganda $\vec{B}$ vektorining qiymati turli muhitlarda turlicha bo'ladi. $\vec{B}$ magnit induksiya vektorining moduli magnit maydonni hosil qilayotgan muhitning xossalari bog'liq.



4-rasm. Magnit induksiya vektorining yo'nalishini aniqlash uchun parma qoidasi.

Tok hosil qilgan magnit maydonni xarakterlash uchun muhitning xossalari bog'liq bo'lmagan yangi yordamchi kattalik – magnit maydon kuchlanganligi deb ataladigan $\vec{H}$ vektor kattalikni kiritamiz. Atrofdagi muhitning qanday bo'lishidan qat'iy nazar, fazoning biror nuqtasida o'tkazgichlardagi toklar hosil qilgan magnit maydonni xarakterlaydigan $\vec{H}$ kattalik shu nuqtadagi magnit maydonning kuchlanganligi deb ataladi. Agar μ_0 o'zgaras kattalik bo'lsa, u holda berilgan muhitdagi $\vec{B}$ induksiya vektori $\vec{H}$ ga to'g'ri proporsional bo'ladi. Magnit maydonning $\vec{H}$ kuchlanganligi vektor kattalik bo'lib, uning yo'nalishi $\vec{B}$ vektorining yo'nalishini topishda qo'llanadigan qoidalar asosida aniqlanadi. Izotrop muhitda $\vec{B}$ va $\vec{H}$ vektorlarining yo'nalishi bir xil bo'ladi va o'ng parma qoidasi yordamida aniqlanadi (4 – rasm).

SI sistemasida $\vec{H}$ vakuum uchun o'lchamga ega bo'lgan doimiy kattalik μ_0 orqali $\vec{B}$ vektoridan farq qiladi: $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$, μ_0 magnit doimiysi elektr doimiysi ϵ_0 ga o'xshaydi. SI sistemasida $\vec{H}$ hosilaviy kattalikdir, uning birligi A/m larda o'lchanadi. SI sistemasida biror muhit va vakuum uchun magnit induksiya orasidagi bog'lanish quyidagicha bo'ladi: $\vec{B} = \mu \vec{B}_{vak} = \mu \mu_0 \vec{H} = \mu_a \vec{H}$. $\mu_a = \mu \mu_0$ ni SI sistemasida absolut magnit singdiruvchanligi deyiladi. Amaldagi hisoblashlarda ko'pincha vakuum atmosfera havosi bilan

almashtiriladi, uning zichligi kichik bo'lganligi uchun unda magnit singdiruvchanligi $\mu = 1$ deb olinadi.

Magnit maydon uchun superpozitsiya prinsipi.

Elektrostatik maydondagidek, magnit maydon uchun ham maydonlarning qo'shilishi yoki superpozitsiya prinsipi o'rinli. Agar bir nechta tok elementlari yoki bir nechta tok o'tkazgich berilgan bo'lsa, ularning har biri atrofida magnit maydon hosil qiladi, maydonning natijalovchi induksiya vektori ayrim maydonlar induksiya vektorlarining vektor yoki geometrik yig'indisiga teng:

$$\vec{B} = \vec{B}_1 + \vec{B}_2 + \vec{B}_3 + \dots + \vec{B}_n = \sum_{i=1}^n \vec{B}_i$$

yoki natijalovchi maydonning kuchlanganligi ayrim maydonlar kuchlanganliklarining vektor yig'indisiga teng:

$$\vec{H} = \vec{H}_1 + \vec{H}_2 + \vec{H}_3 + \dots + \vec{H}_n = \sum_{i=1}^n \vec{H}_i$$

Agar magnit maydonni ikkita o'tkazgich tashkil qilsa, u holda shu ikkita o'tkazgich hosil qilgan magnit maydonlar vektor yig'indi ko'rinishida qo'shiladi: $\vec{B} = \vec{B}_1 + \vec{B}_2$ va induksiya vektorining son qiymati quyidagicha aniqlanadi:

$$B = \sqrt{B_1^2 + B_2^2 + 2B_1B_2 \cos \alpha}$$

bu yerda α kattalik B_1 va B_2 vektorlar orasidagi burchak. Natijaviy magnit maydon kuchlanganligi quyidagiga teng:

$$H = \sqrt{H_1^2 + H_2^2 + 2H_1H_2 \cos \alpha}$$

bu yerda α kattalik H_1 va H_2 vektorlar orasidagi burchak.

Nazorat savollari

1. Bir yo'nalishdagi toklarning o'zaro qanday ta'sirlashadi?
2. Qarama qarshi yo'nalishdagi toklarning ta'siri.
3. Amper qonuni qanday?
4. Amper kuchining yo'nalishi qanday aniqlanadi.
5. Tokli kontur (ramka) deganimiz nima?
6. Konturning magnit momenti qanday hisoblanadi?
7. Magnit maydon induksiyasi va kuchlanganligi o'zaro qanday bog'langan?

Ma'ruza № 27.2

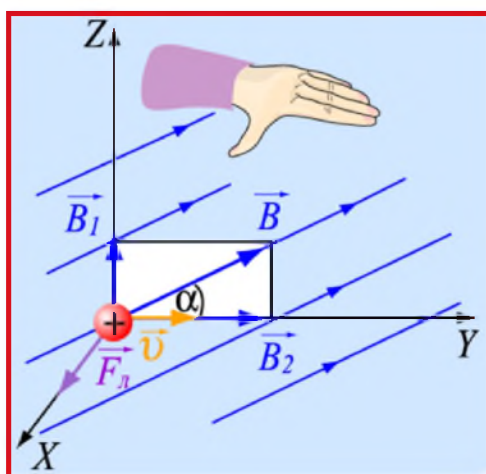
Lorens kuchi. Xoll effekti

Reja:

1. Magnit maydonining harakatlanayotgan zaryadga ta'siri. Lorens kuchi.
2. Yarimo'tkazgichlarda magnit maydonning ta'siri. Xoll effekti.
3. Zaryadlangan zarrachalarning bir jinsli magnit maydonidagi harakati.
4. Harakatlanayotgan zaryadlangan zarralarning elektr va magnit maydonlarida og'ishi.
5. Zaryadlangan zarrachalarning tezlatkichlari. Betatron va siklotron.

Magnit maydonining harakatlanayotgan zaryadga ta'siri. Lorens kuchi.

Lorens kuchi.



1 - rasm. Zaryadli zarraga ta'sir qilayotgan Lorens kuchining yo'nalishi.

Gollandiyalik fizik X.A. Lorens Amper kuchini o'tkazgichdan tok o'tganda uning ichida harakatlanayotgan n ta zaryadli zarrachalarga tashqi magnit maydonning ta'siri bilan tushuntiradi. Bu zaryadlar o'tkazgichning ichidan chiqib keta olmaganligi sababli ularga ta'sir etayotgan umumiy kuch o'tkazgichka ta'sir qiladi. Demak, Amper kuchi tokli o'tkazgich ichidagi erkin zaryadlangan zarrachalarga ta'sir etayotgan kuchlar yig'indisidan iborat. Bunday faraz magnit maydonida harakatlanayotgan bitta zaryadli zarrachaga ta'sir etuvchi F_L Lorens kuchini topishga imkon beradi, ya'ni $F_L = F_A/N$, bu yerda N – tokli o'tkazgichdagi erkin zaryadli zarrachalarning umumiy soni. Metallarda bunday zaryadli zarrachalar har birining zaryadi e ga teng bo'lgan erkin elektronlardan iborat bo'lgani uchun:

$$F_A = BIl \sin \alpha \quad \text{va} \quad I = envS,$$

$$F_L = \frac{BIl \sin \alpha}{N} = \frac{BenvSl \sin \alpha}{N} = \frac{BenvV \sin \alpha}{N}$$

bu yerda $V = Sl$ – hajm, $nV = N$.

Tajribalarning ko'rsatishicha magnit maydoni na faqat tokli o'tkazgichga va balki magnit maydonida harakatlanayotgan alohida zaryadga ham ta'sir qiladi. Chunki harakatlanadigan zaryad ham o'z atrofida magnit maydoni hosil qiladi. Shunday qilib, magnit maydonida v tezlik bilan harakatlanayotgan e elektr zaryadiga ta'sir etadigan kuchga Lorens kuchi deb atalib u quyidagiga teng bo'lar ekan:

$$F_L = eBv \cdot \sin \alpha \quad (2.1)$$

Bu erda B – zaryad harakatlanayotgan maydonning induksiyasi, α – zaryadning harakat tezligi vektori $\vec{v}$ va magnit maydon induksiya vektori $\vec{B}$ orasidagi burchak.

Lorens kuchining yo'nalishi.

Lorens kuchining yo'nalishi harakatlanayotgan musbat zaryad uchun chap qo'l qoidasiga muvofiq aniqlanadi. Agar magnit induksiya vektorlari chap qo'limizning kaftiga kirayotgan, musbat zaryadning harakat yo'nalishi esa ochilgan barmoqlar tomonga yo'nalgan bo'lsa, unda bosh barmoqning yo'nalishi Lorens kuchining yo'nalishini ko'rsatadi (1-rasm). Agar maydonda

manfiy zaryadlangan zarracha harakat qilayotgan bo'lsa, unda ochilgan to'rt barmog'imiz $\vec{v}$ ga qarshi, tok yo'nalishi bo'ylab yo'nalgan bo'lishi kerak. Yuqoridagi ta'rifdan va 1-rasmdan ko'rinib turibdiki Lorens kuchi tezlik $\vec{v}$ va induksiya $\vec{B}$ vektorlariga perpendikulyar yo'nalgan.

Lorens kuchining ta'siri.

(2.1) – ifodadan ko'rinib turibdiki:

1. agar zaryad harakatsiz bo'lsa, ya'ni $\vec{v} = 0$, unda $F_L = 0$. Demak magnit maydoni harakatsiz zaryadga ta'siri ko'rsatmaydi, ya'ni harakatsiz zaryad atrofida magnit maydoni hosil bo'lmaydi;

2. agar $\alpha = 0$, ya'ni zaryad magnit induksiya vektori bo'ylab harakatlansa (tezlik vektori $\vec{v}$ induksiya vektori $\vec{B}$ ga parallel bo'lsa) unda zaryadga magnit maydoni tomonidan hech qanday kuch ta'sir etmaydi;

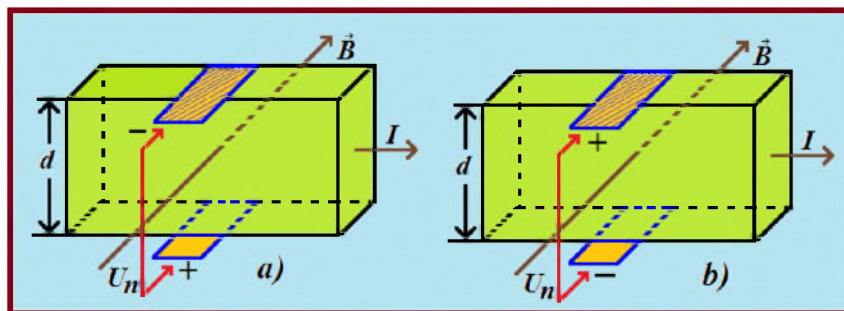
3. Lorens kuchi zaryadning harakat tezligiga perpendikulyar bo'lganligi uchun, uning tezligining modulini, ya'ni kinetik energiyasini o'zgartirmaydi. Demak Lorens kuchi ish bajara olmaydi;

Lorens kuchi zaryadning harakat tezligiga perpendikulyar bo'lganligi uchun, uning tezligining yo'nalishini o'zgartiradi. Agar zaryad bir jinsli maydonda harakatlanayotgan bo'lsa, unda Lorens kuchi markazga intilma kuch vazifasini bajarib zaryadning harakat traektoriyasini egrilaydi.

Lorens kuchining ifodasi tajribada ham tasdiqlangan. Televizorning elektron nurli trubkasiga doimiy magnit yoki elektromagnit yaqinlashtirilganda Lorens kuchining ta'sirini kuzatish mumkin.

Yarimo'tkazgichlarda magnit maydonning ta'siri. Xoll effekti.

Agar magnit maydonga o'tkazgichdan o'tayotgan tokning yo'nalishi perpendikulyar qilib joylashtirilsa, u holda o'tkazgichdagi zaryad tashuvchilarga Lorens kuchi ta'sir qiladi, natijada o'tkazgichning qirralari orasida $U = \varphi_1 - \varphi_2$ potensiallar farqi paydo bo'ladi (2, a - rasm).



2-rasm. Magnit maydoniga joylashtirilgan tokli o'tkazgich.

Bu hodisa Xoll efekti yoki galvanomagnit hodisa deyiladi. Buni 1879 yilda amerikalik fizik E. Xoll aniqlagan. Xoll effekti asosan metal va yarimo'tkazgichlarda kuzatilgan. Tok o'tkazuvchilar erkin elektronlar bo'lganda yarimo'tkazgichli plastinkaning yuqorigi qirrasida ortiqcha manfiy zaryadlar to'planadi va pastki qirra musbat zaryadlanadi. Bunda yuqorigi va pastki qirralar orasidagi potensiallar ayirmasi hosil bo'ladi. p – turdagi yarimo'tkazgichda yuqorigi qirra musbat zaryadlanadi, pastki qirra esa manfiy zaryadlanadi va qirralar orasida potensiallar farqi hosil bo'ladi (2, b – rasm). Potensiallar farqi yoki kuchlanishning ishorasiga qarab elektronli yoki kovakli o'tkazuvchanlikni aniqlash mumkin. $\vec{B}$ vektor $\vec{v}$ va I tokka perpendikulyar bo'lganligi uchun Lorens kuchi quyidagiga teng:

$$F_L = eE\vec{v}.$$

Plastinkaning yuqorigi va pastki qirralarida to'plangan zaryadlar E kuchlanganlikka ega bo'lgan elektr maydon hosil qiladi va zaryadli zarrachalarga F_{el} kuch ta'sir qiladi, ya'ni $F_{el} = eE$. Bu ikkala kuch tenglashgandagina plastinkaning ikkita qirralari orasida muvozanat holati ro'y beradi:

$$eBv = eE$$

bundan

$$Bv = E.$$

Tok kuchining zichligi $\vec{j} = en\vec{v}$ ga teng edi, (bu yerda e – erkin zaryad tashuvchi zarrachalarning zaryadi, n – birlik hajmdagi harakatlanuvchi zaryadlangan zarrachalar soni, $\vec{v}$ – ularning o'rtacha tartibli harakat tezligi), bundan: $\vec{v} = \vec{j}/en$ buni kuchlanganlik ifodasiga qo'ysak, $E = jB/en$ bo'ladi. Qirralar orasidagi potentsiallar farqi U bo'lganda, $U = Ed = djB/en$ ga teng bo'ladi, bunda d – plastinkaning yuqorigi va pastki qirralari orasidagi masofa. Proporsionallik koeffitsienti $K = 1/en$ ga Xoll koeffitsienti deyiladi, u holda Xoll kuchlanishi quyidagiga teng bo'ladi:

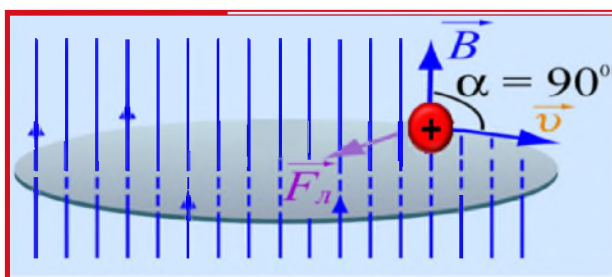
$$U = KdjB, \quad (2.2)$$

ya'ni, Xoll kuchlanishi o'tkazgichning qalindligi d ga, tok zichligi j ga hamda magnit induksiya vektori $\vec{B}$ ga to'g'ri proporsional. Xoll doimiysini o'lchab, berilgan metal yoki yarimo'tkazgich uchun zaryad tashuvchilarning ishorasini hamda hajm birligidagi zaryad tashuvchilar sonini aniqlash mumkin. O'tkazgichlarning muhim elektr xossaligidan biri ulardagi tok tashuvchi zarrachalarning harakatchanligidir. Tok tashuvchi zarrachalarning harakatchanligi (μ) deb, ular o'rtacha tezligining maydon kuchlanganligiga nisbatiga aytiladi; $\mu = v/E$. Agar harakatchanlik μ ni o'tkazuvchanlik σ bilan bog'lasak,

$$\sigma = en\mu \quad (2.3)$$

bo'ladi. Xoll doimiysi K ni o'lchab va σ o'tkazuvchanlikni hisoblab, zaryad tashuvchi zarrachalarning birlik hajmdagi konsentratsiyasi va harakatchanligini aniqlash mumkin. Xoll kuchlanishining ishorasiga qarab, tok tashuvchi zarrachalarning ishorasi (n- tur yoki p - turni) ni aniqlash mumkin. n – tur yarimo'tkazgich o'rniga p – tur yarimo'tkazgich olib, uni perpendikulyar holda magnit maydoniga kiritsak, bunda Xoll effekti asosida vujudga keluvchi kuchlanishning ishorasi teskariga o'zgaradi, chunki kovaklarning harakat yo'nalishi elektr tokining yo'nalishi bilan bir xilda. Demak, Xoll koeffitsientining ishorasi n- va p-tur yarimo'tkazgichlarda qarama-qarshi ishoraga ega ekan.

Zaryadlangan zarrachalarning bir jinsli magnit maydonidagi harakati.



3 - rasm. Zaryadlangan zarraning magnit maydonidagi harakati.

m massali musbat zaryadli zarracha induksiyasi $\vec{B}$ bo'lgan bir jinsli magnit maydonda $\vec{v}$ tezlik bilan induksiya chiziqlariga tik yo'nalishda uchib kirsak, bu zarrachaga $F_L = eBv$ Lorens kuchi ta'sir etadi (3 – rasm). Bu kuch zarrachaga normal tezlanish beradi:

$$a_n = \frac{F_l}{m} = \frac{e\vartheta B}{m}, \quad (2.4)$$

natijada zarracha doiraviy traektoriya bo'ylab harakatlanadi. Uning r traektoriya radiusi $a_n = \vartheta^2/r$ formuladan aniqlanadi. Zarrachaning aylanish davri T ni quyidagicha aniqlash mumkin:

$$T = \frac{2\pi r}{\vartheta} = \frac{2\pi m \vartheta}{eB\vartheta} = \frac{2\pi m}{eB}. \quad (2.5)$$

Zarrachaning aylanish davri uning tezligiga bog'liq emas. Buni tajribada tasdiqlash mumkin. Buning uchun ikkita ingichka g'altak hosil qilingan bir jinsli magnit maydonda Ne gazi bilan to'ldirilgan sharsimon kolba to'ldiriladi. Kolba ichida elektronlar dastasi manbayi – electron pushka o'rnatilgan. Agar g'altak zanjirga ulansa, hosil bo'lgan bir jinsli magnit maydon ta'sirida gazni ionlashtiruvchi elektronlar izi aylana shaklida yorqin iz qoldiradi. Aylana radiusi $\vec{B}$ ga bog'liq. Magnit maydonda ixtiyoriy yo'nalishda harakatlanuvchi zaryadlangan zarracha massasini m bilan belgilasak, u Nyutonning II-qonuniga asosan a tezlanish oladi $\vec{F} = m\vec{a}$ ni Lorens kuchi ifodasiga qo'ysak,

$$m\vec{a} = e\vartheta \vec{B} \sin\alpha$$

bo'ladi. $\vec{a}$ tezlanish vektorini ikkita tashkil etuvchiga ajratish mumkin. Urunma $\vec{a}_\tau$ (tangensial) va normal $\vec{a}_n$ tezlanish. Zaryadlangan zarracha magnit maydonda harakatlanganida uning normal tezlanishi hamma vaqt tezlikka (traektoriyaga) perpendikulyar holda yo'nalgan bo'ladi, ya'ni u aylana bo'ylab tekis harakat qiladi. Bunday holda tezlanishning urunma bo'ylab tashlik etuvchisi nolga teng bo'ladi, ya'ni $a_\tau = 0$. Zaryadlangan zarracha aylana bo'ylab tekis harakat qilganda, normal tezlanish hamma vaqt $a_n = \vartheta^2/r$ ga teng bo'ladi.

$$a_n = \frac{e\vartheta B \sin\alpha}{m} \quad \text{yoki} \quad \frac{\vartheta^2}{r} = \frac{e\vartheta B \sin\alpha}{m}$$

dan traektoriyaning egrilik radiusini topamiz:

$$r = \frac{m\vartheta}{eB \sin\alpha}. \quad (2.6)$$

Bu erda m – zarra massasi, ϑ – tezligining moduli, e – zaryadi, B – maydon induktsiyasi. Endi quyidagi misolni ko'raylik.

Zaryadlangan zarrachalar bir jinsli magnit maydonga uchib kirsin ($\vec{B} = \text{const}$), ϑ tezlikning yo'nalishi magnit maydon induksiya vektori bilan α burchak tashkil qilsin va u 90° dan farq qilsin. $\vec{\vartheta}$ tezlikni magnit maydonga perpendikulyar ($\vec{\vartheta}_\perp$) va maydonga parallel ($\vec{\vartheta}_\parallel$) ikkita tashkil etuvchiga ajratsak, ularning modullari quyidagicha bo'ladi:

$$\vartheta_\perp = \vartheta \sin\alpha, \quad \vartheta_\parallel = \vartheta \cos\alpha.$$

Zarraga ta'sir etuvchi Lorens kuchi esa

$$F_l = eB\vartheta \cdot \sin\alpha$$

ga teng bo'ladi. Unda zarracha harakati ikkita o'zaro bog'liq bo'lmagan harakatlarning yig'indisidan iborat, ulardan biri $\vec{v}$ ning yo'nalishida va ikkinchisi $\vec{v}$ ga perpendikulyar bo'lgan tekislikda yotadi va Lorens kuchi ta'sirida zarracha r radiusli aylana chizadi:

$$r = \frac{m\vartheta_{\perp}}{eB} = \frac{m\vartheta \sin\alpha}{eB}.$$

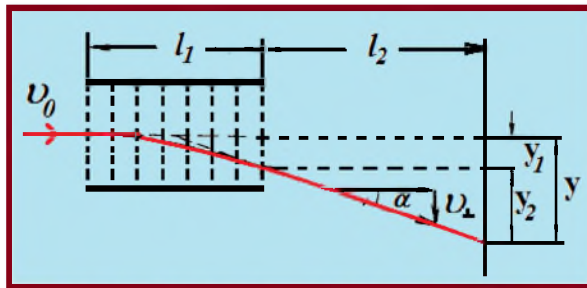
Zaryadlangan zarracha magnit maydon induksiya vektori $\vec{B}$ ga perpendikulyar bo'lgan tekislikda aylana chizadi va T vaqtda bir marta aylanadi. Boshqa tomondan, $\vec{F}_l \perp \vec{B}$ va $\vec{F}_l \perp \vec{v}$, bunda zarracha magnit maydonda doimiy tezlik ($\vartheta_{\parallel} = \text{const}$) bilan ilgarilanma harakat qiladi. Bu ilgarilanma harakatning qo'shilishi natijasida zarracha h qadami quyidagiga teng bo'lgan vint chizig'i bo'ylab harakat qiladi:

$$h = \vartheta_{\parallel} \cdot T = \frac{2\pi m\vartheta \cos\alpha}{eB}. \quad (2.7)$$

Agar zarracha $\vec{B}$ magnit induksiya vektori bo'ylab, ya'ni unga parallel holda harakat qilsa, unga Lorens kuchi ta'sir etmaydi ($\vec{F}_l = 0$ va $\vec{v} \parallel \vec{B}$).

Harakatlanayotgan zaryadlangan zarrachalarning elektr va magnit maydonlarida og'ishi.

Dasta yo'nalishiga perpendikulyar o'rnatilgan ekranning O nuqtasiga tushuvchi bir xil



4-rasm. Zaryadlangan zarrachaning elektr maydonidagi harakati.

zaryadlangan zarrachalarning ingichka dastasini qarab chiqaylik (4 – rasm). Yo'lnin l_1 uzunligida dastaga perpendikulyar yo'nalgan bir jinsli elektr maydoni ta'sirida dasta izining siljishini aniqlaymiz. Zarrachaning dastlabki tezligi ϑ_0 ga teng bo'lsin. Har bir zarracha maydon sohasiga kirib, kattalik jihatdan o'zgarmas va yo'nalishi jihatdan ϑ_0 ga perpendikulyar bo'lgan $a_{\perp} = eE/m$ tezlanish bilan harakatlanadi. Maydon ta'siri ostidagi

harakat $t = l_1/\vartheta_0$ vaqt davom etadi. Bu vaqtda zarracha

$$y_1 = \frac{a_{\perp} t^2}{2} = \frac{eEl_1^2}{2m\vartheta_0^2} \quad (2.8)$$

masofaga siljiydi va ϑ_0 ga perpendikulyar bo'lgan

$$\vartheta_{\perp} = a_{\perp} t = \frac{eEl_1}{m\vartheta_0}$$

tezlik tashkil etuvchisiga erishadi. Keyinchalik zarralar ϑ_0 tezlik bilan α burchak hosil qilgan.

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{\vartheta_{\perp}}{\vartheta} = \frac{eEl_1}{m\vartheta_0^2} \quad (2.9)$$

shart bilan aniqlanuvchi to'g'ri chiziq yo'nalishida harakatlanadi. Natijada dasta (2.8) siljishga qo'shimcha

$$y_2 = l_2 \tan \alpha = \frac{eEl_1l_2}{m\vartheta_0^2}$$

siljishiga ega bo'ladi, bunda l_2 maydon chegarasidan ekrangacha bo'lgan masofa. Shunday qilib, O nuqtaga nisbatan dasta izining siljishi

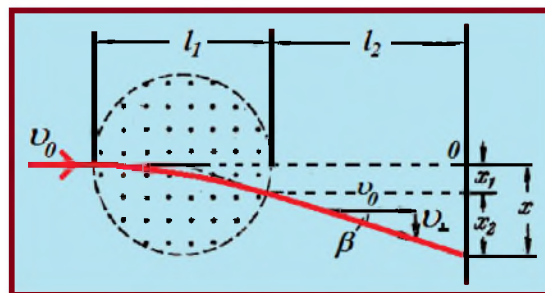
$$y = y_1 + y_2 = \frac{e}{m} E \frac{l_1}{\vartheta_0^2} \left(\frac{l_1}{2} + l_2 \right) \quad (2.10)$$

ga teng. Oxirgi ifodani hamda (2.9) ni hisobga olgan holda

$$y = \tan \alpha \left(\frac{l_1}{2} + l_2 \right)$$

ko'rinishida yozish mumkin, bundan zarrachalar maydondan chiqib, maydon hosil qilgan kondensatorlar markazidan (2.9) formula bilan aniqlanuvchi α burchak ostida uchib chiqqani singari harakatlanadi degan xulosa kelib chiqadi.

Endi zarrachalarning berilgan l_1 yo'li davomida ularning ϑ_0 tezligiga perpendikulyar holda bir jinsli magnit maydoni qo'yildi deb faraz qilaylik (5 – rasm, maydon rasm tekisligiga perpendikulyar yo'nalgan, maydon sohasi punktir aylanma chiziq bilan ko'rsatilgan). Har bir zarracha maydon ta'sirida kattalik jihatdan o'zgarmas bo'lgan $\alpha_{\perp} = eB\vartheta_0/m$ tezlanish oladi. Maydon ta'sirida dastaning og'ishi uncha katta bo'lmaganlik sharti bilan chegaralanib $\alpha_{\perp}$ tezlanish yo'nalishi bo'yicha o'zgarmas va ϑ_0 ga perpendikulyar deb hisoblash mumkin. U holda siljishni hisoblash uchun hosil qilingan formulani, undagi tezlanish $\alpha_{\perp} = eE/m$ ni $\alpha_{\perp} = eB\vartheta_0/m$ bilan almashtirib foydalanish mumkin. Natijada, endilikda biz x bilan belgilaydigan siljish uchun



5-rasm. Zaryadlangan zarrachaning magnit maydonidagi harakati.

$$x = \frac{e}{m} B \frac{l_1}{\vartheta_0} \left(\frac{l_1}{2} + l_2 \right) \quad (2.11)$$

ni hosil qilamiz. Dastaning magnit maydoni ta'sirida og'gan burchagi

$$\tan \beta = \frac{e}{m} B \frac{l_1}{\vartheta_0} \quad (2.12)$$

ifoda bilan aniqlanadi. (2.12) ni hisobga olgan holda (2.11) formulani quyidagicha yozish mumkin:

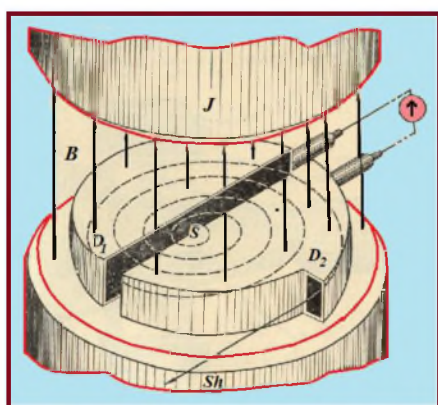
$$x = \tan \beta \left(\frac{l_1}{2} + l_2 \right)$$

Demak, zarrachalar magnit maydondan chiqib, kamroq og'ganda ular xuddi maydon markazidan qiymati (2.12) ifoda bilan aniqlanadigan β burchak ostida uchib chiqqandek harakatlanadi.

Zaryadlangan zarrachalarning tezlatkichlari. Betatron va siklotron.

Elektr va magnit maydonlari ta'siri ostida yuqori energiyali zaryadli zarrachacha (elektron, proton, mezon va x.k) lar hosil qilish va ularni boshqarishga imkon beruvchi qurilmani zaryadli zarrachachalar-ning tezlatgichlari deyiladi. Istalgan tezlatgichni tezlatayotgan zarrachachalarning turli, ularga beriladigan energiya va intensivlik bo'yicha zarrachachalarning taqsimotiga bog'liq holda harakatlanadi.

Harakatlanayotgan zarrachachalarga magnit maydon ko'rsatadigan ta'sirdan siklik tezlatgichlar (siklotron, sinxrotron, sinxofozotron betatron), magnitogidrodinamik generatorlarda foydalaniladi. Siklotronning asosiy qismi kuchli elektromagnitdir (6-rasm). Bu elektromagnitning qutblari orasida yassi silindrlilik vakuum kamera joylashgan. Kamera duant deb ataladigan D -simon ikki bo'lak D_1 va D_2 dan iborat.



6-rasm. Siklotronning qurilmasi.

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. Tezlatilishi lozim bo'lgan zaryadli zarrachachalar kameraga S -maxsus qurilma orqali kiritiladi. Kameraga kiritilgan musbat zaryadli zarrachachalardan birining harakatini kuzataylik. Zarrachacha darhol manfiy zaryadlangan duant tomon tortiladi. Duant ichida zarrachachaning harakati

yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan magnit maydon uni aylana bo'ylab harakatlanishga majbur qiladi. Zarrachacha yarim aylanani bosib o'tib, yana duantlar orlig'idagi tirqishga etib keladi. Lekin o'tgan vaqt ichida elektr maydon yo'nalishini o'zgartirgan bo'ladi. Shuning uchun zarrachacha ikkinchi duant tomon tortilib tezlashadi. Ikkinchi duant ichida yarim aylanani bosib o'tadi va yana tirqishga etib keladi. Bu erda uchinchi marta tezlashadi va h.k. har safardan so'ng zarrachachaning tezligi va orbitasining radiusi ortib boradi. Zarrachachaning traektoriyasi spiralsimon shaklda yoyilib boradi va nihoyat u kamera devoriga yaqinlashadi. Bu erda maxsus qurilma orqali zarrachachalar tashqariga chiqariladi. Duantlar orasidagi kuchlanish sodir bo'layotgan jarayonlar bilan davriy bog'liq ravishda o'zgaradi.

Har qanday tezlatgichlar tezlashtirilayotgan zarrachaning turiga, energiyasiga, zaryad oqimining intensivligiga va zarrachalarning (razbros) sochilishiga qarab harakatlanadi. Ular uzluksiz va impul's turga bo'linadilar. Yana ular zarrachalarning tezlashtirish mexanizmi va harakat traektoriyasiga qarab chiziqli, siklik va induksion tezlatgichlarga bo'linadi.

1. **Chiziqli tezlatgichlarga** elektrostatik maydon yordamida tezlashtiradigan turi kiradi. Bunda zarracha maydondan bir marta o'tadi: M : Van – de – Graaf generatori. Energiyasi $\sim 10 \text{ MeV}$ ga etishi mumkin. Bundan ortiq energiya olishiga zaryadlarning teshib chiqishi yoki oqib ketishi to'sqinlik qiladi.

2. **Chiziqli rezonansli tezlatgichlar**. Bu o'ta yuqori chastotali o'zgaruvchan elektr maydoni ta'sirida amalga oshiriladi, bunda maydon zaryadlarning harakatiga mos ravishda sinxron o'zgaradi. Elektronlarni bir necha 10 Giga eV , protonlarni esa bir necha 10 MeV gacha tezlashtira oladi.

3. **Fazotron** – (sinxrotsiklotron) – siklik rezonansli tezlatgich bo'lib og'ir zaryadli zarrachalarni (proton, ion, α) zarrachalarni tezlashtiradi. Bunda boshqaruvchi magnit maydoni doimiy bo'lib, elektr maydoni chastotasi davrga qarab sekin o'zgarib boradi. Zaryadlar 1 GeV

gacha energiya olishi mumkin, undan ortiqchasiga tezlik oshishi bilan radius oshishi xalaqit beradi.

4. **Sinxrotron** – tsiklik rezonansli tezlatgich bo'lib, bunda boshqaruvchi magnit maydoni o'zgaruvchi bo'lib, tezlashtiruvchi elektr maydon chastotasi doimiy qoladi. Elektronlar 5 – 10 GeV gacha tezlasha oladi.

5. **Sinxrofazotron** – bu og'ir zaryadlarni tezlatgichi bo'lib, siklik rezonansli tezlatgichdir. Bu erda magnit maydoni va elektr maydoni bir vaqtda vaqt bo'yicha o'zgarib, tezlashayotgan zaryad chastotasining radiusiga moslab boriladi. Protonlarni 500 GeV gacha tezlashtira oladi.

6. **Betatron** – elektronlarni tsiklik induktsiyali tezlatgich bo'lib, tezlatish aylanma (vixer) elektr maydonida amalga oshiriladi, bu erda elektronni orbitada o'zgaruvchan magnit maydoni ushlab turadi. Elektron 100 MeV gacha energiya olish mumkin.

7. **Magnitogidrodinamik (MGD) generatori**. Harakatlanayotgan zarrachachalarga magnit maydon ko'rsatayotgan ta'sirdan magnitogidrodinamik generatoridan foydalaniladi. Uning tuzilishi yonish kamerasida yuksak ionlashgan gaz plazma elektrodlar (E_1 va E_2) orasida harakatlanib magnit maydonining ta'siriga uchraydi va o'z yo'nalishini o'zgartiradi. Musbat ionlar E_1 elektrodga, manfiy ionlar E_2 elektrodga urilib ularni mos ravishda zaryadlanishiga sabab bo'ladi. Elektrodlarga tashqi yuklanma ulansa, zanjir bo'ylab tok oqa boshlaydi.

Nazorat savollari

1. Magnit maydoni sifatlovchi kattalik nima?
2. Zaryadli zarraga elektr va magnit maydonlari ta'sir qiladimi?
3. Lorens kuchi deganimiz nima?
4. Lorens kuchining yo'nalishi qanday aniqlanadi va u ish bajaradimi?
5. Xoll effekti deganimiz nima va u qanday yuz beradi?
6. Xoll effektidan qanday fizik kattaliklarni hisoblab topish mumkin?
7. Zaryadli harrachalarning bir jinsli elektr maydonidagi harakati qanday?
8. Betatron va siklotron qurilmalarining vazifasi nimadan inorat?

Ma'ruza № 28 ELEKTROMAGNIT INDUKSIYA

Reja:

1. Elektromagnit induksiya hodisasi. Faradey tajribalari.
2. Uyurmali elektr maydoni. Uyurmali toklar.
3. Magnit maydonda aylanuvchi ramka.
4. Konturning induktivligi. O'zinduksiya. O'zaroinduksiya.
5. Transformatorlar. Transformatorlarning ishlash prinsipi.
6. Magnit maydon energiyasi.
7. Magnitlanganlik. Moddadagi magnit maydon.
8. Dia, Para- va ferromagnetizmlarning tabiati.

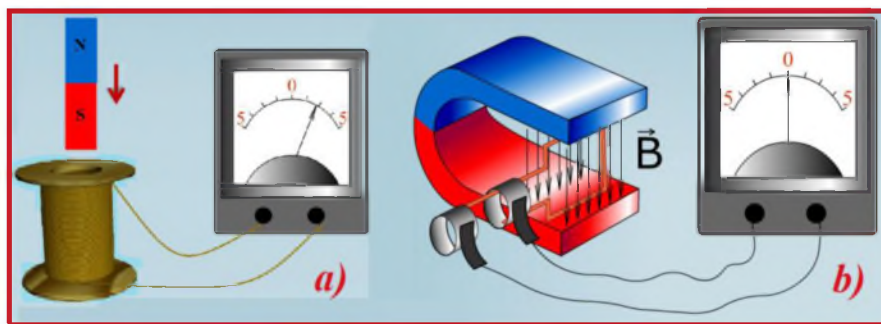
Oldingi mavzuda, elektr toki o'z atrofida magnit maydoni hosil qilishini o'rgandik. Agar shunday ekan, uning teskarisi, ya'ni magnit maydoni elektr tokini vujudga keltira olmaydimi degan savol tug'iladi. Olimlar uzoq vaqt bu savolga javob izlashgan va nihoyat 1831 yilda ingliz fizigi M. Faradey magnit maydoni yordamida elektr toki vujudga kelishini tajribalar yordamida ko'rsatdi. Bu hodisaga elektromagnit induksiya hodisasi, vujudga kelgan tokka esa induksion tok deyiladi.

Elektromagnit induksiya hodisasining kashf qilinishi ulkan ahamiyat kasb etib, magnit maydoni yordamida elektr toki hosil qilish mumkinligini isbotladi. Bu bilan elektr va magnit hodisalari o'rtasida o'zaro bog'lanish mavjudligi ko'rsatilib, elektromagnit maydon nazariyasi yaratilishiga turtki bo'ldi.

Elektromagnit induksiya hodisasi. Faradey tajribalari.

Elektromagnit induksiya hodisasi.

Elektromagnit induksiya hodisasining asosiy g'oyasi qo'yidagidan iborat: yopiq konturni o'rab turgan magnit maydon induktsiyasining oqimi o'zgarsa, konturda elektr toki vujudga keladi. Bu tokka induksion tok deyiladi.



1 - rasm. Faradeyning tajribalari.

Agar galvanometrqa ulangan solenoidning ichiga o'zgarmas magnit kiritib-chiqarilsa, u kirayotgan va chiqayotgan paytda galvanometr strelkasining og'ishi, ya'ni induksion tokning vujudga kelishi kuzatiladi (1, *a* - rasm). Magnit qancha tez harakatlansa galvanometr strelkasining og'ishi ham shuncha katta bo'ladi. Agar magnitning qutblari almashtirilib harakatlantirilsa, strelkaning og'ishi ham teskari tomonga o'zgaradi. Agarda taqa simon doimiy magnit ichiga simli ramka joylashtirib, uni aylantirsak o'sha zahoti galvanometrning strelkasi og'adi (1, *b* - rasm). Bunda ham induksion tok vujudga keladi. Tajriba magnitni mahkamlab, g'altakni esa harakatga keltirib bajarilganda ham galvanometr induksion tok hosil bo'lishini ko'rsatadi.

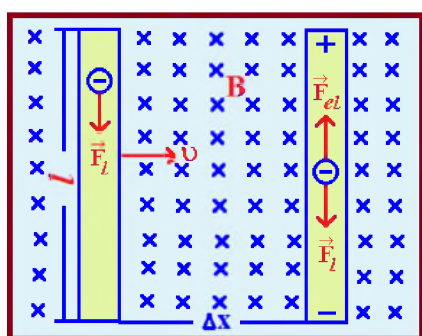
Faradey qonuni.

Faradey o'zining ko'plab tajribalari asosida, kontur ergashtiruvchi magnit induksiya oqimining o'zgarishi albatta induksion tokni vujudga keltiradi degan xulosaga keldi. Induksion tokning qiymati esa, magnit induksiya oqimining o'zgarish usuliga emas, balki uning o'zgarish tezligiga bog'liqdir. Agar zanjirda induksion tok vujudga kelsa, demak bu, elektr yurituvchi

kuch mavjudligini ko'rsatadi. Bu E.Yu.K ga induksiya elektr yurituvchi kuchi deyiladi. Tajriba natijalarini tahlil qilgan Faradey induksiya E.Yu.K va magnit oqimining o'zgarishi orasidagi munosabatni aniqladi. Elektromagnit induksiya uchun Faradey qonuni: yopiq, o'tkazuvchi kontur o'rab turgan magnit induksiya oqimining o'zgarish sababi qanday bo'lishidan qat'iy nazar vujudga keladigan E.Yu.K quyidagicha aniqlanadi

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt}, \quad (10.18)$$

Tenglik oldidagi manfiy ishora quyidagilarni ko'rsatadi: induksiya oqimining ortishi $d\Phi/dt > 0$ $\varepsilon_i < 0$ E.Yu.K ni vujudga keltiradi, ya'ni vujudga kelgan induksion tokning magnit maydoni kontur orqali magnit oqimini kamaytiradi. Induksiya oqimining kamayishi $d\Phi/dt < 0$ esa $\varepsilon_i > 0$ E.Yu.K ni vujudga keltiradi, ya'ni induksion tokning magnit maydoni kontur orqali magnit oqimining kamayishiga to'sqinlik qiladi.



2 - rasm. Metall sterjenning magnit maydonidagi harakati.

Har bir o'tkazgichda erkin elektronlar yoki ionlar mavjud. Agar toksiz o'tkazgich – metal sterjen magnit maydonida harakat qilsa, o'tkazgichdagi har bir elektronga Lorens kuchi ta'sir qiladi. Faraz qilaylik, l uzunlikdagi toksiz o'tkazgich v tezlik bilan magnit induksiya vektori $\vec{B}$ ga perpendikulyar holda harakat qilsin (2 - rasm). $\vec{B}$ chiziqlari rasm tekisligiga perpendikulyar va bizdan rasm tekisligiga yo'nalgan. Lorens kuchi

$$F_L = eBv$$

ga teng, bunda Lorens kuchi ta'sirida o'tkazgichdagi erkin elektronlar siljiydi, natijada o'tkazgichning oxirlarida muayyan qiymatli $\varphi_1 - \varphi_2$ potentsiallar farqi hosil bo'ladi. Hosil bo'lgan $\vec{E}$ elektr maydon erkin elektronlarning harakatiga to'sqinlik qiladi. Elektr maydon elektronga $F_{e1} = eE$ kuch bilan ta'sir etadi. Lorens kuchi F_L va elektr maydonning elektronga ta'sir etuvchi kuchi F_{e1} larning yo'nalishi qarama-qarshi va ular o'zaro teng bo'lguncha elektronlar harakati davom etadi:

$$eE = eBv \quad \text{yoki} \quad E = vB.$$

l uzunlikdagi harakatlanuvchi o'tkazgichda kuchlanganlik va potentsiallar farqi quyidagicha bog'langan:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = El, \quad \text{shu sababli,} \quad \varphi_1 - \varphi_2 = vBl$$

bo'ladi. Bu kattalik, l uzunlikdagi o'tkazgich magnit maydonida v tezlik bilan harakat qilganida bu o'tkazgichda vujudga keladigan induksiya E.Y.K ga teng:

$$\varepsilon_{ind} = Blv.$$

O'tkazgich tezligi $v = \Delta x / \Delta t$ ga teng bo'ladi, bu yerda Δx – o'tkazgichning elementar ko'chishi B ga perpendikulyar holda yo'nalgan. $\varepsilon_{ind} = -\Delta x B l v / \Delta t$ bo'ladi. $l \Delta x = \Delta S$ – o'tkazgichning magnit maydonida chizib o'tgan sirti, $\Delta S B = \Delta \Phi$ – magnit oqimi. Induksiya E.Y.K quyidagiga teng:

$$\varepsilon_{ind} = -\frac{\Delta \Phi}{\Delta t}.$$

Umuman, induksiya E.Y.K konturda chegaralangan yuzadan o'tuvchi magnit oqimining o'zgarish tezligiga to'g'ri proporsional. Bu ifoda Faradey qonuni deyiladi. Bu qonun na faqat bir o'ramli sim uchun, balki ketma-ket ulangan N o'ramli g'altak uchun ham qo'llaniladi:

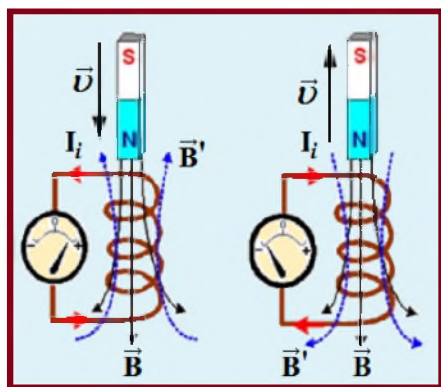
$$\varepsilon_{ind} = -N \frac{\Delta\Phi}{\Delta t},$$

ya'ni to'la oqim $\Delta\Phi = \Delta\Phi_1 + \Delta\Phi_2 + \Delta\Phi_3 + \dots + \Delta\Phi_n$ ga teng bo'ladi. Agar $\Delta\Phi_1 = \Delta\Phi_2 = \dots = N\Delta\Phi_n$ bo'lsa, u holda

$$\varepsilon_{ind} = -N \frac{\Delta\Phi}{t}$$

bo'ladi.

1834-yilda Peterburg Akademiyasining professori E.X. Lens induksion tokning yo'nalishini aniqlaydigan qoidani o'rnatdi. *Induksion tokning yo'nalishi shundayki, u hosil qilgan magnit maydon konturni kesib o'tuvchi magnit oqimining o'zgarishiga qarshilik qiladi.* Lens qoidasi Faradey qonuni $\varepsilon_{ind} = -N\Delta\Phi/t$ ga qo'yilgan (–) minus ishora bilan ifodalanib, induksion tokning yo'nalishini tavsiflaydi. Induksion tokning yo'nalishini Lens qoidasiga asosan qanday aniqlashni tajribada ko'rib chiqaylik.



3 - rasm. Induksion tokning yo'nalishini aniqlash uchun Lens qoidasi.

Induksion tok hosil bo'ladigan g'altakni galvanometr ga ulab, unda hosil bo'ladigan tokli o'tkazgichni magnitga yaqinlashtirilsa, unda hosil bo'ladigan tokning yo'nalishi har xil bo'lishini ko'ramiz (3 - rasm). Magnit g'altakda paydo bo'lgan induksion tok magnit maydon bilan o'zaro ta'sirlashadi va uning ta'siri ikki qutbli magnitlar ta'siriga o'xshaydi. Agar magnitni g'altakka yaqinlashtirsak, o'tkazgichda paydo bo'ladigan induksion tok magnitni o'zidan itaradi, ya'ni bir xil qutbli (ishorali) magnitlar bir-biridan itariladi, ular uzoqlashtirilsa, o'zaro tortishadi.

Uyurmali elektr maydoni. Uyurmali toklar.

Oldingi mavzuda ta'kidlanganidek magnit maydonining o'zgarishi elektr maydonini vujudga keltiradi. Bunday elektr maydonining kuch chiziqlari biror zaryaddan boshlanib boshqasida tugamaydi. Ya'ni ularning xuddi magnit maydon kuch chiziqlari kabi boshlanish va tugash joylari yo'q. Demak magnit maydonining o'zgarishi natijasida vujudga kelgan elektr maydonining kuch chiziqlari yopiq chiziq, bunday elektr maydoni esa uyurmali xarakterga egadir.

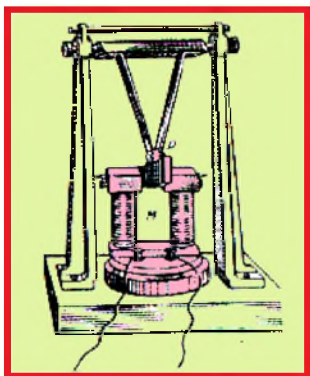
Shunday qilib, o'zgaruvchi elektr maydonida harakatsiz turgan o'tkazgichdagi elektronlarni uyurmali elektr maydoni harakatga keltirar ekan. Bordiyu o'tkazgich bo'lmaganda uyurmali elektr maydoni vujudga kelarmidi? Albatta. Magnit maydonining har qanday o'zgarishi uyurmali elektr maydonini vujudga keltiradi. Bizning holimizdagi harakatsiz o'tkazgich esa bu maydonning vujudga kelganini tasdiqlovchi vosita bo'lib xizmat qiladi, xolos.

Elektrostatik maydondan farqli o'laroq, uyurmali elektr maydoni potentsial maydon emas, ya'ni birlik musbat zaryadni yopiq kontur bo'ylab ko'chirishda bajarilgan ish nolga teng bo'lmay, induksiya E.Yu.K ga teng bo'ladi.

Uyurmali toklar.

Induksion tok na faqat chiziqli o'tkazgichlarda va balki o'zgaruvchan magnit maydonida turgan og'ir yaxlit o'tkazgichlarda ham vujudga keladi. Bu toklar qalin o'tkazgichlar ichida yopiq xarakterga ega bo'lgani uchun ham, ularga uyurmali toklar deyiladi. Bu toklarni ba'zan, dastlabgi o'rgangan kishi nomi bilan Fuko toklari ham deyishadi. Har qanday induktsiyalangan tok kabi, uyurmali toklarning yo'nalishi ham Lens qoidasiga muvofiq aniqlanadi, ya'ni hosil bo'lgan uyurmali tokning yo'nalishi shunday bo'ladiki, uning magnit maydoni o'zini vujudga keltirgan magnit oqimining o'zgarishiga to'sqinlik qiladi. Qarshiligi juda kichik bo'lgan yaxlit

og'ir mayatnik kuchli elektromagnit maydonda harakatlanayotgan bo'lsin (4-rasm). Dastlab elektromagnit ulanmaganda mayatnik ancha uzoq vaqt tebranib turadi. Elektromagnit manbaga ulanganidan so'ng esa mayatnik elektromagnitgacha borib keskin tormozlanadi va to'xtaydi. Bunga sabab mayatnikda tok induktsiyalanishidir. Chunki Lens qoidasiga muvofiq bu tokning magnit maydoni mayatnikning harakatiga to'sqinlik qiladi. Agar mayatnikda kesiklar qilinsa uyurmali toklar kamayadi va mayatnik uncha kuchli tormozlanmaydi.

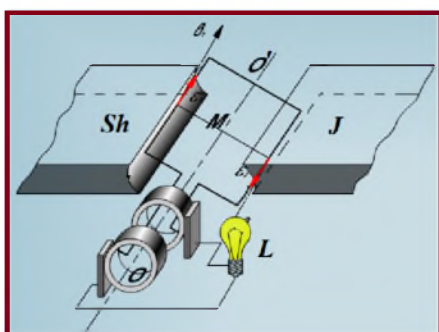


4 - rasm. Qarshiligi kichik bo'lgan yaxlit og'ir mayatnikning elektro-magnit maydonida harakati.

Uyurmali tokning kuchi magnit maydonida harakatlanadigan metall bo'lagining shakli, u yasalgan materialning xossalari, magnit oqimining o'zgarish tezligiga bog'liq bo'ladi. Uyurmali toklarning tormozlovchi ta'siridan elektr o'lchov asboblari strelkalari tebranishini so'ndirishda foydalaniladi.

Uyurmali toklar shuningdek, o'zgaruvchan magnit maydonida turgan harakatsiz yaxlit o'tkazgichlarda ham vujudga keladi va ularni kuchli qizdiradi. Uning bu xususiyati induksion pechlarni qizdirish va hattoki metallarni eritishda ham foydalaniladi.

Magnit maydonda aylanuvchi ramka.



5-rasm. Ramkaning magnit maydonida aylanishi.

Generatorlarda mexanik energiya elektromagnit induksiya hodisasidan foydalanish orqali elektr energiyasiga aylantiriladi. Uning ishlash printipini bir jinsli magnit maydonida aylanayotgan yassi ramka misolida ko'rishimiz mumkin. Mazkur ramka bir jinsli magnit maydoni ($B = \text{const}$) da $\omega = \text{const}$ burchak tezlik bilan bir tekis aylanayotgan bo'lsin (5 – rasm). Istalgan t vaqtda S yuzali ramka ilashtirib oluvchi magnit oqimi quyidagicha bo'ladi:

$$\Phi = B_n S = BS \cos \alpha = BS \cos \omega t$$

bunda $\alpha = \omega t$ – ramkaning t vaqt momentidagi burilish burchagi.

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt} = BS\omega \sin \omega t$$

Agar $-1 \leq \sin \omega t \leq 1$ ekanligini e'tiborga olib:

$$\varepsilon_{i \max} = BS\omega \quad \text{yoki} \quad \varepsilon_i = \varepsilon_{\max} \sin \omega t$$

Shunday qilib, agar bir jinsli magnit maydonida ramka tekis aylansa, unda garmonik qonun bilan o'zgaruvchi induksion E.Yu.K hosil bo'lar ekan. Oxirgi formuladan ε_i ning qiymati ω , B va S kattaliklarga bog'liq bo'lishi ma'lum bo'ladi.

O'zbekiston Respublikasida tokning standart chastotasi $\nu = \omega/2\pi = 50 \text{ Hz}$ qabul qilinganligi uchun faqat oxirgi ikki kattaliklarni oshirish mumkin. ν ni oshirish uchun kuchli doimiy magnitlar ishlatiladi yoki elektromagnitlardan ancha katta tok o'tkaziladi. Shuningdek, ba'zan elektromagnit o'zagini katta magnit singdiruvchanlikli materialdan tayyorlanadi. Agar bir emas, balki o'zaro ketma-ket ulangan bir necha o'ramdan iborat ramka aylansa, unda S oshadi. Mexanik energiyaning elektr energiyasiga aylanishi qaytar jarayondir. Agar magnit maydoniga

joylashgan ramkadan tok o'tkazsak, unga aylantiruvchi moment ta'sir qilib ramka aylana boshlaydi. Elektrodvigatellar shu printsipta ishlab elektr energiyasini mexanik energiyaga aylantirib beradi.

Konturning induktivligi. O'zinduksiya. O'zarinduksiya.

Induktivlik.

O'tkazuvchi konturdan (elektr zanjiridan) oqayotgan tok kontur atrofida magnit maydoni hosil qiladi va bu maydonning magnit oqimi Φ tok kuchiga I ga proporsionaldir. Ya'ni

$$\Phi = LI$$

bu yerda L – proporsionallik koeffitsienti bo'lib konturning induktivligi deyiladi. Induktivlik (lotincha-inductio uyg'atmoq) faqatgina konturni xarakterlovchi kattalik bo'lib, uning magnit maydoni vujudga keltira olish qobiliyatini ko'rsatadi va oqadigan tok kuchiga mutlaqo bog'liq emas. Induktivlik shu ma'noda yakkaalangan o'tkazgichning elektr sig'imiga o'xshab ketadi. Agar o'tkazgichning elektr sig'imi uning qancha elektr zaryadini o'zida mujassamlashtirish qobiliyatini xarakterlasa, induktivlik konturdan tok oqqanda uning magnit maydoni hosil qila olish qobiliyatini xarakterlaydi.

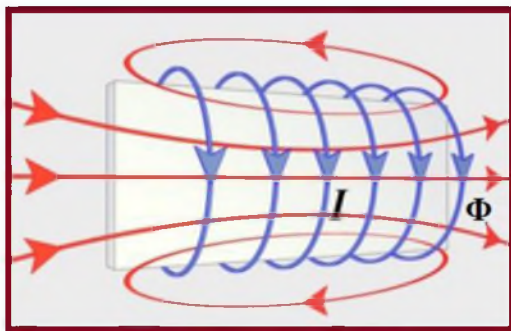
Induktivlikning SI dagi birligi-genri (Gn) bo'lib amerikalik fizik G. Genri (1797-1878) sharafiga shunday nomlangan.

$$L = \frac{\Phi}{I} = 1 \frac{Vb}{A} = 1 Gn$$

1 Gn shunday konturning induktivligiki undan 1 A tok oqqanda hosil bo'lgan magnit oqimi 1 Vb ga teng bo'ladi.

G'altakning induktivligi.

Yuqorida ta'kidlanganidek induktivlik konturning geometrik shakli va o'lchamlariga bog'liqdir. Jumladan uzunligi l , ko'ndalang kesim yuzasi S bo'lgan bo'shliqda turgan solenoidning induktivligi quyidagiga teng:



$$L_0 = \frac{\mu_0 N^2 S}{l}$$

bu yerda N – solenoiddagi o'ramlarning to'la soni, μ_0 – magnit doimiysi. Agar solenoidning hajmi $V = lS$ ekanligini e'tiborga olsak va $n = N/l$ uzunlik birligiga to'g'ri keluvchi o'ramlar soni tushunchasini kiritsak solenoidning induktivligini quyidagicha yozish mumkin.

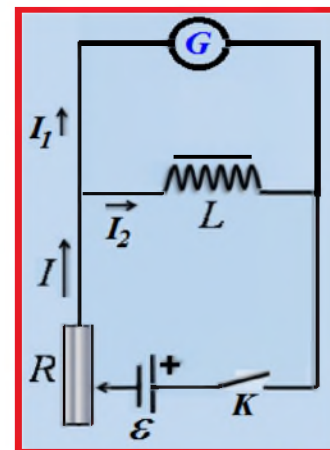
$$L_0 = \mu_0 n^2 V$$

Agar solenoidga temir o'zak kiritsak uning induktivligi bir necha marta ortadi.

Konturning bir jinsli muhitdagi induktivligi L ning, konturning vakuumdagi induktivligi L_0 ga nisbati bilan aniqlanadigan kattalikka muhitning magnit singdiruvchanligi deyiladi, $\mu = L/L_0$. Bizga ma'lumki moddalarning magnit xususiyatlarini xarakterlovchi kattalik magnit singdiruvchanlik o'lchamsiz kattalikdir.

O'zinduksiya.

Batareya $\mathcal{E}$, reostat R , induktivlik g'altagi L , galvanometr G va kalit K dan iborat zanjirni qaraylik (7-rasm). Agar zanjir yopiq bo'lsa galvanometrdan va induktiv g'altakdan elekt tok oqadi. Zanjirni uzgan paytimizda galvanometr strelkasi teskari tomonga qarab keskin og'adi. Bunga sabab, zanjir uzilganda g'altakdagi magnit oqimi kamayadi va unda o'zinduksiya E.Y.K ni vujudga keltiradi. Lens qoidasiga muvofiq o'zinduksiya E.Y.K magnit oqimining kamayishiga xizmat qiladi, ya'ni uning yo'nalishi kamayayotgan tok I_2 ning yo'nalishi bilan mos keladi. Bu tok galvanometrdan o'tadi va uning yo'nalishi I_1 tokning yo'nalishiga qarama-qarshi bo'lganligi uchun, tabiiyki galvanometr strelkasi teskari tomonga og'adi. Zanjirdagi tokning o'zgarishi natijasida shu zanjirning o'zida induktsiyalangan E.Y.K ning vujudga kelishi o'zinduksiya hodisasi deyiladi.



7 - rasm. O'zinduksiya hodisasini kuzatish uchun tuzilgan zanjir.

O'zinduksiya hodisasi elektromagnit induksiya hodisasining xususiy holidir, ya'ni konturdagi xususiy magnit oqimining o'zgarishi natijasida o'zinduksiya E.Y.K vujudga keladi.

$$\mathcal{E}_{o'z} = - \frac{d\Phi}{dt}$$

Agar $\Phi = LI$ ni hisobga olsak va induktivlik L ni differentsial belgisidan tashkariga chiqarsak

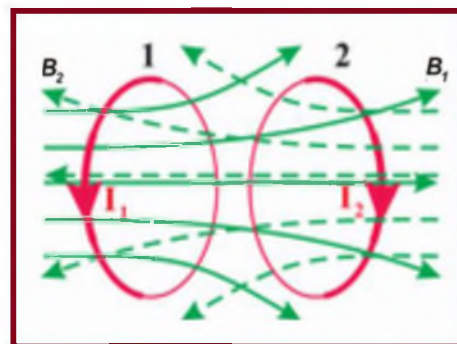
$$\mathcal{E}_{o'z} = -L \frac{dI}{dt}$$

ni hosil qilamiz. Ushbu ifodadan ko'rinib turibdiki o'zinduksiya E.Y.K zanjirdagi tokning o'zgarish tezligiga proporsional ekan.

O'zaro induksiya.

Agar 2-g'altak o'zgaruvchi tok oqayotgan 1-g'altak yoniga keltirilsa, unda 2-g'altakda induktsiyalangan E.Y.K vujudga keladi (8-rasm). Bunga sabab 1-g'altakdan o'zgaruvchan tok oqishi natijasida hosil bo'lgan o'zgaruvchan magnit maydonining uyurmali elektr maydoni vujudga keltirishi va bu maydon o'z navbatida ikkinchi g'altakda induksiya E.Y.K ni hosil qilishidir. Natijada ikkinchi g'altakda hosil bo'lgan induksiya E.Y.K

$$\mathcal{E}_{21} = - \frac{d\Phi_{21}}{dt}$$



8 - rasm. O'zaro induksiya hodisasi.

bu yerda Φ_{21} – I_1 tok oqayotgan birinchi g'altak atrofida hosil bo'lgan magnit maydonining ikkinchi g'altakka singan qismi. U tok kuchi I_1 ga proporsional

$$\Phi_{21} = L_{21} \cdot I_1$$

bu yerda L_{21} – o'zaro induksiya koeffitsienti.

Huddi shuningdek ikkinchi g'altakdan o'zgaruvchan tok o'tganda birinchi g'altakda

$$\varepsilon_{12} = - \frac{d\Phi_{12}}{dt}$$

o'zaro induksiya E.Y.K vujudga keladi

$$\Phi_{12} = L_{12} \cdot I_1$$

Hisoblashlar

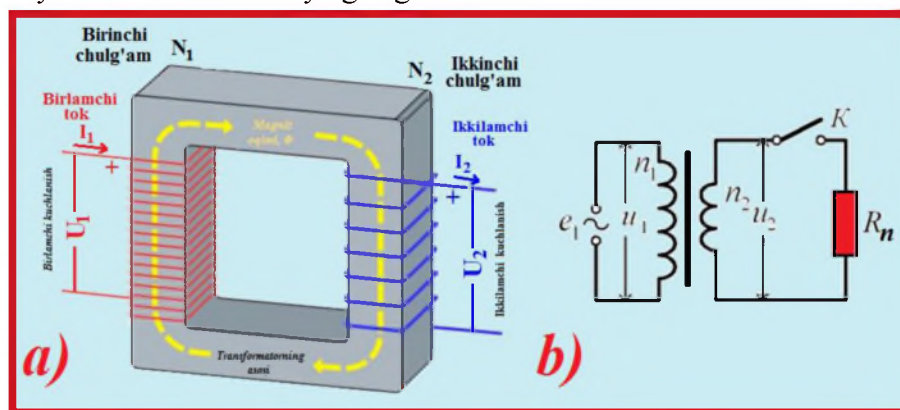
$$L_{12} = L_{21}$$

ekanligini ko'rsatadi va ularga konturlarning o'zaro induktivligi deyiladi. Bir konturdagi tok kuchining o'zgarishi natijasida ikkinchi konturda E.Y.K ning vujudga kelishiga o'zaro induksiya hodisasi deyiladi. Agar konturlar N_1 va N_2 o'ramlari mavjud g'altaklardan iborat bo'lsa unda o'zaro induktivlik quyidagicha aniqlanadi:

$$L_{12} = L_{21} = \mu\mu_0 \frac{N_1 \cdot N_2}{l} \cdot S$$

Transformatorlar.

Odatda elektr energiyasini elektrostatsiyadan iste'molchilarga uzatish kerak bo'ladi. Bir necha yuzlab kilometr masofalarga elektr energiyasini uzatishda energiyaning behudaga sarflanishini kamaytirish muhim ahamiyatga ega.



9- rasm. Transformatorning tuzilishi va ishlash prinsipi.

Bunda energiyaning anchagina qismi befoyda issiqlik va magnit maydon energiyasiga aylanib ketishi mumkin. Har ikkala energiya ham tok kuchining kvadratika proporsionaldir. Aynan shuning uchun ham uzoq masofalarga uzatilayotgan elektr tokining kuchi kamaytirilib, kuchlanishi orttiriladi.

Bunda elektr tokining energiyasi o'zgarmaydi. Iste'molchiga etib kelgan tokning kuchi va kuchlanishi esa zaruratdan kelib chiqib yana o'zgartiriladi. Tok kuchi va kuchlanishining qiymatlarini o'zgartirish transformator deyilguvchi qurilma vositasida amalga oshiriladi.

O'zgaruvchan tok kuchlanishini orttirish yoki kamaytirish maqsadida ishlatiladigan transformatorning ish prinsipi o'zaro induksiya hodisasiga asoslangan.

Transformatorlar birinchi bo'lib rus olimlari P. Yablochkov (1847-1894) va I. Usaginlar (1855-1919) tomonidan yasalgan va amalda qo'llanilgan. Transformatorning printsipl sxemasi 9, a- rasmda ko'rsatilgan bo'lib, temir o'zakka mahkamlangan N_1 va N_2 o'ram soniga ega chulgamlardan iborat. Birinchi cho'lg'amning uchlari ε_1 E.Y.K li o'zgaruvchan tok manbaiga ulangan bo'lib undan o'zgaruvchan I_1 tok oqadi va transformator o'zagida o'zgaruvchan magnit

oqimi Φ ni vujudga keltiradi. Bu oqimning o'zgarishi ikkinchi cho'lg'amda o'zaro induksiya E.Y.K ni vujudga keltiradi.

Transformatorning ish prinsipi.

Birinchi cho'lg'am uchun Om qonuni quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi.

$$\varepsilon_1 = - \frac{d}{dt}(N_1 \Phi) = I_1 R_1$$

bu yerda R_1 — birinchi cho'lg'amning qarshiligi. Tez o'zgaruvchan maydonlar uchun R_1 qarshilikdagi kuchlanish tushushi $I_1 R_1$ boshqa hadlarga nisbatan juda kichik bo'lganligi uchun uni hisobga olmaslik mumkin, ya'ni

$$\varepsilon_1 \approx N_1 \frac{d\Phi}{dt}$$

Ikkinchi cho'lg'amda vujudga keladigan o'zaro induksiya E.Y.K esa

$$\varepsilon_2 = - \frac{d(N_2 \Phi)}{dt} = - N_2 \frac{d(\Phi)}{dt}$$

Har ikkala ifodadan ham $d\Phi/dt$ ni topsak

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{\varepsilon_1}{N_1}, \quad \frac{d\Phi}{dt} = - \frac{\varepsilon_2}{N_2}$$

va ularni tenglashtirsak

$$\varepsilon_2 = - \frac{N_2}{N_1} \varepsilon_1$$

olamiz.

Transformatsiya koeffitsienti.

Transformatorning ikkinchi cho'lg'amidagi E.Y.K birinchisining nisbatan necha marta ko'p (yoki kam) ekanligini ko'rsatuvchi N_2/N_1 o'ramlar sonining nisbatiga transformatsiya koeffitsienti deyiladi.

Zamonaviy transformatorlarda energiyaning behuda sarfi ikki foiz atrofida bo'ladi. Bu energiya cho'lg'amlardan issiqlik ajralishiga va o'zakda tok vujudga kelishiga sarflanadi. Agar energiyaning behuda sarflanishini hisobga olmasak, unda transformatorning har ikkala cho'lg'amlaridagi tokning quvvati teng bo'ladi, ya'ni

$$\varepsilon_2 I_2 = \varepsilon_1 I_1$$

Demak

$$\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} = \frac{I_1}{I_2} = \frac{N_2}{N_1}$$

ya'ni cho'lg'amlardagi tok kuchi o'ramlar soniga teskari proporsionaldir. Agar $N_2/N_1 > 1$ bo'lsa, bunday transformatorga kuchaytiruvchi transformator deyiladi. U o'zgaruvchi E.Y.K ni orttirib tok kuchini kamaytiradi. Bunday transformatorlar elektr energiyasini uzoq masofalarga uzatishda ishlatiladi.

Agar $N_2/N_1 < 1$ bo'lsa, pasaytiruvchi transformator bo'ladi va E.Y.K pasaytirilib tok kuchi orttiriladi. Bunday transformatorlar yuqori kuchlanishli tokni qabul qilib iste'molchini ta'minlash uchun ishlatiladi.

Magnit maydon energiyasi.

Elektr toki oqayotgan o'tkazgichning atrofida doimo magnit maydoni mavjud bo'ladi. Bu magnit maydoni tok bilan birga paydo bo'ladi va birga yo'qoladi. Magnit maydoni ham, xuddi elektr maydoni kabi energiyaga ega. Tabiiyki bu energiya uni vujudga keltirishi uchun bajarilgan ishga teng va qo'yidagicha aniqlanadi.

$$W = \frac{LI^2}{2}$$

Bu erda I konturdan oqayotgan tok kuchi, L – konturning induktivligi. Shuni ta'kidlash lozimki magnit maydonining energiyasi fazoda mujassamlashgan bo'ladi. Shuning uchun ham uni atrofdagi maydonni xarakterlovchi kattaliklarning funktsiyalari sifatida qarash mumkin. Shu maqsadda xususiy hol-uzun solenoid ichidagi bir jinsli magnit maydonini ko'raylik.

Energiyaning hajmiy zichligi.

Yuqoridagi ifodaga uzunligi l , kesim yuzasi S bo'lgan solenoid induktivligining $L = \mu\mu_0 \frac{N^2}{l} \cdot S$ ifodasini qo'ysak

$$W = \frac{\mu\mu_0}{2} \frac{N^2 I^2}{l} S$$

ni hosil qilamiz. Shuningdek solenoid magnit maydon induktsiyasining $B = \mu\mu_0 NI/l$ ifodasidan va $B = \mu\mu_0 H$ ligini e'tiborga olsak

$$W = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu\mu_0} V = \frac{BH}{2} V$$

ni hosil qilamiz. Bu erda $V = lS$ solenoidning hajmi. Solenoidning magnit maydoni bir jinsli va uning ichida jamlangan bo'lib, o'zgarmas hajmiy zichlikka ega.

$$\omega = \frac{W}{V} = \frac{B^2}{2\mu\mu_0} = \frac{BH}{2}$$

Magnit maydonining hajmiy zichligi uchun topilgan so'ngi ifoda elektr maydonining hajmiy zichligi uchun topilgan ifodaga juda o'xshash bo'lib fakatgina elektr maydonini xarakterlovchi kattaliklar o'rnida magnit maydonini xarakterlovchi kattaliklar turibdi. Garchi bu ifodani bir jinsli maydon uchun topgan bo'lsakda u bir jinsli bo'lmagan maydonlar uchun ham o'rinlidir.

Magnitlanganlik. Moddadagi magnit maydon.

Tashqi magnit maydon ta'siriga uchramagan magnetik atomlarning magnit momentlari tartibsiz yo'nalganligi sababli natijaviy magnit momenti 0 ga teng bo'ladi. Tashqi maydon ta'sirida magnetiklar turlicha magnitlanadilar. Magnetiklarning magnitlanganlik darajasini belgilash uchun magnitlanish vektori $\vec{l}$ dan foydalaniladi. (Bu birlik hajmdagi magnetikning magnit momentini aniqlovchi vektor kattalik): $\vec{j} = \vec{p}_m/V = \sum \vec{p}/V$ bunda $\vec{j} = 1 \text{ A/m}$. Agar

induktsiyasi $\vec{B}$ bo'lgan tashqi maydonga kiritilgan modda magnitlanib, $\vec{B}$ xususiy magnit induktsiyasi hosil qilsa, yakuniy maydon quyidagicha aniqlanadi:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}^1$$

bunda $\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}$ va $\vec{B}^1 = \mu_0 \vec{J}$ ekanligini e'tiborga olsak:

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{J} \quad \text{yoki} \quad \frac{\vec{B}}{\mu_0} = \vec{H} + \vec{J}.$$

Tajribalarning ko'rsatishicha, kuchsiz maydonlar uchun magnitlanganlik-shu magnitlanganlikni hosil qiluvchi maydon kuchlanganligiga to'g'ri proporsional bo'ladi, ya'ni: $\vec{J} = \chi \vec{H}$ bunda χ – o'lchamsiz kattalik bo'lib, uni magnit qabul qiluvchanlik deyiladi. Yuqoridagilarni ixchamlab, quyidagini hosil qilamiz:

$$\vec{B} = \mu_0(1 + \chi) \vec{H}$$

bundan:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0(1 + \chi)} = \frac{\vec{B}}{\mu_0 \mu}, \quad \mu = 1 + \chi$$

muhitning magnit singdiruvchanligi deyiladi. U o'lchamsiz kattalik hisoblanadi. Moddadagi magnit maydon uchun to'liq tok qonuni ($\vec{B}$ vektor sirikulyatsiyasi haqidagi nazariya) quyidagicha ifodalanadi:

$$\oint \vec{B} d\vec{l} = \oint \vec{B}_e d\vec{l} = \mu_0(I + I^1)$$

bunda I va I^1 mos holda ixtiyoriy L berk kontur bilan chegaralangan makrotok (o'tkazuvchanlik toki) va mikro tok (molekulyar tok) larning algebraik yig'indisi. Agar $\oint \vec{J} d\vec{e} = I^1$ ekanligini e'tiborga olsak:

$$\oint \left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} \right) d\vec{l} = \oint \vec{H} d\vec{l} = I$$

ekanligi ma'lum bo'ladi. Bu ifoda $\vec{H}$ – vektorining sirkulyatsiyasi haqidagi nazariyani ifodalaydi. Barcha magnetiklar o'zlarining magnit qabul qiluvchanliklarning ishorasi va qiymatlariga qarab uch sinfga bo'linadi:

1. Diamagnetiklarda $\chi < 0$ bo'ladi. Bu sinfga oid bo'lgan moddalar (fosfor, oltingugurt, sur'ma, uglerod, simob, oltin, kumush, mis kabi elementlar suv va ko'pchilik organik birikmalar)da magnit maydon bir oz susayadi ($\mu = 1 + \chi < 1$).
2. Paramagnetiklarda $\chi > 0$ bo'ladi. Bu sinfga kiruvchi kislorod, azot, alyuminiy, platina, volfram kabi elementlarda magnit maydon bir oz kuchayadi. ($\mu = 1 + \chi > 1$).
3. Ferromagnetiklarda $\chi \gg 0$ bo'ladi. Bu sinfga kiruvchi temir, nikel', kobal't kabi metallarda va ularning qotishmalarida magnit maydon juda zo'rayib ketadi.

Dia, Para- va ferromagnitizmlarning tabiati.

Diamagnetiklar.

Diamagnetiklarning ko'pchilik atomlari xususiy magnit momentlariga ega bo'lmay, ularning magnit momentlari tashqi maydon ta'sirida vujudga keltiriladi. Bu jarayon qutblanmagan dielektriklarda elektr momenti vujudga kelish jarayoniga o'xshaydi. Vujudga

keladigan magnit maydon induksion tashqi maydon $\vec{B}_0$ ga proporsional ekanligini hisobga olib, yozish mumkin (dielektrikka o'xshatib)

$$\vec{B} = \mu \vec{B}_0$$

bu yerda, diamagnetiklar uchun $\mu < 1$, chunki tashqi maydon ta'sirida vujudga kelgan mikrotokning magnit momenti tashqi maydonni kuchsizlantirish tomonga yo'nalgan bo'ladi.

Diamagnetikning xususiyatlari haroratga bog'liq emas, chunki atomlarning issiqlik harakatlari atom ichida vujudga kelgan toklarning yo'nalishlarini buza olmaydi. Diamagnetik effekt barcha moddalarga xos xususiyatdir. Diamagnetiklarning tipik vakillari sifatida suv, marmar, oltin, mis, simob va inert gazlarni keltirish mumkin.

Paramagnetiklar.

Paramagnetiklarning molekulari noldan farqli xususiy magnit momentlariga ega. Magnit maydoni bo'lmaganda bu momentlar betartib joylashgan bo'lib, jismning magnitlanish vektori nolga teng bo'ladi. Paramagnet tashqi maydonga kiritilganda alohida atomlar va molekularlarning magnit momentlari maydon bo'ylab joylashib qoladi. Natijada paramagnetiklarning xususiy maydoni tashqi magnit maydonini kuchaytiradi, ya'ni tashqi magnit maydonining kuchayishi ro'y beradi ($\mu > 1$).

Paramagnetiklarning magnitlanish haroratiga bog'liq bo'ladi va harorat ortishi bilan magnit singdiruvchanligi yomonlashadi. Bunga sabab, issiqlik betartib harakati natijasida atom va molekular magnit momentlarining tashqi maydon ta'sirida egallagan o'zaro joylashuvlarining buzilishidir. Paramagnetiklarning magnit singdiruvchanligi, diamagnetiklarniki kabi tashqi magnit maydon induksiyasiga bog'liq emas. Paramagnetiklarga kislorod, alyuminiy, platina va ishqor hosil qiladigan metallar kiradi.

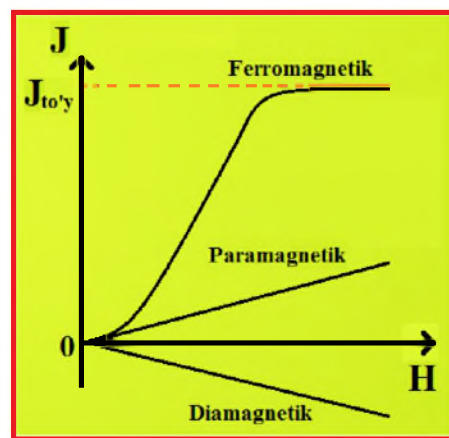
Ferromagnetiklar.

Ferromagnetizm – paramagnetizmning chegara holi hisoblanadi. Ferromagnetiklar – kuchli magnetiklar hisoblanib, o'z-o'zidan magnitlanib qolishi mumkin. Hattoki tashqi magnit maydoni bo'lmaganda ham ular magnitlanish qobiliyatiga ega bo'ladilar. Ularning yana bir alohida xususiyatlari magnitlanishlarining tashqi maydonga bog'liqligining murakkab xarakterga ega ekanligidir (10-rasm).

Agar diamagnetik va paramagnetiklar uchun magnitlanishning tashqi maydon kuchlanganligiga bog'liqligi chiziqli bo'lsa, ferromagnetiklar uchun ancha murakkabdir. Dastlab magnitlanish tez ortadi, so'ngra esa sekinlashib ma'lum qiymatga ega bo'lgandan so'ng o'zgarmay qoladi. Magnitlanishning bu qiymatiga to'yinish qiymati deyiladi. Bunday bog'lanishni quyidagicha tushuntirish mumkin. Tashqi maydon kuchayishi bilan molekular magnit momentlarining maydon bo'ylab joylashib qolishi ortadi. Magnit momentlari maydon bo'ylab joylashmagan molekular soni kamaygan sari magnitlanishning o'sishi ham kamaya boradi va nihoyat barcha magnit momentlari maydon bo'ylab joylashib bo'lganidan so'ng magnitlanishning to'yingan qiymatiga eishiladi.

Domenlar nazariyasi.

Tajribalarning ko'rsatishicha ba'zi ferromagnetiklar tashqi maydon bo'lish-bo'lmasligidan qat'iy nazar o'z-o'zidan magnitlanib qolish xususiyatiga ega bo'ladilar. Bu hodisani tushuntirish uchun fransuz fizigi P. Veys (1865-1940) domenlar nazariyasini olg'a surdi. Ushbu nazariyaga muvofiq, ferromagnet- juda ko'p miqdordagi kichik mikroskopik sohalar-domenlarga ajratilib, ular o'z-o'zidan magnitlanadilar (11-rasm). Tashqi magnit maydoni bo'lmaganda domenlarning magnet momentlari ham betartib joylashgan bo'lib bir-birlarini yo'qotadilar. Tashqi maydonga kiritilganda esa, maydon alohida atom va molekularlarni emas, balki domenlarni maydon bo'ylab



10 - rasm. Magnitlanishlarning tashqi maydonga bog'liqligi.

yo'naltiradi. Aynan shu sababli maydon kuchlanganligi ortishi bilan magnitlanish juda tez ortadi. Domenlar o'z-o'zidan maydon bo'ylab joylashib qolishi mumkin.



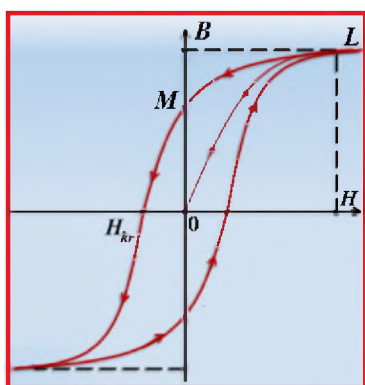
11- rasm. ferromagnetning juda ko'p miqdordagi domenlarga ajralishi.

Diamagnetiklardan va paramagnetiklardan farqli ravishda ferromagnetiklarning magnit singdiruvchanligi tashqi maydon kuchlanganligiga bog'liqdir. Ferromagnetiklarning magnit kirituvchanligi ancha katta bo'ladi. Masalan temir uchun $\mu = 5000$, supermalloy qotishmasi uchun $\mu = 800\,000$ va hokazo. Ferromagnetizm hodisasi birinchi bo'lib temirda o'rganilgan. Ferromagnetizm atamasining kelib chiqishi ham shundan.

Ferromagnetiklar yana bir ajoyib xususiyatga egadirlar. Har bir ferromagnetik uchun Kyuri nuqtasi deb atalguvchi ma'lum harorat mavjud bo'lib shu haroratdan boshlab u o'zining magnit xususiyatlarini yo'qotadi. Kyuri nuqtasidan yuqoriroq haroratdagi ferromagnetiklar paramagnetiklarga aylanadi. Temir uchun Kyuri nuqtasi 1043 K, Kobolt uchun 1393 K, nikel uchun 631 K.

Gisterezis.

Biz yuqorida ferromagnetiklarning magnit singdiruvchanligi μ tashqi maydon kuchlanganligi H ga bog'liqligini ko'rdik. Endi magnit induksiya B va H orasidagi bog'lanishni ko'raylik. Magnitlanishda ferromagnetik ichidagi magnit maydoni 0 dan H ning



12- rasm. Gisterezis chizig'i.

ma'lum qiymatigacha ortib boradi (12-rasm). Ferromagnetikdagi induksiya qiymatining o'zgarishi OL chiziq bilan xarakterlanadi. Agar H kamaysa induksiyaning kamayishi LM chiziq bilan ifodalanadi. $H = 0$ bo'lganda ham induksiya noldan farqli bo'ladi. Qoldiq magnitlanishni yo'qotish uchun esa oldingisiga teskari yo'nalishda maydon qo'yish kerak bo'ladi. Maydon kuchlanganligining $B = 0$ dagi qiymati tutuvchi yoki koertsitiv kuch H_{kr} deyiladi. Maydon o'zgarishi bilan induksiya ham 3-rasmda ko'rsatilgandek o'zgaradi. Hosil bo'lgan chiziqqa gisterezis deyiladi. Koertsitiv kuchlarning qiymatiga qarab ferromagnetiklar yumshoq va qattiq ferromagnetiklarga bo'linadi. Yumshoq ferromagnetiklar uchun gisterezis sirtmog'i ingichka va koertsitiv kuchlarning qiymati kichik bo'ladi. Ularga temir, permallay va boshqalar misol bo'ladi. Yumshoq ferromagnetiklardan transformator, generator, elektrovigatellarning o'zaklari yasaladi. Qattiq ferromagnetiklar uchun gisterezis sirtmog'i keng va koertsitiv kuchlarning qiymatlari ham katta bo'ladi. Shuni ta'kidlash lozimki gisterezis sirtmog'ining yuzasi ferromagnetikni magnitlash uchun bajarish kerak bo'lgan ishni xarakterlaydi. Qattiq ferromagnetiklarga po'lat va uning qotishmalari kirib, odatda ulardan doimiy magnetiklar tayyorlashadi.

Nazorat savollari

1. Elektromagnit induksiya hodisasini kim o'tkazgan?
2. Elektromagnit induksiya hodisasi qanday?
3. Induksion tok qanday vujudga keladi?
4. Lens qoidasi qanaqa?
5. Elektromagnit induksiya hodisasida E.Y.K qanday hosil bo'ladi?
6. O'zinduksiya hodisasini tushundiring?
7. O'zaro induksiya bilan o'zinduksiya orasidagi farq qanday?
8. G'altakning induktivligi qanday hisoblanadi?
9. Induktivlik bilan magnit oqimi bog'langan formulani yozing.
10. Magnit maydon energiyasi formulasini yozing.
11. Transformatorning ishlash printsiplari qanday?

Ma'ruza № 29
Elektr va magnit maydonining o'zaro aylanishlari

Reja:

1. Uyurmaviy elektr maydoni.
2. Siljish toki.
3. Maksvellning integral tenglamalar tizimi.
4. Maksvellning differensial tenglamalar tizimi.
5. O'zgaruvchan elektr maydon bilan o'zgaruvchan magnit maydon orasidagi bog'lanish. Elektromagnit maydon. Elektromagnit to'lqin.
6. Elektromagnit to'lqin shkalasi.

Elektromagnit maydon uchun Maksvell nazariyasi asoslari

D.K Maksvell, Faradeyning elektr va magnit maydonlari haqidagi g'oyalariga tayanib, tajriba yo'li bilan aniqlangan qonunlarni umumlashtirdi va pirovard natijada elektromagnit maydonning yaxlit, tugallangan nazariyasini yaratdi. Maksvell nazariyasi tarkibiga elektrostatika va elektromagnetizmning Gauss nazariyasi, to'liq tok qonuni va elektromagnit induksiyaning asosiy qonuni kabi juda muhim qonunlari kiradi. Maksvell nazariyasida elektrodinamikaning asosiy masalasi hisoblangan berilgan tizimdagi elektr zaryadlari va toklar hosil qiladigan elektromagnit maydon xarakteristikalarini aniqlash vazifasi hal qilinadi.

Uyurmaviy elektr maydoni.

Elektromagnit induksiyaning tok induksiyanayotgan kontur qo'zg'almas, induksiya magnit oqimining o'zgarishi esa magnit maydonining o'zgarishi natijasida yuzaga kelgan holini qarab chiqaylik. Induksion tokning hosil bo'lishi shundan dalolat beradiki, bunda magnit maydonning o'zgarishi konturda tok tashuvchilarga ta'sir qiluvchi tashqi kuchlarni yuzaga keltiradi. Bu tashqi kuchlar konturda ro'y beradigan kimyoviy jarayonlarga ham, issiqlik jarayonlariga ham bog'liq emas. Shuningdek, ular Lorens kuchlari ham bo'lishi mumkin emas, chunki Lorens kuchlari zaryadlar ustida ish bajarmaydi. Shuning uchun induksion tok konturda hosil bo'luvchi elektr maydoniga bog'liq degan xulosa chiqarish mumkin. Elektr maydonining kuchlanganligini E_S orqali belgilaylik. $\varepsilon = \oint E_t dl$ ga asosan induksiya E.Y.K E_S vektorining kontur bo'yicha sirkulyatsiyasiga tengdir:

$$\varepsilon_l = \oint E_{Et} dl. \quad (4.1)$$

$\varepsilon_l = -d\Phi/dt$ ga muvofiq

$$\varepsilon_l = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d}{dt} \int_S B_n dS, \quad (4.2)$$

bu yerda integral kontur o'rab turgan S ixtiyoriy sirt bo'yincha olindi. Kontur qo'zg'almas bo'lganligi sababli, vaqt bo'yicha differensiallash belgisi bilan sirt bo'yincha integrallash belgilarining o'rinlarini almashtirish mumkin:

$$\frac{d}{dt} \int_S B_n dS = \int_S \left(\frac{dB}{dt} \right) dS. \quad (4.3)$$

$\vec{B}$ vektor vaqtga qanday bog'liq bo'lsa, koordinataga ham shunday bog'liqdir. (4.3) tenglamaning o'ng qismi sirtning qo'zg'almas nuqtasiga tegishli $\vec{B}$ ning vaqt bo'yicha hosilasi deb tushiniladi. Shuning uchun integral ostidagi ifodada vaqt bo'yicha xususiy hosila simvoli qo'yilgan. (4.3) ni (4.2) ga qo'llab, $\vec{E}_i$ uchun yozilgan (4.1) va (4.2) ni bir-biriga tenglasak, quyidagini olamiz:

$$\oint \vec{E}_i d\vec{l} = - \int_s \left(\frac{d\vec{B}}{dt} \right)_n dS. \quad (4.4)$$

Maksvell vaqt o'tishi bilan o'zgaruvchi magnit maydoni fazoda o'tkazuvchan kontur bormi yo yo'qmi, bundan qat'iy nazar, shu fazoda $\vec{E}_s$ maydonni yuzaga keltiradi deb faraz qilgan edi. Konturning bo'lishi, unda induksion tokning yuzaga kelishiga qarab, fazoning shu nuqtalarida elektr maydoni borligini bilishgagina imkon beradi.

Demak, Maksvell g'oyasiga ko'ra vaqt o'tishi bilan o'zgaruvchi magnit maydoni elektr maydonini yuzaga keltirar ekan. Bu $\vec{E}_s$ maydon qo'zg'almas zaryadlar yuzaga keltiradigan $\vec{E}_q$ elektrostatik maydondan mutlaqo farq qiladi. Elektrostatik maydon potentsialdir, uning kuchlanganlik chiziqlari zaryaddan chiqib zaryadga kiradi. $\vec{E}_q$ vektorning istalgan kontur bo'yicha sirkulyatsiyasi nolga teng:

$$\oint \vec{E}_q d\vec{l} = 0. \quad (4.5)$$

(4.4) formulaga muvofiq $\vec{E}_s$ vektorning sirkulyatsiyasi noldan farqlidir. Demak, $\vec{E}_s$ maydon magnit maydoni kabi uyurmaviy maydondir. $\vec{E}_s$ maydonning kuchlanganlik chiziqlari berk bo'ladi. Shunday qilib, elektr maydon potentsial ham ($\vec{E}_q$), uyurmaviy ham ($\vec{E}_s$) bo'lishi mumkin ekan. Umumiy holda elektr maydoni zaryadlar hosil qilgan $\vec{E}_q$ maydon bilan magnit maydonining vaqt bo'yicha o'zgarishidan hosil bo'lgan $\vec{E}_s$ maydonlar yig'indisidan iborat bo'lishi mumkin. (4.5) va (4.4) ifodalarni qo'shib, yig'indi maydonning kuchlanganligi $\vec{E} = \vec{E}_q + \vec{E}_s$ uchun quyidagi munosabatni olamiz:

$$\oint \vec{E}_i d\vec{l} = - \int_s \left(\frac{d\vec{B}}{dt} \right)_n dS. \quad (4.6)$$

Tenglamaning chap tomonidagi integral ixtiyoriy berk kontur bo'yicha olinadi, o'ng tomonidagi integral esa shu kontur o'rab turgan ixtiyoriy sirt bo'yicha olinadi. Bu oxirgi ifoda Maksvell elektromagnit nazariyasining asosiy tenglamalaridan biri hisoblanadi.

Siljish toki.

Maksvell, o'zgaruvchan elektr maydoni xuddi elektr toki singari magnit maydonining manbasi bo'lishi mumkin deb taxmin qildi va uning asosida to'liq tok qonunini umumlashtirdi. O'zgaruvchan elektr maydonining "magnit ta'sirini" miqdor jihatdan xarakterlash uchun u siljish toki deb ataluvchi yangi tushunchani kiritdi. Gauss nazariyasiga ko'ra berk S sirt orqali o'tuvchi siljish oqimi quyidagicha aniqlanadi:

$$\Phi_E = \oint_s \vec{D} d\vec{S} = Q, \quad (4.7)$$

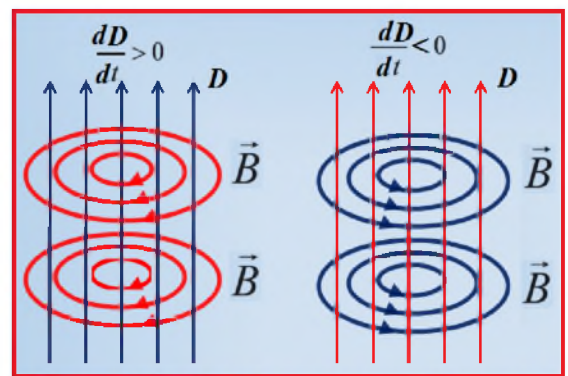
bunda Q — S berk sirt qamrab oluvchi erkin zaryadlarning algebraik yig'indisidan iborat. Bu ifodani vaqt bo'yicha differentsiallaymiz:

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{d\Phi_E}{dt} = \frac{d}{dt} \oint_S \vec{D} d\vec{S} = \oint_S \frac{d\vec{D}}{dt} d\vec{S}$$

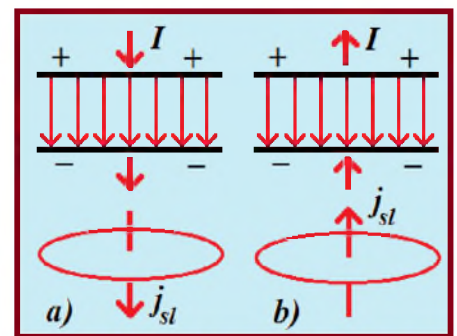
tenglamani $I = I_{sl} = \int_S \vec{j}_{sl} d\vec{S}$ formula bilan solishtirib $\vec{j}_{sl} = d\vec{D}/dt$ ekanligini bilib olamiz. Bu ifodani Maksvell siljish tokining zichligi deb atadi. U quyidagicha ta'riflanadi: Fazoning berilgan nuqtasidagi siljish tokining zichligi shu nuqtadagi elektr siljish vektorining o'zgarish tezligi bilan xarakterlanadi. Istalgan S sirt orqali siljish toki quyidagi formula bilan ifodalanadi:

$$I_{sl} = \int_S \vec{j}_{sl} d\vec{S} = \int_S \frac{d\vec{D}}{dt} d\vec{S}. \quad (4.8)$$

Fazoning biror sohasidagi elektr maydonning har qanday o'zgarishi tufayli fazoning shu sohasida induksion magnet maydonning vujudga kelish hodisasini magnitoelektr induksiya hodisasi deyiladi. Magnet maydon induktsiyasi chiziqlarining yo'nalishi shu maydonning vujudga kelishiga sababchi bo'layotgan elektr maydon o'zgarishini xarakterlovchi $d\vec{D}/dt$ vektorining yo'nalishi bilan o'ng vint qoidasi asosida bog'langan. Elektr maydon kuchayib borayotgan bo'lsa, $\vec{D}$ vektorining vaqt o'tishi bilan o'zgarishini xarakterlovchi $d\vec{D}/dt$ vektorining yo'nalishi $\vec{D}$ vektorining yo'nalishi bilan mos bo'ladi. Aksincha, elektr maydon susayayotgan bo'lsa, $d\vec{D}/dt$ vektorining yo'nalishi $\vec{D}$ vektor yo'nalishiga qarama-qarshi bo'ladi (1-rasm). Siljish toki tushunchasi kiritilgach, Maksvell avvaldan, elektr zanjirlarining albatta berk bo'lishi lozim deb qaralib kelayotgan shartiga yangicha qarash bilan yondashadi. Ma'lumki, o'zgaruvchan tok zanjiri berk bo'lishi lozim. Lekin o'zgaruvchan tok zanjiri uchun bu talabning bajarilishi shart emas. Masalan, kondensatorni zaryadlash va zaryadsizlantirishda, elektr toki kondensator qoplamalarini birlashtiruvchi o'tkazgichdan o'tadi, lekin shu qoplamalar ichida joylashgan dielektrikdan esa o'tmaydi. Maksvellning talqinicha, har qanday o'zgaruvchan tok zanjirlari ham doimo berk bo'ladi. Faqat zanjirning o'tkazgich bo'lmagan qismlarida (masalan, kondensator plastinkalari oralig'idan) siljish toki "oqib" o'tadi, ya'ni bu zanjirlarning berkligi siljish toklari orqali ta'minlanadi. 2-rasmda siljish toklari zichligining vektorlari va ularga mos keluvchi maydonlarning magnet induksiya chiziqlari aks ettirilgan. Bunda *a* – kondensatorni zaryadlash (elektr maydonini kuchayishi) ga, *b* – kondensatorni zaryadsizlantirish (elektr maydonining susayishi) ga mos keladi (2-rasm).



1-rasm. Elektr siljish vektori va magnet induksiya vektorining chiziqlari.



2-rasm. Siljish tokining zichligi va unga mos keluvchi magnet induksiya chiziqlari.

Maksvell yuqoridagilarni quyidagicha xulosaladi: Siljish toki odatdagi o'tkazuvchanlik toki singari, uyurmali magnet maydonining manbasi hisoblanadi. Bu maydon uchun $\vec{H}$ kuchlanganlik vektorining berk kontur bo'yicha tsirkulatsiyasi 0 ga teng emas. Ma'lumki,

dielektrikda elektr siljish vektori (yoki maydonning elektr induktsiyasi deb xam yuritiladi). $\vec{D}$ ikki qismdan tashkil topadi:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P},$$

bunda $\vec{P}$ qutblanish vektori bo'lib, u birlik hajmdagi dielektrikdagi dipol' momentlarining geometrik yig'indisini ifodalaydi. Shuni e'tiborga olib, dielektrikdagi siljish tokining zichligini quyidagicha ifodalaymiz:

$$\vec{j}_{sl} = \epsilon_0 \frac{d\vec{E}}{dt} + \frac{d\vec{P}}{dt}. \quad (4.9)$$

Bunda birinchi had vakuumda siljish tokining zichligi bo'lib, u zaryadlarning harakatiga mutlaqo bog'liq emas, balki faqat elektr maydonining vaqt bo'yicha o'zgarishi bilan aniqlanadi. Ikkinchi hadi esa qutblanish tokining zichligi hisoblanadi:

$$\vec{j}_{sl}^{vak} = \epsilon_0 \frac{d\vec{E}}{dt}, \quad \vec{j}_{qutb} = \frac{d\vec{P}}{dt}$$

Bunda $\vec{j}_{qutb}$ — dielektrik qutblanishining o'zgarishida undagi bog'langan zaryadlarning tartibli holda ko'chishi natijasida paydo bo'luvchi tokning zichligidir. O'tkazuvchanlik tokidan farqli o'laroq, siljish toki o'tganida Joule-Lenz issiqligi ajralib chiqmaydi. Maksvell o'tkazuvchanlik (shuningdek konveksion) va siljish toklarining geometrik yig'indisidan iborat bo'luvchi to'liq tok tushunchasini kiritdi. To'liq tokning zichligi quyidagiga teng:

$$\vec{j}_{qutb} = \vec{j} + \frac{d\vec{D}}{dt}$$

yuqorida qayd etib o'tilganidek, siljish toki va to'liq tok tushunchalariga asoslanib, Maksvell o'zgaruvchan tok zanjirlarining berkligiga yangicha nazar bilan yondashdi. Unga ko'ra to'liq tok doimo berkdir. O'tkazuvchanlik toki uzilgan nuqtadan siljish toki uni davom ettirib, kuch chiziqlarini berk holiga olib keladi. Maksvell, $\vec{H}$ vektor sirkulyatsiyasi haqidagi teoremani uning o'ng qismiga to'liq tok $I_{tD/LA} = \int \vec{j}_{tD/LA} d\vec{S}$ ni kiritib, umumlashtirdi. Shular e'tiborga olinsa, $\vec{H}$ vektor sirkulyatsiyasi haqidagi umum-lashgan teorema quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = \int_S \left(\vec{j} + \frac{d\vec{D}}{dt} \right) d\vec{S}. \quad (4.10)$$

Bu ifoda har doim o'rinli bo'lib, u nazariya va amaliyotning bir-biriga to'liq mos kelishini anglatadi.

Maksvellning integral tenglamalar tizimi.

Maksvell nazariyasining asosini uning nomi bilan ataladigan to'rtta tenglama tashkil etadi.

1) Qo'zg'almas zaryad Q o'z atrofidagi fazoda elektrostatik maydon vujudga keltiradi. Bu maydon potentsial maydondir. Shuning uchun bu maydon kuchlanganlik vektori E_Q ning ixtiyoriy berk kontur bo'yicha tsirkulyatsiyasi 0 ga teng:

$$\oint_L E_{Q1} d\vec{l} = 0$$

Elektr maydon fazoning vaqt davomida o'zgarib turuvchi magnit maydon mavjud bo'lgan barcha nuqtalarida ham vujudga keladi. Lekin bu elektr maydon qo'zg'almas elektr zaryadlar atrofida vujudga keluvchi maydondan farqli ravishda potentsial maydon emas, balki uyurmali elektr maydondir. Uyurmali elektr maydon kuchlanganligi $\vec{E}_S$ ning chiziqlari doimo berk. $\vec{E}_S$ vektorining ixtiyoriy berk kontur bo'yicha tsirkulyatsiyasi 0 dan farqli:

$$\oint_L \vec{E}_S d\vec{l} = - \int_S \frac{d\vec{B}}{dt} d\vec{S}$$

Umumiy holda elektr maydon $\vec{E}_Q$ va $\vec{E}_S$ maydonlarning yig'indisidan iborat bo'lishi mumkin. Shuning uchun natijaviy elektr maydon kuchlanganligini $\vec{E} = \vec{E}_S + \vec{E}_Q$ deb belgilab, quyidagini hosil qilamiz:

$$\oint \vec{E} d\vec{l} = - \int_S \frac{d\vec{B}}{dt} d\vec{S}. \quad (4.11)$$

Bu (4.11) tenglama Maksvellning birinchi tenglamasi bo'lib, u elektr tokining manbasi nafaqat elektr zaryadi, balki vaqt bo'yicha o'zgaruvchi magnit maydonlari ham bo'lishi mumkinligini ko'rsatadi.

2) Umumiy holda magnit maydon o'tkazuvchanlik toki va siljish toklari tufayli vujudga kelgan magnit maydonlarning yig'indisidan iborat bo'ladi. Shu sababli, bu hol uchun $\vec{H}$ vektor tsirkulyatsiyasi haqidagi umumlashgan teoremdan foydalanishimiz lozim:

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = \int_S \left(\vec{j} + \frac{d\vec{D}}{dt} \right) d\vec{S}. \quad (4.12)$$

Bu ifoda Maksvellning ikkinchi tenglamasi bo'lib, u magnit maydonini harakatlanuvchi zaryad (elektr toki) va yoki o'zgaruvchan elektr maydonlari hosil qilishini anglatadi.

3) Maksvellning uchinchi tenglamasi $\vec{D}$ maydon uchun Gauss teoremasidan iborat:

$$\oint_S \vec{D} d\vec{S} = Q,$$

ya'ni, elektr induksiya vektori $\vec{D}$ ning ixtiyoriy berk sirt orqali oqimi shu sirt ichidagi barcha erkin zaryadlarning algebraik yig'indisiga teng. Agar zaryad berk sirtning ichida uzluksiz ρ – hajmiy zichlik bilan taqsimlangan bo'lsa, yuqoridagi formulani quyidagicha yozamiz:

$$\oint_S \vec{D} d\vec{S} = \int_V \rho dV. \quad (4.13)$$

Ravshanki, uyurmaviy elektr maydon induksiya chiziqlarning berk sirt orqali oqimi 0 ga 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.

4) Maksvellning to'rtinchi tenglamasi B maydon uchun Gauss teoremasidan iborat:

$$\oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0$$

ya'ni, magnit maydon qanday usul bilan vujudga keltirilganidan qat'iy nazar magnit induksiya chiziqlari doimo berk bo'ladi. Yuqorida ko'rib o'tilgan to'rt tenglama integral shakldagi Maksvell tenglamalarining to'liq tizimini tashkil etadi. Uning tarkibiga kiruvchi kattaliklar orasida quyidagicha munosabatlar o'rinli (segnetoelektrik va ferromagnetik bo'lmagan muhitlar uchun):

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}, \quad \vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}, \quad \vec{j} = \gamma \vec{E}$$

bunda ε_0 va μ_0 – mos holda elektr va magnit doimiylari, ε va μ – mos holda muhitning dielektrik va magnit sindiruvchanligi, γ – esa moddaning solishtirma o'tkazuvchanligi.

Maksvell tenglamalari elektr va magnit maydonlariga nisbatan simmetrik emas. Bu fakt tabiatda faqat elektr zaryadlari mavjudligi bilan bog'liq. Statsionar maydonlar ($E = \text{const}$ va $V = \text{const}$) uchun Maksvell tenglamalari quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\begin{aligned} \oint_S \vec{E} d\vec{l} &= 0, & \oint_S \vec{D} d\vec{S} &= Q \\ \oint_S \vec{B} d\vec{S} &= 0, & \oint_S \vec{H} d\vec{l} &= I \end{aligned}$$

ya'ni, bu holda elektr maydonini faqat elektr zaryadlari, magnit maydonini esa faqat o'tkazuvchanlik toklari hosil qiladi. Elektr va magnit maydonlari bir-biridan mustaqil holda mavjud bo'ladi. Shuning uchun doimiy elektr va magnit maydonlarini alohida-alohida o'rganish mumkin bo'ladi.

Maksvellning differensial tenglamalar tizimi.

Vektorlar analizi fanidan ma'lum bo'lgan Stoks va Gauss teoremlari:

$$\begin{cases} \oint_L \vec{A} d\vec{l} = \int_S \text{rot} \vec{A} d\vec{S} \\ \oint_L \vec{A} d\vec{S} = \int_V \text{div} \vec{A} dV \end{cases} \quad (4.14)$$

dan foydalanib, differentsial shakldagi Maksvell tenglamalarining to'liq tizimini hosil qilishimiz mumkin:

$$\begin{aligned} \text{rot} \vec{E} &= -\frac{d\vec{B}}{dt}, & \text{div} \vec{D} &= \rho \\ \text{rot} \vec{H} &= \vec{j} + \frac{d\vec{D}}{dt}, & \text{div} \vec{B} &= 0 \end{aligned}$$

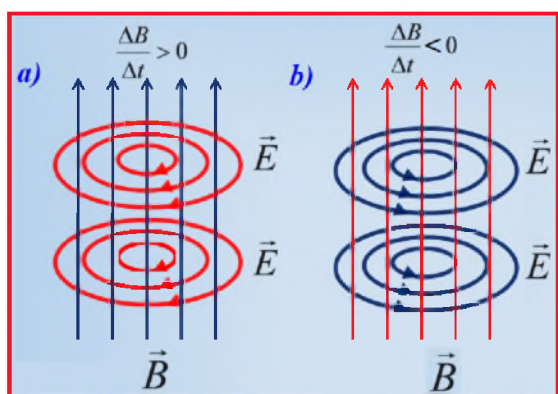
Differentsial shakldagi tenglamalar fazoning har bir tayinli nuqtasidagi maydonni xarakterlaydi. Agar zaryad va toklar fazoda uzluksiz taqsimlangan bo'lsa, Maksvell tenglamalarining ikkala shakli ham o'zaro ekvivalent bo'ladi. Aksincha, hollarda integral shaklidagi tenglamalardan foydalaniladi. Differentsial shakldagi Maksvell tenglamalari barcha kattaliklar fazo va vaqtda uzluksiz tarzda o'zgarishini nazarda tutadi.

Agar differentsial tenglamalar ikki muhitni ajratuvchi chegaradagi elektromagnit maydonni qanoatlantiruvchi $D_{1n} = D_{2n}$, $E_{1n} = E_{2n}$, $B_{1n} = B_{2n}$, $H_{1n} = H_{2n}$ chegaraviy shartlar bilan to'ldiril-sa, har ikkala shakldagi tenglamalar matematikaviy ekvivalentlikka erishadilar. Mexanikada Nyuton qonunlari qanday rol o'ynasa, Maksvell tenglamalari ham elektromagnetizmda xuddi shunday rolni o'ynaydi. Bu nazariyaga ko'ra, elektr va magnit maydonlari uzviy bog'liq bo'lib, ular o'zaro birlashib yaxlit elektromagnit maydonini hosil qiladilar.

O'zgaruvchan elektr maydon bilan o'zgaruvchan magnit maydon orasidagi bog'lanish. Elektromagnit maydon. Elektromagnit to'lqin.

Tokli kontur atrofida magnit maydonning o'zgarishi konturda uyurmaviy (induksion) maydonini hosil qiladi. J. Maksvell fazoning biror sohasida o'tkazgich bo'lishi yoki bo'lmasligidan qat'i nazar, o'sha yerda o'zgaruvchan magnit maydon mavjud bo'lsa, albatta u yerda uyurmali elektr maydonining mavjud bo'lishini isbotlab berdi. Shuningdek u M. Faradeyning elektromagnit induksiya haqidagi fikrini rivojlantirdi.

Uyurmali elektr maydonning kuch chiziqlari magnit maydon induksiya chiziqlarini o'rab



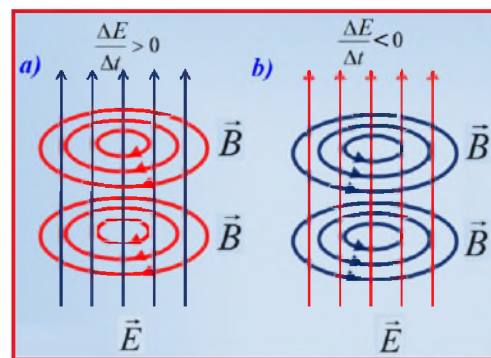
3-rasm. Uyurmali elektr maydonining kuch chiziqlari va magnit maydon induksiya chiziqlari.

turuvchi berk chiziqlardan iborat (3 - rasm). Ushbu elektr maydonning kuchlanganlik vektori yo'nalishi chap vint qoidasi yordamida topiladi. Bunda Lens qoidasiga muvofiq, agar B magnit induksiyasi vaqt o'tishi bilan ortsa ($\Delta B / \Delta t > 0$), uyurmaviy elektr maydonning kuchlanganligi vektorining yo'nalishi $\vec{E}$ vektor yo'nalishida kirib boruvchi chap vint boshchasining aylanish yo'nalishi bilan mos tushadi (3, a - rasm). Agar magnit maydon induksiya vaqt o'tishi bilan kamaysa ($\Delta B / \Delta t < 0$), uyurmaviy elektr maydon kuchlanganligi vektorining yo'nalishi $\vec{E}$ vektoriga

qarama qarshi yo'nalishda kirib boruvchi chap vint boshchasining aylanish yo'nalishi bilan mos tushadi (3, b - rasm).

XIX asirning 60-yillari Maksvell yuqoridagi jarayonga teskari bo'lgan jarayon mavjudligini ko'rsatib berdi. Bu har qanday o'zgaruvchan elektr maydon xuddi shunday o'zgaruvchan magnit maydonni hosil qilish jarayonidir. Bundan magnit maydon faqatgina elektr toki tomonidan emas, balki o'zgaruvchan elektr maydoni tomonidan ham hosil qilinadigan xulosa kelib chiqadi. Elektr maydonining o'zgarishi tufayli vujudga kelgan magnit maydon har qanday boshqa magnit maydoni kabi uyurmaviy bo'ladi (4-rasm). Ana shunday hosil qilingan magnit maydon induksiya chiziqlarining yo'nalishi o'ng vint yoki o'ng parma qoidasiga asosan aniqlanadi. Bunda, agar o'zgaruvchan elektr maydon kuchlanganligi vaqt o'tishi bilan ortsa, ya'ni ($\Delta E / \Delta t > 0$, u holda hosil bo'lgan magnit maydon induksiya chiziqlari yo'nalishi $\vec{E}$ vektor yo'nalishida kiruvchi o'ng vint boshchasining yoki o'ng parma dastasining yo'nalishi bilan mos keladi (4, a - rasm). Agar o'zgaruvchan elektr maydon kuchlanganligi vaqt o'tishi bilan kamaysa, ya'ni $\Delta E / \Delta t < 0$ bo'lsa, unda hosil bo'lgan magnit induksiya chiziqlarining yo'nalishi E vektor yo'nalishiga qarama qarshi bo'lgan yo'nalishda kiruvchi o'ng vint boshchasining yoki o'ng parma dastasining yo'nalishi bilan mos tushadi (4, b - rasm). Bir biri

bilan uzluksiz o'zaro bog'langan o'zgaruvchan elektr va magnit maydonlari majmuasi elektromagnit maydon deyiladi. Tabiatda bir-biridan ajratilgan holda elektr va magnit maydonlari mavjud emas, faqatgina elektromagnit ta'sirlashuvni amalga oshiruvchi, materiyaning maxsus bir korinishlaridan bo'lgan elektromagnit maydon mavjuddir. Konkret sharoitlarda biz kuzatadigan elektr va magnit maydonlari elektromagnit maydonning xususiy ko'rinishlaridan biridir.



4-rasm. Uyurmali elektr maydonining kuch chiziqlari va magnit maydon induksiya chiziqlari.

Maksvell faqat elektromagnit maydonning mavjudligi gipotezasini aytib o'tmasdan, balki o'zgaruvchan elektr va magnit maydonlarini bir-biri bilan bog'lovchi tenglamalar sistemasini nazariy yo'l bilan keltirib chiqardi. Tenglamalar sistemas shuni ko'rsatadiki, o'zgaruvchan magnit maydon induksiya o'zgaruvchan elektr maydon kuchlanganligining tezligiga to'g'ri proporsional ($E \sim \Delta B / \Delta t$) o'zgaruvchan elektr maydon kuchlanganligi o'zgaruvchan magnit maydon induksiya tezligiga to'g'ri proporsional bo'lar ekan, ya'ni $E \sim \Delta B / \Delta t$.

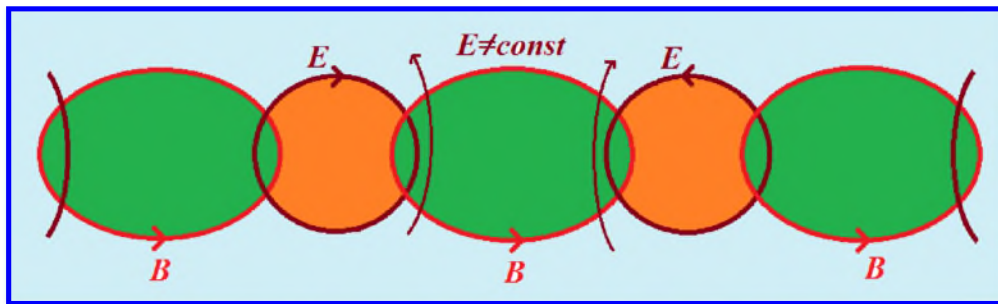
Nima uchun tinch turgan zaryad atrofida faqat elektr maydon, doimiy magnit atrofida esa faqat magnit maydon mavjud bo'ladi degan savolga shunday javob berish mumkin. Kuzatishlar natijasiga tanlab olingan sanoq sistemasining ta'siri mavjuddir. Agar zaryad yoki doimiy magnit ko'rilayotgan sanoq sistemasiga nisbatan tinch tursa, shunday boshqa sanoq sistemalari mavjud bo'ladiki, ularga nisbatan zaryad yoki doimiy magnit harakatda bo'ladi. Bu harakat tufayli esa o'zgaruvchan elektr va magnit maydonlari yuzaga keladi.

Bir birini yuzaga keltirib chiqaruvchi o'zgaruvchan elektr va magnit maydonlar yordamida elektromagnit ta'sirlashuv uzatiladi. Agar fazoning biror sohasida uyurmaviy elektr maydon mavjud bo'lsa bu fazoning qo'shni sohalarida induksiya chiziqlari elektr maydon kuch chiziqlari tomonidan o'rab olingan o'zgaruvchan magnit maydon yuzaga keladi. O'z navbatida bu o'zgaruvchan magnit maydon fazoning qo'shni sohalarida kuch chiziqlari magnit maydon induksiya chiziqlari tomonidan o'rab olingan o'zgaruvchan elektr maydon yuzaga keladi (5 - rasm). Bu jarayon fazoda hamma yo'nalish bo'ylab tarqaladi. Fazoda vaqt o'tishi bilan o'zgaruvchan elektromagnit maydonning tarqalish jarayoni elektromagnit to'lqin deyiladi.

Elektromagnit to'lqinning mavjudligi Maksvell tomonidan ishlab chiqilgan elektromagnit maydon nazariyasidan kelib chiqadi. U elektromagnit to'lqinlarning biror muhitdagi tarqalish tezligi chekli, vakuum yoki havoda esa $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ ekanligini isbot qilib berdi. Elektromagnit to'lqinlarning biror muhitdagi tezligi

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}} = \frac{c}{n}$$

formuladan topiladi. Bu yerda ϵ – muhitning nisbiy dielektrik singdiruvchanligi, μ – muhitning magnit nisbiy singdiruvchanligi. Demak, elektromagnit to'lqinlarning biror muhitdag tezligi yuqoridagi formula orqali aniqlanar ekan. $n = \sqrt{\epsilon\mu}$ kattalik muhitning absolyut sindirish ko'rsatkichi deyiladi.



5- rasm. O'zgaruvchan magnit va elektr maydoni.

Biror muhitdagi elektromagnit to'lqinlarning tarqalish tezligini boshqa muhitdagi ularning tarqalish tezligi nisbatiga teng bo'lgan kattalik ikkinchi muhitning birinchi muhitga nisbatan nisbiy sindirish ko'rsatkichiga teng bo'ladi:

$$n_{21} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1}$$

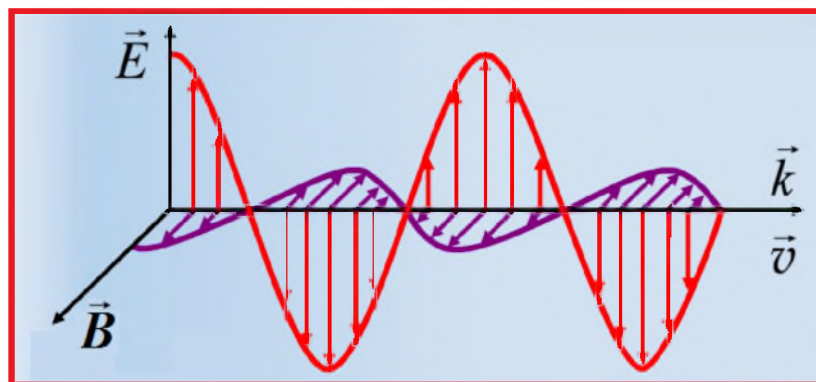
Bu yerda n_1 va n_2 - birinchi va ikkinchi muhitlarning absolyut sindirish ko'rsatkichlari. Agar $n_{21} > 1$ bo'lsa, ikkinchi muhit birinchi muhitga nisbatan optik zichroq, agar $n_{21} < 1$ bo'lsa, birinchi muhit ikkinchi muhitga nisbatan optik zichroq bo'ladi. Demak, har qanday muhitning optik zichligi shu muhitning absolyut sindirish ko'rsatkichi bilan bog'liq bo'lar ekan. Elektromagnit to'lqinning biror muhitdagi tarqalish tezligi, shu muhitning elektr va magnit xossalriga, ya'ni muhitning absolyut sindirish ko'rsatkichiga bog'liq bo'ladi.

Elektromagnit to'lqinlar ko'ndalang to'lqinlardir. Elektromagnit to'lqinda o'zgaruvchan elektr maydon vektori $\vec{E}$ o'zgaruvchan magnit maydon induksiya vektori $\vec{B}$ ga perpendikular bo'lib, ular elektromagnit to'lqinining tarqalish tezligi vektoriga perpendikular bo'lgan tekislikda yotadi. $\vec{v}$, $\vec{E}$ va $\vec{B}$ vektorlar hamda to'lqin tarqalish tezligi vektor $\vec{c}$ ning yo'nalishlari o'ng vint yoki o'ng parma sistemasida aniqlanadi.

Bir davr davomida elektromagnit to'lqin tarqaladigan masofa, ya'ni $\vec{E}$ va $\vec{B}$ vektorlari bir xil fazada tebranadigan ikki nuqta orasidagi eng qisqa masofa elektromagnit to'lqin uzunligi (λ) deyiladi. Agar elektromagnit tebranishlar chastotasi ν va davri T bo'lsa, $\vartheta = \lambda\nu = \lambda/T$ munosabat o'rinli bo'ladi. $\vec{E}$ va $\vec{B}$ vektorlari o'zgarmas bir xil chastota bilan tebranadigan elektromagnit to'lqin monoxromatik elektromagnit to'lqin deyiladi. OX o'qi bo'ylab tarqalayotgan elektromagnit to'lqinni, ya'ni yassi elektromagnit to'lqinning tenglamasini

$$\begin{aligned} E_x &= 0, \quad E_y = 0, \quad E_z = E_0 \cos(\omega t - kx + \varphi), \\ B_x &= 0, \quad B_z = 0, \quad B_y = B_0 \cos(\omega t - kx + \varphi) \end{aligned}$$

ko'rinishida yozish mumkin. Bunda E_0 va B_0 - elektromagnit to'lqindagi elektr maydon kuchlanganligi va magnit maydon induksiyasining amplitudaviy qiymatlari, ω - elektromagnit to'lqinning sikllik chastotasi, $k = \omega/\vartheta = 2\pi\nu/\vartheta = 2\pi/\lambda$ - elektromagnit to'lqin soni, φ - elektromagnit to'lqinning boshlang'ich fazasi (6-rasm).



6 - rasm. Elektromagnit to'liqning elektr va magnit kuchlanganlik vektorlari yo'nalishlari.

O'zgaruvchan elektr va magnit maydonlarning energiya zichliklarini mos ravishda

$$\omega_e = \frac{\epsilon_0 \epsilon}{2} E^2, \quad \omega_m = \frac{B^2}{2\mu_0 \mu}$$

deb yozilsa, ular bir-biriga teng bo'ladi:

$$\frac{\epsilon_0 \epsilon}{2} E^2 = \frac{B^2}{2\mu_0 \mu}$$

Bundan E va B vektorlarining modullari orasidagi bog'lanishni aniqlash mumkin:

$$E = \frac{B}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \sqrt{\epsilon \mu}}} = \frac{Bc}{n} = B\vartheta.$$

Bu yerda $c = 1/\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$. Vakuum yoki havo uchun

$$E = Bc$$

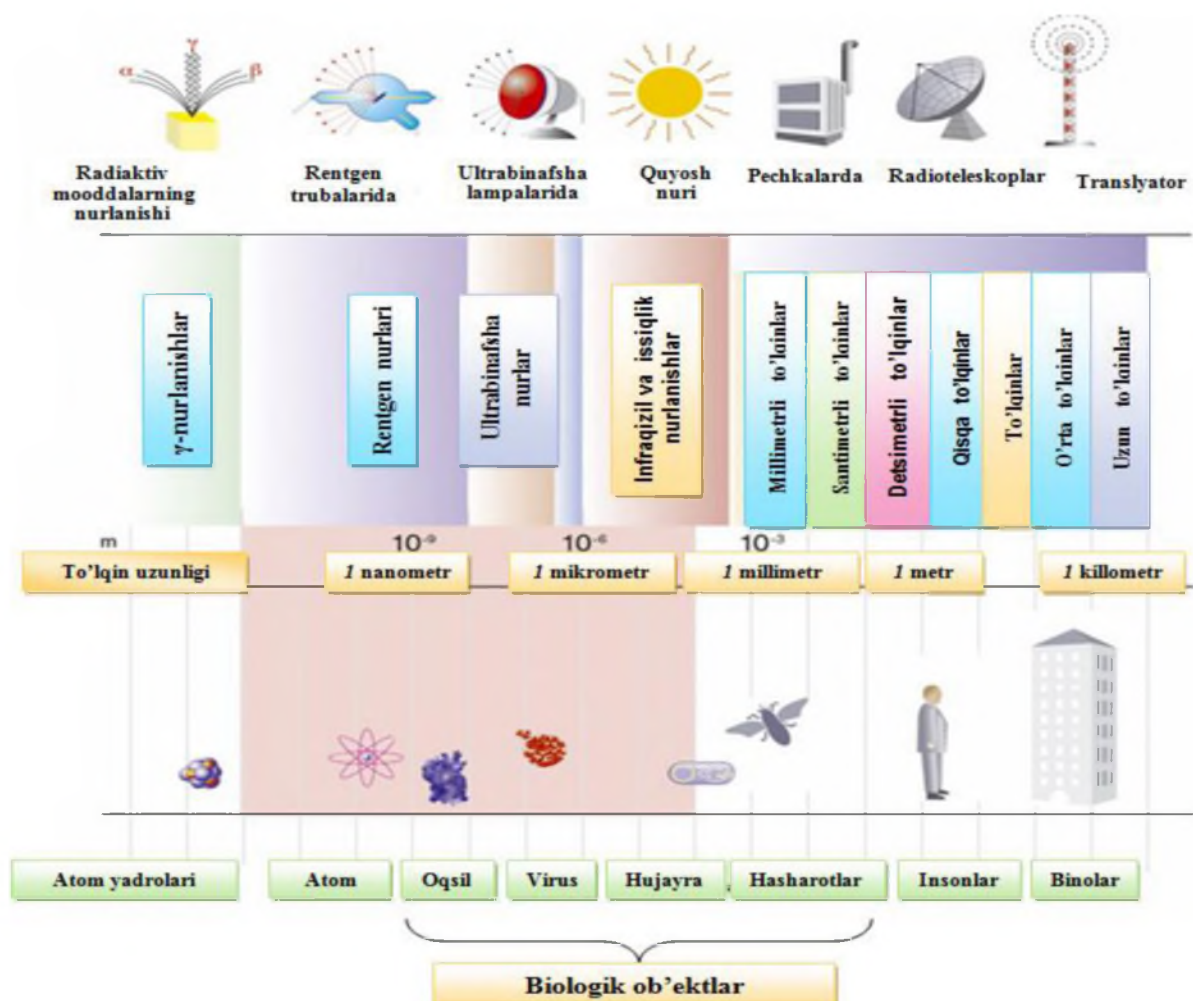
o'rinli bo'ladi. Demak, elektromagnit to'liqning asosini $\vec{E}$ vektorining tebranishlari tashkil qilar ekan.

Elektromagnit to'liq shkalasi.

Elektromagnit to'liqlarni uzoq masofalarga tarqatish va yoki ularni qabul qilib olish mumkin.

Ularni jamlab yig'ish asosan uch yo'nalishda amalga oshirilishi mumkin:

1. Antenna (qabul qilgich moslamasi) yordamida.
2. Yarim o'tkazgichli qurilmalar ko'magida.
3. Atom ichidagi o'zgarishlar jarayoni tufayli.



Elektromagnit to'lqinlarni mos intervallar bo'yicha klasifikatsiya qilish qabul qilingan. Ularni ko'rib chiqamiz:

1. Uzun radio to'lqin diapozoni ($10^4 - 10^2$ m).

Bu diapozon radioaloqalar uchun qo'llaniladi. Ularning asosiy kamchiligi shundan iboratki. Yerning yuqori qatlamidagi ionosfera qatlami ularni yaxshi o'tkazadi, shu tufayli ularni uzoq masofalarga uzatib bo'lmaydi. Ulardan suv osti flotida samarali foydalaniladi.

2. O'rta va qisqa radioto'lqin diapozoni. ($3 \cdot 10^2 - 10$ m).

Ulardan asosan radioeshittirish uchun foydalaniladi. a) Ularni ionosfera qatlami yaxshi qaytaradi, b) Musiqa va ovozlarni sifatli uzatish uchun 20–20000 Hz chastotalar oralig'i yaratish mumkin.

3. Metrli diapozon (10–1 m).

Radio to'lqinlarning bu diapozoni televideniya va radiolokatsiya uchun ishlatiladi. Bu holda nafaqat tovushni va balkim tasvirni ham uzoq masofalarga uzatish lozim bo'ladi. Radiolokatsiya uchun esa kerakli yo'nalishda oson fokuslanadigan to'lqinlar ajratish lozim.

4. Santimetrli diapozon ($1 - 10^{-2}$ m).

Bu diapozon to'lqinlari aviatsiyada qo'llaniladi. Ularni moddalar kuchli yutadi. Shuning uchun bu to'lqinlardan moddalarning xossalarini tekshirish uchun ham foydalaniladi.

5. Millimetrli (mikroto'lqinli) diapozon (10–1 mm).

Undan yuqori aniqlikni talab qiluvchi radiolokatsiyada va ilmiy tadqiqot ishlarida foydalaniladi.

6. Infraqizil diapozon ($1 - 10^{-3}$ mm).

Bu diapozon ilmiy maqsadlarda aniqrog'i moddalar diagnostikasi uchun qo'llaniladi. Shuningdek infraqizil nurlar "kechki ko'rish" qurilmalari yaratish texnikasida ham foydalaniladi.

7. Yorug'lik nuri (0,38–0,76 μm).

Bu ko'rish organlarimiz orqali qabul qilinadigan barcha ma'lumotlarni olishda foydalaniladi.

8. Ultrabinafsha diapozoni (0,40–0,10 μm).

Bu diapozon to'liqini moddalarga katta ta'sir ko'rsatadi. Quyoshli kunda terining qorayishi shu jumladandir.

9. Rentgen va gamma nurlanish diapozoni ($< 0,10 \mu\text{m}$)

Rentgen nurlanish diapozoni meditsinda va texnikada defektoskopiya uchun keng qo'llaniladi.

Nazorat savollari

1. Uyurmaviy elektr maydoni deb nimaga aytiladi?
2. Uyurmaviy elektr maydoni qanday vujudga keladi?
3. Siljish toki qanday hosil bo'ladi?
4. Maksvell tenglamalari elektromagnetizmning qaysi qonunlarini sifatlaydi?
5. Maksvellning integral tenglamalarini keltirib chiqaring.
6. Elektromagnit to'liqlarning diapazoni qanday?

Ma'ruza № 30

Elektromagnit tebranishlar

Reja:

1. Erkin elektromagnit tebranishlar.
2. Tebranish konturida energiyaning almashinishi.
3. So'nuvchi elektromagnit tebranishlar.
4. Majburiy elektr tebranishlar.

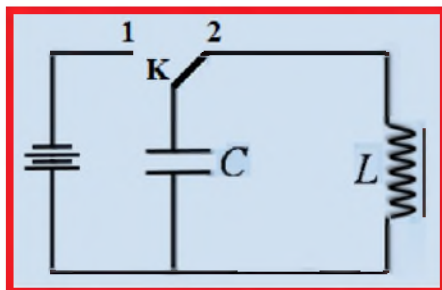
Tebranma harakat tabiatdagi barcha hodisalarga xos bo'lgan xususiyatdir. Olamdagi barcha makro jismlar: yulduz, quyosh, sayyoralar va hokazo; tabiat: fasllar, oylar, kecha va kunduz va hokazo; mikrojismlar; molekula, atom, yadro, elektronlar va hokazo; jonli organizm: qon aylanishi, yurak urish va hokazo, doimiy tebranma harakatda bo'ladi. Shuning uchun tebranma harakat juda diqqat bilan o'rganishga molik jarayondir. Biz mexanik tebranishlar bilan tanishganmiz. Endi esa hozirgi zamon texnikasining mag'zini tashkil qiladigan elektromagnit tebranishlar jarayoni bilan tanishamiz.

Biz, dastlab harakatsiz zaryad atrofida elektrostatik maydon, so'ngra esa harakatlanayotgan zaryad (elektr toki) atrofida magnit maydoni hosil bo'lishini ko'rdik. Elektromagnit induksiya hodisasi esa, magnit maydonining o'zgarishi uyurmali elektr maydonini vujudga keltirishini ko'rsatdi. Ushbu bobda esa elektr va magnit maydonlari orasida yana qanday munosabatlar mavjudligini ko'ramiz. Elektromagnit tebranishlar elektr va magnit maydonlarining birgalikdagi tebranma harakatlaridir.

Erkin elektromagnit tebranishlar. Tebranish konturida energiyaning almashinishi.

Erkin elektromagnit tebranishlar.

Elektromagnit tebranishlar deb zaryadlarning, toklarning, elektr va magnit maydon kuchlanganliklarining davriy va bir-biriga bog'liq ravishda o'zgarishiga aytiladi. Erkin elektromagnit tebranishlar deb dastlab to'plangan energiya hisobiga tashqi ta'sirsiz ro'y beradigan tebranishlarga aytiladi.



1 - rasm. Induktivlivi L va sig'imi C dan iborat tebranish konturi.

Induktivlik L va sig'im C lardan tashkil topgan yopiq tebranish konturi berilgan bo'lsin. (1-rasm). Konturda tebranish uyg'otish uchun kondensatorga zaryad bermoq kerak. Buning uchun kalit 1 holatga keltiriladi. Kalit 2 holatga o'tkazilganda kondensator razryadlanib (ya'ni zaryadsizlanib) boshlaydi va induktiv g'altakdan o'tgan tok unda $\mathcal{E}_{o'z} = -L \frac{dI}{dt}$

o'zinduktsiya E.Y.K ni vujudga keltiradi. Agar energiya yo'qotilishini hisobga olmasak u kondensator qoplamalaridagi kuchlanishga teng bo'ladi, ya'ni

$$-L \frac{dI}{dt} = \frac{q}{C}$$

yoki $I = dq/dt$ ligini hisobga olsak

$$-L \frac{d^2 q}{dt^2} = \frac{q}{C}, \quad \text{yoki} \quad \frac{d^2 q}{dt^2} + \frac{1}{LC} q = 0 \quad (5.1)$$

tenglamani hosil qilamiz. Bu ifoda elektromagnit tebranishlar tenglamasidir. Ushbu ifodada $\omega_0^2 = 1/LC$ va tebranma harakat qilayotgan kattalik q – zaryad miqdori ekanligidan elektromagnit tebranishlar tenglamasi

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + \omega_0^2 q = 0$$

ko'rinishni oladi.

Elektromagnit tebranishlar tenglamasi erkin garmonik tebranishlarning differentsial tenglamasiga o'xshaganligi sababli uning echimi

$$q = q_0 \sin(\omega_0 t + \varphi_0) \quad (5.2)$$

ko'rinishga ega bo'ladi. Bu yerda q_0 – kondensator qoplamalaridagi maksimal zaryad, ω_0 – kontur xususiy tebranishlarining siklik chastotasini $\omega_0^2 = 1/LC$ dan topish mumkin. Tebranish davri esa

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{LC} \quad (5.3)$$

Ushbu formula Tomson formulasi bo'lib hisoblanadi.

Tebranish konturidagi kuchlanish va tok.

Nafaqat kondensator qoplamalaridagi zaryad, balki konturdagi kuchlanish va tok kuchi ham garmonik qonunlarga muvofiq o'zgaradi.

$$U = \frac{q}{C} = \frac{q_0}{C} \sin(\omega_0 t + \varphi_0) = U_0 \sin(\omega_0 t + \varphi_0)$$

$$I = \frac{dq}{dt} = q_0 \omega_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0) = I_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0)$$

bu yerda $U_0 = q_0/C$ – kuchlanishning, $I_0 = q_0 \omega_0$ – tokning amplitudasi.

Demak, tok o'zining maksimal qiymatiga kondensator qoplamalaridagi zaryad va kuchlanish nolga teng bo'lganda erishadi va teskarisi.

Tebranish konturida energiyaning aylanishi.

Kondensator zaryadlanganda uning qoplamalari orasida

$$W_e = \frac{CU^2}{2} = \frac{q^2}{2C} \quad (5.4)$$

energiyali elektr maydoni hosil bo'ladi. Kondensator induktiv g'altak orqali razryadlanganda esa

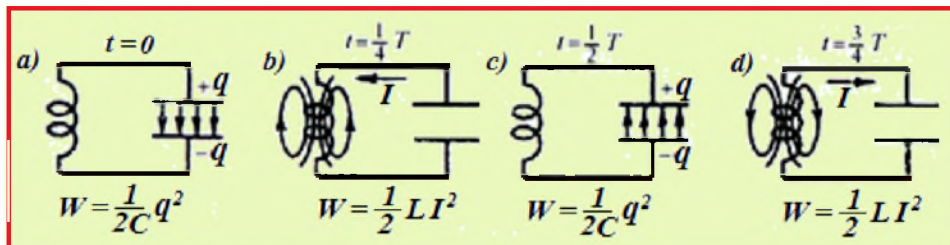
$$W_m = \frac{LI^2}{2} \quad (5.5)$$

energiyali magnit maydoni hosil bo'ladi. Ideal konturda elektr maydonining maksimal energiyasi magnit maydonining maksimal energiyasiga teng bo'ladi va bu energiyalar bir-biriga aylanib turadi. (2-rasm)

$$\frac{CU_0^2}{2} = \frac{LI_0^2}{2}$$

Kondensator energiyasi quyidagi qonunga muvofiq o'zgaradi

$$W_e = \frac{CU_0^2}{2} \sin^2(\omega_0 t + \varphi_0) = \frac{q_0^2}{2C} \sin^2(\omega_0 t + \varphi_0)$$



2 - rasm. Induktivligi L va sig'imi C bo'lgan tebranish konturida energiyalarning bib biriga aylanishi.

Agar $\omega_0^2 = 1/LC$ ligini e'tiborga olsak, elektr maydon energiyasi uchun

$$W_e = \frac{\omega_0^2 L q_0^2}{2} \sin^2(\omega_0 t + \varphi_0)$$

ifodani hosil qilamiz. Shuningdek induktiv g'altakdagi magnit maydon energiyasi

$$W_m = \frac{L I_0^2}{2} \cos^2(\omega_0 t + \varphi_0) = \frac{\omega_0^2 L q_0^2}{2} \cos^2(\omega_0 t + \varphi_0)$$

bu yerda $I_0 = q_0 \omega_0$ ligi hisobga olingan. Elektromagnit maydonning to'la energiyasini topish uchun

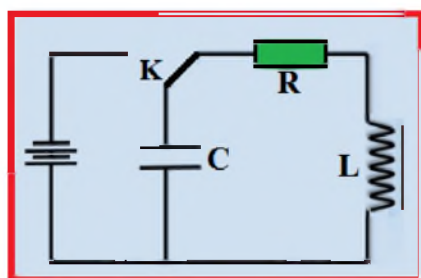
elektr va magnit maydon energiyalarini qo'shimiz

$$W = W_e + W_m = \frac{1}{2} \omega_0^2 q_0^2 L. \quad (5.6)$$

Natijadan ko'rinib turibdiki to'la energiya o'zgarmas kattalik va saqlanadi, ya'ni elektromagnit tebranishlar so'nmasdir.

So'nuvchi elektromagnit tebranishlar.

So'nuvchi elektromagnit tebranishlar tenglamasi.



3 - rasm. R aktiv qarshilikka ega bo'lgan tebranish konturi.

Umuman olganda real tebranish konturlari aktiv qarshilikka ham ega bo'lib, konturda to'plangan energiyaning bir qismi issiqlik ajralishiga ham sarflanadi (3 - rasm). Natijada tebranish amplitudasi sekin kamayadi va konturdagi tebranish so'nadi. Real tebranish konturi uchun Om qonunining ko'rinishi quyidagicha bo'ladi.

$$-L \frac{dI}{dt} = IR + \frac{q}{C}, \quad \text{yoki} \quad L \frac{dI}{dt} + IR + \frac{q}{C} = 0$$

Agar $I = dq/dt$, $\omega_0^2 = 1/LC$ ekanligini e'tiborga olsak va so'nish koeffitsenti tushunchasini kiritsak $\delta = R/2L$ va tenglamaqo'ysak quyidagi ko'rinishni oladi

$$\frac{d^2q}{dt^2} + 2\delta \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 q = 0 \quad (5.7)$$

Bu so'nuvchi elektromagnit tebranishlar tenglamasidir.

$$\frac{d^2q}{dt^2} + 2\delta \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 q = 0$$

tenglamaning echimi quyidagi ko'rinishga ega

$$q = q_0 e^{-\delta t} \sin(\omega_0 t + \varphi_0)$$

Bu tenglamada δ — so'nish koeffitsenti. Chastota ω esa quyidagicha aniqlanadi.

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}$$

Shunday qilib so'nuvchi tebranishlarning amplitudasi eksponentsial qonun bo'yicha o'zgaradi.

$$q_t = q_0 e^{-\delta t} \quad (5.8)$$

bu yerda q_t — t vaqtdagi tebranish amplitudasi, q_0 — $t = 0$ vaqtdagi boshlang'ich tebranish amplitudasi.

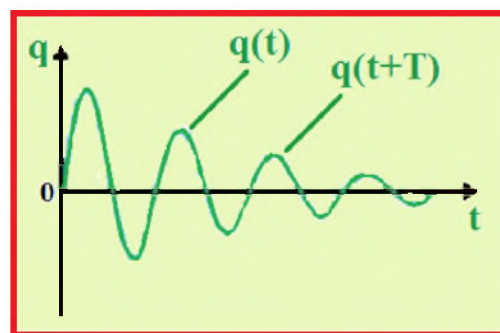
So'nishni xarakterlovchi kattaliklar.

4-rasmda zaryad miqdori o'zgarishining vaqtga bog'liqligi $q = q_0 e^{-\delta t} \sin(\omega_0 t + \varphi_0)$ asosida uzluksiz, amplitudasining o'zgarishi esa $q_t = q_0 e^{-\delta t}$ asosida punktir chiziq bilan ko'rsatilgan. So'nuvchi tebranishlar davri qo'yidagicha formula yordamida aniqlanadi.

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}} \quad (5.9)$$

bu yerda ω_0 — so'nmas tebranishlarning xususiy chastotasi. $T = 2\pi/\sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}$ ni Tomson formulasi bilan solishtirib so'nuvchi tebranishlar chastotasi erkin tebranishlar chastotasidan katta ekanligiga ishonch hosil qilamiz.

Konturdagi tebranishlarning so'nish tezligi so'nishning logarifmik dekrementi θ bilan xarakterlanadi. So'nishning logarifmik dekrementi, ma'lum momentdagi tebranish amplitudasining, undan bir davrga farq qiladigan tebranish amplitudasiga nisbatining natural logarifmi kabi aniqlanadi.



4 - rasm. Zaryad miqdorining o'zgarishining vaqtga bog'liq o'zgarishi.

$$\theta = \ln \frac{q_t}{q_{(t+\tau)}} = \delta T \quad (5.10)$$

So'nuvchi tebranishlar chastotasi ε marta kamayadigan vaqt oralig'i relaktsiya vaqti deyiladi.

$$\tau = \frac{1}{\delta}$$

Majburiy elektr tebranishlar.

Majburiy tebranishlar hosil qilish uchun sistemaga davriy o'zgaruvchi tashqi kuch ta'sir qilish kerak. Elektr tebranishlarda buni amalga oshirish uchun kontur elementlariga ketma-ket qilib o'zgaruvchan E.Y.K ulash kerak yoki konturni uzib, hosil bo'lgan kontaktlarga o'zgaruvchan U kuchlanish berish kerak. Ammo elektr va mexanikaviy tebranishlar orasidagi o'xshashlikni talqin qilishni oxiriga yetkazish maqsadida tenglamalarga boshqacharoq ko'rinish berib, majburiy elektr tebranishlarini yana bir bor qarab chiqamiz. Kontur elementlaridagi kuchlanishlar tushuvi yig'indisini zanjirga berilgan kuchlanishga tenglaymiz:

$$L \frac{dI}{dt} + IR + \frac{q}{C} = U_m \cos \omega t.$$

I tokni q zaryad orqali ifodalab va $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$, $\delta = R/2L$ belgilashlardan foydalanib, quyidagi tenglamani yozamiz:

$$\ddot{q} + 2\delta\dot{q} + \omega_0^2 q = \frac{U_m}{L} \cos \omega t.$$

Bu tenglama majburiy mexanikaviy tebranishlarning differensial tenglamasi bilan mos tushadi. Teng-lamaning xususiy echimi quyidagi ko'rinishga ega:

$$q = q_m \cos(\omega t - \varphi), \quad (5.11)$$

bunda

$$q_m = \frac{\left(\frac{U_m}{L}\right)}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2) + 4\delta^2\omega^2}}, \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{2\delta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

Bu ifodalarga ω_0^2 va δ ning qiymatlarini qo'ysak,

$$q_m = \frac{U_m}{\omega \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}, \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{R}{\frac{1}{\omega C} - \omega L} \quad (5.12)$$

larni hosil qilamiz. Agar (5.11) xususi yechimga bir jinsli tenglamaning umumiy yechimini qo'shsak, berilgan tenglamaning umumiy yechimi hosil bo'ladi. Bu yechim eksponensial $\exp(-\delta t)$ ko'paytuvchisini o'z ichiga oladi, shuning uchun tebranish boshlangandan so'ng etarlicha vaqt o'tishi bilan kamayib qoladi va uni hisobga olmasa ham bo'ladi.

q zaryadni C sig'imga bo'lib, kondensatordagi kuchlanishni olamiz:

$$U_C = \frac{q_m}{C} \cos(\omega t - \varphi) = U_{Cm} \cos(\omega t - \varphi),$$

$$U_{C_m} = \frac{q_m}{C} = \frac{U_m}{\omega C \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}. \quad (5.13)$$

(5.11) ni t bo'yicha differensiallab, konturda hosil bo'lgan tokni topamiz:

$$I = -\omega q_m \sin(\omega t - \varphi) = I_m \cos\left(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}\right). \quad (5.14)$$

Tokning amplituda qiymati

$$I_m = \omega q_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} \quad (5.15)$$

ga teng.

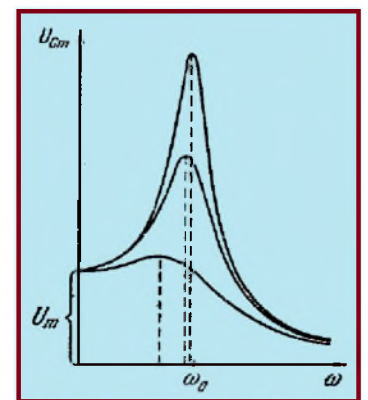
(5.14) ga $\varphi = \varphi - \pi/2$ belgi kiritib, $I = I_m \cos(\omega t - \varphi)$ formula bilan mos tushuvchi ifodaga kelimiz. (5.12) ga binoan

$$\operatorname{tg} \varphi = \operatorname{tg}\left(\varphi - \frac{\pi}{2}\right) = -\frac{1}{\operatorname{tg} \varphi} = \frac{\frac{1}{\omega C} - \omega L}{R}.$$

Kondensatordagi q zaryad va U_C kuchlanish uchun rezonans chastota quyidagiga teng:

$$\omega_q = \omega_U = \sqrt{\omega_0^2 - 2\delta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{2L^2}} \leq \omega_0.$$

5 – rasmda U_C uchun rezonans egri chiziqlari tasvirlangan (q uchun ham rezonans egri chiziqlari xuddi shunday ko'rinishda bo'ladi). Ular mexanikaviy tebranishlar uchun olingan rezonans egri chiziqlariga o'xshashdir. $\omega \rightarrow 0$ da rezonans egri chiziqlari U_m kuchlanishli o'zgarmas kuchlanish manbaiga ulangan kondensator erishadigan $U_{C_m} = U_m$ kuchlanishga intiladi. $\delta = R/2L$ kattalik qancha kichik bo'lsa, ya'ni konturning aktiv qarshiligi qancha kichik va induktivligi qancha katta bo'lsa, rezonansda maksimum shuncha baland va o'tkir uchli bo'ladi.



5-rasm. U_C uchun rezonans egri chiziqlari.

Nazorat savollari

1. Tebranish deb nimaga aytiladi?
2. Elektromagnit tebranishlarga misollar keltiring.
3. So'nuvchan va majburiy elektromagnit tebranishlar deganimiz nima?
4. Tomson formulasini keltirib chiqaring.
5. Elektromagnit tebranishlarda rezonans hodisasi qanday yuz beradi?
6. Relaksiya vaqti deganimiz deb nimaga aytiladi?

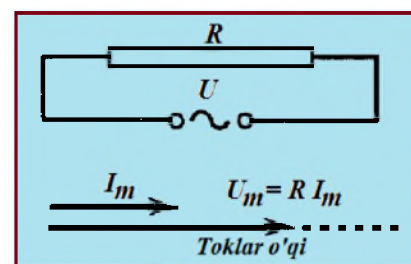
Ma'ruza № 31 O'zgaruvchan tok

Reja:

1. Kvazistatsionar toklar.
2. Induktiv g'altakdan o'tuvchi o'zgaruvchan tok.
3. Sig'imdan o'tuvchi o'zgaruvchan tok.
4. Sig'im, induktivlik va qarshilikdan tuzilgan o'zgaruvchan tok zanjiri.
5. O'zgaruvchan tok zanjiri uchun Om qonuni.
6. Tok kuchi va kuchlanishning ta'sir etuvchi (effektiv) qiymatlari.
7. O'zgaruvchan tok zanjirida ajraluvchi quvvat.

Kvazistatsionar toklar.

Om qonuni hamda undan kelib chiqqan Kirxgofning qonunlari o'zgarmas tok uchun aniqlangan edi. Lekin ular o'zgarish tezligi juda kichik bo'lgan o'zgaruvchan tok va kuchlanishning oniy qiymati uchun to'g'riligicha qoladi. Elektromagnit g'alayonlar zanjir bo'ylab yorug'lik tezligi c ga teng tezlik bilan tarqaladi. Agar g'alayonlanishni zanjirning eng uzoq nuqtasiga uzatish uchun za'rur bo'lgan $\tau = l/c$ vaqt ichida tok kuchi juda kam o'zgarsa, u holda tok kuchining oniy qiymati zanjirning butun kesimi bo'ylab amalda bir xil bo'ladi. Bunday shartlarga bo'ysinadigan toklar *kvazistatsionar toklar* deb ataladi. Davriy o'zgaradigan toklar uchun kvazistatsionarlik sharti quyidagicha yoziladi:



1-rasm. Zanjirga ulangan R qarshilik va o'zgaruvchan tok va kuchlanish vektorlari.

$$\tau = \frac{l}{c} \ll T,$$

bu yerda T — o'zgarish davri.

Kvazistatsionar toklarning oniy qiymatlari Om qonuniga bo'ysinadi. Binobarin, bu toklar uchun Kirxgof qonunlari ham o'rinalidir. Induktivlik va sig'imga ega bo'lmagan R qarshilikning (bunday qarshilik odatda aktiv qarshilik deb ataladi) ikki uchiga

$$U = U_m \cos \omega t \quad (6.1)$$

qonun bo'yicha o'zgaruvchi kuchlanish berilgan bo'lsin, bunda U_m kuchlanishning amplitudaviy qiymati (1-rasm). Kvazistatsionarlik sharti bajarilganda qarshilikdan o'tayotgan tok Om qonuni bo'yicha topiladi:

$$I = \frac{U}{R} = \frac{U_m}{R} \cos \omega t \quad (6.2)$$

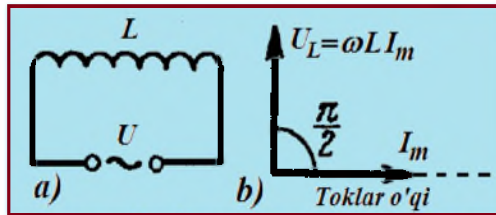
Shunday qilib, tok kuchi va kuchlanishning amplitudaviy qiymatlari orasida quyidagi munosabat mavjud:

$$I_m = \frac{U_m}{R}$$

Agar o'zgaruvchan tok va kuchlanishni vektorlar yordamida tasvirlasak, ular orasidagi munosabat yanada yaqqolroq ko'rinadi. Tok yoki kuchlanish vektorlarining yig'indisi ushbu zanjirning vektor diagrammasini tashkil qiladi.

Induktiv g'altakdan o'tuvchi o'zgaruvchan tok.

Qarshiligi va sig'imini hisobga olmaydigan darajada kichik bo'lgan L induktivlikning (g' altak-ning) uchlariga o'zgaruvchan (6.1) kuchlanish beraylik (2, a – rasm). Induktivlikdan o'zgaruvchan tok o'ta boshlaydi, natijada g' altakda o'zinduksiya E.Y.K hosil bo'ladi:



2-rasm. Zanjirga ulangan L g' altak va o'zgaruvchan tok va kuchlanish vektorlari.

$$\varepsilon_s = -L \frac{dI}{dt}$$

Om qonuni tenglamasi $IR = (\varphi_1 - \varphi_2) + \varepsilon_{12}$ quyidagicha yoziladi ($R = 0$, potentsiallar farqi U ga teng, $\varepsilon_{12} = \varepsilon_s$):

$$U_m \cos \omega t - L \frac{dI}{dt} = 0,$$

bundan

$$L \frac{dI}{dt} = U_m \cos \omega t. \quad (6.3)$$

Kuzatilayotgan holda tashqi kuchlanishning hammasi L induktivlikka qo'yilgan. Demak,

$$U_L = L \frac{dI}{dT} \quad (6.4)$$

kattalik induktivlikka kuchlanish tushishidir. (6.3) tenglamani

$$dI = \frac{U_m}{L} \cos \omega t dt$$

ko'rinishida yozamiz. Buni integrallasak,

$$I = \frac{U_m}{\omega L} \sin \omega t + const$$

ga ega bo'lamiz. Ravshanki, tokning o'zgarmas tashkil etuvchisi yo'q, shuning $const = 0$. Shunday qilib,

$$I = \frac{U_m}{\omega L} \sin \omega t = I_m \cos \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right), \quad (6.5)$$

bunda

$$I_m = \frac{U_m}{\omega L}. \quad (6.6)$$

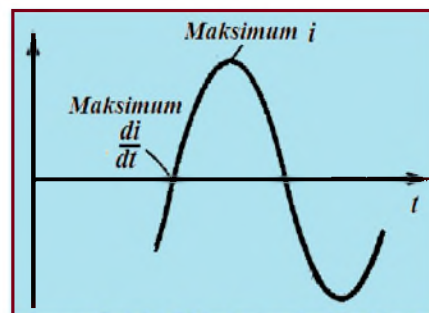
(6.5) va (6.6) ifodalarni solishtirib, ushbu holda qarshilik rolini

$$X_L = \omega L, \quad (6.7)$$

kattalik o'tashligini ko'ramiz, bu kattalik reaktiv induktivlik qarshilik yoki qisqacha induktiv qarshilik deb ataladi. Uning o'lcham birligi $X_L = 1 \text{ Om}$. (6.7) dan ω chastota ortishi bilan induktiv qarshilikning ham ortishi ko'rinib turibdi. O'zgaras tokka induktivlik qarshilik ko'rsatmaydi. (6.3) dagi U_m ni ωLI_m bilan almashtirib, induktivlikdagi kuchlanish tushishi uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$U_L = \omega LI_m \cos \omega t. \quad (6.8)$$

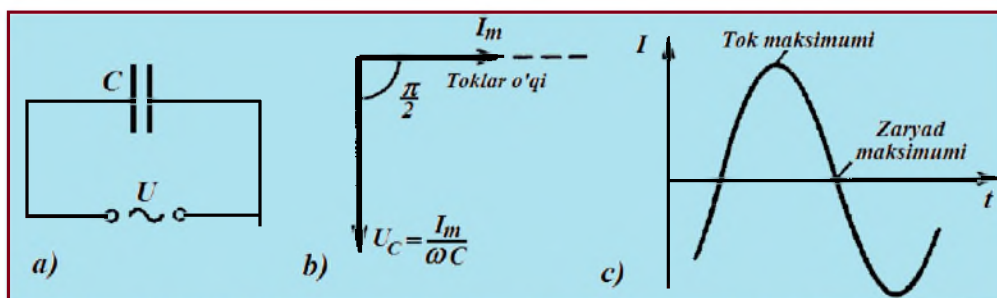
(6.5) va (6.8) ifodalarni o'zaro taqqoslasak, induktivlikda kuchlanish tushishi, shu induktivlikdagi oqayotgan tokdan faza bo'yich $\pi/2$ ga oldin ketar ekan degan xulosa kelib chiqadi. Agar toklar o'qini 1 - rasmda ko'rsatilgandek gorizontall yo'nalishda joylashtirsak, u holda 2, b - rasmda tasvirlangan vektor diagramma hosil bo'ladi. Agar kosinusning hosilasi kosinus nolga teng bo'lgan paytda eng katta qiymatga ega bo'lishini e'tiborga olsak, induktivlikda tok va kuchlanish orasidagi faza bo'yicha siljishini tushunish oson. Bunda hosila kosinusning o'ziga qaraganda $1/4$ davr ilgari maksimumga erishadi (3 - rasm).



3-rasm. Induktivlikdagi tok va kuchlanishning faza bo'yicha siljishi.

Sig'imdan o'tuvchi o'zgaruvchan tok.

C sig'imi (6.1) kuchlanish berilgan bo'lsin (4, a - rasm). Zanjirning induktivligini va tok keltiruvchi simlarning qarshiligini hisobga olmaymiz. Sig'im uzluksiz qayta zaryadlanib turadi, natijada zanjirdan o'zgaruvchan tok o'tadi.



4-rasm. (a) zanjirga ulangan kondensator, (b) o'zgaruvchan tok va kuchlanishning vektor diagrammasi, (c) tokning vaqtga bog'liq o'zgarishi.

Tok keltiruvchi simlarning qarshiligi juda kichik bo'lgani uchun kondensatordagi $U_C = q/C$ kuchlanishni tashqi kuchlanish U ga teng deb hisoblash mumkin:

$$U_C = \frac{q}{C} = U_m \cos \omega t. \quad (6.9)$$

q dan t bo'yicha olingan hosila zanjirdagi I tokni beradi. (6.9) ifodani C ga ko'paytirib, t bo'yicha differensiyalaymiz va $\dot{q}$ ni I ga almashtiramiz:

$$I = -\omega C U_m \sin \omega t = I_m \cos \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right), \quad (6.10)$$

bunda

$$I_m = \omega C U_m = \frac{U_m}{\left(\frac{1}{\omega C} \right)}. \quad (6.11)$$

Hosil bo'lgan ifodadagi

$$X_C = \frac{1}{\omega C} \quad (6.12)$$

kattalik reaktiv sig'im qarshilik yoki qisqacha sig'im qarshilik deb ataladi, uning o'lcham birligi 1 Om . O'zgarmas tok ($\omega = 0$) uchun $X_C = \infty$. Shuning uchun o'zgarmas tok kondensatordan o'tmaydi. O'zgaruvchan tok ($\omega \neq 0$) kondensatordan o'tadi, bunda kondensatorning C sig'imi qancha katta va tokning chastotasi ω qancha yuqori bo'lsa, tokka ko'rsatiladigan qarshilik shuncha kam bo'ladi. (6.9) ifodadagi U_m ni $I_m / \omega C$ bilan almashtirib, sig'imdagi kuchlanish tushishi uchun quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$U_C = \frac{1}{\omega C} I_m \cos \omega t. \quad (6.13)$$

(6.10) va (6.13) ifodalarni solishtirib, sig'imda kuchlanish tushishi shu sig'imdan oqayotgan tokdan faza bo'yicha $\pi/2$ ga orqada qolar ekan degan xulosa kelib chiqadi (4, b – rasmdagi vektor diagrammaga qarang). Bunga sabab shuki, tok bir yo'nalishda o'tib bo'lgunga qadar kondensator qoplamalaridagi zaryad ortadi. Tok kuchi maksimum qiymatdan o'tadi va kamaya boradi (4, c - rasm), zaryad esa (demak, U_C ham) ortishda davom etadi va I nolga aylanganda maksimumga erishadi. Shundan so'ng tok yo'nalishini o'zgartiradi va qoplamalardagi zaryad kamaya boshlaydi.

Sig'im, induktivlik va qarshilikdan tuzilgan o'zgaruvchan tok zanjiri.

Agar qarshilik R , induktivlik L va sig'im C dan tuzilgan zanjirni qarab chiqaylik (5, a - rasm). Zanjirning uchlariga ω chastotali (6.1) kuchlanish beramiz. Zanjirda xuddi shunday chastotali o'zgaruvchan tok yuzaga keladi, ravshanki, bunda I_m amplituda va faza zanjirining R , L va C parametrlariga qarab aniqlanadi. Bu tok aktiv qarshilikda amplitudasi RI_m bo'lgan hamda fazasi tok fazasiga mos keladigan U_R kuchlanish tushishini hosil qiladi (1 – rasm). Shuning uchun vektor diagrammada (5, b – rasm) U_R ni tasvirlovchi vektorni toklar o'qi bo'ylab joylashtirish lozim. Induktivlikdagi U_L kuchlanish tushishi (ωLI_m amplitudali) tokdan faza bo'yicha $\pi/2$ ga oldin ketadi (2, b – rasm). Shuning uchun, U_L ni tasvirlovchi vektor soat strelkasi yo'nalishiga qarshi yo'nalishda toklar o'qiga nisbatan $\pi/2$ burchakka burilgan bo'lishi lozim. Nihoyat, sig'imdagi U_C kuchlanish tushishi tokdan faza bo'yicha $\pi/2$ ga orqada qoladi (4, b - rasm). Demak U_C ni tasvirlovchi vektor soat strelkasi yo'nalishida toklar o'qiga nisbatan $\pi/2$ burchakka burilgan bo'lishi lozim.

U_R , U_L va U_C kuchlanishlarning yig'indisi zanjirga berilgan U kuchlanishga teng bo'lishi kerak. Shuning uchun U_R , U_L va U_C kuchlanishlarni tasvirlovchi vektorlarni qo'shib, U kuchlanish vektorini olamiz (uzunligi U_m ga teng). Bu vektor toklar o'qi bilan φ burchak hosil qiladi. Burchakning tangensi esa 5, b – rasmdan ko'rinib turibdiki,

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R} \quad (6.14)$$

ga teng. φ burchak U kuchlanish bilan I tok orasidagi faza farqini beradi. Gipotenuzasi U_m ga teng bo'lgan to'g'ri burchakli uchburchakdan

$$(RI_m)^2 + \left[\left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right) I_m \right]^2 = U_m^2$$

ekanligi kelib chiqadi, bundan

$$I_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}. \quad (6.15)$$

Shunday qilib, agar zanjir uchlaridagi kuchlanish $U = U_m \cos \omega t$ qonun bo'yicha o'zgarsa, u holda zanjirdan

$$I = I_m \cos(\omega t - \varphi) \quad (6.16)$$

tok o'tadi, bu yerda φ va I_m (6.14) va (6.15) formulalardan aniqlanadi. (6.15) ifodadagi

$$Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} = \sqrt{R^2 + (X_L - X_C)^2} \quad (6.17)$$

kattalik zanjirning to'la qarshiligi deb ataladi.

$$X = X_L - X_C = \omega L - \frac{1}{\omega C}$$

kattalik esa reaktiv qarshilik deb ataladi. Shunday qilib,

$$Z = \sqrt{R^2 + X^2}. \quad (6.18)$$

Tok kuchlanishdan orqada qolishi yoki oldin ketishi X_L va X_C lar orasidagi munosabatga bog'liq. $\omega L > 1/\omega C$ bo'lganda tok kuchlanishdan orqada qoladi, $\omega L < 1/\omega C$ bo'lganda esa tok kuchlanishdan oldin ketadi. Agar bir-biriga teng bo'lsa, tok bilan kuchlanish sinfaz o'zgaradi ($\varphi = 0$). Bu shartni qanoatlandiradigan chastota

$$\omega_{rez} = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (6.19)$$

zanjirning to'la qarshiligi Z berilgan R, L va C qiymatlarida R ga teng bo'lgan eng kichik qiymatga ega bo'ladi. Demak, tok kuchi o'zining eng katta qiymatiga erishadi. Bunda aktiv qarshilikdagi kuchlanish tushishi zanjirga berilayotgan tashqi kuchlanishga teng bo'ladi. Sig'imdagi kuchlanish tushishi U_C va induktivlikdagi kuchlanish tushishi U_L amplituda jihatdan teng va faza bo'yicha qarama-qarshi. Bu hodisa kuchlanish rezonansi deb ataladi, bundagi (6.19) chastota esa rezonans chastotasi deb ataladi.

O'zgaruvchan tok zanjiri uchun Om qonuni.

O'zgaruvchan tok zanjirida R, L, C .

O'zgaruvchan tok zanjirida aktiv qarshilik R , L —induktivlikli g'altak, C —sig'imli kondensatorlar ketma-ket ulangan holni ko'raylik (5, *a*-rasm). Zanjirga o'zgaruvchan kuchlanish berilganda zanjirning har bir elementida U_R , U_m va U_C kuchlanish tushishlari ro'y beradi. 5, *b*-rasmda ular amplitudalarning vektor diagrammalari ko'rsatilgan. Zanjirga qo'yilgan kuchlanish amplitudasi U shu kuchlanish tushishlarining vektor yig'indisiga teng bo'lmog'i kerak.

Zanjirdagi kuchlanishni hosil bo'lgan uchburchak yordamida qo'yidagicha aniqlaymiz

$$U^2 = U_R^2 + (U_L - U_C)^2$$

yoki

$$U = \sqrt{U_R^2 + (U_L - U_C)^2}$$

Agar kuchlanish tushushlarining ifodalaridan foydalansak

$$U = \sqrt{(I_m R)^2 + \left[\left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right) I_m \right]^2} \quad (6.20)$$

hosil qilamiz. Shuningdek o'zgaruvchan tok zanjiridagi to'la qarshilikni

$$Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}$$

Unda o'zgaruvchan tok zanjiri uchun Om qonuni

$$I_m = \frac{U}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}}$$

5, b-rasmdan ko'rinib turibdiki kuchlanish va tok kuchi orasidagi fazalar farqi α ga teng. Uni aniqlaymiz

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}$$

Demak zanjirdagi kuchlanish

$$U = U_m \cos \omega t$$

qonun bo'yicha o'zgarsa, unda zanjirdan

$$I = I_m \cos(\omega t - \varphi) \quad (6.21)$$

tok kuchi oqadi. O'zgaruvchan tok zanjiri uchun yozilgan

$$X = R_L - R_C = \omega L - \frac{1}{\omega C}$$

ifodaga to'la reaktiv qarshilik deyiladi. (Reaktiv qarshilikdan tok o'tgandan issiqlik ajralmaydi).

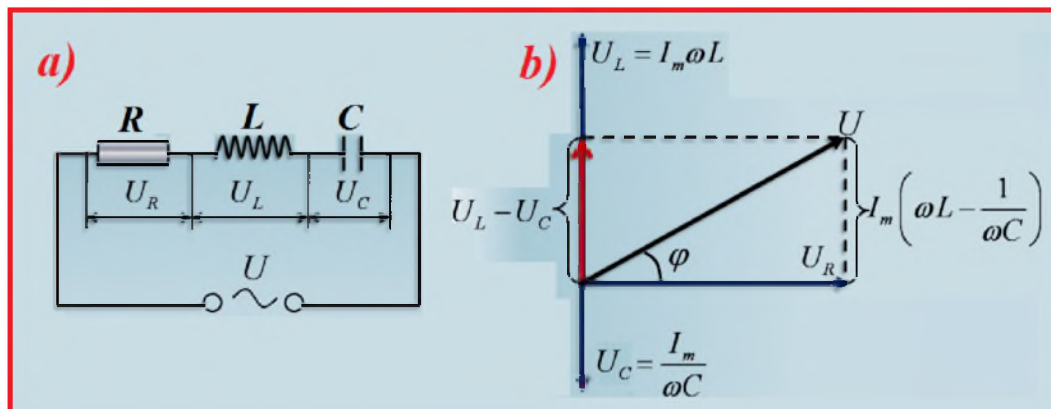
Endi zanjirda reaktiv qarshilik nolga teng bo'lgan holni ko'raylik

$$\omega L - \frac{1}{\omega C} = 0$$

Unda zanjirda kuchlanishlar rezonansi ro'y berib Om qonuni quyidagi ko'rinishni oladi

$$I_m = \frac{U_m}{R}.$$

Bunda zanjirdagi tok kuchi eng katta qiymatiga erishib fazasi kuchlanish fazasi bilan mos keladi. Aktiv qarshilik, induktiv g'altak va kondensator ketma-ket ulangan o'zgaruvchan tok zanjiridagi rezonansga kuchlanishlar rezonansi deyiladi.



5 - rasm. Aktiv qarshiligi R , L induktivlikli g'altak va sig'imi C kondensatordan iborat o'zgaruvchan tok zanjiri.

Bunga sabab induktiv g'altak va kondensatordagi kuchlanishlarning zanjirga kirishdagi kuchlanishdan ancha katta bo'lganligidir. $\omega L - 1/\omega C = 0$ ifodadan ω ni topamiz

$$\omega_{rez} = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

Demak chastota aynan shu shartni bajaruvchi qiymatni qabul qilganida o'zgaruvchan tok zanjirida kuchlanishlar rezonansi ro'y beradi ω_{rez} ga rezonans chastotasi deyiladi.

Tok kuchi va kuchlanishning ta'sir etuvchi (effektiv) qiymatlari.

O'zgaruvcha tok kuchining ta'sir etuvchi qiymati quyidagicha kiritiladi. Qarshiligi R bo'lgan bir jinsli o'tkazgichdan avval o'zgaruvchn, keyin esa o'zgarmas tok o'tkaziladi. t vaqt ichida ushbu o'tkazgichdan oldin o'zgaruvchan, so'ngra o'zgarmas tok o'tkazib, zanjirdagi tok kuchini o'zgartirgan holda ajralib chiqqan issiqlik miqdorlarining teng bo'lishiga erishish mumkin, ya'ni

$$Q_{o'zgm} = Q_{o'zg}, \quad Q_{o'zgm} = I^2 R t, \quad Q_{o'zg} = \langle I^2 \rangle R t$$

(I^2 – o'zgarmas tok kuchining kvadrati, $\langle I^2 \rangle$ – o'zgaruvchan tok kuchi oniy qiymati kvadratining bir davrdagi o'rtacha qiymati) ekanligini hisobga olib va ular tenglashtirilsa, $I^2 = \langle I^2 \rangle$ formula hosil bo'ladi. $I = I_m \sin \omega t$ ni hisobga olgan holda uning kvadratini $I^2 = I_m^2 \sin^2 \omega t$ deb yozish mumkin.

$\sin^2 \omega t = \frac{1 - \cos 2\omega t}{2}$ trigonometrik formulaga asosan yuqoridagi ifodani

$$I^2 = \frac{I_m^2}{2} (1 - \cos 2\omega t)$$

deb yozsa bo'ladi. Bu tenglikning ikkala tomonidan o'rtacha qiymat olinsa,

$$\langle I^2 \rangle = \frac{I_m^2}{2} (1 - \langle \cos 2\omega t \rangle)$$

hosil bo'ladi. $\cos 2\omega t$ trigonometrik funksiyaning butun davr davomidagi o'rtacha qiymati nolga teng bo'lishi uchun

$$\langle I^2 \rangle = \frac{I_{ef}^2}{2}, \quad (6.22)$$

(6.22) ni $I_{ef} = \sqrt{\langle I^2 \rangle} = \sqrt{I^2} = I$ ga olib borib qo'yib,

$$I_{ef} = \frac{I_m}{\sqrt{2}} \approx 0,707 I_m \quad (6.23)$$

hosil qilinadi. O'zgaruvchan tok kuchi oniy qiymati kvadratining o'rtacha qiymatidan olingan kvadrat ildiz tok kuchining ta'sir etuvchi (effektiv) qiymati deyiladi. O'zgaruvchan tok kuchining ta'sir etuvchi qiymati o'tkazgichda ma'lum vaqt ichida o'zgaruvchan tok o'tganda ajraladigan issiqlik miqdoriga teng issiqlik ajraladigan o'zgarmas tok kuchiga teng. Demak, tok kuchining ta'sir etuvchi qiymati uning amplitudaviy qiymatidan $\sqrt{2}$ marta kichik bo'lar ekan. Xuddi shu singari kuchlanish va E.Y.K ning ta'sir (effektiv) qiymatini aniqlash mumkin:

$$U_{ef} = \frac{U_m}{\sqrt{2}} \approx 0,707 U_m, \quad \varepsilon_{ef} = \frac{\varepsilon_m}{\sqrt{2}} \approx 0,707 \varepsilon_m. \quad (6.24)$$

O'zgaruvchan tok zanjirida ajraluvchi quvvat.

O'zgaruvchi tokning ishi va quvvati.

O'zgarmas tokning quvvati

$$P = IU$$

ifoda bilan aniqlanishini bilamiz. O'zgaruvchan tokning oniy quvvatini ham kuchlanish va tok kuchining oniy qiymatlari orqali aniqlash mumkin.

$$P(t) = U(t) \cdot I(t)$$

bu erda $U(t) = U_m \cos \omega t$, $I(t) = I_m \cos(\omega t - \varphi)$ – o'zgaruvchan tok zanjiridagi kuchlanish va tok kuchining qiymatlari. $U(t)$ va $I(t)$ larning qiymatlarini yuqoridagi ifodaga qo'yib va $\cos(\omega t - \varphi)$ ni ochib olamiz

$$P(t) = I_m U_m \cos(\omega t - \varphi) \cos \omega t = I_m U_m (\cos^2 \omega t \cdot \cos \varphi + \sin \omega t \cdot \sin \varphi)$$

O'zgaruvchan tokning o'rtacha quvvati

Amalda quvvatning oniy qiymati emas, balki uning o'rtacha qiymati ahamiyatga egadir.

$$\langle \cos^2 \omega t \rangle = \frac{1}{2}, \quad \langle \sin \omega t \cdot \cos \omega t \rangle = 0 \text{ ekanligin etiborga olsak}$$

$$\langle P \rangle = \frac{1}{2} I_m U_m \cos \varphi$$

Agar $U_m \cos \alpha = I_m R$ ekanligini etiborga olsak, o'rtacha quvvat uchun olamiz

$$\langle P \rangle = \frac{1}{2} R I_m^2$$

$I = I_m / \sqrt{2}$ tok kuchiga ega bo'lgan o'zgarmas tok ham shunday quvvatga ega bo'lardi.

$$I_{ef} = \frac{I_m}{\sqrt{2}}, \quad U_{ef} = \frac{U_m}{\sqrt{2}}$$

kattaliklarga mos ravishda tokning va kuchlanishning effektiv qiymatlari deyiladi. Barcha ampermetrlar va voltmترلar tokning va kuchlanishning effektiv qiymatlarini aniqlashga mo'ljallangan.

Quvvat koeffitsiyenti

Agar tok kuchi va kuchlanishning effektiv qiymatlari uchun yozilgan yuqoridagi ifodadan foydalansak quvvatning o'rtacha qiymati uchun yozilgan $\langle P \rangle = I_m U_m \cos \varphi / 2$ ifoda quyidagi ko'rinishni oladi.

$$\langle P \rangle = I_{ef} U_{ef} \cdot \cos \varphi$$

bu yerdagi $\cos \varphi$ ko'paytuvchiga quvvat koeffitsiyenti deyiladi

$\langle P \rangle = I_{ef} U_{ef} \cdot \cos \varphi$ formulasining ko'rsatishicha o'zgaruvchan tok zanjiridan ajraladigan quvvat nafaqat tok kuchi va kuchlanishga, va balki ular fazalari orasidagi siljishga ham bog'liq bo'ladi. Agar zanjirda reaktiv qarshilik bo'lmasa ($X = 0$) unda $\cos \varphi = 1$ va

$$P = IU$$

bo'ladi. Agar zanjirda faqat reaktiv qarshilik bo'lsa ($R = 0$), unda $\cos \varphi = 0$ tok kuchi va kuchlanish qancha katta bo'lishidan qat'i nazar o'rtacha quvvat nolga teng bo'ladi. Agar $\cos \varphi$ ning qiymati birdan juda kichik bo'lsa, unda generatorning berilgan kuchlanishida so'ralgan quvvatni uzatish uchun tok kuchining qiymatini oshirish kerak. Bu esa yoki zanjirda qo'shimcha issiqlik miqdori ajralishiga yoki o'tkazgich ko'ndalang kesimini kattalashtirish natijasida elektr uzatish liniyalarining qimmatlashuviga olib keladi. Shuning uchun ham amalda $\cos \varphi$ ning qiymatini o'rttirishiga harakat qilinadi. Uning sanoat uskunalari uchun qabul qilishi mumkin bo'lgan eng kichik qiymati taxminan 0,85 tashkil qilinishi.

O'zgaruvchan tokning ishi.

O'zgaruvchan tokning T vaqt davomidagi o'rtacha ishini topaylik. Bu ish o'rtacha quvvatning davrga ko'paytmasi bilan aniqlanadi.

$$A = \langle P \rangle T$$

Agar o'rtacha quvvat uchun topilgan ifodalardan foydalansak quyidagini olamiz.

$$\langle A \rangle = \frac{1}{2} I_m U_m \cdot T \cos \varphi$$

$$\langle A \rangle = \frac{1}{2} R I_m^2 T$$

Nazorat savollari

1. Kvazistatsionar tok deb nimaga aytiladi?
2. Qanday toklarga kvazistatsionar toklar deyiladi?
3. O'zgaruvchan tok deganimiz qanday tok va u doimiy tokdan qanday xususiyatlari bilan ajraladi?
4. Sig'im va induktiv qarshiliklarning formulasini keltirib chiqaring.
5. O'zgaruvchan tok zanjiri uchun Ohm qonuni qanday ko'rinishda yoziladi?
6. R , L va C lardan iborat zanjirdagi umumiy kuchlanish qanday hisoblanadi?
7. O'zgaruvchan tokning ishi va quvvati qanday?
8. Tok kuchi va kuchlanishning effektiv qiymatlari qanday?

Ma'ruza № 32
YORUG'LIK HAQIDA TUSHUNCHA. GEOMETRIK OPTIKANING ASOSIY QONUNLARI

Reja

1. Yorug'likning tabiati to'g'risidagi tasavvurlarni rivojlanishi. Yorug'likning tarqalish tezligi.
2. Fotometriya. Asosiy fotometrik kattaliklar va ularning birliklari.
3. Optikaning asosiy qonunlari. Yorug'likning qaytish va sinish qonunlari.
4. Geometriyaviy optika elementlari.
5. Yorug'lik nurining tabiati.

Yorug'likning tabiati to'g'risidagi tasavvurlarni rivojlanishi. Yorug'liqning tarqalish tezligi.

Yorug'lik, yorug'lik manbalari, yorug'likning tarqalish tezliklari va ularning ko'rinishlari haqida insoniyatni qadim-qadim zamonlardan qiziqib kelgan. Shunga ko'ra Optika deganda bu yorug'lik degan ma'noni anlatadi Optika bo'limida yorug'lik hodisalari va qonunlari, yorug'likning tabiati hamda uning modda bilan o'zaro ta'siri o'rganiladi. Insoniyat dunyoga kelishi bilan birinchi yorug'likni ko'radi, shunday ekan yorug'lik manbalardan - bu yorug'lik qanday ko'rinishida tarqalar ekan degan savollar insoniyatni hayratga solgan. Qadimgi olimlarning yorug'lik o'zi nima, degan masala to'g'risidagi dastlabki tasavvurlari nihoyatda sodda edi. Ular ko'zdan juda ingichka maxsus paypaslagichlar chiqib, ular narsalarni paypaslaganda ko'rish tuyg'usi hosil bo'ladi, deb hisoblar edilar.

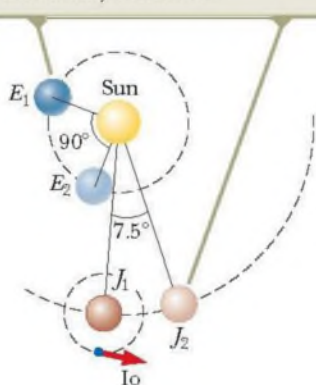
Yorug'lik manbalari - bular ikki xil ko'rinishda bo'lib tabiiy va sun'iy manbalardir. Yorug'lik manbaidan, masalan, elektr lampadan yorug'lik hamma tomonga tarqaladi va atrofdagi narsalarga tushib, ularni isitadi. Yorug'lik ko'zimizga tushib, ko'rish tuyg'usi hosil qiladi. Yorug'lik tarqalishida ta'sir bir jismdan (manbadan) boshqa jismga (qabul qilgichga) uzatiladi.

Shunday qilib, ta'sir bir jismdan boshqa bir jismga to'lqinlar hamda zarrachalar (korpuskulyar) vositasida uzatilar ekan. Bu nazariyalar XVII asrda qariyb bir vaqtda paydo bo'ldi.

Yorug'likning to'lqinsimon tarqalish nazariyasi asoschisi Gyuygens bo'lsa, Nyuton esa yorug'likning korpuskulyar nazariyasi ijodchisidir. Bu ikkala nazariyalar haqida qisqacha izoh berib, keyingi mavzu mohiyatini aytib o'taylik, ya'ni, yorug'lik vakuumda $c = 300\,000\text{ km/s}$ tezlik bilan, boshqa muhitlarda esa bundan kichik tezlik bilan tarqaladi.

Yorug'likning tarqalish qonunlari geometrik optika yoki nurlar optikasining mazmunini tashkil qiladi. Har qanday to'lqinlarning, shu jumladan, yorug'lik to'lqinlarining ham tarqalish

In the time interval during which the Earth travels 90° around the Sun (three months), Jupiter travels only about 7.5° .



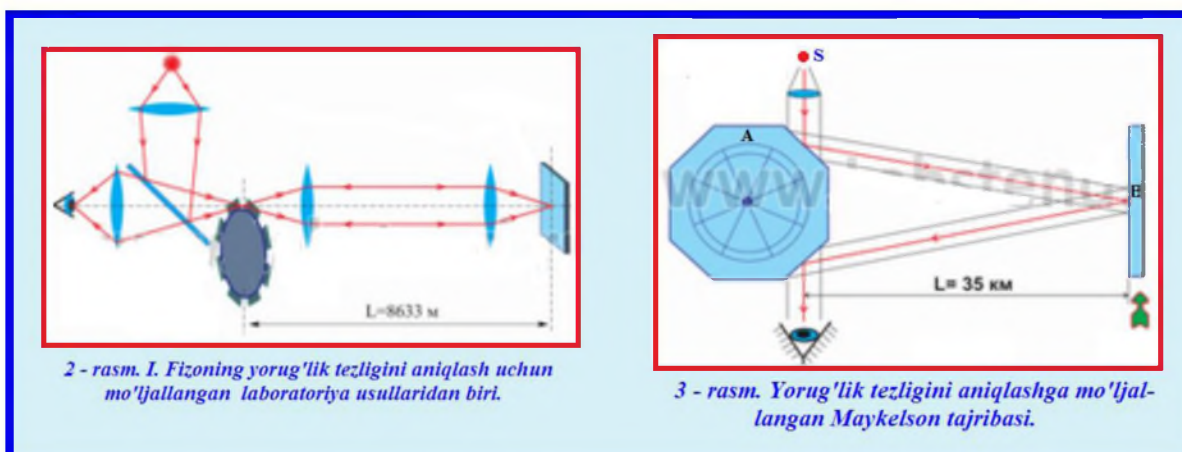
yo'nalishi nurlar, ya'ni to'lqin sirtlariga perpendikulyar bo'lgan chiziqlar yordamida aniqlanadi. Nurlar to'lqin energiyasining tarqalish yo'nalishini ko'rsatadi. Yorug'lik nuri geometrik tushunchadir, shunday qilib, yo'nalishlari fazoning ixtiyoriy nuqtasida yorug'lik energiyasining ko'chish yo'nalishi bilan ustma-ust tushgan geometrik chiziq yorug'lik nuri deyiladi. Kuzatishlar, bir jinsli muhitda yorug'likning to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalishini ko'rsatadi. Masalan: tushunchalar chizmaga asosan izohlanadi.

Yorug'likning tarqalish qonunlari geometric optika yoki nurlar optikasining mazmunini tashkil qiladi. Yorug'lik tezligini aniqlashda qadim-qadim zamonlar ichida har xil tajriba va usullar asosida aniqlashga kiriyshilgan, shunga ko'ra yorug'lik tezligi asosan ikki xil usulda aniqlashgandir, ular quyidagilardir:

I. Yorug'lik tezligini astronomik usulda aniqlanishi, bu

usul birinchi marotaba daniyalik olim astronom O. Ryomer tomonidan 1676 yilda Yupiter planetasi yo'ldoshlaridan biri «IO» yo'ldoshining tutilishi ustida o'tkazgan astronomik kuzatishlar asosida aniqlandi. Ryomerning hisobi bo'yicha yorug'lik tezligining qiymati $c = 2,15 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ bo'lib chiqdi (1 - rasm).

II. Yorug'lik tezligining laboratoriya usulida aniqlanishi, bu usul birinchi marotaba fransuz olimi I. Fizo tomonidan 1849 yilda tajriba asosida aniqlangan. Fizo yorug'likni aylanib turgan g'ildirak tishlari orasidan o'tkazdi. Shundan keyin yorug'lik g'ildirakdan $8,6 \text{ km}$ masofada turgan ko'zguga tushirildi, yana ko'zgudan qaytib g'ildirak tishlari orasidan o'tib ko'zguga namoyon bo'ldi va bunda hisoblashga asosan yorug'lik tezligi 313000 km/sek ga teng bo'ldi (2 - rasm).



III. Keyinchalik 1926-1929 yillarda amerikalik olim Maykelson laboratoriya usulida tishli g'ildirak o'rniga aylanuvchi sakkiz qirrali ko'zgulardan foydalandi. Maykelson tajriba o'tkazish uchun Kaliforniyadagi ikkita tog' cho'qqisidan foydalandi, bu cho'qqilar orasi $35,426 \text{ km}$ bo'lib, bu masofa juda aniq o'lchangan (3 - rasm). Cho'qqilardan biriga S yorug'lik manbai o'rnatilgan. Bu manbadan kelayotgan yorug'lik kichik tirqishdan o'tib sakkiz yoqli A ko'zgu prizmagga tushadi. Prizmadan qaytgan yorug'lik ikkinchi cho'qqiga o'rnatilgan ko'zguga tushib, so'ngra yana B ko'zguning boshqa nuqtasiga tushadi. Shundan so'ng A prizmaning ikkinchi tomoniga tushib, undan qaytgan yorug'lik ko'rish trubasi orqali kuzatuvchining ko'ziga tushadi. Yorug'likning o'tgan yo'lini, uning harakat vaqtini bilgan holda yorug'lik tezligini osongina hisoblash mumkin. Bu tajribadan yorug'likning havodagi tezligi 299711 km/s ga teng ekanligi aniqlangan. Vakuumdagi tezligi esa 299796 km/s ga teng ekanligi hisoblangan yoki umuman olinganda vakuumda yorug'lik tezligi taxminan $c = 300\,000 \text{ km/s}$ ga tengdir.

Fotometriya. Asosiy fotometrik kattaliklar va ularning birliklari.

Yorug'lik nuri va uning manbalari jadalligini o'lchash bilan shug'ullanadigan optikaning bo'limi - fotometriya deb ataladi. Fotometriyada quyidagi kattaliklar ishlatiladi:

- energetik kattaliklar - optik nurlanishning energetik parametrlarini tavsiflaydilar;
- yorug'lik kattaliklari - yorug'likning fiziologik ta'sirini tavsiflaydilar.

Inson ko'zi tabiatdagi nurlar ichida yashil nurlarni eng yaxshi sezadi. Shu sababli yorug'lik energiyasining tegishli o'lchov asboblari bilan qayd etilgan miqdorni emas, balki bu energiyaning bevosita ko'zimizga seziladigan, ya'ni ko'zimiz bilan baholaydigan miqdorini bilish katta ahamiyatga ega. Yorug'lik energiyasini bunday baholash uchun kiritilgan fizik kattalik yorug'lik oqimidir. Agar biror yuzaga vaqt davomida energiyasi W bo'lgan yorug'lik tushayotgan bo'lsa, bu nurlanishning quvati W/t ga teng bo'ladi.

Ma'lum bir yuzaga tushayotgan nurlanish quvati bilan o'lchanadigan kattalik Φ yorug'lik oqimi deyiladi:

$$\Phi = \frac{W}{t}$$

Yorug'lik manbalarining ko'pchiligi yorug'likni hamma yo'nalishlarda tarqatadi, shuning uchun to'liq yorug'lik oqimi tushunchasi kiritiladi. Barcha yo'nalishlardagi nurlanish quvvati bilan o'lchanadigan Φ_e yorug'lik manbaning to'liq yorug'lik oqimi deyiladi. Yorug'lik manbaini xarakterlash uchun fotometriyada yorug'lik kuchi deb ataluvchi fizik kattalik kiritiladi. Yorug'lik oqimining bu oqim tarqalayotgan fazoviy burchak kattaligiga nisbati bilan o'lchanadigan kattalikka manbaning yorug'lik kuchi deb ataladi:

$$I = \frac{\Delta\Phi}{\Delta\Omega}$$

Bu yerda $\Delta\Omega$ – fazoviy burchak deb ataladi. Uning formulasi $\Delta\Omega = \Delta S/r^2$ ga teng. To'liq fazoviy burchak uchun:

$$\Delta\Omega = \frac{S}{r^2} = \frac{4\pi r^2}{r^2} = 4\pi \text{ sr.}$$

Demak, yorug'lik kuchi 1 steradian fazoviy burchak ichida tarqaladigan yorug'lik oqimi bilan o'lchanadi. Yorug'lik jismga tushib uni yoritadi. Yorug'likni baholash uchun yoritilganlik degan kattalik kiritilgan. Agar E - yoritilganlik, $\Delta\Phi$ – yorug'lik oqimi, ΔS – yoritilayotgan sirt bo'lsa, u holda ular orasidagi bog'lanish quyidagicha ifodalanadi:

$$E = \frac{\Delta\Phi}{\Delta S}.$$

Bundan, yorug'lik oqimi sirt bo'yicha bir tekis taqsimlanganda yoritilganlik son qiymati jihatidan yuza birligiga tushayotgan yorug'lik oqimiga teng ekan. Ko'p hollarda yorug'lik manbalari biror o'lchamga ega bo'ladi, ya'ni yoyilgan bo'ladi. Bunday manbalarning shakli va o'lchamlari ko'z bilan ko'rib farq qilinadi. Yoyilgan yorug'lik manbalari uchun yorug'lik kuchi etarli xarakteristika bo'lolmaydi. Shuning uchun qo'shimcha xarakteristikalar – yorqinlik va ravshanlik tushunchalari kiritiladi.

Yorug'lik manbaining yuza birligidan barcha yo'nalishlar bo'yicha nurlanayotgan yorug'lik oqimiga son jihatdan teng bo'lgan kattalik yorqinlik deyiladi:

$$R = \frac{\Delta\Phi}{\Delta S}$$

bu yerda ΔS – manbaning yorug'lik sochayotgan yuzi. Manba sirtining yuza birligidan ma'lum yo'nalishda yuzaga normal ravishda chiqayotgan yorug'lik kuchiga son jihatdan teng bo'lgan kattalik ravshanlik deyiladi:

$$B = \frac{I}{\Delta S},$$

agar yorug'lik ixtiyoriy yo'nalishda chiqayotgan bo'lsa, ravshanlik quyidagicha ifodalanadi:

$$B = \frac{I}{\Delta S \cdot \cos\varphi},$$

bu yerda φ – nurlanayotgan sirtga o'tkazilgan normal bilan kuzatish yo'nalishi orasidagi burchak. Yoritilganlik qonunlarini birlashtirib quyidagicha yozamiz:

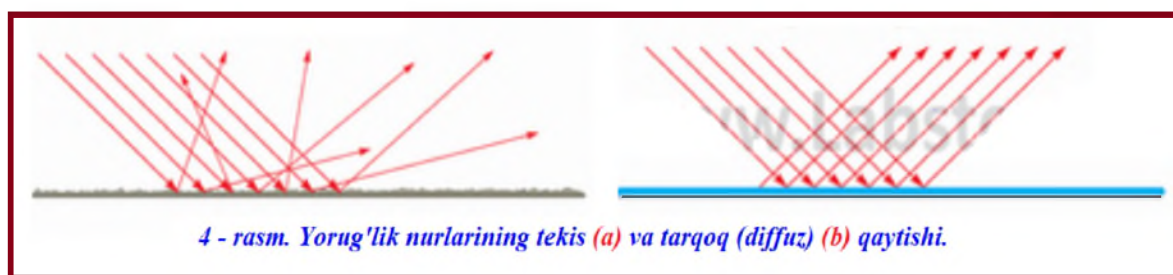
$$E = \frac{I}{r^2} \cos\alpha.$$

Nuqtaviy yorug'lik manbaining biror sirtida hosil qilingan yoritilganligi manbaning yorug'lik kuchiga va nurlarning tushish burchagi kosinusiga to'g'ri proporsional va manbadan sirtgacha bo'lgan masofaning kvadratiga teskari proporsionaldir. Yoritilganlikni o'lchash uchun alohida asbob lyuksimetrda ishlatiladi.

Optikaning asosiy qonunlari. Yorug'likning qaytish va sinish qonunlari.

Turli shaffof muhitlarda yorug'likning tarqalish tezligi har xil bo'ladi. Barcha nuqtalarda yorug'likning tarqalish tezligi bir xil bo'lgan muhit bir jinsli muhit deb ataladi. Ikki xil muhit chegarasida nur o'zining yo'nalishini o'zgartirib bir qismi birinchi muhitga qaytadi. Bu hodsa

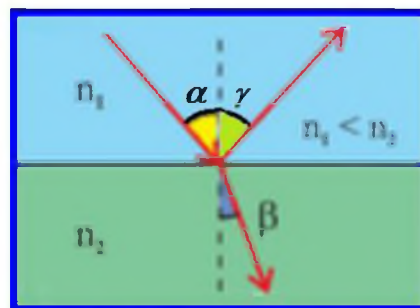
yorug'likning qaytishi deb ataladi. Agar chegara notekisliklarining o'lchami yorug'lik to'lqinining uzunligidan kichik bo'lsa, bunday sirt ko'zgusimon sirt deb ataladi.



Ana shunday sirtga ingichka yorug'lik dastas tushsa, yorug'lik nurlari sirtidan qaytgandan keyin ham parallel nurlar dastasi ko'rinishida qoladi. Yorug'likning bunday qaytishi tekis qaytish deyiladi (4, a - rasm). Agar sirdagi notekisliklarning o'lchami yorug'lik to'lqini uzunligidan katta bo'lsa, ingichka shu'la chegarada sochiladi. Yorug'lik nurlari qaytgandan keyin turli yo'nalishlarda tarqaladi. Bunday qaytish tarqoq qaytish yoki diffuz qaytish deyiladi (4, b - rasm).

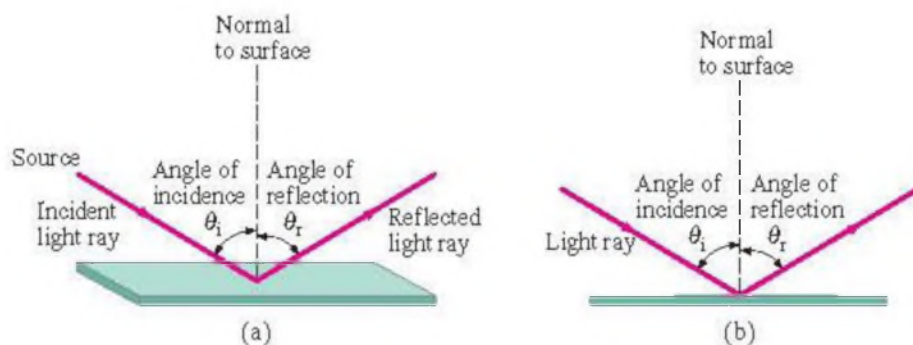
Optikaviy bir jinsli muhitda yorug'lik nuri to'g'ri chiziqli tarqaladi, chunki nuqtaviy yorug'lik manbai bilan shaffof bo'lmagan buyumlar yoritilganda, buyumlar shaklida aniq soya hosil bo'ladi. Yorug'lik nurlari to'lqin uzunligiga yaqin bo'lgan o'lchamli buyumlar yoritilganda, bu qonundan chetlashish kuzatiladi.

Alohida yorug'lik nuri dastasida kuzatiladigan hodisalar boshqa dastalar bir vaqtda mavjud bo'lish yoki bo'lmasligiga bog'liq bo'lmaydi. Yorug'lik oqimini alohida yorug'lik dastalariga ajratib, tanlangan yorug'lik dastasi ta'siri boshqa dastalarga bog'liq emasligini oson isbotlash mumkin.



5-rasm. Ikki muhit chegarasida yorug'likning sinishi va qaytishi.

Agarda, yorug'lik nuri ikki muhit chegarasiga tushsa (5 -rasm), tushuvchi nur I qaytgan va III singan nurlarga ajraladi, ularning tarqalish yo'nalishlari qaytish va sinish qonunlari bilan belgilanadi.



Qaytish qonuni. Qaytgan nur γ , tushuvchi nur α va tushish chegarasiga o'tkazilgan perpendikulyar bilan bir tekislikda yotadi, qaytish burchagi γ tushish burchagi α ga teng bo'ladi:

$$\alpha = \gamma.$$

Sinish qonuni. Tushuvchi nur α , singan nur β va tushish nuqtasida ikki muhit chegarasiga o'tkazilgan perpendikulyar bilan bir tekislikda yotadi, tushish burchagining sinusini sinish burchagi sinusiga nisbati berilgan muhitlar uchun o'zgarmas kattalik hisoblanadi:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n_{21}$$

bu yerda n_{21} – ikkinchi muhitning birinchi muhitga nisbatan nisbiy sindirish ko'rsatkichidir. Ikki muhitning nisbiy sindirish ko'rsatkichlari ularning absolyut sindirish ko'rsatkichlarining nisbatiga tengdir:

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1}$$

bu yerda $n = \sqrt{\epsilon\mu}$ ga teng, ϵ va μ – muhitning dielektrik va magnit singdiruvchanligidir. Sinish qonunini quyidagicha qayta ifodalash mumkin:

$$n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta.$$

Tushish burchagi oshishi bilan sinish burchagi asta-sekin osha boradi va qandaydir chegaraviy tushish burchagi qiymatida sinish burchagi $\pi/2$ ga tenglashadi. $\alpha = \alpha_{\text{cheg}}$ holatda tushayotgan nur to'liq qaytadi. Demak, tushish burchagining α_{cheg} qiymatlarida to'la qaytish hodisasi kuzatiladi. Chegaraviy tushish burchagi $\beta = \pi/2$ shartdan topiladi.

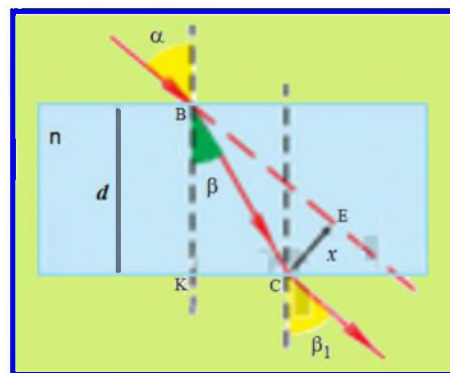
$$n_1 \sin \alpha_{\text{cheg}} = n_2 \sin \frac{\pi}{2}, \quad \sin \alpha_{\text{cheg}} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}$$

To'la qaytish xodisasi, yorug'lik optikaviy zich muhitdan zich bo'lmagan muhitga o'tganda kuzatiladi, ya'ni $n_1 > n_2$.

Ko'pincha yorug'lik nuri har xil muhitlarning yondashish chegaralarini bir marta emas, balki bir nechta marta kesib o'tadi. Yorug'lik biror shaffof moddadan yasalgan yassi parallel plastinka orqali o'tganda ana shunday boladi. Nurlarning plastinkadagi yo'li 7 - rasmda ko'rsatilgan. Plastinkaga tushayotgan yorug'lik shulasining nuri ikki marta singandan keyin A ga parallel bo'lgan C yo'nalishda plastinkadan tashqariga chiqadi. Yorug'likning sinish qonunidan $\angle \alpha = \angle \beta_1$ ekanligi kelib chiqadi. Demak, yorug'lik nuri yassi parallel plastinkadan o'tayotganda o'z yo'nalishini o'zgartirmaydi, faqat biror x masofaga siljiydi ekan. 7 - rasmdagi CBE uchburchakdan $x = CB \sin(\alpha - \beta)$ va KBC uchburchakdan $CB = d / \cos \beta$ ekanligini ko'rish mumkin, bu yerda d – plastinkaning qalindligi. Binobarin,

$$x = d \frac{\sin(\alpha - \beta)}{\cos \beta} = d(\sin \alpha - \cos \alpha \cdot \tan \beta)$$

bo'ladi. Demak, plastinka qancha qalin, plastinkaning sindirish ko'rsatkichi va yorug'lik nurining tushish burchagi qancha katta bo'lsa, nur shuncha ko'p siljiydi.



7 - rasm. Yorug'likning parallel plastinka orqali o'tishi.

Table 35.1 Indices of Refraction

Substance	Index of Refraction	Substance	Index of Refraction
<i>Solids at 20°C</i>		<i>Liquids at 20°C</i>	
Cubic zirconia	2.20	Benzene	1.501
Diamond (C)	2.419	Carbon disulfide	1.628
Fluorite (CaF ₂)	1.434	Carbon tetrachloride	1.461
Fused quartz (SiO ₂)	1.458	Ethyl alcohol	1.361
Gallium phosphide	3.50	Glycerin	1.473
Glass, crown	1.52	Water	1.333
Glass, flint	1.66		
Ice (H ₂ O)	1.309	<i>Gases at 0°C, 1 atm</i>	
Polystyrene	1.49	Air	1.000 293
Sodium chloride (NaCl)	1.544	Carbon dioxide	1.000 45

Note: All values are for light having a wavelength of 589 nm in vacuum.

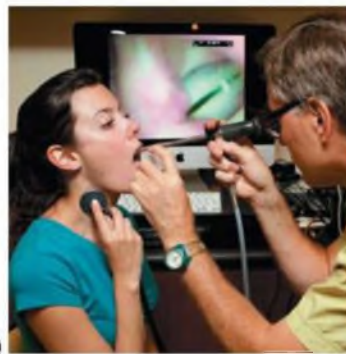
Geometriyaviy optika elementlari.

Yorug'likning tarqalish qonunlarini yorug'lik nurlari tustaiehalari orqali o'rganiladigan optika bo'limi geometriyaviy optika deb ataladi. Yorug'lik nurlari deb, to'lqin sirtlariga normal bo'lgan chiziqlar bo'yicha tarqaladigan yorug'lik energiyalari oqimiga aytiladi.

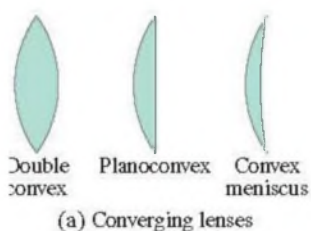
Linzalar deyilganda, ikkita sirt bilan chegaralangan tiniq jismlar tushuniladi. Ikkita sirtidan biri, odatda, sferik yoki silindrik, ikkinchisi-sferik yoki yassi bo'lishi mumkin.



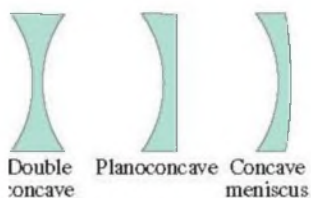
(a)



(b)



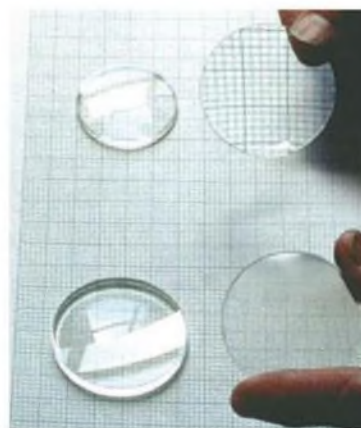
(a) Converging lenses



(b) Diverging lenses



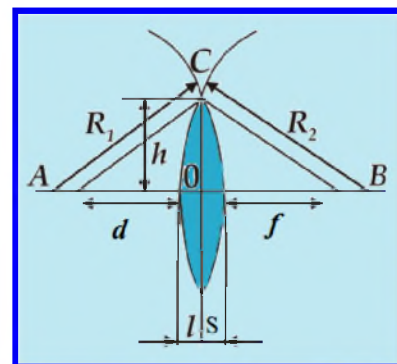
(c)



(d)

Bu sirtlar yorug'lik nurini sindirib, buyumlarning optik tasvirini shakllantirishi mumkin. Odatda linzalar shisha, kvars, kristall va plastmassa moddalaridan tayyorlanadi. Tashqi ko'rinishiga qarab linzalar: ikki tarafi qavariqli, yassi qavariqli, ikki tarafi botiqli, yassi botiqli, bir tarafi qavariq -ikkinchisi botiqli, bir tarafi botiq ikkinchisi qavariqli bo'lishi mumkin (8 - rasm). Optik xususiyatlariga qarab linzalar yig'uvchi va sochuvchi linzalarga bo'linadilar. Sirt

radiuslariga nisbatan qalinligi kichik bo'lgan linzalar yupqa linzalar deb ataladi. Linzalarning sirtlari egriligi markazidan o'tuvchi to'g'ri chiziq linzaning bosh optik o'qi deb ataladi. Bosh optik o'qda yotuvchi va undan yorug'lik nuri o'tganda sinmaydigan nuqta linzaning optik markazi deb ataladi. Linza sirtlari egrilik radiuslarini (R_1 va R_2), linzadan buyumgacha (d) va uning tasvirigacha (f) bo'lgan masofalar bilan bog'liqligini ko'rsatuvchi nisbat - yupqa linzaning ifodasi deb ataladi. Bu ifodani keltirib chiqarish uchun eng qisqa vaqt talab qilinadigan usuldan foydalaniladi, ya'ni yorug'lik nuri traektoriyasini bosib o'tish uchun eng minimal vaqt talab qilinadigan traektoriya olinadi.



9 - rasm. Yorug'lik nurining linza orqali o'tishi.

Yorug'lik nurining linza orqali o'tgan ikkita traektoriyasini ko'rib chiqamiz (9 - rasm). Bosh optik o'qdan o'tuvchi, A va B nuqtalarni tutashtiruvchi AOB va linzaning yuqori qirrasidan o'tuvchi ACB nurlarni ko'rib chiqamiz. OB traektoriyani nur t_1 vaqtda bosib o'tadi:

$$t_1 = \frac{d + n(l + s) + f}{c}$$

bu yerda n – nisbiy sindirish ko'rsatkichidir. Nur AOB traektoriyani bosib o'tish uchun t_2 vaqt sarflaydi

$$t_2 = \frac{\sqrt{(d + l) + h^2} + \sqrt{(s + f) + h^2}}{c}$$

$t_1 = t_2$ ga teng bo'lgani uchun, quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$d + n(l + s) + f = \sqrt{(d + l) + h^2} + \sqrt{(s + f) + h^2}$$

agarda, yupqa linza uchun $h \ll (d + l)$, $h \ll (s + f)$ ekanligini hisobga olsak, quyidagi ifodalarni keltirib chiqarish mumkin:

$$\sqrt{(d + l) + h^2} = d + l + \frac{h^2}{2(d + l)}$$

$$\sqrt{(s + f) + h^2} = s + f + \frac{h^2}{2(s + f)}$$

Ushbu tengliklardan linzalarning umumiy ifodasiga ega bo'lamiz:

$$(n - 1)(l + s) = \frac{h^2}{2} \left(\frac{1}{d + l} + \frac{1}{s + f} \right)$$

Yupqa linzalar uchun $d \gg l$, $f \gg s$ bo'lgan holda quyidagi linza ifodasini keltirib chiqarish mumkin:

$$(n - 1)(l + s) = \frac{h^2}{2} \left(\frac{1}{d} + \frac{1}{f} \right)$$

bu yerda $l = h^2 / 2R_2$ va $s = h^2 / 2R_1$ ga tengdir. U holda

$$(n-1)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right) = \frac{1}{d} + \frac{1}{f}$$

yupqa linzaning ifodasiga ega bo'lamiz. Linzaning qavariq sirti egriligi radiusi musbat, botiq sirt egriligi radiusi manfiy hisoblanadi. Agarda, buyumdan linzaning optik markazigacha bo'lgan masofa $d = \infty$ cheksiz bo'lsa, linzaga tushayotgan nurlarni parallel deb hisoblash mumkin (10 - rasm), u holda

$$(n-1)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right) = \frac{1}{f}$$

va bu holatga mos masofa $d = F_0$ linzaning fokus masofasi deb ataladi:

$$f = \frac{1}{(n-1)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right)}$$

Fokus masofa linzaning nisbiy sindirish ko'rsatkichi n va egriliklar radiuslariga bog'liqdir. Agarda, $f = \infty$ bo'lsa, ya'ni tasvir cheksizlikda bo'lsa, linzadan chiqayotgan nur bir-biriga parallel bo'lib tarqaladi va $d = F_0$ ga tenglashadi.

$$(n-1)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right) = \frac{1}{F} = D$$

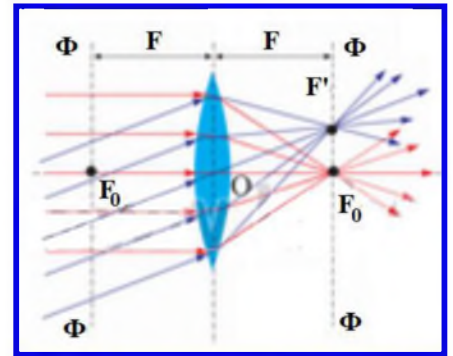
kattalik linzaning optik kuchi deb ataladi va uning o'lchov birligi - dioptriya hisoblanadi. 1 dptr - fokus masofasi 1 m ga teng bo'lgan linzaning optik kuchidir: $1 \text{ dioptriya} = 1 \text{ m}^{-1}$.

Musbat optik kuchga ega bo'lgan linzalar yig'uvchi, manfiy optik kuchga ega bo'lganlari esa sochuvchi linzalar deb ataladi. Linzaning fokusidan o'tuvchi, bosh optik o'qqa perpendikulyar bo'lgan tekislik - linzaning fokal tekisligi deb ataladi. Odatda, yig'uvchi linzadan farqli, sochuvchi linzalarda mavhum fokuslar mavjud bo'ladi (11 - rasm). Linzaning optik kuchi ifodasidan foydalanib linzaning ifodasini quyidagicha yozish mumkin:

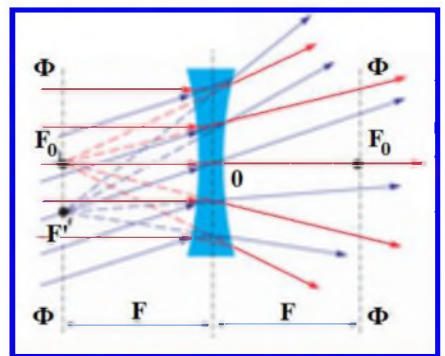
$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{1}{F}$$

Sochuvchi linzalar uchun f va F masofalar manfiy hisoblanadi. Linzalarda buyumning tasviri quyidagi nurlar orqali amalga oshiriladi:

- linzaning optik markazidan o'tuvchi nur;
- bosh optik o'qqa parallel yo'nalgan nur (bu nur linzadan singanda linzaning ikkinchi fokusi orqali o'tadi);
- linzaning birinchi fokusi orqali o'tadigan nur (bu nur linzadan singandan so'ng, linzaning bosh optik o'qiga parallel bo'lib chiqadi).



10 - rasm. Buyum linzadan cheksizlikda bo'lganda nurlarning tarqalishi.

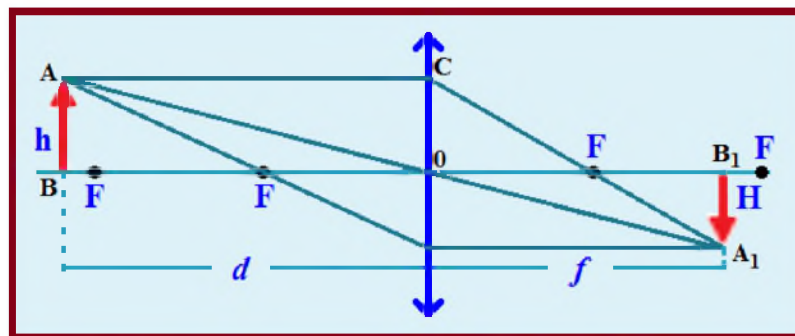


11 - rasm. Sochuvchi linzada yorug'lik nurining tarqalishi.

Linza formulasi uchta kattalik – buyumdan linzagacha bo'lgan d masofa, linzadan tasvirgacha bo'lgan f masofa va linzaning bosh fokus masofasi o'rtasidagi bog'lanishni ifodalaydi. 12 - rasmda yig'uvchi linza orqali tasvirni tuzish usuli keltirilgan. Ushbu linza uchun tenglama tuzaylik.

Rasmdagi ABO va A_1B_1O , COF va FA_1B_1 uchburchaklar o'xshash bo'lgani uchun quyidagi ifodalar o'rinli bo'ladi:

$$\frac{BO}{OB_1} = \frac{AB}{A_1B_1}, \quad \frac{CO}{A_1B_1} = \frac{OF}{FB_1}$$



12 - rasm. Yig'uvchi linzada tasvirni hosil qilish.

$AB = CO$ ekanligini hisobga olgan holda

$$\frac{AB}{A_1B_1} = \frac{OF}{FB_1}, \quad \frac{BO}{OB_1} = \frac{OF}{FB_1}$$

deb yozish mumkin $BO = d$, $OB_1 = f$, $OF = F$, $FB_1 = f - F$ bo'lganligi uchun quyidagi formulani hosil qilamiz:

$$\frac{d}{f} = \frac{F}{f - F} \quad \text{va} \quad fF + Fd = fd.$$

Hosil bo'lgan ifodaning barcha hadlarini fFd ko'paytmaga bo'lsak, quyidagi munosabat kelib chiqadi:

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f}$$

yoki

$$D = \frac{1}{d} + \frac{1}{f}.$$

Ushbu formula yupqa linza formulasi deb ataladi.

Yorug'lik nurining tabiati.

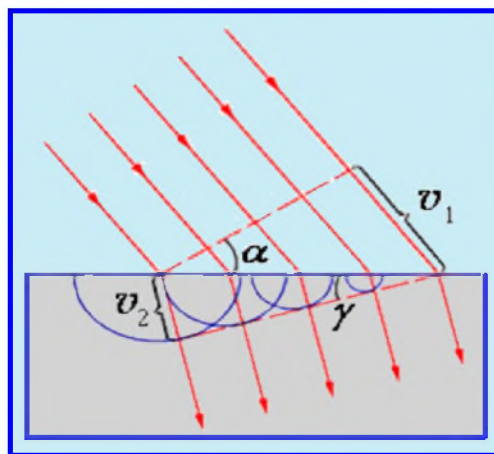
Yorug'lik nuri tabiati to'g'risidagi birinchi tasavvurlar qadimgi greklar va misrliklarda paydo bo'lgan. XVII asr oxiriga kelib yorug'likning ikkita nazariyasi I. Nyuton tomonidan korpuskulyar nazariya va R. Guk va X. Gyuygens tomonidan to'lqin nazariyasi shakllana boshladi.

Korpuskulyar nazariyaga asosan, yorug'lik nuri sochuvchi jismlardan chiquvchi zarrachalar (korpuskulalar) oqimidan iboratdir. Nyuton yorug'lik zarrachalari harakati mexanika qonunlariga bo'ysunadi, degan fikrda edi. Misol uchun, yorug'likning aks qaytishi elastik sharchaning tekislikdan urilib qaytishiga o'xshatgan edi. Yorug'likning sinishi yorug'lik zarrachalarining bir muhitdan ikkinchisiga o'tishida, tezligini o'zgarishi hisobiga sodir bo'ladi, deb tushuntiriladi. Korpuskulyar nazariya bo'yicha, vakuum - muhit chegarasida yorug'likning sinishi quyidagi qonunga bo'ysunadi:

$$n = \frac{c}{v}$$

bu yerda c – yorug'likning vakuumdagi tezligi, v – yorug'likning muhitdagi tarqalish tezligini bildiradi. Korpuskulyar nazariyaga asosan, $n > 1$ bo'lgan holda, yorug'likning muhitdagi tarqalish tezligi v vakuumdagi tarqalish tezligi c dan katta bo'lishi kerak. Nyuton interferentsiya manzarasining hosil bo'lishini yorug'lik chiqishi va tarqalishi bilan bog'liq jarayonlarda qandaydir davriylik bor degan taxminlarga asosan tushuntirishga harakat qildi.

Shunday qilib, Nyutonning korpuskulyar nazariyasi to'lqin elementlariga o'xshash tasavvurlarni o'z ichiga ola boshladi. Korpuskulyar nazariyadan farqli ravishda, yorug'likning to'lqin nazariyasi yorug'likning mexanik to'lqinlarga o'xshash, to'lqin jarayonidan iborat, deb hisoblaydi. To'lqin nazariyasi asosida Gyugens prinsipi yotadi. Gyuygens printsipiga asosan, to'lqin yetib borgan har bir nuqta ikkilamchi tolqinlar manbaiga aylanadi, manbani o'rab oluvchi egri chiziq keyingi ondagi to'lqin fronti holatini belgilaydi. Gyuygens prinsipiga asoslanib yorug'likning qaytish va sinish qonunlarini osonlikcha isbotlash mumkin. 13 - rasmda, ikkita timq muhit chegarasida singan to'lqinlar tarqalish yo'nalishlarini aniqlovchi Gyuygens chizmalari tasvirlangan. To'lqin nazariyasi vakuum - muhit chegarasida yorug'likning sinishini quyidagi ifoda bilan ta'riflaydi:



13 - rasm. Ikkita muhit chegarasida ikkilamchi to'lqinlar manbalarining hosil bo'lishi.

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{c}{v} = n$$

To'lqin nazariyasi asosida olingan sinish qonuni Nyutonning sinish qonuniga qarama - qarshidir. To'lqin nazariyasi yorug'likning muhitdagi tarqalish tezligi vakuumdagi tezligidan kichik ekanligini isbotlaydi: $v < c$. Shunday qilib, XVIII asr boshlarida yorug'lik tabiatini tushuntirishda bir-biriga zid bo'lgan ikkita yondoshish mavjud bo'la boshladi: Nyutonning korpuskulyar va Gyuygensning to'lqin nazariyalari. Bu ikkala nazariyalar yorug'lik nurining to'g'ri chiziqli tarqalishini, sinish va qaytish qonunlarini tushuntirib bera oldi.

XVIII asrni - bu ikkita nazariyalar o'rtasidagi kurash asri deb-atasa bo'ladi. XIX asr boshlarida bu holat tubdan o'zgardi. To'lqin nazariyasi - korpuskulyar nazariyadan ustun bo'la boshladi. Bunga ingliz fizigi T. Yung va frantsuz fizigi O. Frenel tomonidan interferentsiya va difraktsiya hodisalarini ilmiy izlashda olingan natijalar sabab bo'ldi. 1851 yilda J. Fuko muhim ahamiyatga ega bo'lgan to'lqin nazariyasining tajribaviy tasdiqini oldi, suvda yorug'likning tarqalish tezligini o'lchab, $v < c$ ekanligini isbotladi. 1865 yilda Maksvell yorug'likning elektromagnit nazariyasini yaratdi: unda yorug'lik har xil muhitlarda $v = c/\sqrt{\epsilon\mu}$ tezlik bilan

tarqaluvchi, juda qisqa elektromagnit to'liqlardan iborat deb hisobladi, yorug'likning vakuumdagi tarqalish tezligi $c = 1/\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ ga teng ekanligini isbotladi.

Maksvell nazariyasi yorug'likning nurlanish va yutilish jarayonini, fotoelektrik effektni va Kompton sochilishini tushuntira olmadi. Xuddi shunga o'xshash, Lorens nazariyasi ham, yorug'likni moddalar bilan o'zaro ta'sirini, xususan, qora jismning issiqlik nurlanishidagi to'liq uzunligiga bog'liq energiya taqsimotini tushuntira olmadi.

M. Plank tomonidan taklif etilgan gipotezaga asosan, yorug'likning nurlanishi va yutilishi uzluksiz bo'lmay, diskret xususiyatga egadir, ya'ni aniq portsiyadan (kvantlardan) iboratdir. Bu kvant energiyasi quyidagicha ifodalanadi:

$$E = h\nu$$

bu yerda h - Plank doimiysi. Plank gipotezasi qora jismning issiqlik nurlanishini ham oson tushuntira oldi. 1905 yilda A. Eynshteyn yorug'likning kvant nazariyasini kashf etdi. Bu nazariyaga asosan, yorug'lik nurlanishi va tarqalishi fotonlar - yorug'lik kvantlari oqimi ko'rinishida sodir bo'lib, ularning energiyasi quyidagi nisbat bilan aniqlanadi:

$$m_f = \frac{E}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{\lambda c}$$

Yorug'likning tarqalish qonunlari, yorug'likning moddalar bilan o'zaro ta'siri to'g'risidagi nazariyalar yorug'lik murakkab xususiyatga ega ekanligini ko'rsatadi. Yuqoridagi ifodalardan ko'rinib turibdiki, yorug'lik harakatidagi korpuskulyar va elektromagnit to'liq xarakterlari umumiylikka ega ekanligini ko'rsatib turibdi. Demak, yorug'lik tabiati korpuskulyar - to'liq dualizmi tasavvuridan iboratdir.

Nazorat savollari

1. Optika bo'limida qanday fizik hodisalar o'rganiladi?
2. Yorug'lik tezligining son qiymati nimaga teng?
3. Yorug'lik tezligini Ryomer qanday qilib o'lchadi?
4. Fotometriya bo'limida biz nimalarni o'rganamiz?
5. Yorug'lik oqimi va kuchi deganimiz nima, ularning o'lcham birliklari qanday?
6. Yorug'likning qaytish qonuni qanday?
7. Yorug'likning sinish qonunini ta'riflab bering.
8. Qanday holatda yorug'likning to'la ichki qaytishi yuz beradi?
9. Linzalar nechta xil bo'ladi?
10. Yorug'likning korpuskulyar va to'liq nazariyalari qanday?

Ma'ruza № 33
YORUG'LIK INTERFERENSIYASI

Reja

1. Yorug'lik to'lqinlarining kogerentligi va monoxromatikligi.
2. Yorug'lik to'lqinlarining interferensiyasi.
3. Yorug'lik to'lqinlarining interferensiyasini kuzatish usullari.

Yorug'lik to'lqinlarining kogerentligi va monoxromatikligi.

To'lqin interferensiyasi kuzatilishi sharti ularning kogerentligidadir, ya'ni bir necha tebranma va to'lqin jarayonlarining vaqt bo'yicha va fazoda bir-biriga muvofiq ravishda kechishidir:

$$E = A \cos(\omega t - kx) \quad (8.1)$$

Amalda, biron bir yorug'lik manbai qat'iy monoxromatik yorug'lik to'lqinlari chiqarmasligi sababli, istalgan bir-biriga bog'liq bo'lmagan yorug'lik manbalari nurlatayotgan yorug'lik to'lqinlari doimo nokogerentdir. Shu sababli, tajribada bir-biriga bog'liq bo'lmagan manbalardan chiqqan yorug'lik to'lqinlari bir-birini ustiga tushsa ham interferensiya hodisasi kuzatilmaydi.

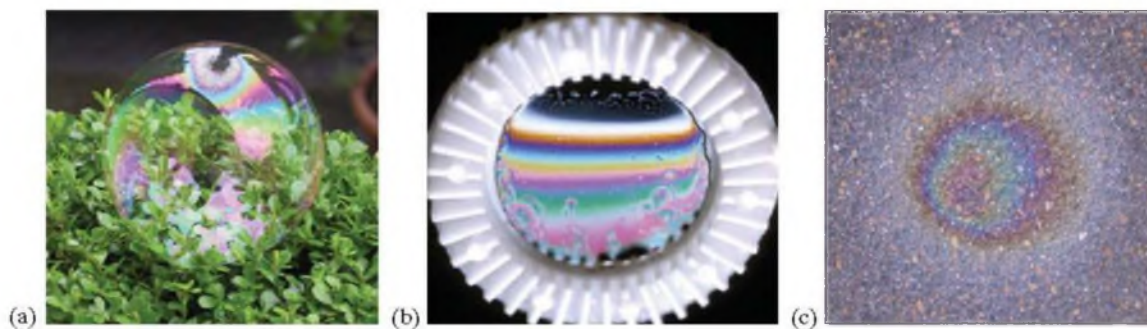
Ikkita bir-biriga bog'liq bo'lmagan yorug'lik manbalaridan chiqadigan yorug'lik to'lqinlarining nokogerentligi va monoxromatikligining fizikaviy sababi, atomlarning yorug'lik chiqarish mexanizmidadir. Ikkita alohida yorug'lik manba'ida, nurlanish vaqtida, atomlar bir-biriga bog'liq bo'lmagan holda chiqadilar. Har bir atomda yorug'lik nurlanish jarayoni chegaralangan va qisqa vaqt (10^{-8} s) davom etadi. Bu vaqtda energetik qo'zg'atilgan atom o'zining asl holiga qaytadi va u yorug'lik chiqarishini to'xtatadi. Atom qayta qo'zg'alib, yana yangi boshlang'ich faza bilan yorug'lik to'lqinlarini chiqara boshlaydi. Har bir yangi nur chiqarish jarayonida ikkita bir-biriga bog'liq bo'lmagan atom nurlanishlari orasidagi fazalar farqi o'zgargani uchun atomlardan o'z holicha chiqqan yorug'lik to'lqinlari nokogerent bo'ladilar. Atomlarning $\sim 10^{-8}$ s vaqt kengligida chiqaradigan yorug'lik to'lqinlari taxminan o'zgarimas tebranish amplitudasi va fazasiga ega bo'ladilar. Aksincha, katta vaqt intervalida to'lqinlarning amplitudalari va fazalari o'zgarib turadi.

Atomlarning alohida qisqa impulsiga o'xshash uzoq - uzoq yorug'lik nurlanishi - to'lqin tizmasi deb ataladi. Bitta atomning ketma-ket chiqargan tizmalarining boshlang'ich fazalari bir-biridan farq qiladilar. Istalgan monoxromatik yorug'lik to'lqinlarini bir-birini o'rnini oladigan, bir-biriga bog'liq bo'lmagan garmonik tizimlar majmuasidan iborat, deb hisoblash mumkin. Bir tizimning o'rtacha davom etadigan vaqti τ_{kog} - kogerentlik vaqti deb ataladi. Demak, kogerentlik faqat bitta tizma davomida saqlanib, kogerentlik vaqti nurlanish vaqtidan ortiq bo'la olmaydi $\tau_{kog} \approx \tau_n$. Agarda yorug'lik to'lqini bir jinsli muhitda tarqalayotgan bo'lsa, u holda fazoning ma'lum nuqtasidagi to'lqin fazasi faqat kogerentlik vaqti davomida saqlanib turadi. Bu vaqt ichida, vakuumda, yorug'lik to'lqini $l_{kog} = c\tau_{kog}$ masofagacha tarqaladi, bu masofa kogerentlik uzunligi (yoki tizma uzunligi) deb ataladi.

Shunday qilib, kogerentlik uzunligiga teng masofada bir necha to'lqinlar kogerentligini yo'qotishga ulgura olmaydilar. Demak, yorug'lik to'lqinlari interferensiyasini kuzatish uchun optik yo'llar farqlari kogerentlik uzunligidan kichik bolishi zarur. Agarda to'lqinlar monoxromatik bo'lsalar, chastota spektri kengligi kichik bolib, kogerentlik vaqti τ_{kog} - katta

bo'ladi, l_{kog} – kogerentlik uzunligi esa uzun bo'ladi. Fazoning birdan bir nuqtasida kuzatiladigan tebranishlar kogerentligi - vaqtli kogerentlik deb ataladi.

Interferentsiya hodisasini kuzatish imkonini beradigan ikkita yorug'lik manbaining o'lchamlari va o'zaro joylashishi fazoviy kogerentlik deb ataladi. Fazoviy kogerentlik uzunligi (yoki kogerentlik radiusi) deb, ko'ndalang yo'nalishda to'lqin tarqalishning maksimal masofasiga aytiladi. $r_{kog} \sim \lambda / \varphi$, bu yerda λ - yorug'lik to'lqinlari uzunligi, φ - manbaning burchakli o'lchami. Quyosh nurlarining mumkin bo'lgan eng kichik kogerentlik radiusi (Yerdan



Quyoshning burchak o'lchami $\varphi \approx 10^{-2} \text{ rad}$ va $\lambda \approx 0.5 \mu\text{m}$) tashkil etadi. Bunday kichik kogerentlik radiusida, inson ko'zining aniqlash imkoniyati taxminan $0,1 \text{ mm}$ tashkil etganligi uchun, to'g'ridan - to'g'ri Quyosh nurlarining interferentsiyasini kuzatish mumkin emas.

Yorug'lik to'lqinlarning interferentsiyasi.

Yorug'lik bilan o'tkazilgan ko'pgina tajribalarni tushuntirishda yorug'likning korpuskulyar nazariyasi olingan natijalarni aniq izohlab bermadi. Masalan, yorug'lik interferentsiyasi, difraksiyasi va qutblanishini faqat yorug'likni to'lqin deb qarab tushuntirish mumkin. Ilmiy tekshirishlar shuni ko'rsatadiki, yorug'lik - to'lqin uzunligi 400 nm dan 780 nm gacha bo'lgan elektromagnit tebranishlarning fazodagi tarqalishidir. Yorug'lik interferentsiyasini tushuntirish uchun kogerent yorug'lik manbalari tushunchasini kiritish lozim. Odatda, kogerent manbalar: Frenel biprizmasi, Yung usuli, yupqa plastinkada, ponada, Nyuton halqalarida, Loyd ko'zgusida va boshqa ko'pgina usullar yordamida hosil qilinadi. Yorug'lik interferentsiyasini kuzatishning ikkinchi asosiy sharti - kogerent to'lqinlarning qo'shilishidan oldin yo'llar farqini hosil qilishi kerak, ya'ni ikki kogerent to'lqin bosadigan optik yo'llar farqi butun yoki yarim to'lqin uzunligiga teng bo'lishi kerak. Yuqoridagi ikkita shart bajarilganda yorug'lik interferentsiyasi kuzatiladi.

Yorug'lik interferentsiyasi deb, ikki kogerent to'lqinning fazoda qo'shib uyar energiyasi (intensivligi) ning qayta taqsimlanishiga, ya'ni o'zaro kuchayishigayoki susayishiga aytiladi.

Faraz qilaylik, ikkita monoxromatik yorug'lik to'lqinlari bir-birining ustiga tushib, fazoning belgilangan nuqtasida bir xil chastotali to'lqinlarni qo'zg'atsin:

$$x_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1) \quad \text{va} \quad x_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2) \quad (8.2)$$

x – deganda to'lqinlarning E elektr va H magnit maydonlari kuchlanganliklarini tasavvur etamiz. E va H vektorlar bir-biriga perpendikulyar bo'lgan tekisliklarda tebranadilar, elektr va magnit maydonlari kuchlanganliklari esa, superpozitsiya printsiptiga bo'ysunadilar. Berilgan nuqtadagi natijaviy tebranish amplitudasi quyidagiga tengdir:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (8.3)$$

To'liqlar kogerent bo'lgani uchun, $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ vaqt bo'yicha o'zgarmas qiymatga ega bo'ladi, shu sababli natijaviy to'liq jadalligi quyidagicha ifodalanadi:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (8.4)$$

bu yerda $I \sim A^2$, $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) > 0$ bo'lgan nuqtalarda to'liq jadalligi $I > I_1 + I_2$ ga teng. $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) < 0$, bo'lgan nuqtalarda to'liq jadalligi $I < I_1 + I_2$ ga teng.

Demak, ikkita kogerent yorug'lik to'liqlari biri-birining ustiga tushganda yorug'lik oqimining fazoviy qayta taqsimlanishi kuzatilib, ayrim nuqtalarda to'liq jadalligining maksimumi, boshqa nuqtalarda minimumi kuzatiladi. Bu *hodisayorug'lik to'liqining interferentsiyasi* deb ataladi.

Nokogerent to'liqlar uchun fazalar farqi $\varphi_2 - \varphi_1$ uzluksiz o'zgarib turadi, vaqt bo'yicha $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ ning o'rtacha qiymati nolga teng bo'lganligi uchun, natijaviy to'liq jadalligi barcha yerda bir xil bo'ladi, $I_1 = I_2$ bo'lganda $2I_1$ ga teng bo'ladi.

Yorug'lik to'liqlarining interferentsiyasini kuzatish uchun kogerent yorug'lik to'liqlariga ega bo'lish kerak. Kogerent yorug'lik to'liqlarini olish uchun bir manbadan chiqqan to'liqni ikkita to'liqga ajratish usulidan foydalaniladi. Bu ikki to'liq har xil optik yo'l bosib, biri-birining ustiga tushganda interferentsiya manzarasi kuzatiladi.

Masalan, belgilangan O nuqtada to'liq ikkita kogerent to'liqlarga ajralgan bo'lsin. Interferentsiya manzarasi kuzatiladigan M nuqtagacha birinchi to'liq n_1 sindirish ko'rsatkichiga ega bo'lgan muhitda S_1 yo'l bosadi, ikkinchi to'liq esa n_2 sindirish ko'rsatkichiga ega bo'lgan muhitda S_2 yo'l bosadi. Agarda O nuqtada tebranish fazasi ωt bo'lsa, M nuqtada birinchi to'liq $A_1 \cos \omega(t - S_1/v_1)$ tebranish, ikkinchi to'liq esa $A_2 \cos \omega(t - S_2/v_2)$ tebranish hosil qiladilar. Bu yerda $v_1 = c/n_1$, $v_2 = c/n_2$ mos ravishda birinchi va ikkinchi to'liqlarning fazaviy tezliklaridir.

M nuqtada to'liqlar hosil qilgan tebranishlar fazalari farqi

$$\delta = \omega \left(\frac{S_2}{v_2} - \frac{S_1}{v_1} \right) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (S_2 n_2 - S_1 n_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (L_2 - L_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta \quad (8.5)$$

ga teng bo'ladi. Berilgan muhitda $S n = L$ yorug'likning optik yo'l uzunligi deb ataladi, $\Delta = L_2 - L_1$ esa optik yo'l farqi deb ataladi. Agarda optik yo'llar farqi vakuumda butun to'liq sonlariga teng bo'lsa

$$\Delta = \pm m \lambda_0, \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (8.6)$$

fazalar farqi $\pm 2m\pi$ ga teng bo'ladi va M nuqtada ikkala to'liq hosil qilgan to'liqlar bir xil fazada bo'ladilar. Bu esa interferentsiya maksimumini kuzatish shartini bildiradi. Agarda optik yo'l farqi:

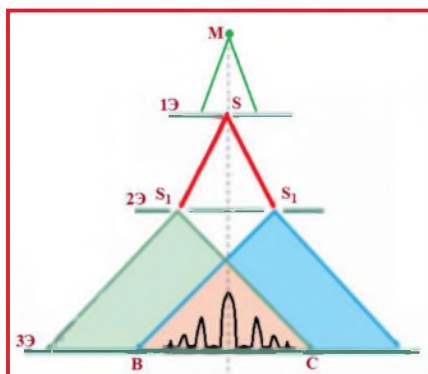
$$\Delta = \pm (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}, \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (8.7)$$

bo'lsa, u holda $\delta = \pm (2m + 1)\pi$ ga teng bo'ladi va M nuqtada ikkala to'liq xosil qilgan tebranishlar bir-biriga qarama-qarshi fazada bo'ladi. Bu ifoda interfertsianing minimumini kuzatish sharti bo'lib xizmat qiladi.

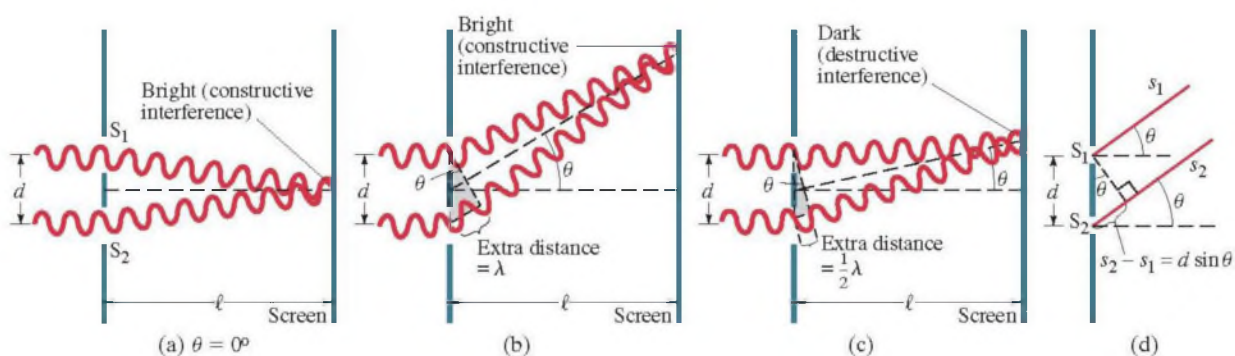
Yorug'lik interferentsiyasini kuzatish usullari.

Yung usuli.

M manbadan chiqqan monoxromatik yorug'lik to'liqini S tor tirqishli 1 ekranga tushadi (1 - rasm) va undan o'tib S_1 va S_2 tirqishli 2 ekranga o'tadi. Bu ikki tirqish ikkita kogerent to'liqlar manbai hisoblanadi. S_1 va S_2 tirqishdan chiqqan kogerent to'liqlar 3 ekranda bir-birini ustiga tushib BC sohada interferentsiya manzarasini hosil qiladi.

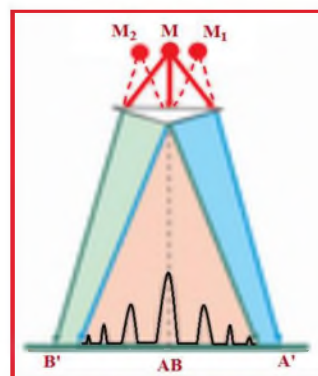


1 - rasm. Yorug'lik to'liqlari interferentsiyasini kuzatishning Yung usuli.



Biprizmadagi Frenel tajribasi.

Biprizma - uch tomonli shisha prizmadan iborat bo'lib, uning tomonlari orasidagi bitta burchagi 180° ga yaqin bo'ladi (2 - rasm). M manbadan yorug'lik to'liqlari biprizmaga tushganda, biprizmaning chap tarafidan yorug'lik to'liqlari o'ng tomonga og'ib ekranning BA' nuqtalari orasiga yo'naladi. Biprizmaning o'ng tarafi yorug'lik to'liqlarini chap tarafga og'dirib, ekranning AB' nuqtalari orasiga yo'naltiradi. Yorug'lik nurlarining orqaga qaytganlari M_1 va M_2 mavhum tasvirlarni hosil qiladi va ekranda yorug'lik to'liqlarining interferentsiyasi manzarasi kuzatiladi.



2 - rasm. Biprizmadagi Frenel tajribasi.

Yupqa tiniq plastinkada yorug'lik interferentsiyasi.

Parallel yorug'lik to'liqlari dastasi α burchak ostida d qalinlikdagi yupqa plastinkaning MN yuqori qirrasiga tushsin (3 - rasm). AM nur β - burchak ostida sinib, past qirraning C nuqtasidan qaytib, N nuqtada yana sinib, NP yo'nalishda tashqariga chiqadi. Ikkinchi DN nur N nuqtaga tushib, α burchak ostida qaytib, u ham NP yo'nalishda tarqaladi. Ikkala nur kogerent

bo'lib, optik yo'llar farqiga ega bo'ladidir, shu sababli ular interferentsiya manzarasini hosil qiladilar. Bu ikkala nur orasidagi geometrik yo'l farqi

$$\delta = 2MC - DN$$

ga teng. O'z navbatida $MC = d/\cos\beta$ ga teng, DN esa quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$DN = 2MK \sin\alpha = 2d \tan\beta \sin\alpha,$$

chunki, $MK = d \tan\beta$ dir. $\sin\alpha = n \sin\beta$ ekanligini hisobga olsak,

$$\delta = 2 \frac{d}{\cos\beta} - \frac{2dn \sin^2\beta}{\cos\beta} = \frac{2d(1 - n \sin^2\beta)}{\cos\beta}$$

tenglikka ega bo'lamiz. Interferentsiya manzarasi faqat geometrik yo'llar farqiga bog'liq bo'lmay, to'lqinlarning fazalar farqi va muhitning xususiyatiga ham bog'liqdir. Birinchi nur C nuqtada kichik zichlikli muhitdan (havo yoki vakuumdan), N nuqtada esa zichligi katta bo'lgan muhitdan qaytadi, nur fazasi sakrab o'zgarib, yo'llar farqi $\lambda/2$ ga oshadi. U holda optik yo'llar farqi

$$\delta = 2 \frac{d}{\cos\beta} - \frac{2dn \sin^2\beta}{\cos\beta} - \frac{\lambda}{2} = 2dn \cos\beta - \frac{\lambda}{2}$$

$$\delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} - \frac{\lambda}{2}$$

ga teng bo'ladi. Optik yo'llar farqi $m\lambda$ ga teng bo'lsa, qaytgan yorug'lik nurlari kuchayadi va kuchayish sharti quyidagicha bo'ladi:

$$\delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} - \frac{\lambda}{2} = m\lambda.$$

yoki

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} = (2m + 1) \cdot \frac{\lambda}{2}$$

Optik yo'llar farqi $(2m - 1)\lambda/2$ ga teng bo'lsa, qaytgan yorug'lik nurlari susayadi va susayish sharti quyidagicha bo'ladi:

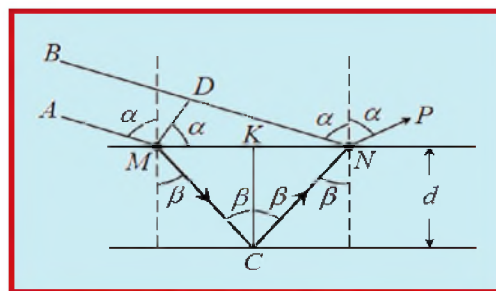
$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} - \frac{\lambda}{2} = (2m - 1) \cdot \frac{\lambda}{2}$$

yoki

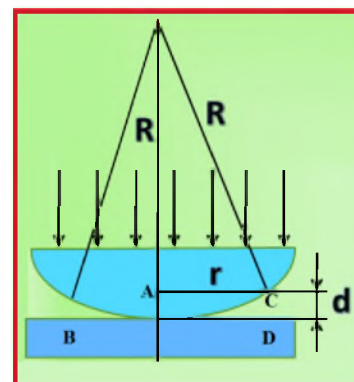
$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} = m\lambda.$$

Nyuton halqalari.

Monoxromatik yorug'lik dastasi linzaning tekis yuziga normal tushayotgan bo'lsin (4 - rasm). Ushbu nurlardan biri - birinchi nur C nuqtaga etib borib, bir qismi qaytsin, boshqa qismi havo qatlami ichiga kirib boradi. Nurning bu ikkinchi qismi D nuqtadan qaytadi. $1'$ va $2'$ nurlar o'zaro kogerent, ular ustma-ust



3 - rasm. Yupqa tiniq plastinkadagi yorug'lik interferentsiyasi.



4 - rasm. Nyuton halqasidagi yorug'lik interferentsiyasi.

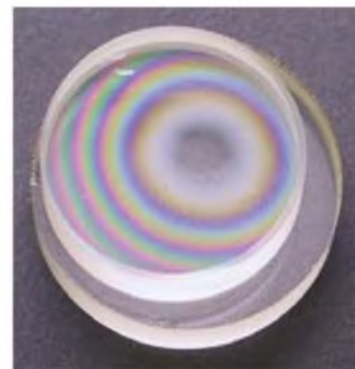
tushib interferensiyalanadi. Natijada konsentrik halqalar kuzatiladi. Ushbu halqalar Nyuton halqalari deb ataladi. Yorug' halqalarning radiuslari

$$(r_R)_{max} = \sqrt{(k - \frac{1}{2})\lambda_0 R}$$

ifoda bilan, qorong'u halqalarning radiuslari bo'lsa

$$(r_R)_{min} = \sqrt{k\lambda_0 R}$$

ifodasi bilan aniqlanadi. Interferensiya hodisasining qonunlari to'lqin uzunligiga bog'liq bo'lganligi uchun, undan to'lqin uzunligini o'lchashda foydalaniladi (interferensiyospektroskopiya). Masalan, Nyuton halqalarining radiusini o'lchab yorug' uzunligini aniqlash mumkin. Interferensiya hodisasi interferometrlar deb ataluvchi o'lchash asboblari keng foydalaniladi. Ushbu asboblarning barchasining ishlash prinsipi bir xil bo'lib, tek tuzilishi bilan farq qiladi. Bunday asboblarning yordamida yorug'likning to'lqin uzunligini, jismlarning o'lchamlari, jismlar haroratiga bog'liqligini va hokozalarni katta aniqlik bilan o'lchash mumkin.



Nazorat savollari

1. Yorug'lik interferensiyasi deb nimaga aytiladi?
2. Yorug'lik interferensiyasi kuzatilishi uchun qanday shartlar bajarilishi kerak?
3. Kogerent to'lqinlar deganimiz qanday?
4. Ikkita yorug'lik manbaidan foydalanib yorug'lik interferensiyasini kuzatish mumkinmi?
5. Interferensiyaning kuzatishning qanday usullari bor?
6. Yupqa plastinkadagi interferensiyaning maksimum va minimum shartlarini tushuntirib bering.
7. Yorug'lik interferensiyasi qayerlarda foydalaniladi?

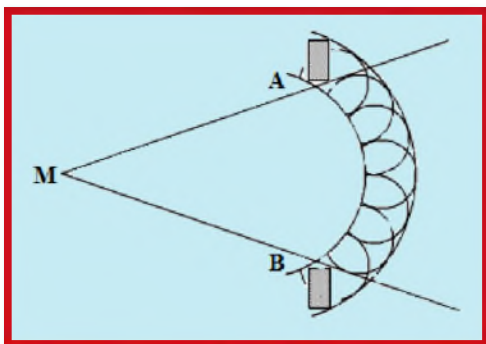
Ma'ruza № 34
YORUG'LIK DIFRAKSIYASI

Reja:

1. Yorug'lik difraktsiyasi. Gyuygens - Frenel prinsipi.
2. Frenel sohalari.
3. Yorug'likning har xil to'siqlardan o'tishida kuzatiladigan difraktsiya hodisalari.
4. Golografiya haqida tushuncha.

Yorug'lik difraktsiyasi. Gyuygens - Frenel prinsipi.

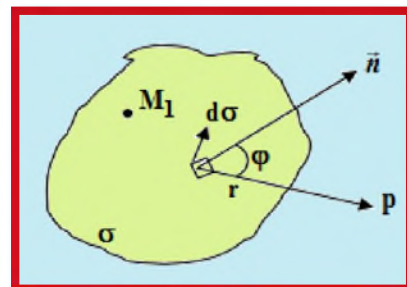
Yorug'likning to'lqin tabiatiga ega ekanligini tavsiflovchi hodisalardan biri yorug'likning difraktsiyasidir. Yorug'lik to'lqinlarining to'siqlarni aylanib o'tish va geometrik soya sohasi tomonga og'ishi yorug'likning difraktsiyasi deb ataladi. Difraktsiya so'zi lotincha *diffiactus* -



1 - rasm. Ikkilamchi sferik to'lqinlar manba - larining hosil bo'lishi.

so'zidan olingan bo'lib singan, yo'nalishini o'zgartirgan degan ma'nolarni anglatadi. Shuning uchun ham to'lqinlar difraktsiyasi deganda ularning to'siqni aylanib o'tishi nazarda tutiladi. Optikada, yorug'lik difraktsiyasi hodisasi yorug'likning geometrik soya sohalariga kirishini bildiradi. Yorug'lik difraktsiyasini o'rganish mohiyati faqat yorug'lik va soya oralaridagi o'tkinchi (oralik) sohani o'rganish bilan cheklanmaydi. Difraktsiya nazariyasi to'lqin nazariyasini geometrik optika qoidalari bilan muvofiqlashtirish imkonini beradi.

Gyuygens - Frenel prinsipi. Difraktsiyaning aniq nazariyasi juda murakkabdir. Shu sababli, Gyuygens - Frenel prinsipiga asoslangan taqribiy usullar katta ahamiyatga ega bo'ladi. Gyuygens printsiptiga asosan, *AB* to'lqin frontining har bir nuqtasini ikkilamchi sferik to'lqinlar manbai deb hisoblash mumkin (1 - rasm). Frenel esa, bu prinsipga, ikkilamchi to'lqinlar o'zaro ta'sirlashib interferentsiya manzarasini hosil qilishi mumkin, degan fikrni qo'shimcha qildi. Shu tariqa Gyuygens - Frenel prinsipi vujudga keldi va u to'lqin optikaning asosiy prinsipi bo'lib qoldi: *yorug'lik to'lqini etib borgan har bir nuqta ikkilamchi yorug'lik manbai bo'lishi bilan birga, ular kogerent yorug'lik manbalariga aylanadi va ular dan chiqqan nurlar kelib tushgan har bir nuqtada interferentsiya hodisasi yuzaga keladi.*



2 - rasm. *dS* sirtli yorug'lik manbai.

M_1 yorug'lik manbaini ixtiyoriy yopiq crsirt bilan o'raymiz (2 - rasm). $d\sigma$ sirt elementining hosil qilgan tebranishining R nuqtaga siljishi quyidagiga teng bo'ladi:

$$d\xi = k(\varphi) \frac{A_0 d\sigma}{r} \sin(\omega t - kr + \alpha_0)$$

yerda A_0 - $d\sigma$ elementdagi tebranish amplitudasi, r - $d\sigma$ elementdan R nuqttagacha bo'lgan masofa, $k(\varphi)$ - og'ish koeffitsienti, R yo'nalish bilan $d\sigma$ yuzaga o'tkazilgan $\vec{n}$ normal orasidagi φ burchakka bog'liq kattalik. $\varphi = \pi/2$ bo'lganda $k(\varphi) = 0$ dir. R nuqtadagi natijaviy tebranish superpozitsiya printsiptiga asosan

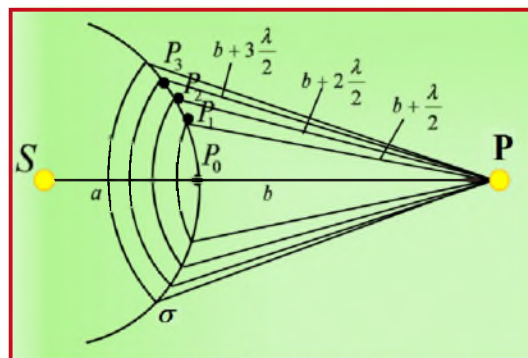
$$\xi = \int_{\tau} k(\varphi) \frac{A_0}{r} \sin(\omega t - kx + \alpha_0) d\sigma$$

ga teng. Bu ifoda Gyuygens – Frenel prinsipining analitik ifodasidir. Bu ifoda orqali hisoblar bajarish katta qiyinchilik tug'diradi. Shu sababli, Frenel tomonidan taklif etilgan, soddalashgan usullarni ko'rib chiqamiz.

Frenel sohalari.

S nuqtaviy yorug'lik manbaining sferik to'lqin frontiga mos tushadigan σ sirtini olamiz va bu sirtning markazi nuqtaviy manbada yotadi deb hisoblaymiz (3 - rasm). To'lqin frontining barcha nuqtalari bir xil chastota va fazada tebranadi, natijada kogerent manbalar majmuasini ifodalaydi. σ sirtini, istalgan ikkita qo'shni soha to'lqinlari R nuqtaga qarama-qarshi fazada keladigan, halqali sohalarga ajratamiz:

$$b_m = b + m \frac{\lambda}{2}$$



3 - rasm. Sferik to'lqin frontini Frenel sohalarga ajratish.

Frenel sohalari yuzasi bir-biriga tengdir. Sohalardagi tebranishlar amplitudalari m – ortishi bilan monoton ravishda kamayib boradi:

$$A_1 > A_2 > \dots > A_{m-1} > A_m > A_{m+1}$$

Istalgan sohadagi tebranishlar amplitudasi qo'shni sohalarning amplitudalarining o'rtacha yig'indisiga teng bo'ladi:

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}$$

Juft sohalarning amplitudalari bir xil ishorada bo'lsa, toq sohalarning amplitudalari boshqa ishorada bo'ladi. Natijaviy tebranish amplitudasi quyidagiga teng bo'ladi:

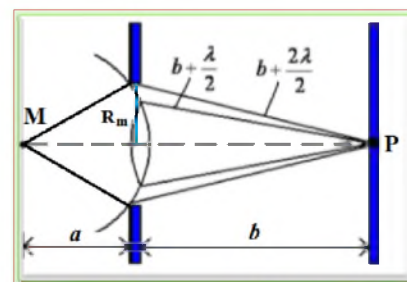
$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots \approx \frac{A_1}{2}$$

Shunday qilib, R nuqtadagi barcha to'lqinlar frontining ta'siri markaziy soha-ta'sirining yarmiga ekvivalentdir.

Yorug'likning har xil to'siqlardan o'tishida kuzatiladigan difraksiya hodisalari.

Dumaloq teshikdan o'tgan nurlar difraksiyasi.

Nuqtaviy M yorug'lik manbai va P kuzatuv nuqtasi orasiga dumaloq tirqishli tiniq bo'lmagan ekranni joylashtiramiz (4 - rasm). Frenel prinsipiga asosan, ekran to'lqin frontining bir qismini to'sadi. Yorug'lik oqimining ekrandagi taqsimlanishi teshikka nechta Frenel sohalari sig'ishigabog'liq. Agarda, 1-Frenel sohasi ochiq bo'lsa, P nuqtadagi yorug'likning amplitudasi, yorug'likning erkin



4 - rasm. Dumaloq teshikli ekrandagi difraksiya.

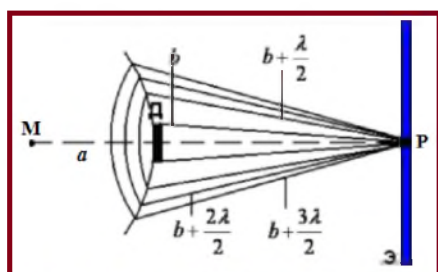
tarqalishiga nisbatan, ikki marta (jadalligi esa 4 marta) katta bo'ladi. Agarda, teshikka 2 ta Frenel sohasi joylashsa, interferentsiya hisobiga P nuqtada to'lqinlar bir-birini yo'qqa chiqaradi. Teshikka joylashadigan Frenel sohalarining soni R_m – tashqi radiusi bilan quyidagicha bog'langan bo'ladi:

$$m = \frac{R_m^2}{\lambda} = \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) \quad \text{yoki} \quad R_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m \lambda}$$

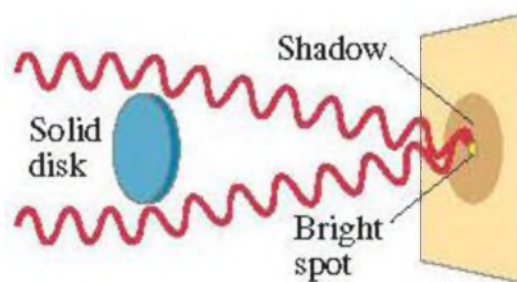
Demak, Frenel sohasining radiusi to'siq bilan kuzatuv nuqtasi orasidagi masofa va to'lqin uzunligiga bog'liq ekan. P kuzatuv nuqtasida yorug'lik jadalligini, barcha juft yoki toq Frenel sohalarini to'sish bilan ko'p marta kuchaytirish mumkin. Kuzatiladigan difraktsiya parallel bo'lmagan nurlar difraktsiyasi deb ataladi.

Dumaloq diskdan o'tgan yorug'lik nurlari difraktsiyasi.

To'siq dumaloq diskdan iborat bo'lgan holda (5 - rasm) sferik to'lqin frontining yopilgan qismini, ekran chegarasidan boshlab Frenelning halqaviy sohalariga ajratamiz. P



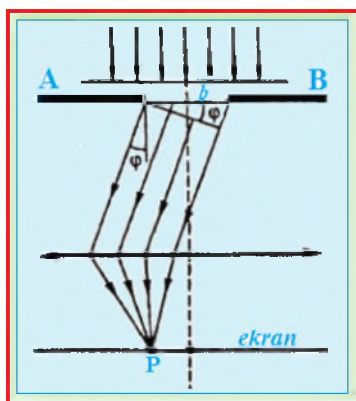
5 - rasm. Dumaloq diskli to'siqdagi difraktsiya.



nuqtadagi yorug'likning amplitudasi 1 - Frenel sohasining shu nuqtada hosil qila oladigan amplitudasining yarmiga teng bo'ladi. Diskning diametri qanday bo'lishiga qaramay, uning geometrik soyasi markazida yorug' dog' kuzatiladi. Geometrik soyadan tashqarida interferentsiya hisobiga kontsentrik qorong'i va yorug' xalqalar tizimi kuzatiladi. Agarda disk ko'p Frenel sohalarini to'sadigan bo'lsa, yorug' va soyalarning tor sohasida yorug'lik jadalligi sust bo'lgan yorug' va qorong'i halqalar kuzatiladi.

Bitta tirqishli to'siqdagi Fraunhofer difraktsiyasi.

Cheksiz uzunlikdagi b tor tirqishli AB ekranga perpendikulyar ravishda parallel nurlar oqimi tushayotgan bo'lsin (6 - rasm). Tirqishga tushayotgan nur yo'nalishi bilan φ burchak



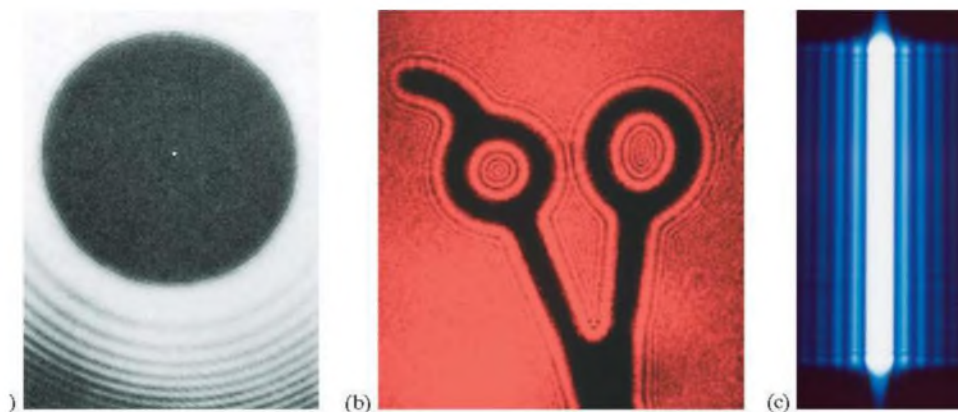
6 - rasm. Bitta tirqishli to'siqdagi Fraunhofer difraktsiyasi.

ostidagi yo'nalishda tarqalayotgan nurlarni ko'ramiz. Difraktsiya hodisasini kuzatish uchun nurlar qarshisiga linza qo'yamiz. Uning optik o'qi AB ekranga perpendikulyardir. U holda parallel nurlar singandan so'ng linzadan o'tib, uning fokal tekisligidagi P nuqtada yig'iladilar. Linza nurlarning qo'shimcha yo'llar farqini hosil qilmaydi. To'lqinning tekis fronti tirqishga yetib borib AB holatni egallaganda, tirqishning barcha nuqtalarini Gyuygens prinsipiga asosan, yangi kogerent to'lqinlar manbai deb, hisoblasha bo'ladi.

Frenel sohalarini usuli yordamida to'lqin sirtining ochiq qismi chegaralarida yo'l farqi $\lambda/2$ ga teng bo'lgan parallel yo'lakchalarga ajratamiz. Bu yo'lakchalarni Frenel sohalarini deb hisoblaymiz. Ikkita qo'shni Frenel sohalaridan chiquvchi

to'liqlar P nuqtaga qarama-qarshi fazalarda yetib keladilar. Bu tuzilishda sohalar soni juft bo'lsa, P nuqtadagi natijaviy amplituda nolga teng bo'ladi. Berilgan φ burchakda toq Frenel sohaları joylashsa, u holda bitta soha ta'siri kompensatsiyalashmay qoladi va P nuqtada yoritilganlikning maksimumi kuzatiladi. Maksimum va minimum kuzatiladigan shartlar quyidagicha bo'ladi:

$$b \sin \varphi_{\min} = 2m \frac{\lambda}{2}, \quad b \sin \varphi_{\max} = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}$$

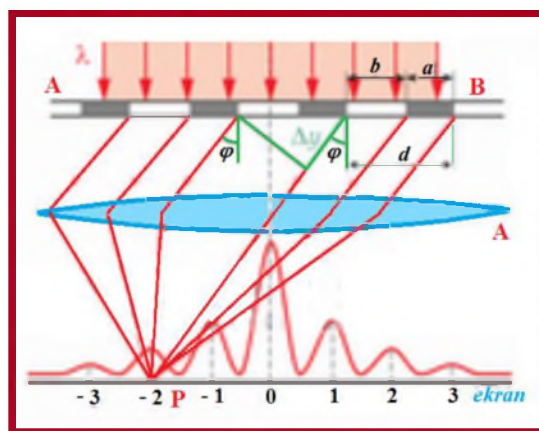


Difraktsion panjara.

Kengligi a bo'lgan, tiniq bo'lmagan oraliqlar bilan bo'lingan, bir xil b kenglikdagi parallel tirqishlar qatori - difraktsiyaviy panjara deb ataladi. Bu yerda $d = a + b$ kattalik difraktsiyaviy panjara davri yoki doimiysi deb ataladi.

Parallel nurlar dastasi tushayotgan, bir nechta tirqishdan iborat eng sodda panjarani ko'rib chiqaylik (7 - rasm). Ikkita tirqishda kuzatiladigan difraktsiyaviy manzara minimum va maksimumlari holatlari bir tirqishli difraktsiyadagi holatlar ustiga tushmaydi. Chunki ikki tirqishli holda, nurlarning birinchi tirqish va ikkinchi tirqishlardan hosil bo'lgan interferentsiyasi tufayli difraktsiyaviy manzaralar bir-birining ustiga tushmaydilar.

Maksimum va minimum kuzatilishi shartlari quyidagichadir:



7 - rasm. Eng sodda difraktsiyaviy panjara.

$$(a + b) \sin \varphi = m \lambda$$

$$(a + b) \sin \varphi = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}$$

Istalgan P nuqtada uchta imkoniyat bo'lishi mumkin:

- a) (1) - va (2) - difraktsiyaviy manzaralar maksimumlari bir-birini ustiga tushadi;
- b) bitta manzara maksimumi ikkinchi manzara minimumiga mos tushadi;
- c) bitta manzara minimumi ikkinchi manzara minimumiga mos tushadi.

a) va b) holatlar manzarasi bir-birini ustiga tushganda P nuqtada maksimum va minimum kuzatiladi, b) holatda faqat minimum kuzatiladi.

Shunday qilib, ikkita tirqishdagi difraktsiya manzarasida, bitta tirqishdagiga nisbatan maksimumlar ko'proq kuzatiladi. Tirqishlar soni oshishi minimumlar sonini oshishiga olib keladi.

$$D_{\varphi} = \frac{d\varphi}{d\lambda} \quad \text{va} \quad D_{chiz} = \frac{dl}{d\lambda}$$

D_{φ} , D_{chiz} – kattaliklar, mos ravishda, burchakli va chiziqli dispersiya deb ataladi. Bu yerda $d\varphi$ va dl , $d\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ to'lqin uzunligi bilan farq qiladigan spektral chiziqlar orasidagi burchakli chiziqli masofalardir. Difraktsiyaviy panjaraning burchakli dispersiyasini topishga harakat qilamiz. Buning uchun bosh maksimum kuzatilishi shartini $(a+b)\sin\varphi = m\lambda$ differentsialaymiz:

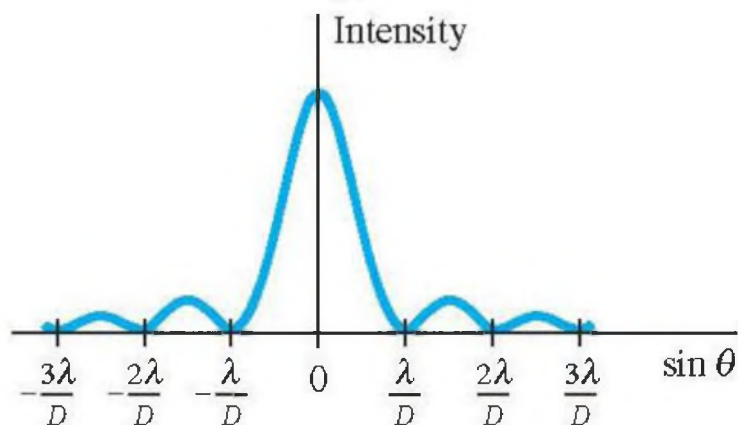
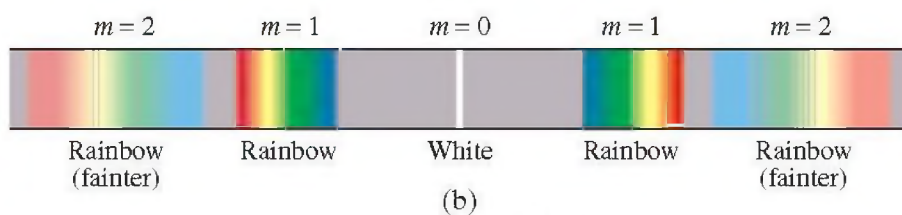
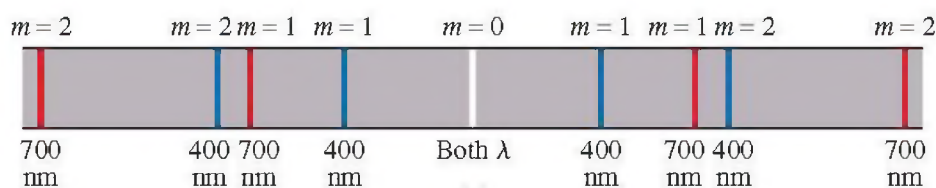
$$d\cos\varphi d\varphi = m d\lambda$$

$$D_{\varphi} = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{m}{d\cos\varphi}$$

φ ning kichik qiymatlarida, $\cos\varphi \approx 1$ ga teng. Shuning uchun,

$$D_{\varphi} \approx \frac{m}{d}$$

ga teng bo'ladi

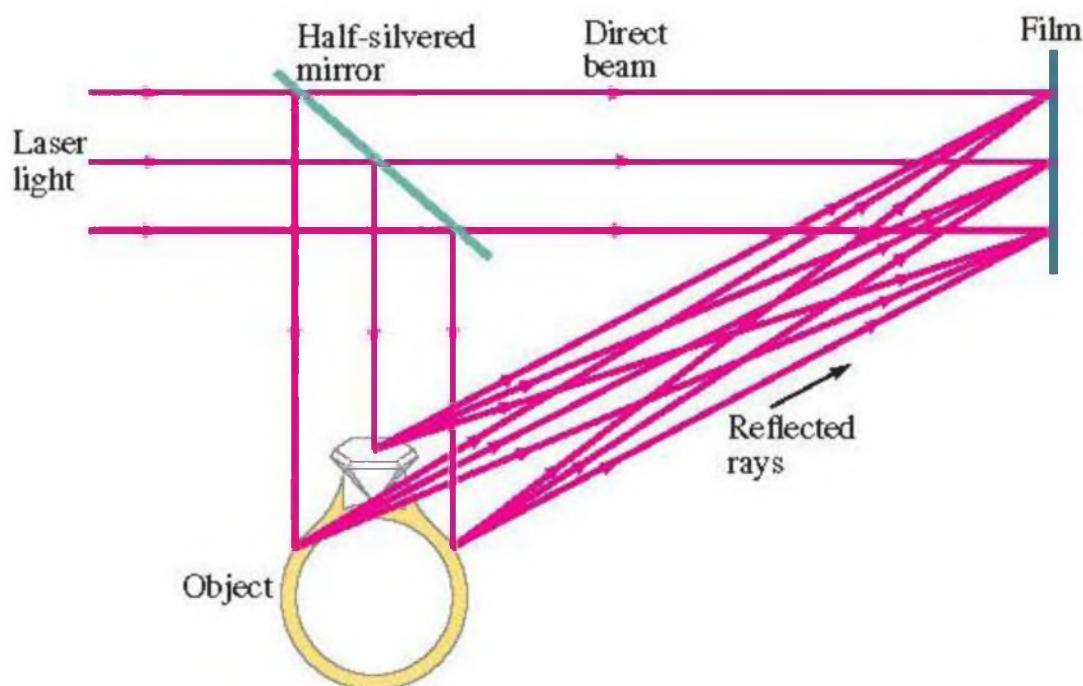


Golografiya haqida tushuncha.

Yorug'lik to'linining interferensiya va difraksiya hodisalari asosida obektlarning suratlanishini olish golografiya deb ataladi. Golografiya tushunchasi kogerent nurli lazerni foydalanishga asoslangan. Golografiya tushunchasini tushunish uchun uni fotografiya tushunchasi bilan taqqoslab qarashga bo'ladi. Buyumlarni fotografiyalaganda rasmga tushirilgan buyumdan qaytgan yorug'lik nurlarning intensivligi (amplitudasi) fotoplenkaga yoziladi. Ushbu yozuv oq va qorong'u nuqtalarning yig'indisi bo'lib hisoblanadi. Qaytgan to'qlinlarning fazalari to'g'risida bo'lsa, fotoplenkada hech qanday ko'rinish yozilmaydi. Shunday ekan, fotografiya rasmga tushurgan jism to'g'risida to'liq axborot bermaydi. Golografiya bo'lsa, fotografiyaning ushbu kamchiligini to'g'rilab amalga oshiradi. Aniqroq aytganda, golografiya qaytgan to'qlinlarning amplitudasi bilan birga fazasini qo'shib yozib oladi. Fazalarni tirkash uchun interferensiya hodisasidan foydalaniladi.



Shovqinli va tirek to'qlinlarning ta'sirlashishi natijasida fotoplenkada interferensiyaviy panjara paydo bo'ladi. U gologramma deb ataladi.



Nazorat savollari

1. Yorug'lik difraksiyasi deb nimaga aytiladi?
2. Gyugens-Frenel prinsipin tushundirib bering.
3. Difraksiya panjara deganimiz nima?
4. Difraksiya panjarasidagi bosh maksimum shartin tushundirib bering.
5. Golografiya haqida nimalarni bilasiz.

Ma'ruza № 35 YORUG'LIKNING QUTBLANISHI

Reja:

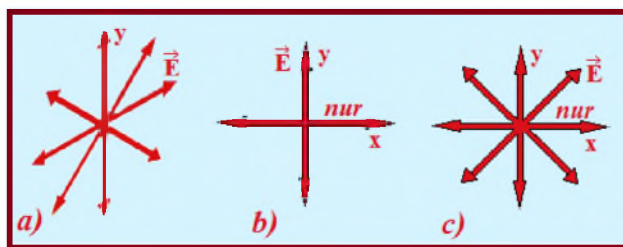
1. Yorug'likning qutblanishi.
2. Yorug'likning sinishida va qaytishida qutblanish.
3. Bryuster qonuni.
4. Qutblagichlar. Malyus qonuni.

Yorug'likning qutblanishi.

Interferensiya va difraksiya hodisalari yorug'likning to'liqin tabiatga ekanligini dalillaydi, ammo yorug'lik bo'ylama yoki ko'ndalang to'liqin xossaga egami bu to'g'risida aniq ma'lumot bermaydi. Hatto to'liqin optikaning asoschilari bo'lgan Yung va Frenellar ham uzoq vaqtgacha yorug'lik to'liqlarini, xuddi tovush to'liqlari kabi, bo'ylama to'liqlar deb hisoblab keldilar. Yorug'likning qutblanishi kashf qilingandan keyingina yorug'lik to'liqlarining xarakteri haqidagi savolga javob topildi. Shu paytgacha qutblanish hodisasi faqat ko'ndalang to'liqlarga xos ekanligi ma'lum edi.



Demak, yorug'lik ko'ndalang elektromagnit to'liqindan iborat. Yorug'lik to'liqini faqat E elektr (elektr maydon kuchlanganligi) va B magnit (magnit maydon induksiyasi) vektorlarining tebranishlari bilangina mavjuddir. Yorug'lik tarqatayotgan har bir real manba (nurlanayotgan jism) tartibsiz nur sochuvchi, ya'ni elektr va magnit vektorlarining tebranishlar tekisligi turlicha bo'lgan ko'plab atomlardan tashkil topgan. Bu atomlardan tarqalayotgan to'liqlar bir biriga qo'shib, tabiiy yorug'lik nurini hosil qiladi. Tabiiy yorug'lik nurida fazoning barcha tekisliklarida tebranayotgan elektr E va magnit B vektorlari mavjuddir. Bunday nur qutblanmagan nur yoki tabiiy nur (yorug'lik) deb ataladi.

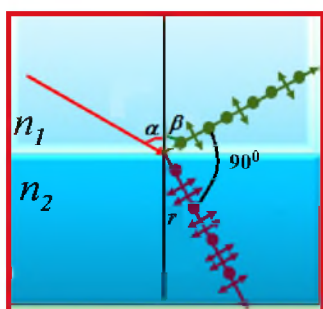


1 - rasm. Elektr vektorining tebranishlari.

1-rasmda faqat elektr vektorining tebranishlari (E) tasvirlangan. Ko'p hollarda faqat yorug'lik nurining elektr vektorini to'g'risida so'z yuritish maqsadga muvofiq qabul qilingan, chunki yorug'likning fizikaviy, kimyoviy, biologik va boshqa ta'siri asosan elektr vektorini (tebranish) E bilan bog'liqdir. Demak, tabiiy yorug'likda elektr vektorining tebranishi boshqa yo'nalishlardagi tebranishlardan ustunlikka ega bo'lgan biron-bir yo'nalish mavjud emas. Bu, yorug'lik nuridagi fazoning barcha tekisliklarida tebranayotgan elektr tebranishlari teng kuchli bo'ladi degan ma'noni beradi (1, a - rasm). Agar elektr tebranishlari biron-bir yo'l bilan tartibga solinsa, ya'ni elektr tebranish vektorlari bitta tekislikda tebranadigan bo'lsa, bunday yorug'lik nuri qutblangan

nur (yorug'lik) deyiladi. Elektr vektorining tebranishi faqat bitta tekislikda sodir bo'layotgan bo'lsa, bunday nur yassi qutblangan yoki chiziqli qutblangan nur deyiladi (1, *b* - rasm). Biror yo'nalishdagi tebranish boshqa yo'nalishdagilar-dan afzallikka ega bo'lgan nur esa qisman qutblangan nur (yorug'lik) deb ataladi (1, *c*- rasm). Alohida atom tarqatayotgan nurni yassi qutblangan yorug'lik deb qarash mumkin. Bunda elektr vektori faqat bitta tekislikda tebranadi. Turmalin kristalli tabiiy yorug'likni qutblangan yorug'likka aylantirib beradi. U o'zidan o'tayotgan yorug'likning elektr vektorini bitta tekislikda tebranayotgan yassi qutblangan yorug'likka aylantirib beradi. Elektr vektorini tebranayotgan tekislik tebranish tekisligi, magnit vektori tebranayotgan tekislik qutblanish tekisligi deb ataladi.

Yorug'likning sinishida va qaytishida qutblanish.



2 - rasm. Nurning qaytganda va singanda qutblanishi.

Yorug'likning yassi qutblanishi faqat yorug'likning kristalldan o'tishidagina emas, balki ikkita izotrop dielektrik muhitlarning chegarasidan qaytishi va sinishida ham kuzatiladi. Bunda qaytgan va singan nurlar o'zaro perpendikulyar tekisliklarda qisman qutblangan bo'ladi. Agar tushish burchagi α kattalashtirib borilsa, bunga mos ravishda qaytish va sinish burchaklari ham kattalashib boradi. Tajribalarning ko'rsatishicha, singan nur bilan qaytgan nur o'zaro perpendikulyar bo'lgan holda, ya'ni 90° li burchak hosil qilganda, qaytgan nur to'la qutblangan, singan nur esa qisman qutblangan bo'ladi (2-rasm). Yorug'likning sinish qonunidan foydalanib, qaytgan nurning to'la qutblanish shartini chiqarish mumkin.

Muhitning sindirish ko'rsatkichi quyidagi formuladan topiladi:

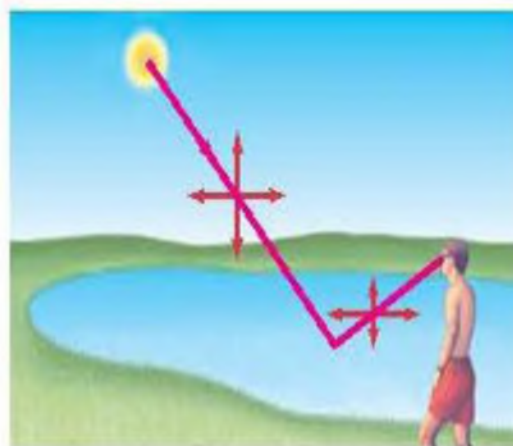
$$\frac{\sin \alpha}{\sin r} = n.$$

2 - rasmga binoan $r = 90^\circ - \alpha$ ni yozish mumkin, chunki $\angle \alpha = \angle \beta$, u holda

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin(90 - \alpha)}$$

ifodaga ega bo'lamiz. $\cos \alpha = \sin(90 - \alpha)$ bo'lganligi uchun yuqoridagi ifoda quyidagicha ko'rinishga ega bo'ladi:

$$n = \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha} \quad \text{yoki} \quad n = \operatorname{tg} \alpha_{Br}$$

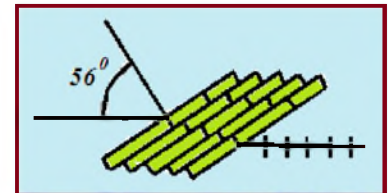


Bu ifoda Bryuster qonuni deb ataladi. α_{Br} - Bryuster burchagi yoki qaytgan nurning to'la qutblanish burchagi deb ataladi. Bryuster qonunidan quyidagini keltirib chiqarish mumkin: *ikki muhitning nisbiy sindirish ko'rsatkichi yorug'lik tushish burchagining tangensiga teng bo'lganida qaytgan nur to'la qutblangan bo'ladi*. Bryuster qonuni bajarilgan holda ham singan nur qisman qutblangan bo'ladi. Tabiiy yorug'likni qutblantirib beradigan qurilmalar (asboblari) qutblagichlar deyiladi.

Qutblagichlar. Malyus qonuni.

Tabiiy yorug'likdan qutblangan yorug'lik olish uchun shunday sharoitlar yaratish kerakki, bu sharoitlarda yorug'lik to'liqining E vektori muayan aniq bir yo'nalish bo'ylab tebranadigan bo'lsin. Bunday sharoitlarni o'zida mujassamlashtirgan qurilmalar qutblagichlar deb ataladi. Tabiiy yorug'likni qutblangan yorug'likka aylantirish jarayoni - yorug'likning qutblanishi deb ataladi. Bunday qurilmalar qutblanish tekisligiga parallel tekislikda bo'lgan tebranishlarni erkin o'tkazadi va qutblanish tekisligiga perpendikulyar bo'lgan tebranishlarni to'la yoki qisman ushlab qoladi.

1. Tushayotgan yorug'lik nuri bilan Bryuster burchagi hosil qiladigan tarzda joylashtirilgan dielektrikning yassi sirtidan qutblagich 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 (3 - rasm) yorug'lik bu plastinkalarda ko'p marta singandan so'ng amalda to'liq qutblangan bo'ladi.



3-rasm. Tabiiy nurning parallel plastinkalardan (qutblagichdan) o'tishi.

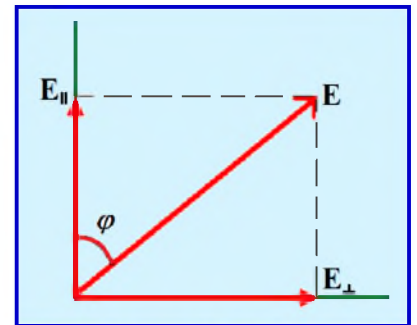
2. Anizotrop jismga tushayotgan yorug'lik ikki yassi qutblangan nurga ajraladi. Biror usul yordamida bu nurlardan birini yo'qotsak, jismdan faqat bitta qutblangan nur chiqadi xolos.

3. Anizotrop kristallarning yorug'likni yutish xususiyati ham o'zgacha, ya'ni oddiy nurlarning yutilishi bir xil bo'lmaydi. Dixroizm deb ataladigan bu hodisa tufayli bazi kristallarda yassi qutblangan nurlardan biri butinlay yutiladi. Masalan, turmalin kristalida oddiy nurning yutilish koeffitsienti oddiy nurnikidan bir necha marta katta.

4. Qutblagich sifatida polyaroidlardan ham foydalaniladi. Polyaroid yupqa selluloyid plastinkasidan iborat bo'lib, unga gerapatitning ingichka kristallchalari kiritilgan bo'ladi. Gerapatit dixroizm xususiyati juda kuchli bo'lgan jismdir.

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 qutblagichlar analizator deb ataladi.

Qutblantirgich orqali tabiiy yorug'lik o'tayotganda $\vec{E}$ yorug'lik vektorini ikkita tashkil etuvchiga $\vec{E}_{\parallel}$ va $\vec{E}_{\perp}$ ga ajratish mumkin (4 - rasm). $\vec{E}_{\parallel}$ - tashkil etuvchisi polyarizator orqali erkin o'tadi, $\vec{E}_{\perp}$ - tashkil etuvchisi esa unda yutiladi. O'tgan to'liqin jadalligi:

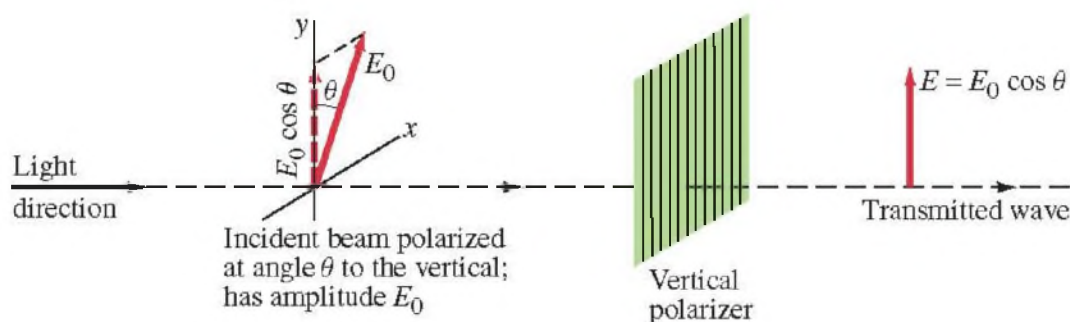


4 - rasm. Tabiiy yorug'likni ikki xil yo'nalishdagi tebranishlarga ajratish.

$$E^2 = E_{\parallel}^2 + E_{\perp}^2 \quad (10.1)$$

ga proporsionaldir. Shu sababli, ideal polyarizator orqali yorug'likning o'tgan qismi quyidagi o'rtacha qiymatga tengdir:

$$E_{\parallel} = E \cos \alpha, \quad E_{\perp} = E \sin \alpha, \quad \langle \cos^2 \alpha \rangle = \frac{1}{2} \quad (10.2)$$



Shunga asosan, tabiiy yorug'likni, bir xil jadallikka ega bo'lgan va bir-biriga perpendikulyar tekisliklarda qutblangan, ikkita elektromagnit to'lqinlarning bir-birini ustiga tushishi, deb tasavvur qilish mumkin. Agarda, polyarizatorga $I_0 \sim E^2$ jadallikdagi yassi qutblangan yorug'lik tushsa, u holda polyarizatoridan chiqqan yorug'lik jadalligi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi

$$I = I_0 \cos^2 \alpha \quad (10.3)$$

bu ifoda Malyus qonuni deb ataladi. Agarda yorug'lik tekisliklari α burchak hosil qilgan ikkita polyarizatoridan o'tsa, u holda birinchi polyarizatoridan jadalligi

$$I_0 = \frac{1}{2} I_{\text{tab}}$$

bo'lgan yassi qutblangan yorug'lik chiqadi va ikkinchisidan Malyus qonuniga asosan

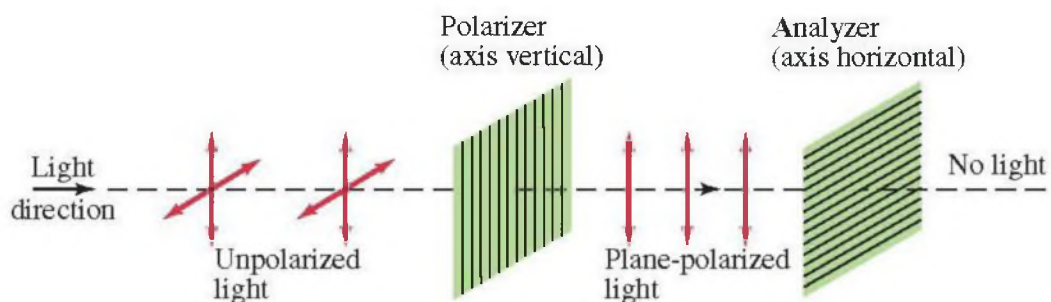
$$I_0 = \frac{1}{2} I_{\text{tab}} \cos^2 \alpha \quad (10.4)$$

jadallikdagi yorug'lik chiqadi. Ikkinchi polyarizator yorug'likka mos keladigan o'q atrofida aylanganda, α burchak $0 + 2\pi$ qiymatlarda o'zgaradi, yorug'lik jadalligi $\alpha = 0$ va $\alpha = \pi$ (ikkala polyarizatorlar bir-biriga parallel bo'lganda) qiymatlarda maksimumga erishadi va $\alpha = \pi/2$ va $\alpha = 3\pi/2$ qiymatlarda (polyarizatorlar bir-biriga perpendikulyar bo'lganda) ikki marta nolga aylanadi. Bu yorug'lik jadalligi tebranishlariga qarab, uning qutblanganligini va tebranish tekisligi yo'nalishini aniqlash mumkin. Shu sababli, ikkinchi polyarizator analizator vazifasini o'tashi mumkin.

Bir yo'nalishdagi tebranish boshqa yo'nalishlardagi tebranishlardan ustun bo'ladigan yorug'lik, qisman qutblangan hisoblanadi. Polyarizator nur bilan mos keladigan o'q atrofida aylanganda qisman qutblangan yorug'lik jadalligi I_{max} dan I_{min} gacha o'zgaradi.

$$P = \frac{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}}{I_{\text{max}} + I_{\text{min}}} \quad (10.5)$$

Bu ifoda polyarizatorning tartibi deb ataladi. Yassi qutblangan yorug'lik uchun $I_{\text{min}} = 0$ bo'lgan holda, $R = 1$ ga teng bo'ladi, tabiiy yorug'lik uchun esa $I_{\text{max}} = I_{\text{min}}$ bo'lganda, $R = 0$ ga teng bo'ladi. Yorug'lik dastasi oldiga qutblagich Q va analizator A ni joylashtiraylik (5 - rasm). Plastinkalar-ning o'qlari bir-biriga parallel ($\alpha = 0$) joylashtirilsa hech narsa yuz bermaydi.



Agar birinchisi qo'zg'atilmay, ikkinchi kristall aylantirilsa yorug'lik so'na boshlaydi. Plastinkalarning o'qlari orasidagi burchakning ortishi bilan yorug'lik intensivligi kamayadi. Plastinka o'qlari bir biriga perpendikulyar bo'lganda plastinkalardan yorug'lik butunlay o'tmay qo'yadi. Yorug'likni ikkinchi plastinka butunlay yutadi. Qutblagichdan o'tayotgan yorug'lik intensivligi I_0 , analizatordan o'tayotgan qutblangan yorug'likning intensivligini I deylik. I_0 bilan I orasidagi bog'lanishni fransuz fizigi Malyus quyidagi ko'rinishda aniqlagan yuqoridagi formula kabi:

$$I = I_0 \cos^2 \alpha \quad (10.6)$$

Qutblanishdan foydalanish. Qutblanish hodisasi xalq xo'jaligida juda keng qo'llaniladi. Bularga mexanik yuklanish natijasida vujudga keladigan elastik kuchlanishjoylarini aniqlash, tovushni yozish va eshittirish kabi tez o'tadigan jarayonlarni o'rganish misol boladi. Tajribalarning ko'rsatishicha, ba'zi kristallar va organik moddalarning eritmalaridan qutblangan yorug'lik o'tganida qutblanish tekisligining burilishi kuzatiladi. Qutblanish tekisligini burovchi moddalar optik faol moddalar deyiladi. Bunday moddalarga kvars, shakarning suvdagi eritmasi va boshqalar misol bo'ladi. Aynan shu hodisadan optik faol moddalar eritmasining konsentratsiyasini aniqlashda keng foydalaniladi.

Nazorat savollari

1. Yorug'likning qutblanish deb nimaga aytiladi?
2. Tabiiy yorug'lik bilan qutblangan yorug'lik o'rtasida qanday farq bor?
3. Bryuster qonunini tushundirib bering.
4. Malyus qonuni qanaqa?
5. Analizator deganimiz nima?

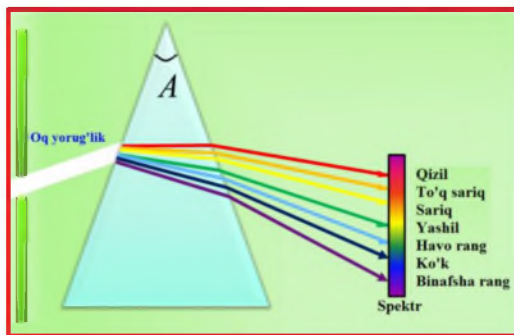
Ma'ruza № 36 YORUG'LIK DISPERSIYASI

Reja:

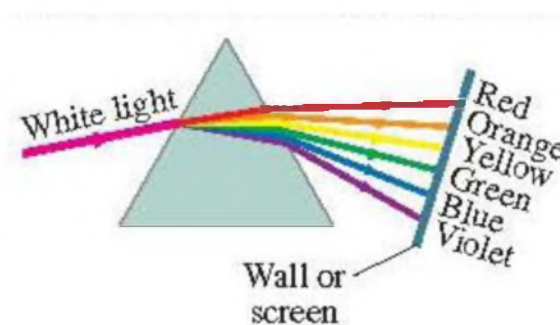
1. Yorug'likning dispersiyasi.
2. Normal va anomal dispersiya.
3. Dispersiyaning elektron nazariyasi.

Yorug'likning dispersiyasi.

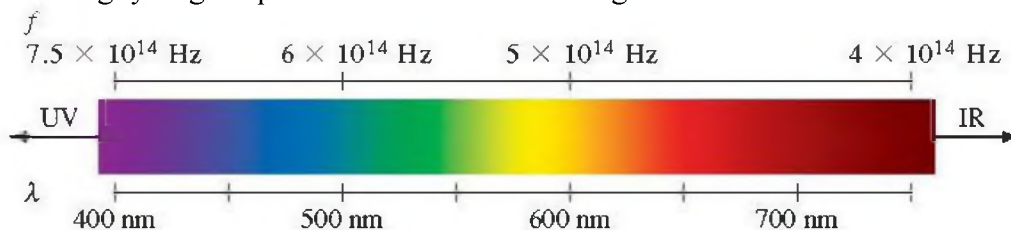
Muhitning sindirish ko'rsatkichining moddaga tushayotgan yorug'lik chastotasiga bog'liqligi yorug'lik dispersiyasi deb ataladi. Dispersiya hodisasini birinchi bo'lib Isaak Nyuton 1666 yilda kuzatgan. Dispersiya lotincha "dispergere" sochmoq so'zidan olingan. Umuman, yorug'lik dispersiyasi deganda moddaning sindirish ko'rsatkichi n ni yorug'lik to'lqining sikllik chastotasi ω ga (yoki vakuumdagi to'lqin uzunligi λ_0 ga, chunki $\lambda_0 = 2\pi c/\omega$) bog'liqligi tufayli sodir bo'luvchi hodisalar tushuniladi.



1 - rasm. Oq yorug'likning prizma orqali o'tib ranglarga ajralishi.



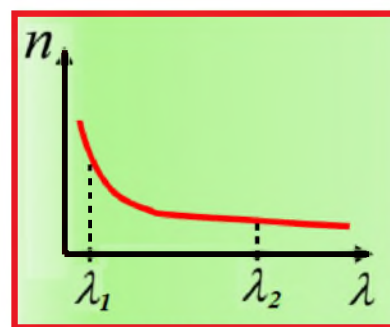
Nyuton tajribalarida oq yorug'lik prizma orqali o'tkazilganda yetti xil ranga ajralishi ekranda kuzatilgan (1 - rasm). Tajribalar shuni ko'rsatadiki, oq yorug'lik kichik tirqish S orqali prizмага tushurilsa, shisha prizmada to'lqin uzunligi katta nurlar kichik burchakka og'sa, qisqa to'lqin uzunlikdagi yorug'lik prizmada katta burchakka og'ar ekan.



Agar turli moddalardan yasalgan prizmalar tufayli olingan spektrlarni bir-biri bilan solishtirilsa, quyidagilar ma'lum bo'ladi:

1. Bir xil chastotali ($\omega = \text{const}$) 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'rsatkichi qiymatlari bilangina emas, balki sindirish ko'rsatkichining yorug'lik chastotasiga bog'liqlik funksiyasi $n = f(\omega)$ bilan ham farqlanadi degan xulosaga kelinadi.

Prizma materialining sindirish ko'rsatkichi va har bir rang to'lqin uzunligi orasidagi bog'lanishni chizsak, 2 - rasnda keltirilgan grafik hosil bo'ladi. Bu grafikda λ_1 - binafsha ranga



2 - rasm. Sindirish ko'rsatkichining to'lqin uzunligiga bog'liqligi.

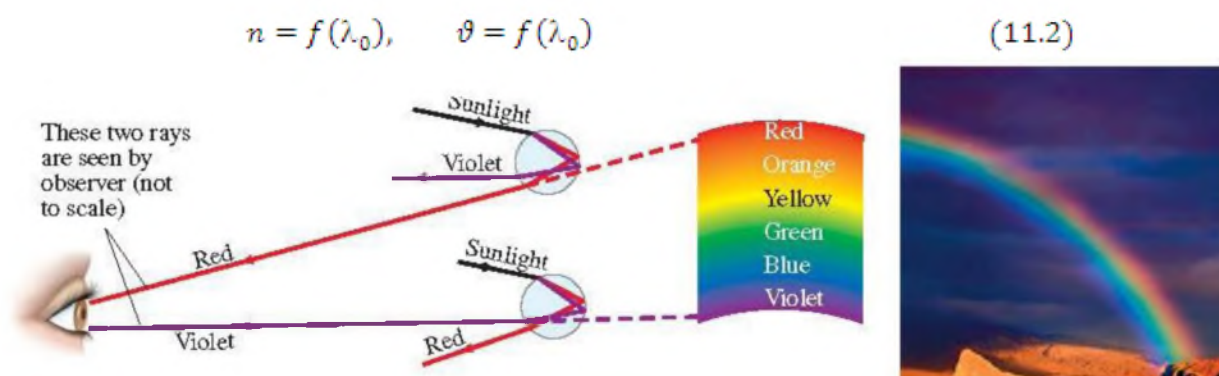
mos tushadi, λ_2 – qizil rangli to'liqin uzunligiga to'g'ri keladi. Bu rasmdagi bog'lanish normal dispersiya hodisasini ifodalovchi grafikdir. Normal dispersiya hodisasi elektromagnit to'liqinni ko'rish diapazonida kuzatiladi. Monoxromatik yorug'lik to'liqlarining bir muhitdan ikkinchisiga o'tishida, sinish qonuniga asosan, yorug'lik nurlari yo'nalishi shunday o'zgaradiki, bunda tushish burchagi sinusini sinish burchak sinusiga nisbati tushish burchagiga bog'liq bo'lmaydi. Bu nisbat, ikkala muhitdagi to'liqlarning fazaviy tezliklari nisbatiga tengdir:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v_1}{v_2} = n_{21} \quad (11.1)$$

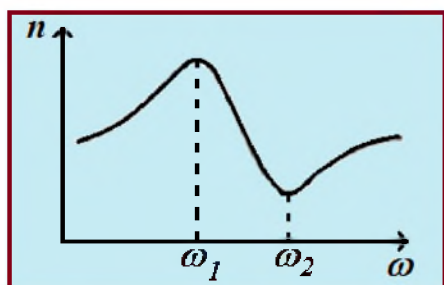
n_{21} – kattalik ikkita muhitning nisbiy sindirish ko'rsatkichi deb ataladi. Agarda birinchi muhit vacuum vakuum bo'lsa, undagi yorug'lik tezligi c ga teng bo'ladi, bu holda

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{c}{v} = n$$

n – ikkinchi muhitning absolyut sindirish ko'rsatkichi bo'ladi. Agarda vakuumdan iborat muhit sirtiga har xil to'liqin uzunligidagi parallel nurlar dastasi tushsa, ikkinchi muhitda ular har xil yo'nalishda tarqalib, yelpig'ich hosil qiladilar. Bu hodisa har xil uzunlikdagi yorug'lik to'liqlarining moddiy muhitdagi tarqalish tezliklari har xil bo'lishi bilan tushuntiriladi. Demak, bu to'liqlar uchun muhitni sinish ko'rsatkichi - yorug'likning vakuumdagi to'liqin uzunligi funksiyasidir.



Bu moddaning optik xususiyatini yorug'likning to'liqin uzunligi yoki chastotasiga bog'liq bo'lishi yorug'likning dispersiyasi deb ataladi. Har bir moddada uning o'lchov birligi sifatida, moddaning dispersiyasi, ya'ni vakuumdagi sindirish ko'rsatkichidan yorug'likning to'liqin uzunligi bo'yicha olingan hosila $dn/d\lambda$ ishlatiladi. Ko'p hollarda bu hosila qiymati manfiydir,



3-rasm. Moddalarning sindirish ko'rsatkichining yorug'lik chastotasiga bog'liqligi.

λ_0 oshishi bilan sindirish ko'rsatkichi qiymati kamayadi.

3 – rasmda moddalarning sindirish ko'rsatkichining yorug'lik chastotasiga bog'liqligi berilgan. $\Delta n / \Delta \omega$ kattalik dispersiya o'lchovi vazifasini bajaradi. Chastota ortishi bilan moddaning sindirish ko'rsatkichi ham ortib borsa, ya'ni $\Delta n / \Delta \omega > 0$ bo'lsa, bu moddadagi yorug'likning dispersiyasi normal dispersiya deb ataladi. Agar chastota ortishi bilan moddaning sindirish ko'rsatkichi kamaysa (3 – rasmdagi ω_1 dan ω_2 gacha

chastotalar intervali), ya'ni $\Delta n / \Delta \omega < 0$ bo'lsa, bunday moddada yorug'likning dispersiyasini anomal dispersiya deyiladi. Shisha uchun oq yorug'lik sohasining barcha qismlarida normal dispersiya, ultrabinafsha va infraqizil sohalarining ba'zi qismlarida anomal dispersiya kuzatiladi.

Anomal dispersiya berilgan muhitda, ayrim to'lqin uzunlikdagi yorug'likning yutilishi hisobiga kuzatiladi. Normal dispersiyada sindirish ko'rsatkichining to'lqin uzunligiga bog'liqligi Koshi tenglamasi bilan ifodalanadi:

$$n \approx n_0 + \frac{a}{\lambda_0^2} \quad (11.3)$$

bu yerda n_0 — juda katta to'lqin uzunligidagi sindirish ko'rsatkichidir. n_0 va a berilgan muhit uchun doimiy kattaliklardir.

Prizma orqali olingan spektr difraksiyaviy panjaradan olingan spektrdan farq qiladi. Difraksiyaviy panjarada nurlarning boshlang'ich yo'nalishdan og'ishi λ_0 ga proporsional bo'ladi, prizmada esa to'lqin uzunligiga bog'liq og'ish teskari va murakkabdir. Normal dispersiya, tushayotgan to'lqinning elektr maydoni tebranishini, berilgan muhitning atomlari yadrolariga elastik tortilish kuchi orqali bog'langan elektronlar bilan o'zaro ta'siri orqali tushuntiriladi. Maydon ta'sirida bunday elektronlar maydon tebranishi chastotasi bilan tebrana boshlaydilar. Natijada, bu elektronlar xuddi shu chastotada fazasi boshlang'ich fazadan farqli bo'lgan, ikkilamchi to'lqinlarni nurlatadilar. Muhit ichida, tushayotgan to'lqinlar ikkilamchi to'lqinlar bilan qo'shib, tushayotgan to'lqinlar fazasidan farq qiladigan fazaga ega bo'lgan natijaviy to'lqinlarni xosil qiladilar. Bu fazadan qolishlar, muhitdan to'lqin o'tishi bilan yig'ila borib to'lqin tezligining kamayish samarasini beradi. Tebranish chastotasi katta bo'lganda muhitda birlik uzunlikda fazadan orqada qolish katta bo'ladi, natijaviy to'lqin tezligi ko'proq kamayadi, sinish ko'rsatkichi orta boradi. Normal dispersiya shundan iboratdir.

Dispersiyaning elektron nazariyasi.

Yorug'likning modda bilan o'zaro ta'sirini to'la izohlash uchun moddada 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 etarli. Modda tuzilishining elektron nazariyasiga asosan, jism ionlardan va elektronlardan tashkil topgan. Ular elektromagnit to'lqin ta'sirida to'lqin tebranishlariga monand ravishda tebranma harakatga keladi. Elektromagnit maydonning bunchalik tez o'zgarishini massalari etarlicha kichik bo'lgan elektronlarga sezishga ulguradi. Shuning uchun yorug'lik to'lqinlarining 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 ($F_{el} = -eE$) va Lorens ($F_l = -eB\vartheta$) kuchlari ta'sir qiladi:

$$F = F_{el} + F_l = -eE - eB\vartheta. \quad (11.4)$$

Hisoblashlarning ko'rsatishicha, Lorens kuchi elektr kuchidan 1000 marta kichik, shuning uchun Lorens kuchini hisobga olmasa ham bo'ladi. Natijada elektromagnit to'lqinning elektronga ta'sir etuvchi kuchini

$$F = -eE = -eE_0 \cos \omega t \quad (11.5)$$

shaklida ifodalash mumkin. Bunda E_0 — elektromagnit maydon kuchlanganligi E ning amplituda qiymati, ω — to'lqinning sikllik chastotasi. Birinchi yaqinlashishda (11.5) kuch atom bilan nihoyat zaif bog'langan eng chetki elektronlarni siljitadi deb hisoblash mumkin. Lekin bu

elektron bilan atomning qolgan qismi orasida 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 tebranishi

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -kx - eE_0 \cos \omega t \quad (11.6)$$

tenglama bilan ifodalash mumkin. Bu tenglamani m ga bo'lib va tebranishning xususiy chastotasi uchun $\omega_0^2 = k/m$ belgilashdan foydalanib, (11.6) ni quyidagi shaklga olib kelimiz:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -\omega_0^2 x - \frac{e}{m} E_0 \cos \omega t. \quad (11.7)$$

Bu tenglamaning yechimi

$$x = x_0 \cos \omega t \quad (11.8)$$

ko'rinishda bo'ladi. Bunda x_0 – maksimal siljish (11.8) ni (11.7) ga qo'yib x_0 ning qiymati uchun

$$x_0 = \frac{-\frac{e}{m} E_0}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad (11.9)$$

ifodani hosil qilamiz. Ikkinchi tomondan, elektromagnit to'lqin ta'sirida elektronning siljishi tufayli vujudga kelgan atom sistemasini elektr dipol deb tasavvur qilish mumkin. Bu dipolning elkasi x siljishga teng. U holda maksimal siljish sodir bo'lgan ondagi dipolning elektr momenti $p_e = -ex_0$ ga teng.

Moddaning birlik hajmdagi atomlar sonini N deb belgilasak, qutblanish vektori P ning qiymati

$$P = Np_e = \frac{Ne^2}{\omega_0^2 - \omega^2} E_0. \quad (11.10)$$

Kuchlanganligi E_0 bo'lgan elektr maydondagi modda uchu P ning qiymati mazkur moddaning dielektrik qabul qiluvchanligi χ_e yoki dielektrik singdiruvchanligi ε (ular orasida $\varepsilon = 1 + \chi_e$ bog'lanish mavjud) orqali quyidagicha ifodalaniladi:

$$P = \chi_e \varepsilon_0 E_0 = (\varepsilon - 1) \varepsilon_0 E_0 \quad (11.11)$$

(11.10) va (11.11) ifodalarni solishtirsak,

$$\varepsilon = 1 + \frac{N}{\varepsilon_0} \frac{e^2}{\omega_0^2 - \omega^2}. \quad (11.12)$$

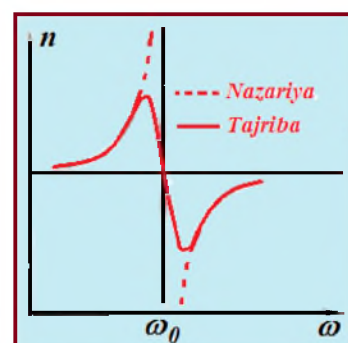
munosabatni hosil qilamiz. Maksvell nazariyasiga asosan, dielektrik singdiruvchanligi ε , magnit singdiruvchanligi μ bo'lgan muhitda elektromagnit to'liqning tarqalish tezligi

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$$

ga teng edi. Muhitning sindirish ko'rsatkichi n esa elektromagnit to'liqning bakuumdagi tezligi c ni muhitdagi tezligi v ga nisbati bilan aniqlanadi:

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\varepsilon\mu}$$

Ko'pchilik hollarda $\mu = 1$ bo'lgani uchun 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 $n = f(\omega)$ funksiya uzilishiga ega bo'ladi (4 – rasmdagi punktir chiziq). Buning sababi nazariy mulohazalarda tebranma harakatning so'nishini hisobga olmaganligidir. Umuman, tebranuvchi jismning muhitdagi ishqalanishi tufayli so'nish sodir bo'ladi. Ko'rilayotgan holda esa "ishqalanish" elektromagnit to'liqning bir qismini muhitda yutilishi tufayli vujudga keladi.



4 - rasm

Nazorat savollari

1. Dispersiya hodisasini birinchi bo'lib qaysi olim kuzatgan?
2. Yorug'likning dispersiyasi deganimiz nima?
3. Normal va anomal dispersiyalarni tushundirib bering.
4. Normal va anomal dispersiyalarning bir-biridan farqi nimada?
5. Dispersiyaning elektron nazariyasi qanaqa?

Reja:

1. Lyuminestsensiya.
2. Lyuminestsensiyaning sodir bo'lishi.
3. Lyuminestsensiyaning qo'llanilishi.
4. Yorug'likning to'lqin tabiati.
5. Yorug'likning korpuskulyar tabiati.
6. Yorug'likning korpuskulyar-to'lqin dualizmi.

Ba'zi jismlar yorug'lik, ultrabinafsha yoki rentgen nurlari ta'sirida shulalanadi, boshqacha aytganda bu jismlar nurlanish chiqaradi. Bu nurlanishlarning spektri jismga tushayotgan nurlarning spektridan farq qiladi. Bunday nurlanish lyuminestsensiya deb ataladi. Bayon etilgan hodisa nurlar ta'sirida vujudga kelganligi tufayli u fotolyuminestsensiya deb ham ataladi. Nurlardan boshqa ta'sirlar ham lyuminestsensiyaning vujudga keltirish mumkin:

1. Jism elektronlar yohud boshqa zarralar bilan bombardimon qilinganda hosil bo'ladigan nurlanish (masalan, televizor ekranining nurlanishi) katodolyuminestsensiya deb ataladi;

2. Jismdan elektr toki o'tganda elektrolyuminestsensiya kuzatiladi;

3. Kimyoviy reaksiyalar tufayli vujudga keladigan nurlanish (masalan, fosforning oksidlanishidagi nurlanish) xemilyuminestsensiya nomi bilan yuritiladi. Demak, lyuminestsensiya hodisasi ro'y berishi tufayli turli xil energiyalar yorug'lik energiyasiga aylanadi. Lyuminestsensiya nurlanish chiqaradigan jismlar nihoyat ko'p: 1) ba'zi elementlarning bug'lari va gazlar; 2) ba'zi jismlarning tuzlari va ularning eritmaları; 3) benzol, naftalin, antrasen kabi organik jismlar; 4) tarkibiga metall ionlari aralashgan ba'zi noorganik jismlar. Bu jismlarning hammasi yagona nom bilan lyuminaforlar deb ataladi.

Lyuminestsensiya. Lyuminestsensiya so'zi lotincha *luminiscent* – yorug'likning kuchsiz ta'siri ma'nosini anglatadi. Lyuminestsensiya deb ayrim moddalarning yorug'lik ta'sirida o'ziga xos nurlanish chiqarishiga aytiladi. Bunda jism ixtiyoriy: qattiq, suyuq yoki gaz holida bo'lishi mumkin. Lyuminestsensiya jarayonida modda o'ziga tushayotgan yorug'likni yutadi va keyinchalik tarkibi yutilgan nurdan boshqacha nurlanish chiqaradi. Umuman olganda, lyuminestsensiyaning ayrim turlari oldinlari ham ma'lum bo'lgan. Masalan, flyuorestsensiya - jism nurlanishni to'xtatishi bilan to'xtaydigan, juda qisqa vaqt davomida yuz beradigan nurlanish (nurlanish vaqti 10^{-8} s) hamda *fosforostensiya* – nurlanish to'xtagandan keyin ham belgili vaqt davom etadi (nurlanish vaqti 10^{-8} s dan katta). Biroq nurlanishning qanday yuz berishi haqidagi ilmiy tushuncha mavjud bo'lishiga qaramasdan, u qanday paydo bo'lishi va bir-biridan qanday farqlanishi haqidagi savollarga aniq javob yo'q edi.

Lyuminestsensiyaning yuz berishi. Lyuminestsensiya qonuniyatlarini izlash har turli empirik qoidalarining yaratilishiga ham olib kelgan. Bulardan biri G.Stoks qonuni bo'lib, tajriba natijalari ba'zida bu qonun bilan mos kelmagan.

Lyuminestsensiya jarayonini ham tajribada, ham nazariy turda to'liq o'rganib chiqqan rus fizigi S.I.Vavilov (1891 - 1951) bu jarayonning haqiqiy qonuniyatlarini yaratishga muvassar bo'ldi. Bu qonuniyatlar faqat lyuminestsensiya nazariyasining asosi bo'lib qolmasdan, uning texnikada keng qo'llanilishiga ham olib keldi. Lyuminestsensiya deb, berilgan temperaturada issiqlik nurlanishidan ortiqcha energiya hisobiga yuz beradigan nurlanishga aytiladi. Boshqacha aytganda, jismga tushgan foton yutiladi. Uning bir qism energiyasi atomning tebranish energiyasiga, ya'ni issiqlik energiyasiga sarflanadi, qolgan qismi lyuminestsensiya nurlanishga sarflanadi. Lyuminestsensiya jarayoni kvant mexanikasi qonunlari asosida bir muncha oddiy tushuntiriladi. Lyuminestsensiya yuz beradigan jismlar *lyuminaforlar* deyiladi.

Lyuminestsensiyaning qo'llanilishi. Vavilov simobli lampalarning ultrabinafsha nurlanishidan lyuminaforlar yordamida ko'zga ko'rinadigan yorug'lik hosil etishni taklif etdi. Natijada u kunduzgi yorug'likka o'xshash yoritish xususiyatiga ega lyuminestsensiya

lampalarini yaratdi. Past bosimli simob bug'lari bilan to'ldirilgan bunday lampalar devorlariga har turli lyuminofores qatlamini surtish bilan xohlagan rangdagi yorug'likni hosil qilish mumkin. Bunday lampalarning foydali ish koeffitsiyenti juda yuqori, xizmat qilish muddati ham bir muncha uzoq. Shuning uchun bunday lampalar ko'chalarni, zavod - fabrikalarni, ta'lim maskanlarni, do'konlar va boshqa o'rinlarni yoritishda va bezak berishda keng qo'llaniladi.

Lyuminesentsiya moddalarni analizlashda ham qo'llaniladi. Bu usul *lyuminesentsiyaviy analiz* deyiladi. Masalan, moddaning tarkibida juda oz miqdorda lyuminofor bor bo'lsa ham uni aniqlash mumkin. Neft qazuvchilar chuqurlikdan olingan tuproqni lyuminesentsiyaviy analiz yordamida o'rganib, neft qatlamigacha qolgan oraliqni hamda hattoki neft zahirasi miqdorini ham aniqlaydi. Bu usul yordamida shishalarning sorti aniqlanadi, biologik obyektlar o'rganiladi.

Yorug'likning to'lqin tabiati. Biz jaqtılıqtin' elektromagnit tolqinlardan ibarat ekenligin tas-tuyıqlawshı interferentsiya, difraktsiya ha'm polyarizatsiya qubılısları menen tanıstıq. Jaqtılıqtın' tolqınlarg'a ta'n bolg'an barlıq xarakteristikalarǵa iye ekenligine ha'm elektromagnit tolqınlar shkalasındag'ı belgili bir aralıqta jaylasqan tolqınlardan ibarat ekenligine isenim payda ettik.

Biraq, sonın' menen birge, jaqtılıqtı elektromagnit tolqınlar sıpatında qaraw jıllılıqtan nurlanıw ha'm fotoeffekt qubılısların tu'sındırıp beriwge a'zzilik etetug'ınıg'ın atap o'ttik.

Yorug'likning korpuskulyar tabiati. Jaqtılıqtan nurlantw ha'm fotoeffekt qubılısların tu'sın-dırıw jaqtılıqtı fotonlar ag'ımınan ibarat, dep qarawg'a iyermeleydi. Basqasha aytqanda, bul qubılıslardı tek jaqtılıqtın' korpuskulyar teoriiyası tiykarında tu'sındırıw mu'mkin.

Bunnan tısqari, jaqtılıqtın' sınıw nızamları ha'm jaqtılıqtın' basımın ha'r eki teoriya tiykarında da tu'sındırıw mu'mkin. Onda jaqtılıq ha'm tolqın, ha'm korpuskulyar ta'biyatqa iye emes pe degen soraw tuwıladı. Bul bolsa, o'z na'wbetinde jaqtılıqtın' korpuskulyar-tolqın dualizminin' tuwılıwına sebep boldı.

Yorug'likning korpuskulyar-to'lqin dualizmi. Solay etip, jaqtılıqta misli bir-birin biykarlay-tug'ın eki: tolqın ha'm korpuskulyar ta'biyattın' uyg'ınıg'ı ko'zge taslanadı. Sol waqıttın' o'zinde olar bir-birin toltırıp, jaqtılıq penen baylanıslı bolg'an barlıq protseslerdi tu'sındırıp bere aldı.

Sonı da atap o'tiw lazım, fotonnıń energiyası $E = h\nu$ ha'm impulsi ushın jazlıg'an an'latpalar jaqtılıqtın' korpuskulyar xarakteristikaları - energiya ha'm impulstı, jaqtılıqtın' tolqın xarakteristikaları - jıyılık ha'm tolqın uzınıg'ı menen baylanıstıradı. Sol sebepli, jaqtılıqtın' ta'biyatı haqqın-dag'ı ha'r eki teoriyanı bir-birine qarama-qarsı qoyıw emes, al birbirin tolıqtıratug'ın teoriyalar sıpatında qaraw lazım. Olardıń ha'r biri belgili sharayatta o'zin ko'rsete aladı. Ma'selen, tolqın uzınıg'ı qansha u'lken ha'm demek, energiya qansha kishkene bolsa, jaqtılıqtın' tolqın ta'biyatı ko'zge taslanadı. Kerisinshe, tolqın uzınıg'ı qansha kishkene ha'm demek, fotonnıń energiyası ha'm impulsi sonsha u'lken bolsa, jaqtılıqtın' korpuskulyar ta'biyatı ayqın ko'zge taslanadı. Solay etip, jaqtılıq materiyanın' quramalı forması bolıp, ol eki turli: korpuskulyar ha'm to'lqin ta'biyatına iye. Bug'an **yorug'likning korpuskulyar-to'lqin dualizmi** deyiladi.

Nazorat savollari

1. Lyuminesentsiya so'zining ma'nosi nima?
2. Lyuminesentsiya deb nimaga aytiladi?
3. Lyuminesentsiya qanday o'rinlarda qo'llaniladi?
4. Yorug'likning to'lqin tabiati qanday?
5. Yorug'likning korpuskulyar tabiatini tushuntiring.
6. Yorug'likning korpuskulyar-to'lqin dualizmi degenimiz nima?

Ma'ruza № 38

ISSIQLIK NURLANISHI

Reja:

1. Issiqlikdan nurlanish xarakteristikallari.
2. Kirxgof qonuni.
3. Stefan - Boltsman qonuni. Vinning siljish qonuni.
4. Optik pirometrlar.

Issiqlikdan nurlanish xarakteristikallari.

Jismlarga elektromagnit to'liqin tushganda to'liqinning yutilishi yoki qaytishi hisobiga jism nurlanishi mumkin. Amalda deyarli barcha jismlar tashqaridan nurlar kelmasa ham o'zlaridan elektromagnit to'liqin chiqarish xossasiga ega.

Tabiatda nur chiqish hodisalari juda ko'pdir. Nurlanish ximiyaviy reaksiya natijasida, gazlardan elektr toki o'tish jarayonida, qattiq jismlarni tezlatilgan elektronlar dastasi bilan bombardimon qilinganda, va nihoyat, jismlar haroratini ko'targanimizda hosil bo'ladi. Nurlanishning eng ko'p tarqalgan turi - jismlarni qizdirishda paydo bo'ladigan nurlanishdir. Bu *issiqlik nurlanishi* deb ataladi. Issiqlik nurlanishi ixtiyoriy haroratda vujudga kelib, past haroratlarda infraqizil nur ko'rinishida, yuqori haroratlarda qizg'ish, zarg'aldoq va oq yorug'lik nurlar ko'rinishida namoyon bo'ladi.

Issiqlik nurlanishi jarayoni jismning harorati bilan muvozanat holatida sodir bo'ladi. Bu holda, jismning harorati ortishi bilan, uning nurlanish jadalligi ham ortib boradi. Muvozanatda bo'lgan holat va jarayonlarga termodinamika qonunlarini qo'llash mumkin. Issiqlik nurlanishini tavsiflash uchun ba'zi kattaliklarni aniqlab olamiz.

Nurlanayotgan jismning birlik sirtidan ($S = 1 \text{ m}^2$) barcha yo'nalishlar bo'ylab ($\Omega = 2\pi$ fazoviy burchak) chiqayotgan energiya oqimi jismning energiyaviy yorituvchanligi R_e deb ataladi. Biror sirtga nurlanish oqimi tushganda bu nurlanishning bir qismi sirtidan qaytadi, bir qismi sinib o'tib ketadi va qolgan qismi jismda yutiladi.

Demak, tushuvchi nurlanish oqimi har uchala oqimlar yig'indisidan iboratdir:

$$\Phi_0 = \Phi_q + \Phi_{yu} + \Phi_s. \quad (13.1)$$

Oddiy o'zgarishlarni bajarsak, quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$1 = \frac{\Phi_q}{\Phi_0} + \frac{\Phi_{yu}}{\Phi_0} + \frac{\Phi_s}{\Phi_0} \quad (13.2)$$

Bu yerda $\rho = \Phi_q / \Phi_0$ - jismning nur qaytarish koeffitsienti, $\alpha = \Phi_{yu} / \Phi_0$ - nur yutish koeffitsienti va $D = \Phi_s / \Phi_0$ - nur o'tkazish koeffitsienti deb ataladi. Shaffof jismlarda, bu koeffitsientlarning yig'indisi 1 ga teng bo'ladi

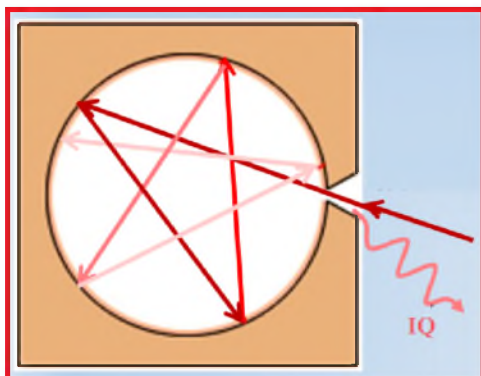
$$\rho + \alpha + D = 1 \quad (13.3)$$

Agarda jism nur o'tkazmasa, $D = 0$, $\rho + \alpha = 1$ lga teng bo'ladi. Agarda jismning yutish koeffitsienti ham nolga teng bo'lsa, ya'ni $\alpha = 0$, u holda $\rho = 1$ ga teng bo'lib, jism absolyut oq jism deb ataladi va tushuvchi nurlanishning barchasini qaytaradi. Agarda $\alpha = 1$ shart bajarilsa, bunday jism absolyut qora jism deb ataladi. Agarda, ρ birdan kichik bo'lib, uning nur yutish qobiliyati hamma chastotalar uchun bir xil bo'lsa ($\alpha = \text{const}$), bunday jism kulrang jism deb

ataladi. Tajribadan ma'lum bo'lishicha, jismlarning nur chiqarish qobiliyati (r) jismning temperaturasi va nurlanish chastotasiga bog'liqdir. Nur chiqarish qobiliyati ma'lum bo'lgan holda energiyaviy yorituvchanlikni hisoblash mumkin:

$$R_{\text{et}} = \int_0^{\omega} r_{\omega T} d\omega. \quad (13.4)$$

Ixtiyoriy jismning nur chiqarish va nur yutish qobiliyatlari o'rtasida aniq bog'lanish Kirxgof qonuni deb ataladi. Har qanday jismning nurlanish va nur yutish qobiliyatlarining nisbati berilgan temperaturada jismning tabiatiga bog'liq bo'lmaydi va u absolyut qora jismning



1 - rasm. Absolyut qora jismning modeli.

nurlantirish qobiliyatiga teng. Berilgan temperaturada absolyut qora jismning nurlanish qobiliyati eng katta bo'ladi. Demak, jismning yutish qobiliyati qanchalik katta bo'lsa, uning nurlanish qobiliyati ham shunchalik katta bo'ladi. Yuqoridagilardan yana bir muhim xulosa kelib chiqadi: *Muvozanat nurlanishda har qanday jism sirtining birlik yuzalari vaqt birligi ichida qancha energiya nurlasa, absolyut qora jismdan ham shuncha energiya nurlanadi.* 1 - rasmda absolyut qora jism modeli keltirilgan. Nurlanish kichik tirqish orqali shar ichiga kirib, uning ichida ko'plab sinib-qaytish hisobiga sharda to'liq yutiladi. Kirxgof nazariyasidan yana shu xulosa kelib chiqadiki, agar biror jism spektrning biror qismidagi nurlanishni kuchli yutsa, unda bu jism spektrning mana shu qismidagi nurlanishni yuzaga keltiradi. Har qanday jism o'zi chiqarishi mumkin bo'lgan nurlarni ko'proq yutadi va yutish hamda chiqarish spektrlarida tegishli chiziqlarning vaziyati mos tushadi. Nur chiqarish va yutish qobiliyatlarining o'zaro nisbati jismlarning tabiatiga bog'liq bo'lmay, hamma jismlar uchun chastota va haroratning universal funktsiyasidir:

$$\frac{r_{\omega T}}{\alpha_{\omega T}} = f(\omega, T). \quad (13.5)$$

Absolyut qora jismda $\alpha_{\omega T} = 1$ bo'lgani uchun

$$r_{\omega T} = f(\omega, T) \quad (13.6)$$

tenglikka ega bo'lamiz.

Demak, Kirxgofning universal funktsiyasi absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyatining o'zidir. $f(\omega, T)$ funktsiyaning ko'rinishini nazariy keltirib chiqarish juda murakkab masaladir. Stefan (1879 y.) tajriba natijalarini tahlil qilib, istalgan jismning energiyaviy yorituvchanligi absolyut haroratning to'rtinchi darajasiga proporsional, degan xulosaga keldi. Boltsman bu ishlarni davom ettirib, termodinamik mulohazalarga tayanib, absolyut qora jismning energiyaviy yorituvchanligi uchun quyidagi ifodani keltirib chiqardi:

$$R_{\Sigma} = \int_0^{\omega} f(\omega, T) d\omega = \sigma T^4 \quad (13.7)$$

Bu ifoda Stefan- Boltsman qonuni, $\sigma = 5.7 \cdot 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)$ esa, Stefan-Boltsman doimiysi deb ataladi. Stefan-Boltsman qonuni energiyaviy yorituvchanlikni haroratga bog'liqligini ko'rsatish bilan, spektral taqsimot funktsiyasini ham aniqlash imkonini beradi. O'z navbatida,

Vin elektromagnit nazariya qonunlaridan foydalanib, taqsimot funktsiyasi uchun quyidagi ifodani taklif etdi:

$$f(\omega, T) = \omega^3 F\left(\frac{\omega}{T}\right) \quad (13.8)$$

Bu yerda $F\left(\frac{\omega}{T}\right)$ – chastotaning haroratga nisbatining noma'lum funktsiyasidir. Nurlanish spektri maksimumining to'liq uzunligini absolyut temperaturaga ko'paytmasi doimiy kattalikdir:

$$\lambda_m T = b \quad (13.9)$$

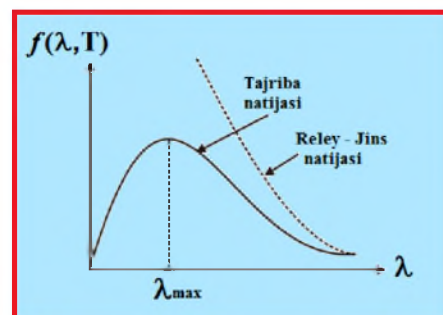
va bu (13.9) ifoda Vinning siljish qonuni deb ataladi. Bu yerda $b = 2.9 \cdot 10^7 \text{ Å} \cdot \text{grad} = 2.9 \cdot 10^3 \mu \cdot \text{grad}$. Reley va Jins energiyaning erkinlik darajasi bo'yicha teng taqsimlanishini hisobga olib $f(\omega, T)$ funktsiyaning aniq ko'rinishini keltirib chiqardilar:

$$f(\omega, T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} kT \quad \text{yoki} \quad f(\nu, T) = \frac{2\pi \nu^2}{c^2} kT$$

Reley - Jins ifodasi faqat katta to'liq uzunliklarida tajriba natijalari bilan mos keladi, kichik to'liq uzunliklar uchun mutlaqo zid natijaga olib keladi (2 - rasm).

Uzluksiz chiziqlar absolyut qora jismning tajribada olingan nurlanish spektri natijalarini, uzoq-uzoq chiziqlar Reley - Jins ifodasining hisob natijalarini bildiradi:

$$R_s = \frac{2\pi kT}{c^2} \int_0^\infty \nu^2 d\nu = \infty$$



2 - rasm. Absolyut qora jismning nurlanish spektri.

$$f(\omega, T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} kT \quad (13.11)$$

ifodani ω bo'yicha yechib, 0 dan ∞ oraliqda integrallaganda energiyaviy yorituvchanlik qiymatini baholash mumkin.

M.Plank $f(\omega, T)$ funktsiyaning tajriba natijalariga mos keluvchi ifodasini keltirib chiqardi. U o'z nazariyasida klassik fizika qonunlariga mos kelmaydigan ba'zi o'zgartirishlarni kiritdi, ya'ni elektromagnit nurlanish energiyasi portsiya (kvant) miqdorida tarqaladi va energiya kvanti quyidagiga teng deb hisobladi:

$$\varepsilon = h\nu = \hbar\omega. \quad (13.12)$$

Bu yerda $\hbar$ – Plank doimiysi deb ataladi.

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = \frac{6.67 \cdot 10^{-34} \text{ Js}}{6.28} = 1.054 \cdot 10^{-34} \text{ Js}.$$

Absolyut qora jismning nurlanishi uchun, Plank ifodasi chastota yoki to'liq uzunligiga bog'liq bo'lib, quyidagi tenglik bilan ifodalanadi:

$$f(\omega, T) = \frac{\hbar \omega^3}{4\pi^2 c^2} \cdot \frac{1}{\exp(\frac{\hbar \omega}{kT}) - 1} \quad \text{yoki} \quad \varphi(\lambda, T) = \frac{4\pi \hbar c^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp(\frac{\hbar \omega}{kT}) - 1} \quad (13.13)$$

Plank ifodasining hisob natijalari tajriba natijalari bilan katta aniqlikda bir-biriga mos keldi (3 -rasm). Yuqoridagi ifodadan Stefan-Boltsman va Vin ifodalarini oson keltirib chiqarish mumkin.

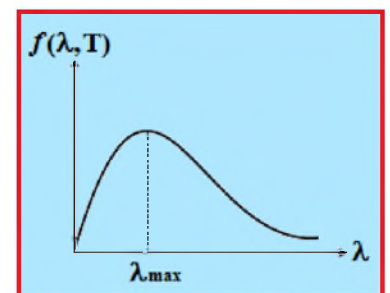
$$R_s = \int_0^\infty f(\omega, T) d\omega = \int_0^\infty \varphi(\lambda, T) d\lambda = \int_0^\infty \frac{4\pi^5 k^4}{15 \hbar^3 c^2} T^4 = \sigma T^4 \quad (13.14)$$

$$\sigma = \frac{4\pi^5 k^4}{15 \hbar^3 c^2} \approx 5.67 \cdot 10^{-8} \frac{W}{m^2 \cdot grad^2} \quad (13.15)$$

Shunday qilib, Plank muvozanatli issiqlik nurlanishining tugallangan ifodasini nazariy keltirib chiqardi va bu kvant nazariyasining asoslaridan biri deb hisoblanadi.

Plank formulasidan Vinning siljish qonunini hosil qilish uchun absolyut qora jism nur chiqarish qobiliyatining maksimumiga mos keluvchi λ_m to'liq uzunlikni topish lozim. Boshqacha qilib aytganda

$$\frac{dE_{\lambda T}}{d\lambda} = 0$$



3 - rasm. Absolyut qora jism nurlanish spektrining Plank ifodasi.

shartni qanoatlantiruvchi to'liq uzunlikning qiymatini topish kerak. Buning uchun $x = \lambda kT / \hbar c$ belgilashlardan foydalangan holda (13.13) dan hosila olamiz. Hosilani nolga tenglashtirib vujudga keltirilgan tenglamani yechsak, uning yechimi

$$\lambda_m = \frac{\hbar c}{4.97 kT}$$

ko'rinishida bo'lar ekan. Bu ifodani

$$\lambda_m T = \frac{\hbar c}{4.97 k} \quad (13.16)$$

shaklda yozib, uning o'ng tomonidagi hadni hisoblasak, Vin doimiysi b ning qiymatini topgan bo'lamiz.

$$\lambda_p T = 2.90 \times 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}.$$

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.

Optik pirometrlar.

Olisdan nur tarqatayotgan jismlarning yoki yuqori haroratli, qizigan jismlarning haroratini oddiy usullar bilan o'lchab bo'lmaydi. Bunday hollarda haroratni ularning nurlanish spektriga

qarab aniqlash mumkin. Jismlarning nurlanishiga qarab ularning haroratini aniqlovchi usullarning barchasi *optik pirometriya* va o'lchash asboblari esa, *optik pirometrlar* deb ataladi. Ular ikki xil - radiatsiyaviy va optik pirometrlarga bo'linadi. Radiatsiyaviy pirometrlarda qizdirilgan jismning 0 dan ∞ bo'lgan chastota kengligida tarqalayotgan to'la issiqlik nurlanishi jamlanadi. Optik pirometrlarda nurlanish spektrining tegishli kichik qismini qabul qilish orqaii jism harorati aniqlanadi. Optik pirometrlarning ba'zilarining ishlash prinsipi bilan tanishaylik.

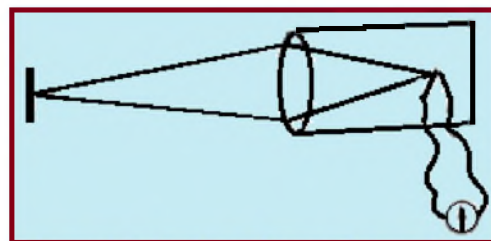
Radiatsion piometr. Stefan – Bolsman qonuniga asoslanib absolyut qora jismning haroratini

$$T = \sqrt[4]{\frac{E_T}{\sigma}} \quad (13.17)$$

ifoda orqali toppish mumkin, ya'ni absolyut qora jismning haroratini aniqlash uchun uning to'la nur chiqarish qobiliyati E_T ni o'lchash etarli. Odatda jismlar absolyut qora bo'lmaydi. Absolyut qora bo'lmagan jismning to'la nur chiqarish qobiliyati e_T absolyut qora jismnikidan kichik, ular orasidagi bog'lanish Kirxgof qonuni bilan aniqlanadi:

$$e_T = \alpha_T E_T, \quad (13.18)$$

bunda α_T – absolyut qora bo'lmagan jismning to'la nur yutish qobiliyati, ba'zan uni jismning qoralik darajasi deb ham ataladi. Agar (13.17) ifodadagi E_T o'rniga absolyut qora bo'lmagan ixtiyoriy jismning to'la nur chiqarish qobiliyati e_T qo'yilsa, jismning haqiqiy harorati emas, balki radiatsion harorati aniqlangan bo'ladi. Demak, radiatsion harorat deganda to'la nur chiqarish qobiliyatiga miqdoran teng bo'lgan taqdirda absolyut qora jism erishishi lozim bo'lgan harorat tushuniladi. (13.17) va (13.18) lardan foydalanib ixtiyoriy jismning haqiqiy harorati T va radiatsion harorati T_{rad} orasidagi bog'lanish



4-rasm. Radiatsion piometrning tuzilishi.

$$T_{rad} = T \sqrt[4]{\alpha_T} \quad (13.19)$$

munosabat bilan aniqlanishini topamiz.

4 – rasmda radiatsion piometrning tuzilish sxemasi tasvirlangan. Jism (M) ning nurlanishi termopara (mn) ga tushiriladi. Termopara zanjiriga ulangan galvanometer shkalasi absolyut qora jismning Kelvinlarda ifodalangan haroratiga moslab darajalanadi. Shuning uchun bu piometr ixtiyoriy jismning radiatsion haroratini aniqlashga imkon beradi.

Nazorat savollari

1. Nurlanishning qanday turlarini bilasiz?
2. Qanday qilib issiqlik nurlanishi yuzaga keladi?
3. Kirxgof qonunini tushundirib bering.
4. Stefan - Boltsman qonuni qanaqa?
5. Vinning siljish qonunini taruflang.
6. Plank doimiysining son qiymati nimaga teng?
7. Optik pirometrlar deganimiz nima?

Ma'ruza № 39
ISSIQLIK NURLANISHINING KVANT XUSUSIYATI

Reja:

1. Fotoeffekt hodisasi.
2. Foton va uning xarakteristikalar.
3. Yorug'likning bosimi.
4. Kompton effekti.
5. Modda zarrachalarining korpuskulyar - to'liq dualizmi.

Fotoeffekt hodisasi.

Absolyut qora jismning issiqlik nurlanishini yorqin tushuntirgan Plank gipotezasi, fotoeffekt hodisasini ham tushunib yetishda o'z ifodasini topdi va u kvant nazariyasini shakllantirishda katta ahamiyatga ega bo'ldi.

Yorug'lik bilan o'tkazilgan tajribalar shuni ko'rsatadiki, ayrim hollarda yorug'likning to'liq xossalari ko'proq namayon bo'lsa, boshqa hollarda olingan natijalarni tushuntirish uchun yorug'likni zarra yoki kvant deb qarashga to'g'ri keladi. Masalan, yorug'likning bosimga ega bo'lishini yoki fotoelektrik effekt hodisasini yorug'likning kvant (zarra) tushunchasi orqali tushuntiriladi. Yorug'lik moddaga tushganda o'z energiyasini moddaga beradi. Yorug'likni yutgan modda qiziydi, harorati ko'tariladi. Yerga nurlanish orqali kelayotgan energiya Yer sharida barcha sanoatda foydalanilayotgan energiyadan ham kattadir. Hisoblashlarga ko'ra Yer sirtining har kvadrat ko'ndalang kesimiga bir sekundda o'rtacha 1370 J energiya kelib tushar ekan. Bu kattalik Quyosh doimiysi deb ataladi.

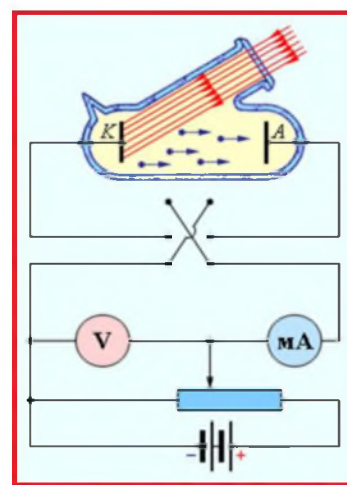
Elektromagnit nurlanish ta'sirida moddalardagi elektronlarning tashqariga chiqish hodisasi tashqi fotoelektrik effekt (fotoeffekt) deb ataladi.

Fotoeffekt - tashqi, ichki va ventilli bo'lishi mumkin. Tashqi fotoeffekt asosan qattiq jismlarda (metallar, yarim o'tkazgichlar, dielektriklar) hamda gazlardagi alohida atom va molekulalarda (fotoionlashish) kuzatiladi.

Fotoeffekt Gerts tomonidan 1887 yilda birinchi marta kuzatilgan. U, gazlarni uchqun chiqish davrida ultrabinafsha nurlanish bilan nurlatganda razryad jarayonining kuchayishini kuzatgan. Fotoeffekt hodisasini birinchi marta Stoletov mukammal o'rgangan. Fotoeffekt hodisasini o'rganuvchi qurilma tuzilishi 1 - rasmda keltirilgan.

Vakuum trubkadagi K - elektrod katod deb ataladi va u tekshirilayotgan har xil metallardan tayyorlanadi. A - elektrod anod deb ataladi va metall to'rdan iborat bo'ladi. Ikkala elektrod tashqi kuchlanishga ulangan bo'lib, R o'zgaruvchan qarshilik (potentsiometr) yordamida kuchlanish qiymati va ishorasini o'zgartirish mumkin. O'rganiladigan metall (katod) monoxromatik yorug'lik bilan yoritilganda xosil bo'ladigan tokni zanjirga ulangan mumkin. O'tkazilgan tajribalar natijalariga asoslanib, Stoletov milliampermetr orqali o'lchash quyidagi qonuniyatlarni o'rnatdi:

1. metallardagi fotoeffekt hodisasiga ultrabinafsha nurlar ko'proq ta'sir ko'rsatadi;
2. yorug'lik ta'sirida moddalar asosan manfiy zaryadlarni yo'qotadi;



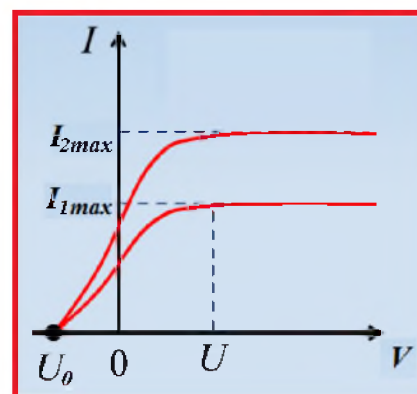
1 - rasm. Fotoeffekt hodisasini o'rganuvchi qurilma.

3. yorug'lik ta'sirida hosil bo'ladigan tok kuchi uning jadalligiga to'g'ri proporsionaldir. Tompson 1898 yilda yorug'lik ta'sirida chiqadigan zarrachalarning solishtirma zaryadini o'lchadi va ular elektronlardan iborat ekanligini isbotladi. Yarim o'tkazgich yoki dielektriklarning energetik spektridagi bog'langan energetik holatlardan erkin energetik holatlarga elektromagnit nurlanish ta'sirida elektronlarning o'tishi - ichki fotoeffekt deb ataladi, chunki elektronlar bir energetik holatdan yuqorigi energetik holatlarga o'tib, moddadan tashqariga chiqmaydilar.

Ikkita yarim o'tkazgich yoki metall - yarim o'tkazgich kontaktlarini yorug'lik bilan yoritilganda foto elektr yurituvchi kuch (E.Y.K) hosil bo'lish jarayoniga ventilli fotoeffekt deb ataladi. Bu hodisa quyosh energiyasini to'g'ridan - to'g'ri elektr energiyasiga aylantirish imkonini yaratib beradi. 1 - rasmdagi qurilmadan foydalanib, yorug'lik ta'sirida katod chiqaradigan elektronlar oqimi hosil qiladigan I fototokning elektrodlar orasidagi kuchlanish tushishiga bog'liqligini, ya'ni fotoeffektning volt-ampere xarakteristikasini (VAX) o'rganish mumkin.

Chastotalari bir xil, jadalliklari ikki xil yoritilganlik uchun fototokning VAX 2 - rasmda keltirilgan. Ikkita elektrod orasidagi kuchlanish tushishi U ortishi bilan, boshlanishda fototok asta-sekin ortaboradi, ya'ni katoddan chiqib, anodga yetib boradigan fotoelektronlar soni oshib boradi. Egri chiziqlarning qiyalik qiyofasi katoddan elektronlar har xil tezlikda otilib chiqishini ko'rsatadi.

Fototokning maksimal qiymati $I_{max} = I_{to'y}$, ya'ni to'yinish fototokining boshlanishi shunday U kuchlanish tushishi bilan aniqlanadiki, bunday kuchlanish tushishida katoddan chiqayotgan elektronlar anodga yetib kelishga ulguradilar:



2 - rasm. Fotoeffektning volt - amper - xarakteristikasi.

$$I_{to'y} = en \quad (14.1)$$

bu yerda n – katodning 1 sekundda chiqargan elektronlar soni.

Volt-ampere xarakteristikadan $U = 0$ bo'lganda fototok nolga aylanmasligi ko'rinib turibdi, chunki katoddan chiqayotgan ayrim elektronlar noldan farqli ϑ boshlang'ich tezlikka ega bo'lib, ma'lum kinetik energiyaga ega bo'lganlari uchun, tashqi maydonsiz anodga yetib kela oladilar. Fototok nolga teng bo'lishi uchun, elektronlarga ishorasi manfly bo'lgan, elektronlarni to'xtatib qoluvchi (U_0) kuchlanish qo'yish kerak. demak, $U = U_0$ bo'lganda, hattoki ϑ_{max} – maksimal tezlikka ega bo'lgan elektronlar ham to'xtatib qoluvchi kuchlanishni yenga olmaydilar va anodga yetib kela olmaydilar, natijada fototok nolga aylanadi. Berilgan katod moddasi va yorug'lik nuri chastotasi uchun to'xtatib qoluvchi - U_0 kuchlanishni o'lchash, katoddan chiqayotgan fotoelektronlarning tezligi va kinetik energiyasi qiymatlarini aniqlash imkonini beradi:

$$\frac{m\vartheta_{max}^2}{2} = eU_0 \quad (14.2)$$

Har xil katod materiallari uchun, katodga tushayotgan yorug'likning chastotasi va har xil yoritil-ganlik jadalliklarida olingan fotoeffekt VAX natijalariga asosan quyidagi uchta fotoeffekt qonunlari o'rnatildi:

1. Stoletov qonuni. Katodga tushayotgan yorug'likning belgilangan chastotasida, birlik vaqtda katoddan ajralib chiqayotgan fotoelektronlar soni yorug'lik jadalligiga proporsionaldir;

2. Fotoelektronlar boshlang'ich tezligining maksimal qiymati katodga tushayotgan yorug'lik jadalligiga bog'liq bo'lmay, faqat ν chastotaga bog'liq bo'lib, uning oshishi bilan chiziqli o'sib boradi;

3. Har bir modda uchun fotoeffektning «qizil chegarasi» mavjud, ya'ni yorug'likning ν_0 - minimal chastotasi mavjud bo'lib, bu chastotada yorug'likning istalgan jadalligida fotoeffekt kuzatiladi.

Bu qonunlarni tushuntirish uchun Eynshteyn 1905 yilda fotoeffektning kvant nazariyasini ishlab chiqdi. Bu nazariyada, ν chastotali yorug'lik nurlanishda ham, tarqalishda ham va moddalarda yutilish-da ham alohida energiya portsiyalari

$$\varepsilon_0 = h\nu$$

orqali namoyon bo'ladi. Shunday qilib, yorug'lik tarqalishini uzluksiz to'lqin jarayoni deb tasavvur qilmay, uni fazoda diskret yorug'lik kvantlari oqimi sifatida, vakuumda esa c tarqalish tezligi bilan harakatlanadi, deb hisoblash kerak. Bu elektromagnit nurlanish kvantlari fotonlar deb ataladi.

Kvant nazariyasiga asosan, har bir kvantni faqat bitta elektron yutishi mumkin. Shu sababli, yorug'lik ta'sirida katoddan ajralib chiqqan fotoelektronlar yorug'lik jadalligiga proporsionaldir (fotoeffektning I qonuni). Katodga tushayotgan foton energiyasi elektronni metalldan chiqish ishini (A) yengishga va chiqayotgan fotoelektronga $m\nu_{max}^2/2$ kinetik energiya berishga sarf bo'ladi, ya'ni:

$$h\nu = A + \frac{m\nu_{max}^2}{2} \quad (14.3)$$

Bu ifoda tashqi fotoeffektning Eynshteyn tenglamasi deb ataladi va fotoeffektning II va III qonunlarini

tushuntira oladi. Eynshteyn tenglamasidan, fotoelektronning maksimal kinetik energiyasi tushayotgan nurlanish chastotasi oshishi bilan chiziqli o'sib borishi va nurlanish jadalligiga bog'liq emasligi ko'rinib turibdi. Yorug'lik chastotasi kamayishi bilan fotoelektronning kinetik energiyasi pasayib, qandaydir kichik chastotada $\nu = \nu_0$ fotoeffekt kuzatilmaydi:

$$\nu_0 = \frac{A}{h} \quad (14.4)$$

Ana shu ν_0 chastota berilgan metall uchun fotoeffektning «qizil chegarasi» bo'ladi va faqat elektronning chiqish ishiga bog'liq bo'ladi. Yuqoridagi ifodalardan quyidagiga ega bo'lamiz:

$$eU_0 = h(\nu - \nu_0). \quad (14.5)$$

Foton va uning xarakteristikalari.

Issiqlik nurlanish, fotoeffekt hodisalarini yorug'likning “elementar zarrasi” – foton to'g'risidagi tasavvur asosida tushuntirildi. Foton energiyasi va tebranish chastotasi orasidagi bog'lanish $\varepsilon = h\nu$ munosabat bilan aniqlanadi. Energiya va massaning ekvivalentlik qonuni $W = mc^2$ dan foydalansak, fotonning massasini topamiz.

Yorug'lik fotonining tinchlikdagi massasi nolga teng bo'ladi. Yorug'lik fotonining boshqa zarralar (elektron, atom va molekula) dan farqlanuvchi maxsus xususiyati shundan iboratki, foton tinchlikdagi massaga ega bo'lmaydi. Har qanday harakatlanuvchi zarracha kabi foton ham impulsiga ega bo'ladi:

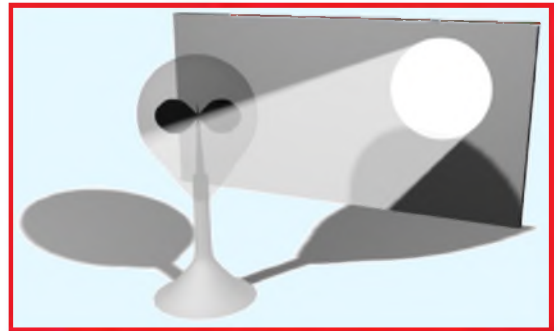
$$p_f = m_f c = \frac{h\nu}{c^2} \cdot c = \frac{h\nu}{c}. \quad (14.6)$$

Shunday qilib, barcha zarrachalar kabi foton ham energiya $\varepsilon = h\nu$, massa $m_f = h\nu/c^2$ va impuls $p_f = h\nu/c$ bilan xarakterlanadi. Fotonlarning mavjudligi bir qator tajribalarda tasdiqlangan.

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4$$

Yorug'likning bosimi.

Yorug'lik bosimini birinchilardan bo'lib P.N. Lebedev o'lchadi. 3 - rasmda yorug'lik bosimini sezadigan qurilma ko'rsatilgan. Qurilmadagi yupqa yengil qanotchalarning bir qoraytirilgan bo'lib, ikkinchisi esa yaltiroq holatda qoldirilgan. Hamda ular havosi so'rib olingan idish ichiga joylashtirilgan. Qanotchalarga yorug'lik tushishi bilan ular aylanadi. Eynshteynning yorug'lik kvantlari to'g'risidagi gipotezasiga asosan, yorug'lik diskret energiya portsiyalari - fotonlar sifatida nurlanadi, yutiladi va fazoda tarqaladi.



3 - rasm. Yorug'lik bosimini kuzatishga mo'ljallangan asbob.

Foton energiyasi $\varepsilon_0 = h\nu$ ga teng. Foton massasini uning energiyasi orqali ifodalash mumkin:

$$m_f = \frac{h\nu}{c^2}$$

Fotonni elementar zarracha deb hisoblasak, c yorug'lik tezligi bilan tarqalishi sababli, turg'un massasini nolga teng deb hisoblash mumkin. Fotonning impuls

$$p_f = \frac{\varepsilon_0}{c} = \frac{h\nu}{c}$$

ga teng. Fotonning massasi, impuls va energiyasi uning korpuskulyar xususiyatini belgilaydi, ν – chastotasi esa, yorug'likning to'lqin xususiyatini belgilaydi. Foton, agarda impuls ga ega bo'lsa, u holda jismga tushayotgan yorug'lik unga bosim ta'sirini o'tkazadi, chunki foton sirtga urilganda, unga o'z impulsini uzatadi. Jism sirtiga ν chastotali monoxromatik yorug'lik nuri tushayotgan bo'lsin. Agarda birlik sirt yuzasiga birlik vaqtda N ta foton tushsa, jism sirtining ρ – qaytarish koeffitsientiga asosan ρN fotonlar qaytadi, $(1 - \rho)N$ fotonlar esa jismda yutiladi. Har bir yutgan foton sirtga $p_f = h\nu/c$ impuls uzatadi, qaytgan foton esa

$$2p_f = \frac{2h\nu}{c}$$

impuls uzatadi. U holda sirtga ta'sir etuvchi bosim quyidagiga teng bo'ladi:

$$p = \frac{2h\nu}{c} \rho N + \frac{h\nu}{c} (1 - \rho) N$$

$$p = (1 + \rho) \frac{h\nu}{c} N \quad (14.7)$$

bu yerda $h\nu$ bitta fotonning energiyasi bo'lgani uchun, $Nh\nu = E$ barcha fotonlarning energiyasi bo'ladi yoki sirtga tushayotgan yoritilganlik energiyasi bo'ladi. Bu yerda $E_s/c = W$ – nurlanish energiyasining hajmiy zichligi deb ataladi. Shuning uchun, yorug'lik sirtga normal tushishida hosil qilgan bosimi

$$p = \frac{E_s}{c}(1 + \rho) = W(1 + \rho) \quad (14.8)$$

ga teng bo'ladi.

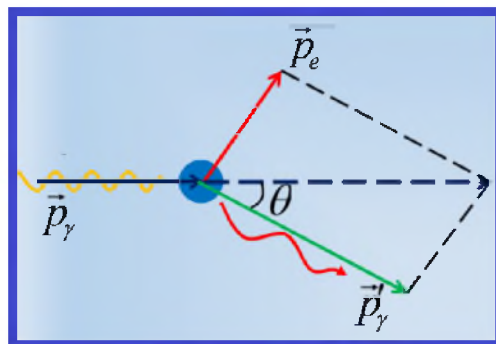
Kompton effekti.

1923 yilda Kompton rentgen nurlarining turli moddalarda sochilishini o'rganib, sochilayotgan nurlarning to'lqin uzunligi tushayotgan nurlar to'lqin uzunligidan katta ekanligini aniqladi.

$$\lambda' = \lambda + \frac{h}{m_e c}(1 - \cos \phi),$$

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2\lambda_0 \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (14.9)$$

bu yerda λ – tushayotgan rentgen nurining to'lqin uzunligi, λ' – sochilgan nurlar to'lqin uzunligi, θ – sochilgan nur bilan tushuvchi nur orasidagi burchakdir (4 - rasm) $\lambda_0 = 0.0242 \text{ \AA}$ nurning tabiati va to'lqin uzunligiga bog'liq bo'lmagan o'zgarmas kattalikdir. Ultraqisqa to'lqinli elektromagnit nurlanishning moddalardagi erkin elektronlarda, to'lqin uzunligi oshishi bilan bog'liq elastik sochilishi - Kompton effekti deb ataladi. Korpuskulyar xususiyatiga ega bo'lgan fotonlar moddalarning erkin elektronlari bilan elastik to'qnashishida, foton elektronga, energiya va impulsning saqlanish qonuniga asosan, o'zining energiya va impulsining bir qismini uzatadi. Moddaga tushayotgan fotonning energiya va impulsi:



4 - rasm. Fotonning moddaning erkin elektroni bilan to'qnashishi.

$$\varepsilon_f = h\nu, \quad p_f = \frac{h\nu}{c}$$

ga teng. Tinch holatda turgan elektronning energiyasi $W_0 = mc^2$ ga teng. Foton elektron bilan to'qnashganda energiya va impulsining bir qismini berib θ burchak ostida sochiladi. Sochilayotgan foton energiya va impulsi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\varepsilon_f' = h\nu', \quad p_f' = \frac{h\nu'}{c}$$

Sochilayotgan fotonning energiyasi ε_f' va ν' chastotasi kamaygani uchun, uning to'lqin uzunligi λ oshadi. Tinch holatda turgan elektron $p_e = m^0$ impuls va $W = mc^2$ energiyaga ega bo'lib, elastik to'qnashish hisobiga harakatga keladi.

Energiyaning saqlanish qonuniga asosan

$$mc^2 + h\nu = mc^2 + h\nu'$$

ga ega bo'lamiz. Impulsning saqlanish qonuniga asosan

$$(mv)^2 = \left(\frac{hv}{c}\right)^2 + \left(\frac{hv'}{c}\right)^2 - 2\frac{h^2}{c^2} vv' \cos\theta \quad (14.10)$$

ga ega bo'lamiz.

$$v = \frac{c}{\lambda}, \quad v' = \frac{c}{\lambda'}, \quad \text{va} \quad \Delta\lambda = \lambda' - \lambda$$

ekanligini hisobga olib

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos\theta) = \frac{2h}{m_0 c} \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (14.11)$$

to'liq uzunliklari farqi ifodasiga ega bo'lamiz. Bu yerda $\lambda_c = h/m_0 c = 0.0242 \text{ \AA}$ ga tengdir.

Nazorat savollari

1. Fotoeffekt deb nimaga aytiladi?
2. Fotoeffektning necha turi bor va ular qanday?
3. Fotoeffektning birinchi bo'lib qaysi olim o'rgangan?
4. Fotoeffekt uchun Eynshteyn tenglamasi qanday?
5. Yorug'lik bosimini birinchi bo'lib qaysi olim o'lchagan?
6. Kompton effekti deb nimaga aytiladi?

Ma'ruza № 40
MODDANING TO'LQIN XUSUSIYATLARI

Reja:

1. Moddalarning korpuskulyar - to'lqin dualizmi. De-Broyl formulasi.
2. De-Broyl to'lqinlarining fizik ma'nosi.
3. Geyzenberg noaniqliklarining munosabati.

Moddalarning korpuskulyar - to'lqin dualizmi. De-Broyl formulasi.



FIGURE 28-1 Erwin Schrödinger with Lise Meitner (codiscoverers of nuclear fission, Chapter 31).



FIGURE 28-2 Werner Heisenberg (center) on Lake Como (Italy) with Enrico Fermi (left) and Wolfgang Pauli (right).

Fransuz olimi Lui de Broyl 1923 yilda yorug'likning ikkiyoqlama tabiatini hisobga olib, korpuskulyar - to'lqin dualizmining universalligi gipotezasini ilgari surdi. De Broyl korpuskulyar xususiyat bilan bir qatorda to'lqin xususiyatiga faqat fotonlar emas, balki elektronlar va istalgan boshqa zarrachalar ham ega ekanligini ta'kidladi. Bu gipotezaga asosan, mikrozarrachalarga, bir tarafdin energiya va impuls - korpuskulyar xususiyat biriktirilishi bilan, ikkinchi tarafdin ν chastota va λ to'lqin uzunligi - to'lqin xususiyati ham biriktiriladi.

Fotonlar uchun korpuskulyar va to'lqin xususiyatlari quyidagi miqdoriy bog'lanishga egadirlar:

$$E = h\nu, \quad p = \frac{h}{\lambda} \quad (15.1)$$

Bu ifoda, faqat tinch holatda massaga ega bo'lmagan foton uchun emas, balki tinch holatda massaga ega bo'lgan boshqa zarrachalar uchun ham o'rinlidir. Shunday qilib impulsiga ega bo'lgan istalgan zarrachalar

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{m\nu} \quad (15.2)$$

de Broyl tenglamasi bilan aniqlanadigan to'lqin uzunlikdagi to'lqin jarayoni bilan taqqoslanadi. Bu nisbat p impulsiga ega bo'lgan istalgan zarracha uchun o'rinlidir. De Broyl gipotezasi bilan tanishgach, Eynshteyn quyidagi fikrni aytdi: agar bu gipoteza to'g'ri bo'lsa, elektronlar uchun difraktsiya hodisasi kuzatilishi lozim. De Broyl gipotezasi tez orada tajribada o'z tasdig'ini topdi.

1927 yilda Devison va Jeremerlar tabiiy difraktsiyaviy panjara - nikel kristall panjarasidan elektronlar dastasi sochilganda aniq difraktsiyaviy manzarani kuzatdilar, ya'ni elektronlar to'lqin xususiyatiga ega ekanligini isbotladilar. Difraktsiya maksimumlari Vulf-Breg ifodasiga

$$\lambda = \frac{2d}{m} \sin\theta, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (15.3)$$

mos kelib, Breg to'liqin uzunligi de Broyl ifodasidagi $\lambda = h/p$ to'liqin uzunligiga juda katta aniqlikda teng keldi. Keyinchalik tezlatilgan elektronlar dastasi (energiyasi $\approx 50 \text{ keV}$) qalinligi $\sim 1 \mu\text{m}$ bo'lgan metall qog'ozdan o'tganda ham difraktsiyaviy manzara kuzatildi. Bu tajribalar elektronlar oqimi yordamida o'tkazilgani uchun, to'liqin xususiyati faqat elektronlar oqimiga taaluqlimi, yoki yakka elektronlarga ham tegishlimi? degan savollar tug'ildi.

1948 yilda Fabrikant juda kuchsiz elektronlar dastasi bilan tajriba o'tkazganda, ya'ni kuzatuvchi asbobdan har bir elektron alohida o'tganda ham, difraktsiyaviy manzarani kuzatdi. Demak, to'liqin xususiyati faqat zarrachalar to'plamiga emas, balki yakka zarrachalar uchun ham taalluqli ekan. Keyinchalik, difraktsiyaviy hodisalar neytronlar, protonlar, atom va molekulyar dastalar uchun ham kuzatildi. Zarrachalarning to'liqin xususiyatini tajribada tasdiqlanishi, uni moddaning umumiy xususiyatidir, degan fikrga olib keldi. U holda to'liqin xususiyati makroskopik jismlar uchun ham o'rinlimi?, nima uchun tajribada kuzatilmaydi?, degan savollar tug'ildi. Misol uchun massasi 10^{-3} kg bo'lgan zarracha 1 m/s tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsa, yuqoridagi ifodaga asosan, de Broyl to'liqin uzunligi $\lambda = 6.66 \cdot 10^{-32} \text{ m}$ bo'lish kerak. Bunday to'liqin uzunlikka ega bo'lgan to'liqlar difraktsiya hodisasini kuzatish uchun, doimiyligi $d = 10^{-31} \text{ m}$ bo'lgan kristall panjara bo'lishi kerak. Shunday kristall panjara tabiatda bo'lmagani uchun, bunday makroskopik zarracha difraktsiyasini kuzatib bo'lmaydi. Shu sababli, makroskopik jismlar faqat korpuskulyar xususiyatini namoyon etadilar. Modda zarrachalarining ikkiyoqlama korpuskulyar - to'liqin tabiatini tasavvur etish, zarracha energiyasi va chastotasining o'zaro bog'liqligi

$$E = h\nu \quad (15.4)$$

bilan yanada mustahkamlanadi.

De-Broyl to'liqlarining fizik ma'nosi.

Yorug'lik (umumiyroq holda elektromagnit nurlanish) va harakatlanuvchi zarracha (ko'pincha mikrozzarracha) lar dualistic xislatlarga egaligi haqida tajribalarga asoslanib ishonch hosil qilindi. Harakatlanayotgan mikrozzarrachalarda namoyon bo'ladigan de-Broyl to'liqlarining tabiati haqida mulohaza yuritaylik. De-Broyl to'liqlarining tebranishi tarqalishi esa hech qanday elektromagnit maydonning tarqalishi bilan bog'liq emas.

Tezlanishga ega bo'lgan elektronning elektromagnit to'liqin nurlantirishi kuzatiladi. Lekin elektron to'g'ri chiziqli traektoriya bo'yicha tekis harakatlanayotganda hech qanday elektromagnit nurlanish vujudga kelmasligi yuqoridagi farazni inkor qiladi. Xuddi shuningdek, de-Broyl to'liqlarini klassik fizikada ma'lum bo'lgan boshqa biror to'liqinga o'xshatish asossiz ekenligini isbotlash mumkin. Umuman, harakatlanayotgan mikrozzarrachalar bilan bog'liq bo'lgan de-Broyl to'liqlarini klassik tushunchalar asosida tasavvur qilib bo'lmaydi. Mikrozzarracha biz shu vaqtgacha ko'rgan biror obektga o'xshamaydi. U bir vaqtning o'zida ham zarra, ham to'liqin xususiyatlarini mujassamlashtirgan maxsus tabiatli materiyadir.

Masalan, yorug'lik to'liqini yarim shaffof jismga tushayotgan bo'lsa, ikki muhit chegarasidan yorug'lik qisman qaytadi, qisman sinib ikkinchi muhitga o'tadi. Boshqacha aytganda, yorug'lik to'liqin qismlarga bo'linayabdi. Agar bir muhitdan ikkinchi muhitga elektron tushayotgan bo'lsa, u ikkinchi jismni tashkil etuvchi zarrachalar bilan ta'sirlashishi tufayli yo biror burchakka og'ib harakatini davom ettiradi, yo jism tomonidan yutiladi. Lekin elektronning bir qismi yutilib, bir qismi esa harakatini davom ettirganligini, ya'ni uni bo'linmaganligini hech qanday tajribada kuzatilmagan. Demak, mikrozzarrachaning harakati bilan bog'liq bo'lgan to'liqin klassik tushunchadagi to'liqinga o'xshamaydi.

1926 yilda M. Born elektromagnit nurlanish hamda harakatlanayotgan mikrozzarrachalar dualistic xislatlarining umumiylikiga asoslanib de-Broyl to'liqinining fizik ma'nosini statik tarzda izohlab berdi. Haqiqatan fazoning biror nuqtasida yorug'lik to'liqin 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 ekan. Bunga qiyos qilib M. Born harakatlanayotgan mikrozzarracha bilan bog'liq bo'lgan de-Broyl to'lqini amplitudasining kvadrati fazoning ayni nuqtasida mikrozzarrachani qayd qilish ehtimolligini xarakterlaydi deb tushuntiradi. 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.

Geyzenberg noaniqliklarining munosabati.

Modda zarrachalarining ikkiyoqlamalik korpuskulyar - to'lqin tabiatiga asosan, ularga zarrachaning yoki to'lqinning barcha xususiyatlarini belgilash mumkin emas. Shu sababli, mikrozzarrachalar xususiyatlarini o'rganishda klassik mexanika tushunchalariga ayrim cheklashlar kiritish zarur bo'ladi. Masalan, klassik mexanikada istalgan zarracha aniq traektoriya bo'ylab harakatlanadi va istalgan vaqtda zarrachaning koordinata va impulsini katta aniqlikda belgilash yoki aniqlash mumkin. To'lqin xususiyatiga ega bo'lgan mikrozzarrachalar klassik zarrachalardan butunlay farqlanadilar. To'lqin xususiyatiga ega bo'lgan mikrozzarrachaning bir aniq traektoriya bo'yicha harakatlanishida, uning aniq koordinatasi va impulsini to'g'risida so'z yuritish mumkin emas.

To'lqin xususiyatli zarracha impulsini to'lqin uzunligiga bog'liq bo'lsa ham, «berilgan nuqtadagi to'lqin uzunligi» degan tushuncha fizik ma'noga ega emas, shuning uchun aniq impulsiga ega bo'lgan mikrozzarracha koordinatasi noaniqdir va uning teskarisidir.

Geyzenberg mikrozzarracha to'lqin xususiyatini va unga bog'liq cheklashlarni hisobga olib, mikrozzarrachaning koordinatasi va impulsini bir vaqtda aniq ifodalash mumkin emas, degan fikrga keldi. Mikrozzarrachalar koordinatalari va impulsari noaniqliklarining o'zaro nisbatlari quyidagi shartlarni qanoatlantiradilar:

$$\begin{cases} \Delta x \cdot \Delta p_x \geq h, \\ \Delta y \cdot \Delta p_y \geq h, \\ \Delta z \cdot \Delta p_z \geq h. \end{cases} \quad (15.5)$$

Mikrozzarracha koordinatalari va ularga mos impulsining proektsiyalari noaniqliklari ko'paytmalari h dan kichik bo'lmaydi. Yuqoridagi ifodaga asosan, zarracha koordinatasi aniq bo'lsa ($\Delta x = 0$), bu holda impulsning OX o'qiga proektsiyasi qiymati

$$\Delta p_x \rightarrow \infty$$

butunlay noaniq bo'ladi. Noaniqlik munosabati, bir vaqtda, zarracha harakatining klassik xususiyati (koordinatalari, impulsini) va to'lqin xususiyatlaridan foydalanilgan holda keltirib chiqarilgan.

Klassik mexanikada zarracha koordinatalari va impulsini xohlagan aniqlikda o'lchash mumkin bo'lsa, noaniqlik munosabati mikrozzarrachalarga klassik mexanikani qo'llashning kvant cheklanishini ko'rsatadi.

Noaniqlik munosabatini quyidagi ko'rinishda ifodalaymiz:

$$\Delta x \cdot \Delta \vartheta_x \geq \frac{h}{m} \quad (15.6)$$

Bu ifodadan, zarracha massasi qancha katta bo'lsa, uning tezligi va koordinatalari noaniqligi shuncha kichik bo'ladi. Bu zarrachaga katta aniqlikda traektoriya tushunchasini qo'llash mumkin bo'ladi. Masalan, massasi 10^{-12} kg va chiziqli o'lchamlari 10^{-6} m bo'lgan chang koordinatasi, uning o'lchamiga nisbatan 0,01 aniqlikda o'lchansa ($\Delta x = 10^{-8} \text{ m}$), tepadagi ifodaga asosan, tezlik noaniqligi

$$\Delta v_x = \frac{6.62 \cdot 10^{-34} \text{ m}}{10^{-8} \cdot 10^{-12} \text{ s}} = 6.62 \cdot 10^{-14} \text{ m/s}$$

qiymati zarrachaning barcha mumkin bo'lgan tezliklari qiymatiga ta'sir etmaydi. Bunday makroskopik jismlarning to'lqin xususiyati umuman namoyon bo'lmaydi va noaniqlikka ta'sir etmaydi. Agarda, elektronlar dastasi x o'qi bo'ylab $v = 10^8 \text{ m/s}$ tezlik bilan harakatlanganda uning aniqligi 0,01 % ($\Delta v_x = 10^4 \text{ m/s}$) bo'lsa, bu holda koordinata noaniqligi

$$\Delta x = \frac{h}{m \Delta v_x} = \frac{6.62 \cdot 10^{-34}}{9.11 \cdot 10^{-31} \cdot 10^4} \text{ m} = 7.27 \cdot 10^{-8} \text{ m}$$

ga teng bo'ladi, ya'ni elektronning holatini yetarlicha aniqlikda o'lchash imkoniyati paydo bo'ladi va elektronning traektoriyasi to'g'risida so'z yuritish mumkin.

Vodorod atomi atrofida elektron harakatlanganda, uning koordinatalari noaniqligi $\Delta x = 10^{-10} \text{ m}$ bo'lsin. U holda, tezligining noaniqligi $\Delta v_x = 7.27 \cdot 10^6 \text{ m/s}$ bo'ladi. Bu hol uchun klassik mexanikadan foydalansak, elektron aylana orbitasi radiusi $\sim 0.5 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ bo'lgan yadro atrofida harakatlanganda, uning tezligi noaniqligi $\Delta v_x = 2.3 \cdot 10^6 \text{ m/s}$ bo'ladi. Demak tezlik noaniqligi, tezlikning o'zini qiymatidan bir necha marta katta bo'lar ekan. Shu sababli, atomdagi elektronlarning harakatini ifodalashda klassik mexanika qonunlaridan foydalanib bo'lmaydi.

Kvant nazariyasida zarrachalarning energiyasi va vaqt bo'yicha ham noaniqlik munosabati mavjud:

$$\Delta E \cdot \Delta t > h \quad (15.7)$$

ΔE — harakat energiyasining o'lchash vaqtidagi noaniqligi, Δt — esa, o'lchash jarayoni davomiyligining noaniqligi. Energiya noaniqligi:

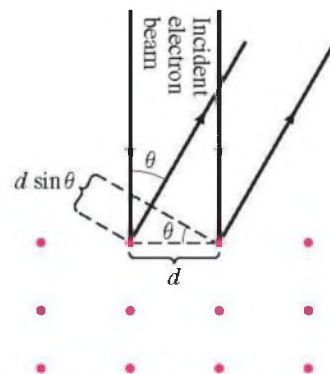
$$\Delta E \geq \frac{h}{\Delta t}$$

tizimning o'rtacha yashash vaqti kamayishi bilan oshib boradi.

Elektronning to'lqin xususiyati

1. Elektron difraksiyasi

$$d = \frac{\lambda}{\sin \theta} = \frac{0.123 \text{ nm}}{\sin 24^\circ} = 0.30 \text{ nm}.$$



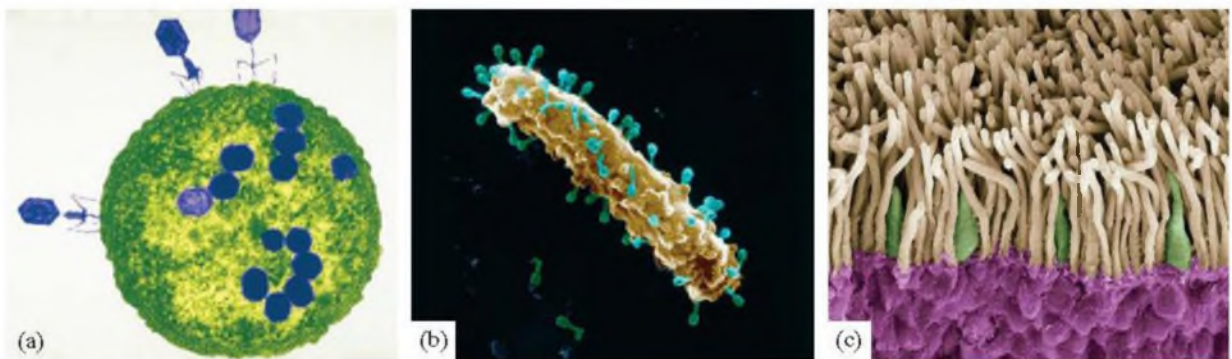
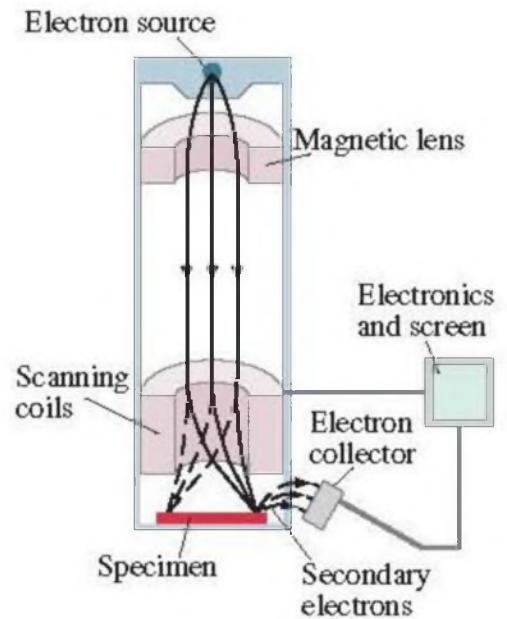
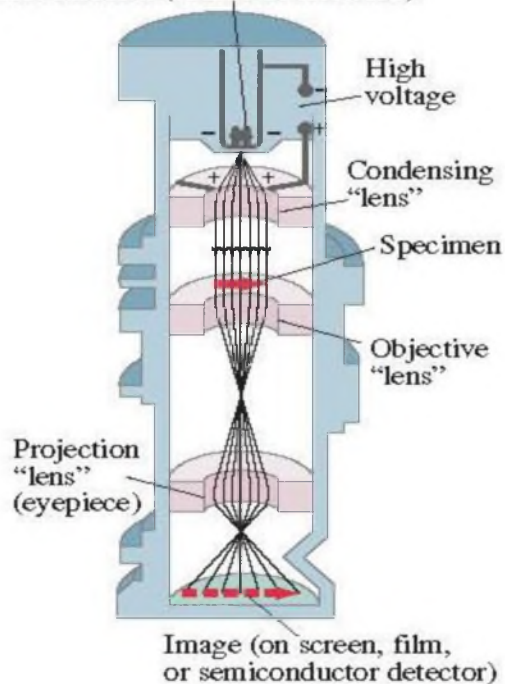
$$KE = \frac{p^2}{2m_e} = \frac{h^2}{2m_e \lambda^2}$$

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_e KE}}$$

$$= \frac{(6.63 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s})}{\sqrt{2(9.11 \times 10^{-31} \text{ kg})(100 \text{ eV})(1.6 \times 10^{-19} \text{ J/eV})}} = 0.123 \text{ nm.}$$

2. Elektron mikroskoplar

Hot filament (source of electrons)



Nazorat savollari

1. Modda zarrachalarining korpuskulyar - to'liq dualizmini tushuntiring.
2. Yorug'likning to'liq uzunligi bilan lining energiyasi orasida qanday bog'liqlik bor?
3. Geyzenbergning noaniqlik munosabatining fizik ma'nosi nimadan iborat?
4. Fotoning tinchlikdagi massasi nimaga teng?
5. Elektron nima?
6. Elektron mikroskoplar qanday ishlaydi?
7. Elektron difraksiyaga uchraydimi?

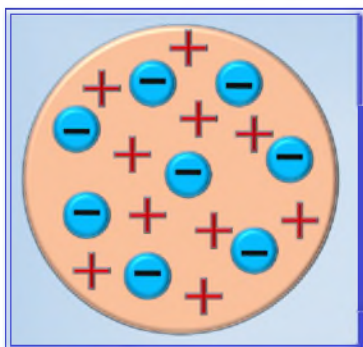
Reja:

1. Atomning Tomson modeli. Rezerford tajribasi.
2. Bor postulatları. Frank - Gerts tajribalari.
3. Atomlarning chiziqli spektrlari.
4. Pauli prinsipi. Elementlarning davriy tizimi

Hozirgi zamon atom fanining, texnikaning va energetikaning ulkan yutuqlar - atom va yadro fizikasining intensiv rivojlanishi natijasidir. Nafaqat modda (gazlar, suyuqliklar va qattiq jismlar), balki materiyaning elektr, yorug'lik va boshqa turlari ham atomistik tabiatga ega. Shuning bilan bir qatorda materiya harakati ham atomistik qonunlar bilan aniqlanadi.

Atomning Tomson modeli. Rezerford tajribasi.

Atom va yadro fizikasi mikrodunyo (kvant) fizikasining boshlanishi desak ham bo'ladi. Shu tufayli atom fizikasi - atom va u bilan bog'liq hodisalar fizikasini o'rganuvchi fan. XIX asrning oxirlariga qadar grek faylasuflari Levkip, Anaksagor, Empedokl, Demokrit tomonlaridan ilgari surilgan atom - materiyaning so'ngi bo'linmas zarrasi degan ta'limot ustun bo'lib keldi. Birinchi elementar zarra - elektron, roentgen nurlari,



1-rasm. Atomning Tomson modeli.

radioaktivlik hodisaning kashf qilinishi, XX asr boshlariga kelganda atom materiyaning oxirgi bo'linmas zarrasi emasligi ko'rsatildi. U murakkab tuzilishga ega ekan. Uning murakkab tuzilishini isbotlovchi birinchi nazariy modelni 1903 yilda elektronni kashf qilgan mashhur ingliz fizigi J. Tomson taklif qildi. Ushbu modelga asosan atom musbat elektr zaryadi bilan bir tekis zaryadlangan sferadan iborat bo'lib, ichida elektron joylashgan bo'ladi (1 - rasm). Sferaning yig'indi musbat zaryadi elektron zaryadiga teng bo'lib, atom bir butun holda elektr jihatdan neytraldir. Bunday atomning massasi uning butun hajmi bo'ylab bir tekis taqsimlangan bo'lib, atomdagi barcha elektr zaryadlari unda kuchli elektr maydonni yuzaga keltira olmaydi. Bu atomning radiusini baholaylik. Izolyatsiyalangan atom chiqarayotgan spektr xarakterini tushuntirish uchun nurlanayotgan atomdagi elektron tebranma harakat qiladi va demak, muvozanat holat atrofida $F = -kr$ ko'rinishdagi kvazi elastik kuch bilan tutib turiladi deb faraz qilamiz, bunda r - elektronning muvozanat holatidan chetlashishi. Elektrodinamikada bir tekis zaryadlangan sfera ichidagi maydon kuchlanganligi quyidagicha topiladi:

$$E(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e}{R^3} r \quad (0 \leq r \leq R) \quad (16.1)$$

bunda e - sfera zaryadi, R - uning radiusi. U holda muvozanat holatidan (sfera markazidan) R oraliqda turgan elektronga



FIGURE 27-11 Niels Bohr (right), walking with Enrico Fermi along the Appian Way outside Rome. This photo shows one important way physics is done.

$$F = -eE = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{R^3} r = -kr \quad (16.2)$$

kuch ta'sir qiladi. Bunday sharoitda biror yo'l bilan muvozanat holatdan chiqarilgan elektron

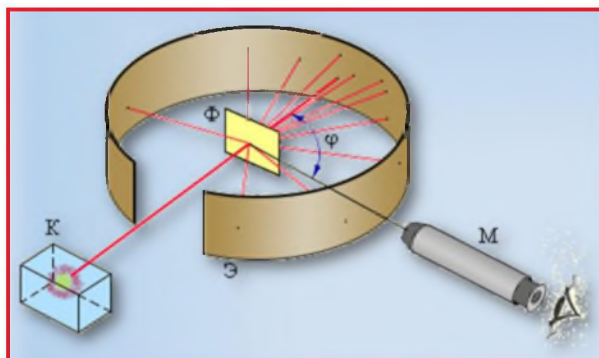
$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}} = \sqrt{\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{mR^3}}$$

sikllik chastota bilan tebranadi (m – elektronning massasi). Oxirgi ifodadan

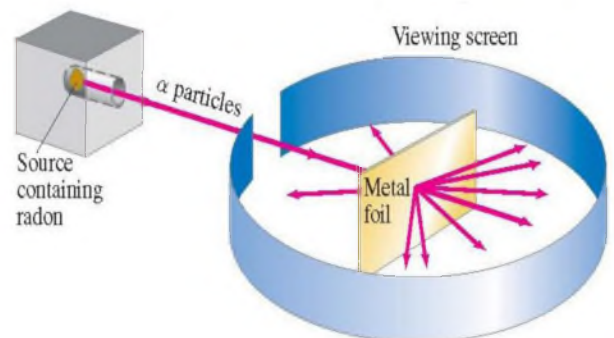
$$R = \sqrt[3]{\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{m\omega^2}} \quad (16.3)$$

ni topish mumkin. $\omega = 3 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ ni qo'yib, Tomson atomining radiusi $R = 3 \cdot 10^{-10} \text{ m} = 3 \text{ \AA}$ ekanligini topamiz. Demak, atomning radiusining tartibi 10^{-10} m yoki 10^{-8} sm tartibida bo'lar ekan.

Atomning Tomson modeli nazariy bo'lganligi uchun uni tajribada tekshirish lozim edi. Bu ishni rezerford va uning shogirdlari 1906 - 1911 yillarda fundamental tajribalar asosida amalga oshirdi.



2 - rasm. Atomning Tomson modelini tekshirish uchun Rezerford tajribasi.

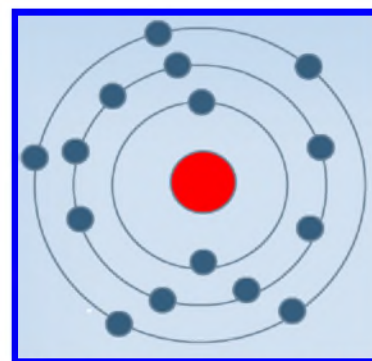


Bunda ular o'zidan α – zarralarni chiqaruvchi radioaktiv moddalardan foydalandilar va α – zarra-larning boshqa moddalar bilan to'qnashuvlarini o'rgandilar. α – zarra butunlay ionlashgan geliy atomi bo'lib, uning massasi elektronning massasidan taxminan 8000 marta katta, musbat zaryadi esa moduli jihatdan elektron zaryadidan ikki marta kattadir. α – zarralarining tezligi juda katta - yorug'lik tezligining $1/15$ ulushiga tengdir. Rezerford tajribasining g'oyasi juda soda edi. Agar atomning Tomson modeli haqiqatga to'g'ri kelsa, juda yupqa metal plenka (folga) dan tez harakatlanuvchi α – zarralarning ensiz dastasi o'tkazilganda, tajriba o'tkazuvchilar bu zarralarning sezilarli og'ishlarini kuzatmaslik kerak. Rezerford bu zarralar bilan og'ir elementlarning atomlarini bombardimon qildi.

Elektronlarning zaryadi manfiy va massasi juda kichik bo'lganligidan, ular α – zarralarning traektoriyasini sezilarli o'zgartira olmaydi. Atomning musbat zaryadli qismigina α – zarralarning sochilishiga (harakat yo'nalishining o'zgarishiga) sabab bo'lishi mumkin. Shunday qilib, α – zarralarning sochilishiga qarab atom ichida musbat zaryadning va massaning taqsimlanish xarakterini aniqlash mumkin.

Rezerford tajribasining sxemasi 2 - rasmda ko'rsatilgan. Rezerford moddadan chiqayotgan α - zarralar oqimi diafragma orqali o'tgandan so'ng tekshirilayotgan moddadan (oltin, mis va boshqa) yasalgan yupqa folgaga tushadi. Folga atrofida aylana oluvchi rux sulfid qoplangan ekranning α - zarralar tushgan joyida chaqnashlar paydo bo'ladi. Chaqnashlar mikroskop yordamida kuzatiladi. Tajribalarning ko'rsatishicha, qalindigi bir necha ming atomlararo masofaga teng bo'lgan plenkadan o'tishda α - zarralar o'z harakat yo'nalishlarini o'zgartirar, ya'ni sochilar ekan. Sochilgan α - zarralar ichida 90° va undan kattaroq burchakka, masalan 180° burchakka sochilgan α - zarralarni kuzatish mumkin. Darhaqiqat, musbat zaryad atomning butun hajmi bo'ylab taqsimlangan deb hisoblansa, bunday natijani tasavvur ham qilish mumkin emas edi. Bunday taqsimlanganda musbat zaryad α - zarrani orqaga itarib yuborishi uchun etarli darajada kuchli elektr maydon hosil qila olmaydi. Bu natijalarni tahlil qilib, Rezerford α - zarralarning sochilishini, agar musbat zaryadlar va atom massasi folga hajmi bo'yicha bir tekis emas, balki fazoning juda kichik sohasiga yig'ilgan deyilsa, osongina tushuntirish mumkin degan xulosaga keldi. Ana shunga ko'ra, Rezerford atom yadrosi - atomning deyarli butun massasi va butun musbat zaryadi yig'ilgan kichik o'lchamli jism ekanligi haqidagi g'oyani ilgari surdi, shu bilan birga Tomsonning nazariy atom modeli noto'g'ri ekanligi isbot qilindi.

Rezerford o'z tajriba natijalariga asoslangan holda atomning yadroviy planetar modelini taklif qildi. Bu modelga ko'ra, atom markazida uning deyarli butun massasi yig'ilgan musbat zaryadli yadro joylashgan bo'lib, elektronlar atom ichida tinch tura olmaganligi uchun ular yadro atrofida xuddi Quyosh atrofida planetalar aylangani singari harakatlanadi (3 - rasm). Elektronlar harakatining bunday xarakteri yadro tomonidan kulon kuchlarining ta'siri bilan aniqlanadi. Yadroning zaryadini $+Ze$ deb belgilaymiz, bu yerda Z - butun son bo'lib, davriy jadvaldagi kimyoviy elementlarning tartib nomeriga yoki shu elementdagi elektronlar soniga teng bo'ladi. Yuqoridagilardan Rezerford quyidagi formulani keltirib chiqardi:



3 - rasm. Atomning yadroviy planetar modeli.

$$\frac{dN}{N} = n \left(\frac{Ze^2}{2m\vartheta^2} \right) \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (16.4)$$

bunda n - sochuvchi yadro konsentratsiyasi, θ - sochilish burchagi, Ze - sochiluvchi zarraning zaryadi, ϑ - zarra tezligi, N - folgaga tushayotgan zarralar soni, $dN = n, \theta + d\theta$ burchak oralig'ida sochilgan zarralar soni, m - zarraning massasi, $d\Omega = 2\pi \cdot \sin\theta d\theta$ - fazoviy burchak. θ burchakka sochilgan zarralarning soni sochilish burchagiga kuchli bog'liq bo'lar ekan va burchakning qiymati kamayishi bilan ularning soni ortar ekan. Shunday qilib, Rezerford atomning nazariy va amaliy planetar modelini kashf etdi, berilgan $d\Omega$ fazoviy burchak bo'yicha sochilgan α - zarralarning ulushi dN/N ning taqsimotini va yadro o'lchamini aniqlashga erishdi.

Bor postulatları. Frank - Gers tajribalari.

Klassik elektrodinamika asoschilaridan Maksvell nazariyasiga ko'ra, tezlanish bilan harakatlanuvchi har qanday zaryad uzluksiz ravishda elektromagnit to'lqinlar nurlantirishi kerak. Yadro atrofida aylanuvchi elektronlar markazga intilma tezlanish bilan harakatlanadi, binobarin, Maksvell nazariyasiga ko'ra, uzluksiz ravishda elektromagnit to'lqinlar nurlantirishi kerak. Ammo elektromagnit to'lqinlar nurlantirgani sababli, yadro atrofida aylanuvchi

elektronlarning energiyasi uzluksiz ravishda kamayishi va ular yadroga yaqinlashib borib, oxiri unga tushishi kerak edi. Hisoblashlarning ko'rsatishicha, elektronlarning yadroga tushish jarayoni 10^{-8} s ichida tugashi kerak. Demak, atom yo'qolishi kerak. Aslida esa mutlaqo bunday bo'lmaydi. Bu mushkul axvoldan qutilish yo'lini 1913 yilda daniyalik buyuk fizik Nils Bor o'zining uchta postulatini yaratib topdi va klassik fizikani kvant fizikasiga qo'llab bo'lmasligini ko'rsatib berdi Bor postulatlarini quyidagicha ta'riflanadi.

1. Atom yoki undagi elektronlar stasionar (turg'un) xolat deb ataluvchi xolatida uzoq vaqt bo'ladi. Bu xolatlarda bo'lgan elektronlarning harakat qilishiga qaramay, atom yoki undagi elektron o'zidan energiya chiqarmaydi (nurlanmaydi) va yutmaydi. Bu xolatlarda atomlar yoki undagi elektronlar diskret energiya qatorini tashkil qilgan $E_1, E_2, \dots, E_n$ energiyaga ega bo'ladi.

2. Atom yoki undagi elektron bir stasionar m – holatdan ikkinchi n – holatga o'tganda o'zidan biror chastotali nur chiqaradi yoki yotadi. Nurlanish yoki nur yotish chastatasi quyidagi shartdan topiladi:

$$\nu = \frac{E_n - E_m}{h} \quad (16.5)$$

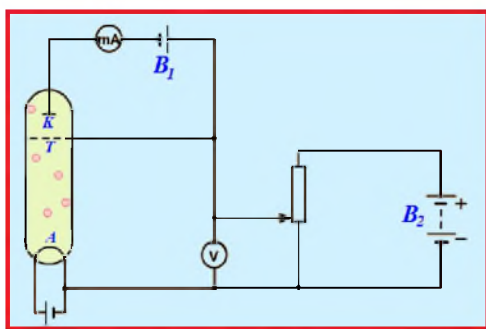
Yuqoridagi ifodaga *Borning chastotalar sharti* deyiladi.

3. Biror-bir orbita bo'ylab yadro atrofida harakat qilayotgan elektronning impuls momenti (harakat miqdori momenti) Plank doimiysiga karralidir:

$$M = mvr = n\hbar \quad (16.6)$$

bunda M – elektronning impuls momenti, v – uning orbita bo'yicha xarakat tezligi, r – orbita radiusi, $n = 1, 2, 3 \dots$ – butun son, $\hbar = h/2\pi = 1.05 \cdot 10^{-34}$ Js – Plank doimiysi.

Bor postulatlarining to'g'riligini tekshirish maqsadida Frank va Gers 1913 yilda tajriba o'tkazdilar. Tajribalarning asosida atom uchun stasionar holatlarni aniqlash va uning mavjudligini tekshirish yotadi. Agar stasionar holatlar yo'q bo'lsa, ya'ni atomning ichki energiyasi har qanday qiymatlar qabul qila olsa, u holda biz atomga energiya berishda uni albatta uyg'otgan, ya'ni uning energiyasini orttirgan bo'lamiz. Agar stasionar holatlar bor bo'lsa, u holda energiyani orttirish uchun atomga uning ikki quyi stasionar holatlari energiyalarining farqidan katta bo'lgan energiya berish kerak. Bu miqdordan kam energiya berganda atom uyg'onmaydi va unga berilayotgan energiya faqat atomning kinetik energiyasini orttirishga ketadi, xolos. Atomlarga



4 - rasm. Frank - Gerts tajribasi qurilmasining sxemasi.

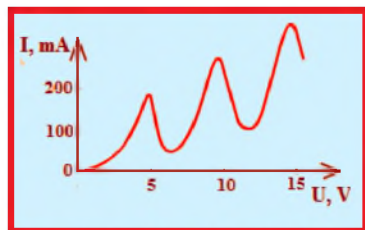
ma'mm energiya berishning eng osan yo'li ularni elektr maydondan tezlashtirilgan elektronlar bilan bombardimon qilishdir. Elektron U potensiallar farqini o'tganda kinetik energiya oladi:

$$\frac{m\theta^2}{2} = eU$$

Frank va Gers tajriba qurilmasining sxemasi 4 - rasimda ko'rsatilgan. Uchta elektrodi bo'lgan shisha idish past bosimdagi simob bug'lari bilan to'ldirilgan. B_1 batareya tezlatuvchi elektr maydon hosil qiladi. K katod va T to'r orasidagi U kuchlanishni potentsiometr yordamida o'zgartirish mumkin. B_2 batareya yordamida to'r va anod A orasida kuchlanish 0,5 K ga yaqin bo'lgan tormozlavchi kuchsiz maydon hosil qilish mumkin. Bu maydon sekin elektronlarning anodga tushishiga to'sqinlik qiladi. Elektronlarni elektr toki bilan qizdiriladigan K katod

chiqaradi. Katoddan uchib chiqqan elektronlar simob atomlari bilan ikki xil to'qnashadi: elastik va noelastik.

Anod zanjiridagi I tok kuchining U kuchlanishga bog'liqligi eksperimental aniqlandi. Bu bog'lanish 5 - rasmda tasvirlangan. Agar tezlatuvchi potensialni oshirib borsak, boshlang'ich holda tok kuchi ham asta-sekin orta boradi. Bunday tok egri chizig'ining ko'rinishi oddiy termoelektron asboblarning VAX iga o'xshab ketadi. Tezlatuvchi potensial $4,1 \text{ V}$ ga etganda tok kuchi keskin tushib ketadi. Bundan keyin ham tezlatuvchi potensialni orttirib borsak, tok kuchi ham ya'na orta boshlaydi va tezlatuvchi potensial 9 V ga etganda tok kuchi yana keskin tushib ketadi. Agar tezlatuvchi potensial yana orttirilsa, tok kuchining ortishi davom etib, tezlatuvchi potensial $13,9 \text{ V}$ ga yetganda uning yana keskin tushib ketishi kuzatiladi. U quyidagicha tushuntiriladi.



5 - rasm. Anod zanjiridagi tok kuchining kuchlanishga bog'liqligi.

Elektronlarning tezlatuvchi potensial U hisobiga oladigan energiyalari boshlang'ich holda $4,1 \text{ eV}$ ga etgunga qadar, ular simob atomlari bilan elastik to'qnashadilar va tok kuchi oddiy qonuniyat bo'yicha ortib boradi. Atomlarning energiyasi o'zgarmaydi. Elektronlarning kinetik energiyasi bunda derlik o'zgarmaydi, chunki elektronlarning massasi simob atomlarining massasidan ancha kichik. Buning natijasida katod va to'r orasidagi elektr maydon tomonidan tezlashtirilgan elektronlar tormozlovchi maydonni engib o'tadi va anodga yetib boradi. Vaqt birligi ichida anodga yetib borgan elektronlarning soni kuchlanishga proporsional ravishda ortadi. Ushbu energiya $4,1 \text{ eV}$ ga yetganda elektronlar simob atomlari bilan noelastik to'qnashadilar va ularga energiyalarining asosiy qismini beradilar. Bunda atomlarning energiyalari sakrab ortadi, elektron esa to'qnashganday keyin o'zining kinetik energiasini derlik yo'qotadi. Tormozlovchi maydon sekin elektronlarni anodga o'tkazmaydi va tok kuchi keskin kamayadi. Elektronlarning bir qismi noelastik to'qnashishlarga duch kelmay to'rga yetib borgani uchungina tok nolga teng qiymatga tushib qolmaydi.

Ushbu tajribada simob uchun birinchi uyg'otish potentsiali $4,1 \text{ V}$, ikkinchisi 9 V , uchunchisi esa $13,9 \text{ V}$ ga teng. Ikkita qo'shni uyg'onish potentsiallari orasidagi farqqa *rezonans potentsiali* deyiladi. Uning bu tajribadagi qiymati $4,9 \text{ V}$ ga teng. Atomdan elektronlarni chiqarib olish uchun kerak bo'lgan minimal energiyaga ionlash yoki ionizatsiya potentsiali deyiladi.

Birinchi Bor radiusi. Eng sodda atom - vodorod atomini ko'raylik. Ol bir protonnan ibarat yadro ha'm onin' a'tirapinda orbita shen'beri boylap ha'reket etetug'in bir elektronnan ibarat. Yadro elektrondin o'zine kulon ku'shi menen tartadi ha'm og'an orayg'a umtuliwshi tezleniw beredi, yag'niy:

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e \cdot e}{r_n^2} = \frac{m_e v_n^2}{r_n} \quad (102.4)$$

Bul jerde e - elektronnin' ha'm protonnin' zaryadi, ϵ_0 - elektr turaqlisi. Endi (102.1) an'latpadan v_n ni aniqlap alamiz ha'm na'tiyjeni (102.4) ge qoyip, onnan r_n ushin to'mendegi an'latpani tabamiz:

$$r_n = n^2 \frac{h^2 \epsilon_0}{\pi m_e e^2} \quad (102.5)$$

Bul jerde n - elektron statsionar orbitasinin' (anig'irag'i atomnin' statsionar halinin') qatar sanin ko'rsetedi. Ma'selen, $n = 1$ dep alsaq, elektronnin' vodorod atomindagi birinshi statsionar

orbitası radiusının' ma'nisin payda etemiz. Bul radiusqa birinshi *Bor radiusı* delinedi ha'm atom fizikasında uzınlıq birligi sıpatında paydalanıladı: $r = 0,528 \cdot 10^{-10}$ m. Sonday-aq, $r_2 = 4r_B$ ha'm t.b.

Atomdag'ı energetikalıq qa'ddiler. Statsionar haldag'ı atom energiyası qabil etetug'ın ma'nisler *energetikalıq qa'ddi* delinedi. Bor teoriyasına muwapıq, atom yadrosı turaqlı esaplanadı. Sonın' ushın atomnın' tolıq energiyası E , elektronnın' aylanbalı qozg'alısının' kinetikalıq energiyası E_k ha'm elektronnın' yadro menen o'z-ara ta'sir potentsial energiyası E_p lardın' qosındısına ten', yag'nıy:

$$E = E_k + E_p \quad (102.6)$$

$$E_k = \frac{m_e v_n^2}{2} = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r_n} \quad \text{ha'm} \quad E_p = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n} \quad (102.7)$$

ekenligin na'zerde tutsaq, atomnın' tolıq energiyası to'mendegi an'latpadan tabıladı:

$$E = E_k + E_p = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r_n} \quad (102.8)$$

(102.7) an'latpanı payda etiwde (102.4) ten payda etiwde eki zaryad arasındag'ı o'z-ara ta'sir potentsial energiyasın anıqlaw qag'lydasınan paydalandıq.

Endi r_n ushın tabılğ'an (102.5) an'latpanı (102.8) g'a qoyıp, atomnın' qa'legen energetikalıq qa'ddindegi energiyası E_n di tabamız:

$$E_n = -\frac{m_e e^4}{8h^2 \epsilon_0^2} \cdot \frac{1}{n^2} \quad (102.9)$$

Usı an'latpadan ko'rinip turg'anınday, vodorod atomının' tolıq energiyası teris bolıp, ol elektron ha'm protondı erkin bo'lekshelerge aylandırı ushın qansha energiya jumsaw kerekligin ko'rsetedi. Basqasha aytqanda, mine usı enetgiya bul eki bo'leksheni bir pu'tin atom sıpatında saqlap turadı. Sonın' ushın da $n = 1$ hal en' turg'ın hal esaplanıp, bul jag'dayda atom en' kem energiyag'a iye boladı ha'm ol tiykarg'ı energetikalıq hal delinedi. Bul haldag'ı vodorod atomın ionlastırıw ushın en' ko'p energiyajumsaw talap etiledi. $N > 1$ hallar bolsa, *qozg'an (oyang'an) hallar* delinedi ha'm olardag'ı atomnın' energiyası azıraq bolıp, bunday haldag'ı atomdı ionlastırıw ushın az energiya jumsaladı.

Bor teoriyasının' kemshilikleri. Bor teoriyası atom fizikasının' rawajlanıwına u'lken u'les qosıp, kvant mexanikasının' jaratılıwında a'hmiyetli qa'dem bolıp xızmet etti. Ol vodorod ha'm vodorod ta'rizli atomlardın' spektrleri ha'm spektrli sıızıqlardın' jiyiliklerin esaplawg'a imkaniyat bergen bolsa da, bul sıızıqlardın' intensivligin anıqlawg'a ha'm sol slyaqılı bul qubılıslardın', ju'z beriwine ne sebep bolg'anlıg'ın tu'sındırıwge a'zzilik etti. Bor teoriyasının' aytarlıqtay krizisi, a'sirese, en' a'piwayı elementlerden biri, vodorodtan tikkeley keyingi element - geliy atomının' spektrin tu'sındırıw jolındag'ı urınıwların' sa'tsizlikke ushırawında ko'zge taslandı. Bordin' o'zi bunın' tiykarg'ı sebebi - teoriyanın' yarım klassikalıq ekenliginde, yag'nıy bir ta'repten klassikalıq fizika nızamlarının' qollanıwında, dep moyınladı. Atomnın' ishine ja'ne de batlı na'zer taslaw ushın jan'a ideya, jan'a teoriyalarg'a mu'tajlik tuwıldı.

Atomlarning chiziqli spektrlari.

Tajribalarning ko'rsatishicha, bir-biri bilan o'zaro ta'sirlashmayotgan atomlarning nurlanishi alohida-alohida olingan spektral chiziqlardan iborat bo'ladi. Shu tufayli, atomlar nurlanishida hosil bo'lgan spektrlar chiziqli spektrlardir. Siyraklashgan gaz yoki parlar ko'rinishidagi yakkalangan atomlar ma'lum temperaturalarda alohida spektral chiziqlardan iborat spektr chiqaradi. Shu sababli, atomlarning chiqargan spektrini chiziqli spektrlar deb atashadi. Vodorod atomining spektri batafsil o'rganilgan (6 - rasm).

Shveytsariya fizigi M. Balmer o'sha davrgacha ma'lum bo'lgan vodorod atomining spektral chiziqlarini ifodalash uchun quyidagi empirik ifodani keltirib chiqardi:

$$\frac{1}{\lambda} = R' \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (n = 3, 4, 5, \dots) \quad (16.7)$$

bu yerda $R' = 1.1107 \text{ m}^{-1}$ Ridberg doimiysidir. $\nu = c/\lambda$ ekanligini hisobga olsak, yuqoridagi ifodani chastotalar uchun quyidagicha yozish mumkin:

$$\nu = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (n = 3, 4, 5, \dots) \quad (16.8)$$

bu yerda $R = R' \cdot c = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ ham Ridberg doimiysidir. Tepadagi ifodalardan, n ning turli qiymatlari bilan farq qiluvchi spektr chiziqlari guruhini yoki seriyasini hosil qilish mumkinligi ko'rinib turibdi va ular Balmer seriyalari deb ataladi. n koeffitsient oshib borishi bilan, chiziqli seriyalar bir-biriga yaqinlashadi, n cheksiz qiymat Balmer seriyasining chegarasini belgilaydi. Vodorod atomlari chiqargan spektrni batafsil o'rganish natijasida boshqa seriyalar ham topildi (6 -rasm). Spektrning ultrabinafsha sohasida kuzatilgan seriya Layman seriyasi deb ataladi.

$$\nu = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (n = 2, 3, 4, 5, \dots)$$

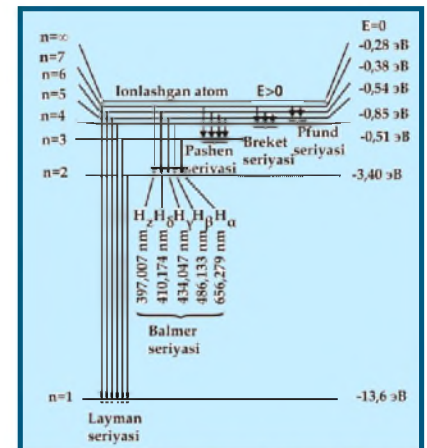
Spektrning infraqizil sohasida esa quyidagi seriyalar topildi:

Pashen seriyasi: $\nu = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (n = 4, 5, 6, \dots)$

Breket seriyasi: $\nu = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (n = 5, 6, 7, \dots)$

Pfund seriyasi: $\nu = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (n = 6, 7, 8, \dots)$

Xemfri seriyasi: $\nu = R \left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (n = 7, 8, 9, \dots)$



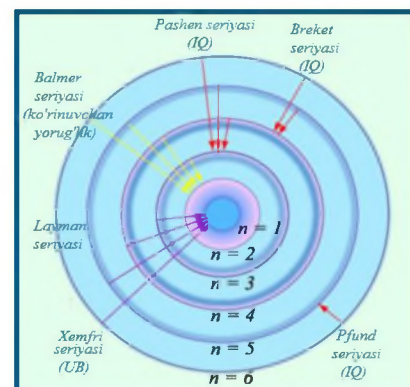
6 - rasm. Vodorod atomining chiziqli spektrlari.

Vodorod spektrida kuzatilgan barcha seriyalarni Balmerning umumlashgan ifodasi orqali ifodalash mumkin:

$$\nu = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (16.9)$$

Bu yerda $m = 1, 2, 3, 4, 5, 6$ – butun sonlar seriyalar tartibini belgilaydi, $n = m + 1, m + 2, m + 3, \dots$ butun sonlar seriyadagi alohida chiziqlarni belgilaydi (7- rasm). Murakkab spektrlarni o'rganish, ular qonuniyatlariga bo'ysunmay joylashadigan chiziqlardan iborat ekanligini ko'rsatdi.

Yuqorida keltirilgan chiziqli spektrlar, Ridberg doimiysining umumiyliги kuzatilgan qonuniyatlar chuqur fizikaviy ma'noga ega ekanligini va uni tushuntirishga klassik fizika ojiz ekanligini bildirdi.



7 - rasm. Chiziqli spektrlarning elektron qobiqlarga bog'liqligi.

Pauli prinsipi. Elementlarning davriy tizimi.

Vodorod atomidan farqli, ko'p elektronli atomlarda ham har bir elektronning holati o'sha 4 ta kvant sonlari bilan tavsiflanadi. Elektronlar orasidagi o'zaro ta'sirlar mavjudligi ular energiyasining ayniganligini yo'qqa chiqaradi.

TABLE 28–1 Quantum Numbers for an Electron

Name	Symbol	Possible Values
Principal	n	$1, 2, 3, \dots, \infty$.
Orbital	ℓ	For a given n : ℓ can be $0, 1, 2, \dots, n - 1$.
Magnetic	m_ℓ	For given n and ℓ : m_ℓ can be $\ell, \ell - 1, \dots, 0, \dots, -\ell$.
Spin	m_s	For each set of n, ℓ , and m_ℓ : m_s can be $+\frac{1}{2}$ or $-\frac{1}{2}$.

Atomning odatdagi qo'zg'almagan holatida elektronlar eng quyi energetik sathlarda joylashgan bo'ladi. Shu sababli, istalgan atomlardan odatdagi holatda barcha elektronlar, xuddi $1s$ ($n = 1, \ell = 0$) holatda bo'lishi zarurdek ko'rinadi. Ammo tajribada bu holat kuzatilmaydi. Chunki kvant mexanikasining asosiy qonunlaridan biri bo'lgan Pauli printsipiga asosan, berilgan atomda n, ℓ, m_ℓ, s bir xil kvant sonlari majmuasiga ega bo'lgan ikkita elektron mavjud bo'lmaydi. Boshqacha qilib aytganda, bir energetik holatda bir vaqtda ikkita bir xil elektron bo'la olmaydi. Shu sababli, berilgan n ning qiymatlariga ℓ va m_ℓ qiymatlari bilan farqlanuvchi n^2 holatlar mos keladi, ya'ni energetik holatning ayniganlik darajasi quyidagidan iborat bo'ladi:

$$z = n^2 = \sum_{\ell=0}^{n-1} (2\ell + 1) \quad (16.10)$$

s kvant soni faqat ikkita $\pm \hbar/2$ qiymatni qabul qiladi. Shu sababli berilgan n qiymatlariga tegishli holatlarda atomda $2n^2$ elektronlar bo'ladi. Misol uchun: $n = 1$ bo'lsa, ($\ell = 0$) s –holatda atomda ikkita elektron bo'ladi.

$n = 2$ bo'lsa, ($l = 0 \rightarrow 2s$ holatda 2 ta elektron, $2p$ – holatda 6 ta elektron) jami 8 ta elektron bo'ladi.

$n = 3$ bo'lsa, ($3s$ – holatda ikkita elektron, $3p$ – holatda 6 ta elektron, $3d$ holatda 10 ta elektron) jami 18 ta elektron bo'ladi.

n	l	m_l	m_s	n	l	m_l	m_s
3	2	2	$\frac{1}{2}$	3	1	1	$\frac{1}{2}$
3	2	2	$-\frac{1}{2}$	3	1	1	$-\frac{1}{2}$
3	2	1	$\frac{1}{2}$	3	1	0	$\frac{1}{2}$
3	2	1	$-\frac{1}{2}$	3	1	0	$-\frac{1}{2}$
3	2	0	$\frac{1}{2}$	3	1	-1	$\frac{1}{2}$
3	2	0	$-\frac{1}{2}$	3	1	-1	$-\frac{1}{2}$
3	2	-1	$\frac{1}{2}$	3	0	0	$\frac{1}{2}$
3	2	-1	$-\frac{1}{2}$	3	0	0	$-\frac{1}{2}$
3	2	-2	$\frac{1}{2}$				
3	2	-2	$-\frac{1}{2}$				

n kvant sonining bir xil qiymatlariga to'g'ri keluvchi elektronlar majmuasi elektron qobig'ini tashkil etadi. Shu qobiq l kvant sonining qiymatlariga mos qobiqning bir ajralgan qismini tashkil etadi. Atomning elektron qobiqlari quyidagicha belgilanadi:

n	1	2	3	4	5
qobiqlar	K	L	M	N	O

Pauli printsipli atom xususiyatlarining davriylik qaytarilishini osonlikcha tushuntiradi. Mendeleevning elementlar davriy tizimi tuzilishini qarab chiqamiz. Vodorod atomi bitta elektronga ega. Navbatdagi atom oldingisidan bitta elektronga farq qiladi, ya'ni yadro zaryadini faqat bitta zaryad birligiga oshira oladi. Vodoroddan keyingi geliy atomida 2 ta elektron bor va K qobig'i to'lgan bo'ladi.

Geliy atomida ikkala elektron K qobig'idagi s -holatda bir-biriga antiparallel spinlarga ega bo'lgan holda joylashadi. $1s^2$ $1s$ – holatda 2 ta elektron borligini bildiradi.

Litiy atomi 3 ta elektrondan iborat. $1s$ – holatda 2 ta elektron, $2s$ – holatda 1 ta elektron joylashgan.

To'rtinchi element Berilliyda $2s$ holat elektronlar bilan to'lgan bo'lib, jami 4 ta elektronga ega bo'ladi va h.k.

Value of l	Letter Symbol	Maximum Number of Electrons in Subshell
0	s	2
1	p	6
2	d	10
3	f	14
4	g	18
5	h	22
$\vdots$	$\vdots$	$\vdots$

Z (Number of Electrons)	Element[†]	Ground State Configuration (outer electrons)
1	H	$1s^1$
2	He	$1s^2$
3	Li	$2s^1$
4	Be	$2s^2$
5	B	$2s^2 2p^1$
6	C	$2s^2 2p^2$
7	N	$2s^2 2p^3$
8	O	$2s^2 2p^4$
9	F	$2s^2 2p^5$
10	Ne	$2s^2 2p^6$
11	Na	$3s^1$
12	Mg	$3s^2$
13	Al	$3s^2 3p^1$
14	Si	$3s^2 3p^2$
15	P	$3s^2 3p^3$
16	S	$3s^2 3p^4$
17	Cl	$3s^2 3p^5$
18	Ar	$3s^2 3p^6$
19	K	$3d^0 4s^1$
20	Ca	$3d^0 4s^2$
21	Sc	$3d^1 4s^2$
22	Ti	$3d^2 4s^2$
23	V	$3d^3 4s^2$
24	Cr	$3d^5 4s^1$
25	Mn	$3d^5 4s^2$
26	Fe	$3d^6 4s^2$

[†]Names of elements can be found in Appendix B.

Nazorat savollari

1. Atomning Tomson modeli qanday?
2. Rezerford tajribasining maqsadi qanday?
3. α – zarra qanday zarra?
4. Atomning yadroviy planetar modeli qanday?
5. Fotoeffektning birinchi bo'lib qaysi olim o'rgangan?
6. Borning nechta postulati bor va ular qanday?
7. Frank - Gerts tajribasining maqsadi nimadan iborat?
8. Rezonans va ionizatsiya potentsiallari deb nimaga aytiladi?
9. Spektral seriyaga ta'rif bering.
10. Balmerning tajribada topgan formulasiga izoh bering.
11. Qanday seriyalar bor?
12. Pauli prinsipi qanaqa?
13. Nechta kvant son mavjud?

Ma'ruza № 42
ATOM YADROSINING TUZILISHI. YADRO KUCHLARI

Reja:

1. Atom yadrosining tarkibi va asosiy xususiyatlari.
2. Yadroviy kuchlar.
3. Yadro massasi va bog'lanish energiyasi.

Atom yadrosining tarkibi va asosiy xususiyatlari.

1919 yilda E. Rezerford atom yadrolarini alfa zarralar bilan bombardimon qilganda ulardan vodorod yadrolari ajralib chiqishini kuzatdi. Rezerford ajralib chiqqan bu zarrani *proton* (grekcha – birinchi degan so'zdan olingan) deb atadi. Yana bir elementar zarra – *neytronni* 1932 yilda Rezerfordning shogirdi Chedvik aniqladi. Shundan so'ng 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 surdilar. Shu tariqa atom yadrosining proton – neytron modeli yaratildi. Proton va neytronni yagona nom bilan *nuklon* deb ataldi. Bu nom lotincha "*nucleus*" - yadro so'zidan olingan bo'lib, u proton va neytron yadroviy zarrachalar ekanligini anglatadi.

Tabiatdagi hamma moddalar atomlardan tashkil topgan bo'lib, ular elektron va atom yadrosidan iboratdir. Atom yadrosining asosiy xarakteristikalarini bo'lib ularning zaryadi, massasi, spini va yadro magnit momenti hisoblanadi. Atom yadrosi proton va neytronlardan iborat bo'lib, bular yadro nuklonlari deyiladi. Atomlar neytral zarracha ekanligini e'tiborga olsak, ularda nechta proton, ya'ni musbat zarracha bo'lsa, yadro atrofida xuddi shuncha elektron bo'lishi kerak.

Rest Masses in Kilograms, Unified Atomic Mass Units, and MeV/c ²			
Object	Mass		
	kg	u	MeV/c ²
Electron	9.1094×10^{-31}	0.00054858	0.51100
Proton	1.67262×10^{-27}	1.007276	938.27
¹ H atom	1.67353×10^{-27}	1.007825	938.78
Neutron	1.67493×10^{-27}	1.008665	939.57

Yadrodagi nuklonlar - proton (*p*) musbat va neytron (*n*) esa neytral, ya'ni zaryadsiz zarrachalardir. Protonning zaryad miqdori elektron zaryadiga teng bo'lib $q_p = e = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ ga tengdir. Erkin holda proton barqaror musbat zarrachadir. Atom massasini massaning atom birliklarida (*m.a.b.*) o'lchash ancha qulaydir. Uglerod (¹²₆C) atomining 1/12 massasi, massaning atom birligi qilib qabul qilingan.

Protonning massasi

$$M_p = 1,6726 \cdot 10^{-27} \text{ kg} = 1,0072 \text{ m.a.b.} = 938,7 \text{ MeV} \quad (18.1)$$

Bu massa elektron massasidan 1836 marta kattadir ($m_p = 1836 m_e$). Proton spinga ($s = 1/2$) va xususiy magnit momentiga ega $\mu_p = +2,79 \mu_{ya}$, μ_{ya} – yadroning magnit momenti deyiladi va uning magnetoni $\mu_{ya} = \hbar/2m_l$ Bor magnetonidan 1836,5 marta kichikdir. Neytron elektr zaryadga ega emas, massasi

$$M_n = 1,6749 \cdot 10^{-27} \text{ kg} = 1,0086 \text{ m.a.b.} \quad (18.2)$$

ga teng va proton massasidan biroz kattaroqdir. Proton kabi, neytronning spini ($s = 1/2$) va xususiy magnit momenti - 1,91 ga teng (bu yerda manfiy ishora xususiy mexanik va magnit momentlarining yo'nalishlari qarama-qarshi ekanligini ko'rsatadi). Neytron erkin holatda beqaror (radioaktiv) zarracha bo'lib, uning yarim yemirilish davri - 12 mln ga teng, u o'z-o'zidan bo'linib, parchalanib ketadi:



Parchalanish natijasida 1 ta proton, 1 ta elektron va 1 ta antineytrino hosil bo'ladi. Neytrino juda kichik zarracha bo'lib, neytronga o'xshash zaryadsizdir. Yadrodagi protonlar soni $+Ze$, yadroning zaryadlar sonini ham belgilaydi. Z – Mendelev davriy tizimida ximiyaviy elementning tartib nomerini yoki yadrosining zaryadlar sonini ko'rsatadi. Yadrodagi nuklonlar soni A bilan belgilanadi va yadroning massa soni deb ataladi. Neytronlar soni $N = A - Z$ orqali aniqlanadi.

Yadrolar ${}_Z^AX$ simvol bilan ko'rsatiladi. X – ximiyaviy elementning simolidir. Yadrolardagi nuklonlarning tarkibiga qarab yadrolar 4 ta guruhga bo'linadilar.

I. Zaryadlar soni bir xil, neytronlar soni har xil bo'lgan yadrolar *izotoplar* deyiladi.

Masalan: vodorodning 3 ta izotopi bor ${}_1^1p$ – odatdagi vodorod ba'zan *protiy* deb ataladi ($Z = 1, N = 0$). ${}_1^2H$ – og'ir vodorod yoki *deyteriy* ($Z = 1, N = 1$), ${}_1^3H$ – ($Z = 1, N = 2$) esa *tritiy* deb ataladi. Kislorodning 3 ta izotopi bor ${}_8^{16}O$, ${}_8^{17}O$, ${}_8^{18}O$.

II. Massalar soni bir xil, zaryad va neytronlar soni har xil bo'lgan yadrolar *izobarlar* deyiladi. Misol qilib massa soni bir xil bo'lgan ${}_{18}^{40}Ar$ va ${}_{18}^{40}Ca$ larni ko'rsatish mumkin.

III. Neytronlar soni N bir xil, zaryad va massalar soni har xil bo'lgan yadrolar *izotonlar* deyiladi. Masalan ${}_{6}^{13}C$ va ${}_{7}^{14}N$ bularda neytronlar soni $N = 7$ tengdir.

IV. Zaryad (Z) va massalar (A) sonlari bir xil bo'lib, yarim yemirilish davrlari har xil bo'lgan yadrolar *izomerlar* deyiladi. Masalan: ${}_{35}^{80}Ar$ yadrosining 2 ta izomerlari bor, bularning yarim yemirilish davrlari 18 mln. va 4,4 soat ga tengdir.

Yadro juda kichik zarrachadir. Yadroning radiusi: $R = 1.3 \cdot 10^{-15} A^{0.33} m$ ga teng. Ushbu ifodaga ko'ra yadroni shar shaklida deb faraz qilib, massasini bilgan holda, zichligini hisoblab ko'rish mumkin:

$$\rho_{ya} = \frac{M_{ya}}{\frac{4}{3} \pi R^3} \quad (18.4)$$

Bu yerda $M_{ya} = m_n A$, m_n – neytron massasidir. U holda:

$$\rho_{ya} = \frac{1.67 \cdot 10^{-27}}{\frac{4}{3} \cdot 3.14 (1.5 \cdot 10^{-15})^3} \approx 1.3 \cdot 10^{17} kg/m^3$$

Bu nihoyatda katta qiymat bo'lib, bunday zichlikni tasavvur qilish juda qiyin. Solishtirish uchun tabiatda uchraydigan ba'zi zichligi eng katta bo'lgan moddalarni keltiramiz: qo'rg'oshin $11.34 \cdot 10^3 kg/m^3$, simob $14.9 \cdot 10^3 kg/m^3$, uran $18.7 \cdot 10^3 kg/m^3$, oltin $19.3 \cdot 10^3 kg/m^3$, platina $21.45 \cdot 10^3 kg/m^3$ va iridiy $22.42 \cdot 10^3 kg/m^3$. Tabiatda Z soni 1 dan 92 gacha bo'lgan elementlar uchraydi (Texnitsiy Ts $Z = 43$ va Prometiy Pm $Z = 61$ lardan tashqari). Hozirgi

vaqtda, tabiatda uchraydigan elementlardan tashqari, jami $Z = 117$ gacha bo'lgan elementlar aniqlangan bo'lib, ularning barchasi sun'iy yo'l bilan olingan.

Yadroviy kuchlar.

Yadro tarkibidagi ikkita proton orasida, Kulon qonuniga asosan, miqdori

$$F_k = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \approx 34 \text{ N}$$

bo'lgan o'zaro itarishish kuchi ta'sir qiladi. Og'ir yadrolarda esa kulon kuchining qiymati bir necha ming nyutonga etadi. Bunday kuchlar ta'sirida yadrodagi protonlar tarqab ketishi lozim. Vaholanki, barqaror yadrolar mavjud. Balki yadrolar barqarorligining sababini nuklonlar orasidagi o'zaro tortishish gravitatsion kuchlarining ta'siri bilan tushuntirish mumkindir. Lekin ikkita proton orasidagi gravitatsion kuchning miqdori

$$F_{Gr} = G \frac{m_p^2}{r^2} \approx 28 \cdot 10^{-36} \text{ N}$$

ga teng. Demak, kulon kuchi gravitatsion kuchdan katta ekan. Shuning uchun barqaror yadrolarning mavjudligini yadro ichida tortishish xarakteriga ega bo'lgan qudratli yadroviy kuchlar bilan tushuntiriladi. Yadroviy kuchlarning xususiyatlari quyidagilardan iborat:

1. Nuklonlar orasidagi masofa $r = (1 + 2) \cdot 10^{-15} \text{ m}$ bo'lganda yadroviy kuchlar tortishish xarakteriga, $r < 1 \cdot 10^{-15} \text{ m}$ masofalarda esa itarishish xarakteriga ega bo'ladi. $r > 2 \cdot 10^{-15} \text{ m}$ masofalarda yadroviy kuchlarning ta'siri deyarli sezilmaydi;

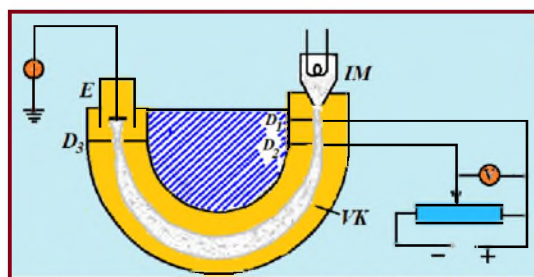
2. Yadroviy kuchlarning miqdori o'zaro ta'sirlashayotgan nuklonlarning zaryadli yoxud zaryadsiz bo'lishiga bog'liq emas, ya'ni ikki proton, ikki neytron yoki proton va neytron orasidagi o'zaro ta'sirning kattaligi bir xil bo'ladi;

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 deytariy (H^2) hosil bo'ladi. Spinlari antiparallel bo'lgan neytron va proton H^2 ni hosil qilmaydi;

4. Yadroviy kuchlar to'yinish xususiyatiga ega, ya'ni har bir nuklon yadrodagi barcha nuklonlar bilan emas, balki o'zining atrofidagi chekli sonli nuklonlar bilan bir vaqtning o'zida ta'sirlasha oladi. Yadroviy kuchlarning bu xususiyati molekuladagi atomlarning valent bog'lanishini eslatadi.

Yadro massasi va bog'lanish energiyasi.

Turli elementlar izotoplarining massalari *mass – spektrometr* deb ataluvchi qurilmalar yordamida o'lchanadi. Mass-spektrometrning tuzilishi 1 – rasmda tasvirlangan. Ion manbaida (IM) jism atomlari musbat zaryadlangan ionlarga aylantiriladi. So'ngra D_1 va D_2 tirqishli to'siqlar oralig'ida q zaryadli qU energiyagacha tezlatiladi, ya'ni vacuum kameraga (VK) kirayotgan ionlar uchun



1 - rasm. Mass - spektrometrning tuzilishi.

$$\frac{m\vartheta^2}{2} = qU \quad (18.5)$$

munosabat o'rinli bo'ladi. Bunda m – ionning massasi, v – uning tezligi. Vakuum kamerada ionlarga perpendikulyar yo'nalishdagi bir jinsli magnit maydon ta'sir etadi. Bu maydon ta'sirida ion aylanma traektoriya bo'ylab harakatlanadi. R radiusli aylana bo'ylab harakatlanayotgan ionga ta'sir etuvchi markazdan qochirma kuch B bo'lgan magnit maydoni tomonidan ta'sir etuvchi Lorens kuchiga teng, ya'ni

$$\frac{mv^2}{R} = qBv. \quad (18.6)$$

(18.5) va (18.6) tenglamalarni birga yechsak,

$$m = \frac{qR^2 B^2}{2U} \quad (18.7)$$

ifodani hosil qilamiz. Demak, m massa va q zaryad bilan xarakterlanuvchi ionning induksiyasi B bo'lgan bir jinsli maydondagi aylanma traektoriyaning radiusi U tezlatuvchi potensial bilan aniqlanadi. Shuning uchun tezlatuvchi potensialni asta-sekin o'zgartirib, ion orbitasining radiusini kamera radiusiga moslashtirish mumkin. Natijada ionlar D_3 to'siqdagi tirqishdan o'tib E elektrometr ga tushadi, bu esa o'z navbatida elektrometr tokining qiymati keskin oshishiga sabab bo'ladi. (18.7) ifodadan ionning massasi topiladi. Yadroning massasi uning tarkibidagi nuklonlar massalarining yig'indisidan kichik.

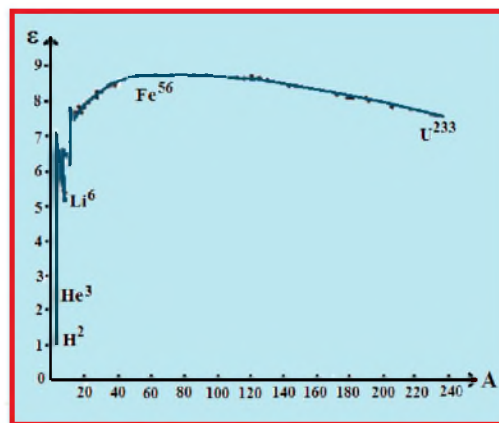
Atom yadrosi juda murakkab tuzilishga ega bo'lganligi uchun alohida qonuniyatlarga bo'ysunadi. Shulardan biri, alohida nuklonlar massalarining yig'indisi har doim shuncha nuklonli yadro massasidan katta bo'ladi ya'ni:

$$\Delta m = Zm_p + (A - Z)m_n - M_{ya}. \quad (18.8)$$

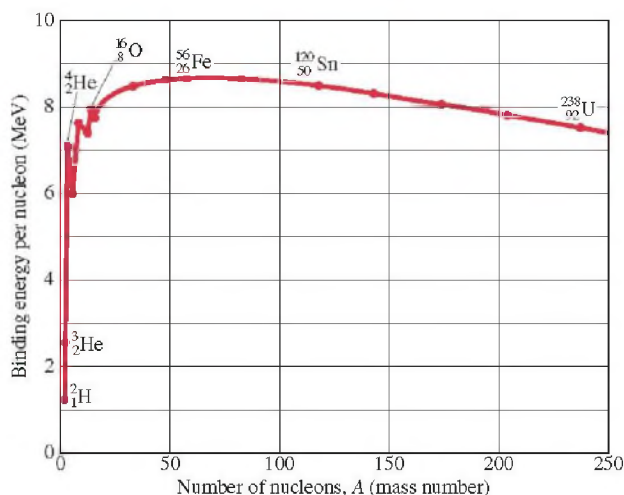
Bu massa farqi - *massa defekti* nomini olgan bo'lib yadro shakllanishida massaning bir qismi bog'lanish energiyasiga ($W = mc^2$) aylanib ketishini ko'rsatadi. Yadrodan proton yoki neytronni chiqarib yuborish uchun yaqindan ta'sir nuklonlararo kuchlarni yengib, ish bajarishi zarur. Natijada "qolgan yadro - chiqarilgan nuklon" sistemasining energiyasi tashqi kuchlar bajargan ishga teng bo'lgan ΔW ga ortadi. Yadroni alohida nuklonlarga to'liq ajratish uchun zarur bo'lgan energiya yadroning *bog'lanish energiyasi* deb ataladi. Demak, yadro nuklonlarining bog'lanish energiyasi:

$$\Delta W = \Delta mc^2 = \{[Zm_p + (A - Z)m_n] - M_{ya}\}c^2 \quad (18.9)$$

ko'rinishida yoziladi. Bu energiyani yaqqolroq tasavvur qilish uchun geliy (${}^4_2\text{He}$) yadrosining bog'lanish energiyasini hisoblab ko'ramiz:



2 - rasmi. Solishtirma bog'lanish energiyasining massa soniga bog'liqligi.



$$W_{bog'} = [2 \cdot 938.7 + 2 \cdot 939.5] - 3728 = 28.4 \text{ MeV}$$

bu yadroda (He) bitta nuklonga mos kelgan bog'lanish energiyasi $W_{bog'}/A = 7.1 \text{ MeV}$ ni tashkil qiladi. Yadro fizikasida zarralarning massasi massaning atom birligi ($m.a.b.$) da ifodalanadi. Massaning atom birligi uglerod - 12 izotopi atomi massasining 1/12 qismiga teng:

$$1 \text{ m.a.b.} = \frac{1}{12} M(^{12}_6C) = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg.}$$

Yadro fizikasida energiyani elektronvoltlarda hisoblash qabul qilingan. Massaning atom birligi elektronvolt birligi bilan quyidagicha bog'langan:

$$c = 3 \cdot 10^8 \frac{m}{s}, \quad 1 \text{ eV} = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$$

$$1 \text{ m.a.b.} = \frac{1.66 \cdot 10^{-27} \cdot 9 \cdot 10^{16} \text{ J}}{1.6 \cdot 10^{-19} \text{ J/eV}} = 931.5 \cdot 10^6 \text{ eV} = 931.5 \text{ MeV.}$$

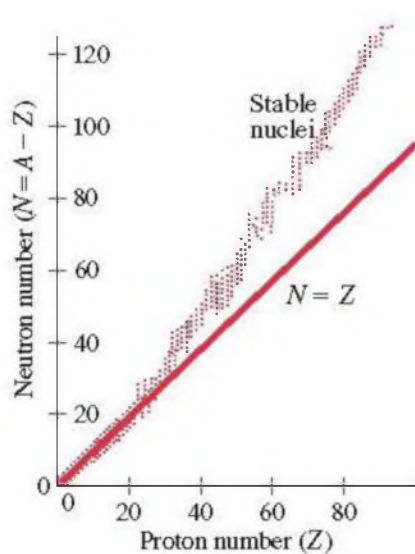
Shu sababli, qulay bo'lishi uchun hisob kitoblarni

$$\Delta W = \Delta m \text{ m.a.b.} \cdot 931.5 \text{ MeV/m.a.b.}$$

formula asosida amalga oshiriladi. Bitta nuklonga to'g'ri keluvchi yadroning bog'lanish energiyasiga yadroning solishtirma bog'lanish energiyasi deyiladi:

$$\varepsilon = \frac{\Delta W}{A} = \frac{[Zm_p + (A - Z)m_n] - M_{ya}}{A} c^2 \quad (18.10)$$

2 - rasmda solishtirma bog'lanish energiyasining massa soniga bog'liqlik grafigi keltirilgan. Uni tahlil qilib quyidagi xulosalarga kelish mumkin:



1. Solishtirma bog'lanish energiyasi har xil elementlarning yadrolari uchun har xil bo'ladi;
2. Eng katta solishtirma bog'lanish energiyasi massa sonlari 28 dan 138 gacha bo'lgan yadrolarga to'g'ri keladi, ularda solishtirma bog'lanish energiyasi taxminan $8,7 \text{ MeV}$ ni tashkil qiladi;
3. Yengil yadrolarda solishtirma bog'lanish energiyasi yadrodagi nuklonlar sonining kamayishi bilan kamayadi, og'ir yadrolarda esa u yadroning massasi soni ortishi bilan kamayadi;
4. Massa soni uncha katta bo'lmagan yadrolarda xarakterli maksimum va minimumlar kuzatiladi, maksimum asosan proton va neytronlar soni juft son bo'lgan 4_2He , $^{12}_6C$, $^{16}_8O$ yadrolarida kuzatilsa, minimumlar esa proton va neytronlar soni toq bo'lgan 2_1H , 6_3Li , $^{10}_5B$ yadrolarida kuzatiladi.

Yadroning bog'lanish energiyasi nihoyatda katta energiya ekanligini quyidagi misolda ko'rish mumkin.

Nazorat savollari

1. Atom qanday zarrachalardan tashkil topgan?
2. Atomning zaryadi qanday?
3. Nuklon deganimiz nima?
4. Elektron, proton va neytronning massalari nimaga teng?
5. Izotoplar, izobarlar, izotonlar va izomerlar deb nimaga aytiladi?
6. Yadroviy kuchlarning xususiyatlari qanaqa?
7. Yadroning massasi qanday o'lchanadi?
8. Massa defekti deganimiz nima?
9. Yadroning bog'lanish energiyasi deb nimaga aytiladi?
10. 1 m. a. b. ning son qiymati nimaga teng?

Ma'ruza № 43 RADIOAKTIVLIK. RADIOAKTIV PARACHALANISH QONUNI

Reja:

1. Radioaktivlik. Radioaktiv parchalanish qonuni.
2. Alfa va beta nurlanishlar.

Radioaktivlik. Radioaktiv parchalanish qonuni.

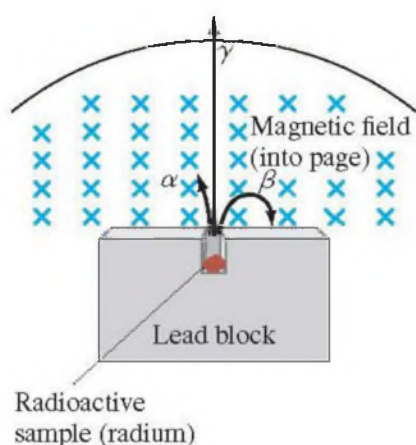
Beqaror kimyoviy elementlarning, o'z - o'zidan zaryadlangan zarrachalar yoki yadrolar chiqarib, boshqa tur ximiyaviy elementlarga aylanish xususiyati - *radioaktivlik* deyiladi. Radioaktivlik Anri Bekkerel, tomonidan 1896 yilda kashf qilingan. U Uran tuzlarining lyuminescent xususiyatlarini tekshirayotib, ularni fotoplastinkalarga ta'sirini sezib qolgan va Uran tuzlari o'z o'zidan alohida nur chiqaradi va bu nurlar tashqi muhit shart-sharoitlariga, ya'ni harorat, bosim va yoritilganlikka mutlaqo bog'liq emasligini ta'kidladi. Bu ishlarni Per va Mariya Kyurilar davom ettirib, 1906 yilda ikkita yangi radioaktiv elementni kashf qildilar. Bular Poloniy $^{226}_{88}\text{Po}$ va Radiy ($^{226}_{88}\text{Ra}$) elementlari edi. Yangi

Marie and Pierre Curie in their laboratory (about 1906) where radium was discovered.



nurlanish hosil qiluvchi bunday moddalar radioaktiv moddalar va jismlarning (zarrachalar ko'rinishda) nurlar chiqarish xususiyati radioaktivlik deb ataldi. Radioaktiv moddalar magnit maydoniga (M.Kyuri bajargan) joylashtirilganda, ular 3 turga ajralib ketishi ma'lum bo'lib qoldi:

Magnit maydoni ta'sirida, α – zarrachalar musbat zarrachalar kabi og'ganligi sababli musbat zarrachalar, β – zarrachalar manfiy zarrachalar kabi og'ganligi sababli manfiy zarrachalar va γ – nurlar og'maganligi uchun neytral zarrachalar, deb hisoblandi.



Keyinchalik o'tkazilgan tadqiqotlarga ko'ra, α – zarrachalar geliy (^4_2He) yadrosining oqimidan iborat, β – zarrachalar tez uchib chiquvchi elektronlar oqimidan va γ – nurlar qisqa to'lqin uzunlikdagi [$\lambda = (10^{-3} - 1)\text{Å}$] elektromagnit to'lqinlardan iborat ekanligi aniqlandi. Bu zarrachalar juda kuchli ionlantirish xususiyatiga ega, masalan α – zarracha havoda 10^5 juft ion hosil qiladi.

Radioaktiv yemirilishda, yemirilayotgan yadro ona yadro va yangi hosil bo'lgani esa bola yadro deb ataladi. Biror dt vaqt oraligida yemirilgan yadrolar soni dN shu vaqtga va boshlang'ich radioaktiv yadrolar soniga proporsionalligidan yemirilish qonuni topilgan, ya'ni:

$$-dN = \lambda N dt$$

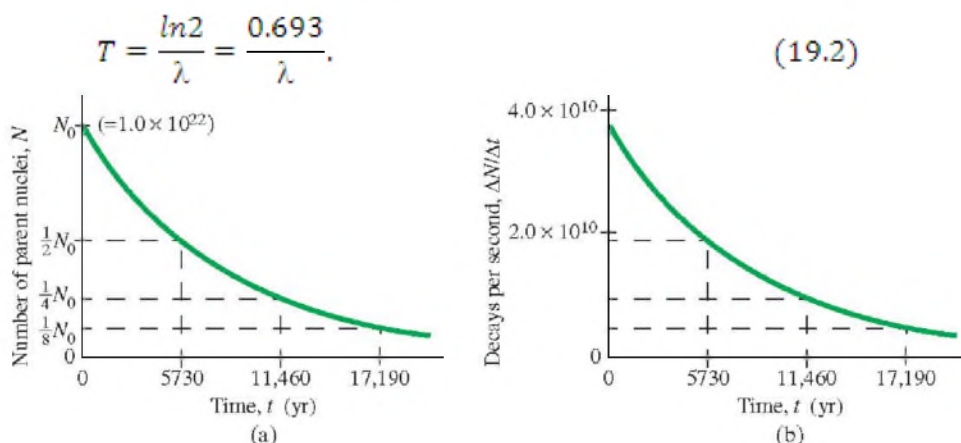
va bu ifodani integrallab, quyidagi tenglamani hosil qilamiz:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (19.1)$$

bu yerda λ – berilgan modda uchun o'zgarmas son bo'lib, yemirilish doimiysi deyiladi, N_0 – boshlang'ich vaqtdagi yemirilmagan atomlar soni, N – t vaqt momentidagi atomlar soni. (19.1) formuladan ko'rinishicha yemirilish eksponentsial qonun bo'yicha kamayib boradi. Boshlang'ich paytdagi atomlar miqdorining yarim yemirilishga ketadigan vaqti moddalarning yarim yemirilish vaqti (T) deyiladi va quyidagicha aniqlanadi:

$$\frac{1}{2}N_0 = N_0 e^{-\lambda T}$$

va bundan

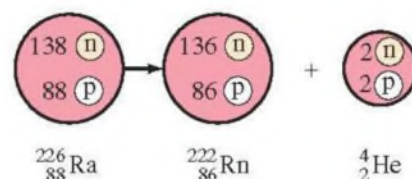


Hozirgacha ma'lum bo'lgan moddalarning yarim yemirilish davri $3 \cdot 10^{-7}$ s dan $5 \cdot 10^{15}$ yilgacha bo'lgan oraliqqa mos keladi. Tajriba yo'li bilan radioaktiv yemirilishda zaryad va massaning saqlanish qonunlari bajarilishi isbotlangan. Demak, moddalarning radioaktiv yemirilish qonuniga ko'ra, yuqoridagi qonunlardan foydalanib, yemirilgandan so'ng qanday modda hosil bo'lishini aytish mumkin. Shunga ko'ra α va β – yemirilishda siljish qonunini ko'rish mumkin.

Alfa-yemirilish. Mazkur yemirilishda radioaktiv yadro alfa zarrachani chiqarib, zaryadi ikki birlikka, massa soni esa to'rt birlikka kichik bo'lgan yadroga aylanadi. α – yemirilish sxematik tarzda quyidagicha:



bunda X – yemirilayotgan (ona) yadroning kimyoviy simvoli, Y – yemirilish tufayli vujudga kelgan (bola) yadroning kimyoviy simvoli. α – yemirilishni energetik nuqtayi nazardan muhokama qilaylik. A_ZX yadroni alfa zarracha (4_2He) va ${}^{A-4}_{Z-2}Y$ yadrodan tashkil topgan deb hisoblash mumkin. Bu ikki tashkil etuvchiga nisbatan yadroning bog'lanish energiyasining qiymati



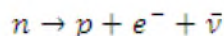
$$\varepsilon_\alpha = [m({}^{A-4}_{Z-2}Y) + m({}^4_2He) - m({}^A_ZX)]c^2 \quad (19.4)$$

bo'ladi. Agar $\varepsilon_\alpha > 0$ bo'lsa, A_ZX yadrodan alfa zarracha ajralib chiqmaydi. A_ZX yadrodan alfa zarrachani ajratish uchun miqdori ε_α ga teng energiya sarf qilish kerak. Aksincha, $\varepsilon_\alpha < 0$ bo'lganda, A_ZX yadro o'zidan alfa zarracha va ${}^{A-4}_{Z-2}Y$ yadroga ajraladi.

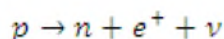
Beta-yemirilish. Mazkur yemirilishning uch turi mavjud: β^- – yemirilish, β^+ – yemirilish va elektron yutish. Ularning sxemasi quyidagicha yoziladi:

$$\begin{cases} {}^A_ZX \rightarrow {}^A_{Z+1}Y + e^- + \bar{\nu} \\ {}^A_ZX \rightarrow {}^A_{Z-1}Y + e^+ + \nu \\ {}^A_ZX + e^- \rightarrow {}^A_{Z-1}Y + \nu \end{cases} \quad (19.5)$$

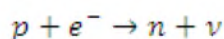
Bu sxemalardan ko'rinishicha, $\beta\beta$ —yemirilishda yadrodan elektron ajralib chiqadi. β^+ — yemirilishda esa positron ajralib chiqadi. β — yemirilishlarning uchala turida ham yadroning massa soni o'zgarmaydi. β^- — yemirilishda yadrodag bitta neytron



sxema bo'yicha protonga aylanadi. β^+ — yemirilishda esa, aksincha, bitta proton neytronga aylanadi:



β — yemirilishning uchinchi turida, ya'ni elektron yutish jarayonida yadro elektron qobiqdagi elektronni yutadi. Bu elektron yadrodag biron proton bilan qo'shilib quyidagi



sxema bo'yicha neytronga aylanadi.

Radioaktivlikning siljish qonunidan, α, β — yemirilishda radioaktiv atomlarning yadrosi boshqa tur ximiyaviy atom yadrosiga aylanib qolishini ko'rish mumkin. Ko'p hollarda hosil bo'lgan yangi yadro ham radioaktiv bo'lib qoladi, natijada ular ham har xil (α, β) nurlanishlar chiqarib, bir necha pog'onadan o'tib, barqaror atom yadrolarini hosil qiladi. Bular radioaktivlikning yemirilish qatori yoki radioaktivlik oilasi deb ataladi. Tabiiy radioaktiv yadrolar uch xil radioaktiv yemirilish qatorini hosil qiladi, bular Uran ${}^{238}_{92}\text{U}$, Toriy ${}^{232}_{90}\text{U}$ va Aktiniy ${}^{235}_{89}\text{Ac}$ atom yadrolarining qatoridir. Bulardan tashqari, sun'iy yo'l bilan olingan Neptun ${}^{237}_{93}\text{Np}$ ham ular qatoriga kiradi. Uran, Toriy va Aktiniy yemirilishidan qo'rg'oshinning har xil barqaror izotoplari hosil bo'ladi. Bu radioaktiv moddalar har xil α, β , nurlanishlar chiqarishida, Uran - ${}^{206}_{82}\text{Pb}$, Toriy - ${}^{208}_{82}\text{Pb}$ va Aktiniy - ${}^{207}_{82}\text{Pb}$ va Neptunning yemirilish qatorining oxirida barqaror Vismutning ${}^{209}_{83}\text{Bi}$ izotopi hosil bo'ladi. Keltirilgan ma'lumotlardan ko'rinishicha, radioaktivlik 2 xil: tabiiy va sun'iy bo'ladi.

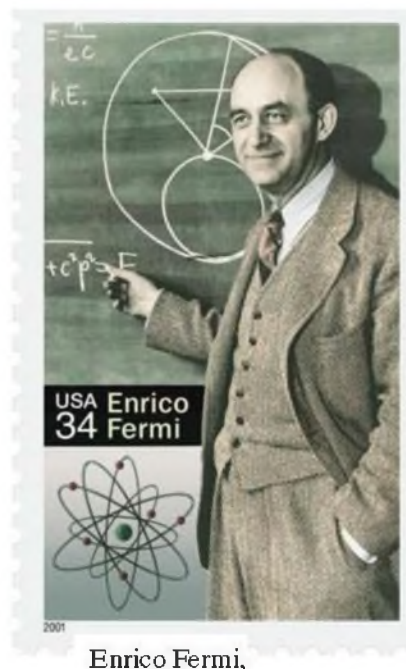
Sun'iy yo'l bilan, ya'ni og'ir yadrolarga zarrachalar va yengil yadrolarni kiritish yo'li bilan, yangi radioaktiv yadrolarni hosil qilish mumkin. Tabiiy va sun'iy radioaktiv moddalarning yemirilish qonunlarida hech qanday farq yo'q.

Vaqt birligi ichida bo'linuvchi yadrolar soniga teng bo'lgan kattalik radioaktiv moddalarning aktivligi (A) deb ataladi:

$$A = \lambda N, \quad (19.6)$$

yoki

$$A = \frac{0.693}{T} \cdot N$$



bu yerda A – radioaktiv moddalarning aktivligi. Bu shunday aktivlikki, bunda 1 sekund davomida 1 dona bo'linish sodir bo'ladi. Aktivlikning tizimga kirmagan o'lchov birligi - Kyuridir (Kyu). 1 gramm Radiyning 1 sekunda hosil qiladigan aktivligi 1 Kyuri deyiladi.

$$\frac{N}{N_A} = \frac{m}{\mu} \quad (19.7)$$

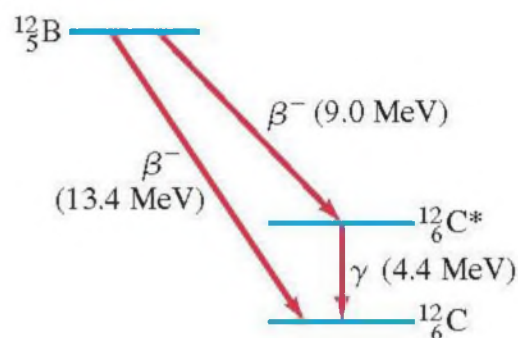
ifodaga ko'ra, agar berilgan radioaktiv moddaning massasi ma'lum bo'lsa, molyar massani bilgan holda berilgan moddaning aktivligini oson hisoblash mumkin:

$$A = \frac{0.693}{T} \cdot N_A \frac{m}{\mu}, \quad (19.8)$$

Bu ifoda, istalgan vaqtdagi radioaktiv moddaning aktivligini hisoblash juda qulaydir.

Gamma nurlanish - elektromagnit to'liqlardan iborat bo'lgani uchun, bu to'g'rida alohida to'xtalib o'tishni lozim ko'rdik. Bu nurlanishda massa va zaryad qiymatlari o'zgarmaydi, shuning uchun saqlanish qonunlari amal qilmaydi.

Gamma - yemirilish har doim α yoki β yemirilishda hosil bo'ladi. Bu yemirilishlarda γ nurlar ona yadrodan emas, balki bola yadrosidan hosil bo'ladi. Yemirilish sodir bo'lgandan so'ng, ko'p hollarda, bola yadro qo'zg'atilgan, ya'ni yuqori energetik holatda bo'ladi. Bola yadro ortiqcha energiyasini, juda qisqa vaqtda ($10^{-13} - 10^{-14}$ s) γ - nurlar ko'rinishda chiqarib normal, ya'ni statsionar holatga o'tadi:



$$h\nu_{ik} = W_i - W_k, \quad (19.9)$$

bu yerda ν_{ik} – i sathdan k – energetik sathga o'tgan yadroning chiqargan gamma - nurlanish chastotasi va $W_i - W_k$ – yadroning qo'zg'atilgan va oddiy holatlardagi energiyalari farqidir.

Barcha jismlarga radioaktiv nurlanish ta'sir etadi va u jism atomlarini ionlashtirib yuboradi. Bu ta'sir ayniqsa, insonlarda yomon oqibatlarga olib keladi. Ionlashtiruvchi nurlanishlarning ta'siri ularni nurlanish dozasi (D) bilan aniqlanadi. Nurlanish dozasi Joul/kilogrammlarda (J/kg) o'lchanadi, ya'ni 1 kg jismga mos kelgan energiya bilan aniqlanuvchi kattalik grey (Gr) deb ataladi. Lekin odatda nurlanish dozasi "rad" larda o'lchanadi va tizimga kirmagan o'lchov birligi hisoblanadi:

$$1 \text{ rad} = 10^{-2} \frac{J}{kg} = 10^{-2} \text{ gr}$$

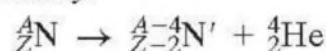
Vaqt birligiga mos kelgan dozaning qiymati dozaning quvvati deb ataladi:

$$N = \frac{D}{t}, \quad (N = 1 \text{ Vt/kg})$$

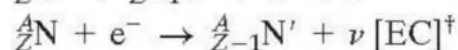
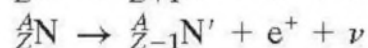
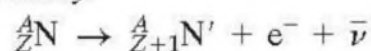
Shuningdek nurlanishning tirik mavjudodlarga ta'sirini o'rganishda rentgenning

Types of Radioactive Decay

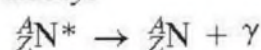
α decay:



β decay:



γ decay:



biologik ekvivalenti (ber) bo'lgan kattalik ishlatiladi. Biologik ob'ektlarning, 1 rentgen nurlanishga ekvivalent - yutgan nurlanish energiyasi, quyidagiga tengdir:

$$1 \text{ ber} = 10^{-2} \frac{J}{kg}.$$

Radioaktiv nurlanishning asosiy energetik xarakteristikasi - quruq havoni ionlashtirish xususiyatiga bog'liq bo'lgan ekspozitsiyaviy doza hisoblanadi (De). Uning birligi (C/kg^2) dan iborat. Lekin tajribada, tizimga kirmagan o'lchov birligidan juda keng qo'llaniladi. Bu o'lchov birligi bir rentgendir $1R = 2.58 \cdot 10^{-4} C/kg^2$. 1R ekspozitsiyaviy doza, normal atmosfera bosimida ($v=10^{-6} m^3$) quruq havoda $10^{-9} C/3$ bo'lgan bir jinsli zaryad hosil qila oladi.

Radioaktiv nurlanish bilan ishlaydigan inson organizmiga bu nurlanish, albatta, kuchli ta'sir o'tkazadi. Tadqiqotlarning ko'rsatishicha, qoldiq radioaktiv nurlanish va Yer qa'ridan keladigan nurlardan hosil bo'ladigan radioaktiv fondan 250 marta ortiq nurlanish inson organizmiga sezilarsiz va asoratsiz, ya'ni zararsiz hisoblanadi. Nurlanish bundan ortiq bo'lganda maxsus muhofaza choralarini ko'rish zarur. Inson hayoti uchun chegaraviy nurlanish 400 rentgen hisoblanadi.

Nazorat savollari

1. Qanday moddalar radioaktiv moddalar deb ataladi?
2. Radioaktivlik deb nimaga aytiladi?
3. Yadrolarning yemirilish qonuni qanday?
4. Yarim yemirilish davri deganimiz nima?
5. Alfa va Beta yemirilish deganimiz nima?
6. Radioaktiv moddalarning aktivligi qanday hisoblanadi?

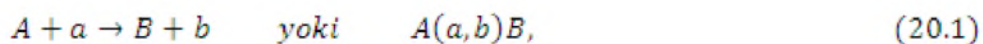
Ma'ruza № 44
YADRO REAKTORI. TERMOYADRO REAKSIYALARI

Reja:

1. Yadroviy reaksiyalarning Asosiy qonuniyatlari.
2. Yadrolarning bo'linishi.
3. Zanjir reaksiya. Reaktorlar.
4. Termoyadroviy reaksiyalar.

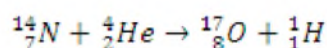
Yadroviy reaksiyalarning asosiy qonuniyatlari.

Ikki zarracha (ikki yadro yoki yadro va zarracha) bir-biri bilan 10^{-15} m lar chamasida yaqinlasganda yadroviy kuchlarning ta'siri tufayli o'zaro intensive ta'sirlashadi. Natijada yadroviy o'zgarishlar vujudga keladi. Bu jarayonni yadroviy reaksiyalar deb ataydi. Yadroviy reaksiyalar quyidagicha yoziladi:

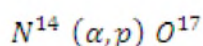


bunda A – boshlang'ich yadro, a – reaksiyaga kirishuvchi zarracha, b – yadroviy reaksiyalarda ajralib chiquvchi zarracha, B – yadroviy reaksiyada vujudga kelgan yadro. a va b zarrachalar – neytron, proton, α – zarracha, γ – kvant, yengil yadrolar yoki boshqa elementar zarrachalar bo'lishi mumkin.

Birinchi yadroviy reaksiyani 1919 yilda Rezerford amalga oshirgan. Bunda u azotni α – zarra-chalar bilan bombardimon qilish natijasida kislorod va proton hosil bo'lgan. Yuqoridagi yadro reaksiyasiga asoslanib mazkur reaksiyani



yoki ixchamlab



ko'rinishlarida ifodalash mumkin. Reaksiyalarning turlari ko'p. Lekin reaksiyaga kirishuvchi zarrachalarning tabiatiga asoslanib ularni uchta sinfga ajratish mumkin:

1. Zaryadli zarrachalar;
2. Neytronlar;
3. γ – kvantlar.

Reaksiyalarni amalga oshirish mexanizmi bo'yicha ular ikkita sinfga bo'linadi.

1. *Yadroviy reaksiyalarni oraliq yadro orqali amalga oshishi.* Bunda reaksiya ikki bosqichda o'tadi. Birinchi bosqichda zarracha yadro tomonidan yutiladi. Vujudga kelgan sistemani oraliq yadro yoki compound yadro deb ataladi. Ikkinchi bosqichda esa oraliq yadro yemiriladi. Demak, reaksiya



sxema bo'yicha amalga oshadi. C^* yadroning (yulduzcha yadroning uyg'ongan holatini ifodalaydi) yashash davomiyligi ancha kichik $10^{-14} \div 10^{-15}$ s bo'ladi. Yadroviy vaqt bu energiyasi 1 MeV bo'lgan nuklon yadroning diametriga ($\sim 10^{-14}$ m) teng masofani bosib o'tish uchun ketgan vaqt

$$\tau_{ya} = \frac{10^{-14} \text{ m}}{10^7 \frac{\text{m}}{\text{s}}} = 10^{-21} \text{ s}$$

tushuniladi. Shunday qilib, oraliq yadroning yashash davomiyligi yadroviy vaqtdan $10^6 + 10^7$ marta katta.

2. Zarrachani yadro bilan o'zaro ta'sirlashuvi tufayli amalga oshadigan reaksiyalar

Masalan, deytон (H^2) ni yadro bilan o'zaro ta'sirini kuzataylik. Yadroga yaqinlashgan deytонning protonini yadro itarib yuboradi (ikkalasining ham zaryadi musbat bo'lganligi uchun). Deytonning neytroni esa yadroga kirishi mumkin. Natijada deytон bo'linib ketadi, ya'ni uning neytronini yadro yutadi, protoni esa yadroga kirmasdan o'tib ketadi.

Yadroviy reaksiyalarni tajribalarda o'rganish tufayli reaksiyalarda saqlanish qonunlarining bajarilishi aniqlandi:

I. Yadroviy reaksiyaga kirishuvchi zarrachalarning umumiy zaryadi reaksiyada vujudga kelgan zarrachalarning umumiy zaryadiga teng.

II. Yadroviy reaksiyaga kirishayotgan zarrachalardagi nuklonlarning to'liq soni reaksiyadan keyin ham saqlanadi, ya'ni reaksiyada hosil bo'lgan zarrachalar nuklonlarining to'liq soniga teng bo'ladi. Bu ikki qonunning bajarilishini quyidagi jadvalda keltirilgan yadroviy reaksiyalar misolida ko'ramiz.

Yadroviy reaksiya	Elektr zaryadi	Nuklonlar soni
$N^{17} + \alpha \rightarrow O^{17} + p$	$7 + 2 = 8 + 1$	$14 + 4 = 17 + 1$
$H^2 + H^2 \rightarrow He^3 + n$	$1 + 1 = 2 + 0$	$2 + 2 = 3 + 1$
$Li^7 + p \rightarrow Be^7 + p$	$3 + 1 = 4 + 0$	$7 + 1 = 7 + 1$
$S^{32} + n \rightarrow P^{32} + p$	$16 + 0 = 15 + 1$	$32 + 1 = 32 + 1$
$Be^9 + n \rightarrow 2He^4 + n$	$4 + 0 = 2 \cdot 2 + 0$	$9 + 0 = 2 \cdot 4 + 1$

III. Yadroviy reaksiyalarda massaning saqlanish qonuni (energiyaning saqlanish qonuni ham) bajariladi. Bu ikki qonun birgalikda bayon qilinishining sababi massa va energiya o'zaro $W = mc^2$ munosabat bilan bog'langanligidir. Yadroviy reaksiyani (20.1) belgilanishiga amal qilaylik. U holda yadroviy reaksiyaga kirishayotgan zarrachalarning tinchlikdagi massalarini m_A va m_a deb, reaksiyada vujudga kelgan zarrachalarniki esa m_B va m_b deb belgilaymiz. Ularning kinetic energiyalarini mos ravishda T_A , T_a , T_B , T_b deb belgilaylik. Natijada reaksiyaga kirishayotgan zarrachalarning to'liq energiyalarining yig'indisi reaksiyada vujudga kelgan zarrachalarning to'liq energiyalarining yig'indisiga tengligini quyidagicha yozamiz:

$$m_A c^2 + T_A + m_a c^2 + T_a = m_B c^2 + T_B + m_b c^2 + T_b.$$

Mos hadlarni guruhlab uni quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$[(m_A + m_a) - (m_B + m_b)]c^2 = (T_B + T_b) - (T_A + T_a).$$

Bu tenglikning o'ng tomoni reaksiya natijasida vujudga keladigan energiya o'zgarishini ifodalaydi. Yadroviy reaksiyada ajralib chiqadigan yoki yutiladigan energiyani reaksiya energiyasi deb ataydi va u Q harfi bilan belgilanadi.

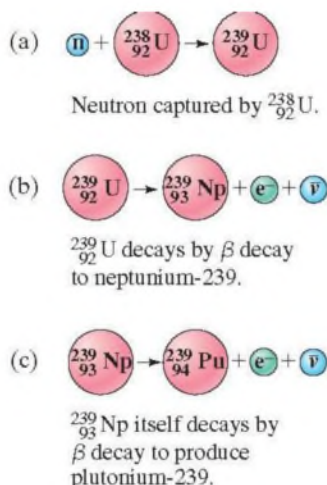
$$Q = [(m_A + m_a) - (m_B + m_b)]c^2 = (T_B + T_b) - (T_A + T_a). \quad (20.3)$$

Agar $Q > 0$ bo'lsa, zarrachalar tinchlikdagi massasining kamayuvi hisobiga zarrachalar kinetic energiyasining ortishi kuzatiladi. Bu holda *ekzoenergetik reaksiya* amalga oshayotgan

bo'ladi. Ekzoenergetik reaksiya ($T_A + T_\alpha$) ning har qanday qiymatida ham amalga oshadi. Faqat zarracha zaryadli bo'lgan holda uning energiyasi yadro elektr maydonining qarshiligini yengishiga yetarli bo'lishi kerak.

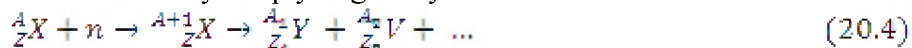
Agar $Q < 0$ bo'lsa, endoenergetik reaksiya sodir bo'ladi. Bunda zarrachalar kinetic energiyasining kamayuvi hisobiga ularning tinchlikdagi massalari ortadi. Shuning uchun reaksiyaga kirishayotgan zarrachalar kinetic energiyalari yetarlicha katta bo'lishi, ya'ni $(T_A + T_\alpha) = |Q| + (T_\Sigma + T_b)$ shart bajarilishi kerak.

Yadrolarning bo'linishi.



E. Fermi (Italiya), I. Jolio-Kyuri va P. Savich (Fransiya), O. Gash va F. Shtrassman (Germaniya) larning tajribaviy va nazariy izlanishlari tufayli neytronlar bilan bombardimon qilingan og'ir yadrolar (uran) ni ikki qismga bo'linishi aniqlandi. Bundan tashqari neytronlar, elektronlar va γ – nurlanishlarining ham vujudga kelishi kuzatildi. Bu hodisa yadro bo'linishi deb ataladi.

Neytron ^1_0n yadroga kiringach, uning nuklonlari orasida o'ralashib qoladi. Natijada yangi $^{A+1}_Z\text{X}$ yadro hosil bo'ladi, u esa ikki yadroga, ya'ni $^{A_1}_{Z_1}\text{Y}$ va $^{A_2}_{Z_2}\text{V}$ yadrolarga bo'linadi. Bo'linish natijasida vujudga kelishi mumkin bo'lgan boshqa zarrachalarni etiborga olmasak reaksiyani quyidagicha yozamiz:



X yadroni Y va V yadrolarga ajralish imkoniyati energetik nuqtai nazardan

$$Q = (\varepsilon_1 A_1 + \varepsilon_2 A_2) - \varepsilon A \quad (20.5)$$

ifodaning ishorasiga bog'liq. (20.5) da ε_1 , ε_2 , ε lar mos ravishda bo'linish parchalari – Y 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 energiyasining qiymatlari jadval oxiridagi og'ir yadrolarnikiga nisbatan $\sim 0.8 \text{ MeV}$ katta. Shuning uchun Q ning ishorasi musbat bo'ladi. Bundan tashqari X yadrosining nuklonlari Y va V yadrolar orasida taqsimlanganligi uchun

$$Z_1 + Z_2 = Z \quad \text{va} \quad A_1 + A_2 = A + 1 \approx A \quad (20.6)$$

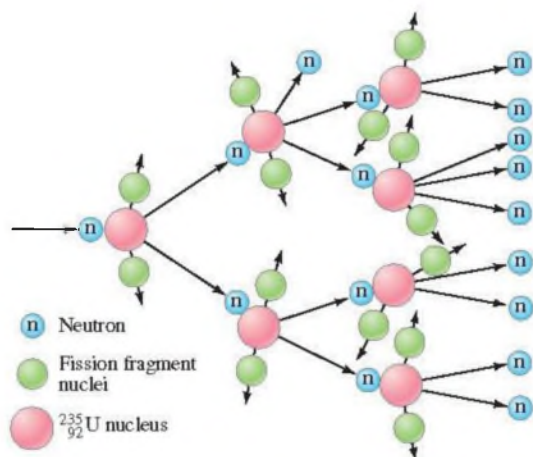
deb hisoblash mumkin. Natijada og'ir yadro (^{235}U) ikki o'rtacharoq yadroga ajralganda $Q = A \cdot 0.8 \text{ MeV}$ energiya ajralishi lozim. (20.5) ifoda asosida hisoblashlar massa soni 100 dan katta bo'lgan barcha yadrolar uchun Q ning ishorasi musbat ekanligini ko'rsatadi. Demak, nazariy jihatdan $A > 100$ bo'lgan yadrolar o'z-o'zidan, ya'ni spontan bo'linishi mumkin.

Zanjir reaksiya. Reaktorlar.

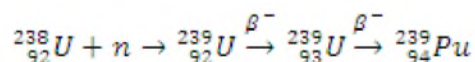
^{235}U yadrosi bo'linishi tufayli ajraladigan energiyaning taxminan 82-84 % bo'linish parchalarining energiyasi tarzida, qolgan qismi esa neytronlar, γ – nurlanish, elektronlar va neytrinolarning energiyasi sifatida namayon bo'ladi. Har bir yadro bo'linganda atxminan 200 MeV energiya ajraladi.

Bo'linish energiyasidan foydalanish imkoniyati amalga oshishi uchun shunday sharoit yaratish lozimki, bu sharoitda reaksiya bir boshlangandan so'ng o'z-o'zidan davom eta olsin, ya'ni reaksiya zanjir xususiyatiga 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 neytronlar vujudga keladi. Bayon qilingan tarzda rivojlanayotgan jarayon – zanjir reaksiyadir.

Zanjir reaksiya rivojlanishi uchun yadroning bo'linishi tufayli hosil bo'lgan neytronlarning o'rta hisobda bittadan ortig'i yangi bo'linishni vujudga keltirishi shart. Umuman, zanjir



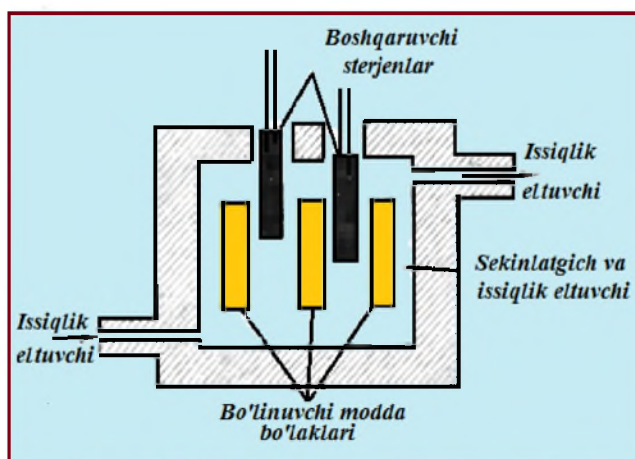
reaksiyasining rivojlanish tezligi *ko'payish koeffitsienti* K_k qiymati bilan xarakterlanadi. Ko'payish koeffitsiyenti – biror avlod bo'linishlarida vujudga kelgan neytronlar sonini undan oldingi avlod bo'linishlarida hosil bo'lgan neytronlar soniga nisbatidir. Agar $K_k > 1$ bo'lsa zanjir reaksiya rivojlanadi, $K_k < 1$ bo'lsa reaksiya so'nadi. $K_k = 1$ bo'lsa reaksiya bir meyorda davom etadi. Shuning uchun ko'payish koeffitsientining qiymatiga ta'sir etuvchi faktorlarni o'zgartirish yo'li bilan zanjir reaksiya tezligini boshqarish mumkin. Zanjir reaksiyalarda uran yoki plutoniyning izotoplaridan foydalaniladi. Masalan, tabiiy uran tarkibida 99.282 % U^{238} izotop, 0.712 % U^{235} izotop va 0.006 % U^{234} izotop bor. Tez neytronlar ta'sirida bu izotoplarning barchasi bo'linadi, sekin neytronlar esa faqat U^{235} izotopining bo'linishiga sabab bo'la oladi. Energiyasi 1 MeV dan kichik neytronlar U^{238} yadrosi tomonidan tutiladi va U^{239} hosil bo'ladi. Lekin U^{239} izotop β^- – yemirilish yemirilish natijasida Np^{239} ga, u esa Pu^{239} ga aylanadi, ya'ni



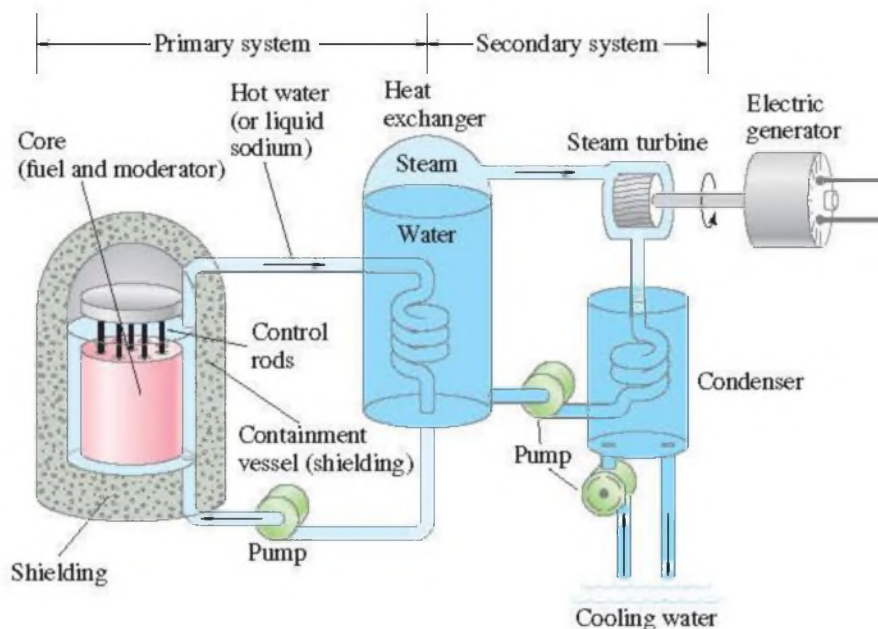
Shunday qilib, U^{235} yoki Pu^{239} yadrolaridan foydalanib zanjir reaksiyani amalga oshirish mumkin ekan. Faqat neytronlarni reaksiyada qatnashmay aktiv zonadan chiqib ketishini kamaytirish lozim. O'z-o'zidan ravshanki, aktiv zonaning hajmi qanchalik kichik bo'lsa, undan chiqib ketadigan neytronlar soni shunchalik ko'p bo'ladi. Shuning aktiv zonaning hajmi kattalashtiriladi. Bunday hajmdagi bo'linuvchi moddaning massasini *kritik massa* (m_{kr}) deb ataymiz. Masalan, sof U^{235} dan tashkil topgan bo'linuvchi modda uchun $m_{kr} \approx 9 \text{ kg}$.

Shunday qilib, bo'linuvchi modda massasining qiymati $m < m_{kr}$ bo'lgan holda neytronlarning ko'payish koeffitsienti $K_k < 1$ bo'ladi, shuning uchun zanjir reaksiya amalga oshmaydi. Aksincha $m > m_{kr}$ shart bajarilganda $K_k > 1$ bo'ladi, natijada zanjir reaksiya rivojlanadi. Zanjir reaksiya boshqarilmaydigan tarzda amalga oshishi atom bombaning portlash jarayonida sodir bo'ladi.

Boshqariladigan bo'linish zanjir reaksiyalarini amalga oshirish uchun qo'llaniladigan qurilma yadroviy reaktor deb ataladi. Bunday qurilmalarda neytronlarning ko'payish koeffitsienti K_k ning 1 dan ozgina katta qiymatlarida zanjir reaksiyani boshlash imkoniyati mavjud bo'lishi kerak. U holda aktiv zonadagi neytronlar konsentratsiyasi va reaktorning quvvati orta boshlaydi. Kerakli quvvatga erishilganda K_k ning qiymatini aynan 1 ga teng qilib turish imkoniyati bo'lishi kerak. Endi hozirgi zamon energetikasida keng foydalanilayotgan issiqlik neytronlar ta'sirida ishlaydigan reaktorlar bilan tanishamiz. Reaktorning asosiy elementi – bo'linuvchi moddadir. Zamonaviy reaktorlarda bo'linuvchi modda sifatida U^{235} izotop bilan boyitilgan tabiiy urandan foydalaniladi. Issiqlik neytronlar U^{235} ni effektiv ravishda bo'linishiga sababchi bo'ladi. Shuning uchun bo'linish reaksiyasida vujudga kelgan tez neytronlarni sekinlatish yo'li bilan issiqlik neytronlarga aylantiriladi. Odatda, sekinlatgichlar sifatida grafit yoki og'ir suv (D_2O) dan, ba'zan esa oddiy suvdan ham foydalaniladi. 1 – rasmda reaktor aktiv zonasining soddalashtirilgan sxemasi ko'rsatilgan. Reaktorning aktiv zonasi sekinlatgich bilan to'ldirilgan. Sekinlatgich ichiga sterjen yoki plastinka shaklida bo'linuvchi modda bo'laklari joylashtiriladi. Zanjir reaksiya tezligini boshqaruvchi sterjenlar yordamida o'zgartirish mumkin. Bu sterjenlar neytronlarni intensiv ravishda yutadigan materiallardan tayyorlanadi. Boshqaruvchi sterjenlarning ko'proq yoki kamroq qismini aktiv zona ichiga kiritish yo'li bilan K_k ning qiymatini o'zgartirishga erishiladi.



1-rasm. Reaktor aktiv zonasining sxemasi.



Termoyadroviy reaksiyalar.

Yadro bog'lanish energiyasining bir nuklonga mos keluvchi qiymati ε ning massa soni A ga bog'liqligini xarakterlovchi grafikka nazar tashlasak, faqat og'ir yadrolarning bo'linishi tufayligina emas, balki juda yengil yadrolarni biriktirish usuli bilan ham yadroviy energiyadan foydalanish mumkin degan fikrga kelamiz. Masalan, deyteriy va tritiyning sintezida α – zarracha va neytron hosil bo'ladi, ya'ni

$${}^2_1\text{H} + {}^3_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + n. \quad (20.7)$$

Mazkur reaksiyaning energiyasini (20.4) munosabatga asoslanib hisoblaylik:

$$Q = [(m_{{}^2\text{H}} + m_{{}^3\text{H}}) - (m_{{}^4\text{He}} + m_n)]c^2 \approx 17.6 \text{ MeV}$$

Demak, reaksiya ekzotermik va unda qatnashayotgan har bir nuklonga to'g'ri keluvchi energiya 356 MeV ga teng.

Yadrolar sintezi amalga oshishi uchun ular bir-biri bilan yadroviy kuchlarning ta'siri seziladigan masofagacha yaqinlashishi kerak. Lekin yadrolarning bu darajada yaqinlashishiga kulon itarishish 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

$$W = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = \frac{(1.6 \cdot 10^{-19})^2}{4 \cdot 3.14 \cdot 8.85 \cdot 10^{-12} \cdot 2 \cdot 10^{-15}} \text{ J} = 0.7 \text{ MeV}$$

energiyaga ega bo'lishi kerak. Demak, to'qnashayotgan yadrolarning har birini kinetic energiyasi $\sim 0.35 \text{ MeV}$ bo'lsa, yadroviy sintez reaksiyasi amalga oshadi. Yadrolar sintezi yuqori haroratlarda sodir bo'lganligi uchun uni termoyadroviy reaksiya deb ataymiz. Bunday yuqori harorat 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. Quyosh energiyasi uning tarkibidagi yadrolarning sintezi, ya'ni termoyadroviy reaksiyalar tufayli ajraladi. Bu reaksiyalarning variantlaridan biri proton – proton (pp) siklidir. Mazkur sikldagi birinchi reaksiyada ikki proton birikib, deyttonni hosil qiladi:

$$H^1 + H^1 \rightarrow H^2 + e^+ + \nu. \quad (20.8)$$

Ikkinchi bosqichda

$$H^2 + H^1 \rightarrow \gamma + He^3 \quad (20.9)$$

reaksiya amalga oshadi. Shundan so'ng

$$He^3 + He^3 \rightarrow He^4 + 2H^1 \quad (20.10)$$

reaksiyada geliy yadrosi va ikki proton hosil bo'ladi. Bundan tashqari Bete tomonidan taklif etilgan uglerod sikli ham amalga oshishi mumkin. Mazkur sikl quyidagi to'rt bosqichda o'tadi:

$$C^{12} + H^1 \rightarrow \gamma + N^{13} \xrightarrow{\beta^+} C^{13} + e^+ + \nu,$$

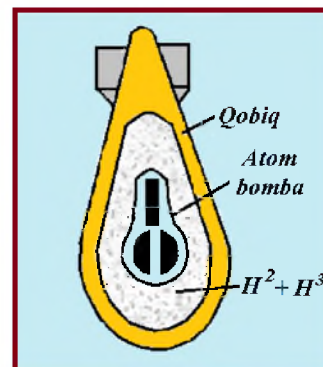
$$C^{13} + H^1 \rightarrow \gamma + N^{14},$$

$$N^{14} + H^1 \rightarrow \gamma + O^{15} \xrightarrow{\beta^+} N^{15} + e^+ + \nu,$$

$$N^{15} + H^1 \rightarrow C^{12} + He^4.$$

Bu siklda ham geliy yadrosi hosil bo'ladi. Olimlar sun'iy ravishda termoyadroviy reaksiyani amalga oshirish usulini topdilar. Buning uchun termoyadroviy reaksiyada qatnashishi lozim bo'lgan modda ichida atom bomba portlasa bas (2 - rasm). Atom bomba portlaganda

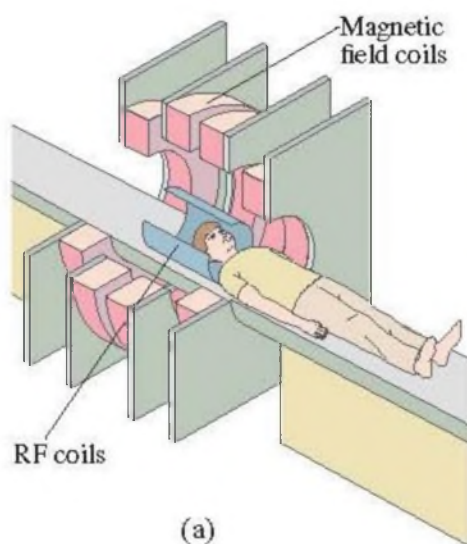
g'oyat qisqa vaqt ichida harorat $\sim 10^7 \text{ K}$ ga yetib, deyteriy va tritiy birikadi, bunda energiya ajralib chiqishi yanada kuchliroq portlashishi tarzida nomoyon bo'ladi. Portlashda vodorod izotoplari qatnashganligidan bayon etilgan prinsipda ishlaydigan qurolga vodorod bomba deb nom berilgan. Agar vodorod bombaning devorlariga U^{238} izotop qoplansa, termoyadroviy reaksiyada ajralib chiqadigan tez neytronlar U^{238} yadrolarining bo'linishiga sababchi bo'ladi. Buning natijasida bombaning portlash quvvati yanada ortadi.



2-rasm. Atom bombaning tuzilishi.

Neytron bomba deb ataluvchi qurolga esa yadroviy sintez reaksiyasi amalga oshishi uchun talab qilinadigan sharoit detonatorlik vazifasini bajaruvchi atom bombani portlatish yo'li bilan emas, balki boshqa usullar yordamida vujudga keltiriladi. Neytron bombani xarakterlovchi kriteriy sifatida termoyadroviy koeffitsienti K_T dan foydalaniladi. K_T – yadroviy sintez reaksiyasida ajraladigan energiyaning portlash vaqtida ajraladigan umumiy energiyaga nisbatidir.

MRT



(a)



(b)

Nazorat savollari

1. Qanday reaksiyalarga yadroviy reaksiyalar deb ataladi?
2. Yadro reaksiyalarini yozib bering.
3. Reaksiyalarni amalga oshirish mexanizmi bo'yicha nechaga bo'lamiz?
4. Yadroviy reaksiyalarda saqlanish qonuni bajariladimi?
5. Yadrolarning bo'linish reaksiyasi qanday yoziladi?
6. Qanday holatda zanjir reaksiya yuz beradi?
7. Ko'payish koeffitsienti deganimiz nima?
8. Reaktorlarning ishlash prinsiplarini tushuntirib bering.
9. Termoyadro reaksiyaning xususiyatlari nimadan iborat?
10. Vodorod va neytron bombalarining bir-biridan farqi qanday?

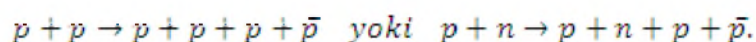
Ma'ruza № 45 ELEMENTAR ZARRACHALAR FIZIKASI

Reja:

1. Elementar zarrachalar.
2. Zarrachalar va anti zarrachalar.
3. Kuchli o'zaro ta'sir.
4. Kuchsiz o'zaro ta'sir.

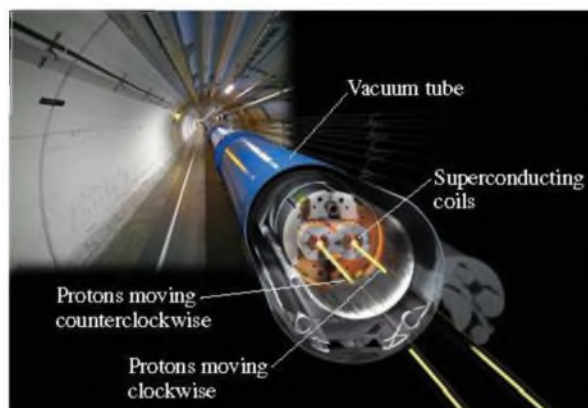
Elementar zarrachalar.

Zamonaviy tezlatkichlarda zarrachalarni yuqori energiyalargacha tezlatish imkoniyati elementar zarrachalarni o'rganishga keng sharoitlar yaratib berdi. Xususan antiproton va antineytronlarni kashf etilishi sinxrofozotronlarda yuqori energiyali protonlar oqimini hosil qilish bilan bog'liq. 1932 yilda elektronning anti zarrachasi pozitron kuzatilgandan so'ng, barcha elementar zarrachalarning anti zarrachalari ham bo'lishi mumkin degan fikr vujudga keldi. Lekin antiproton 23 yildan so'ng, ya'ni 1955 yilda Chamberlen, Segre va Ipsilantis amalga oshirgan tajribada qayd qilindi. Ular 6 GeV gacha tezlatilgan protonlar bilan mis nishonni nurladilar. Bunda yuqori energiyali proton mis yadrosining tarkibidagi biror nuklon bilan ta'sirlashadi va quyidagi reaksiyalardan biri amalga oshadi:



Antiprotonning elektr zaryadi manfiy, xususiy magnit momenti mexanik momentga teskari yo'nalgan. Xuddi elektron va pozitron kabi proton va antiproton o'zaro anniglatsiyalanadi. Antiproton neytron bilan to'qnashganda ham anniglatsiyalanishi mumkin. 1956 yilda antineytron kashf qilindi. Antineytronning xususiy magnit momentining yo'nalishi mexanik momentining yo'nalishi bilan bir xil.

Keyinchalik eng oddiy yadrolar – deuteriy va tritiylarning antiyadrolari antideuteriy va antitritiylar kuzatildi. Hozirgi paytda deyarli barcha zarrachalarning antizarrachalari mavjudligi aniqlangan. Antizarrachani belgilash uchun zarrachaning belgisidan foydalaniladi. 1 – jadvalda zarrachalar va ularning antizarrachalari keltirilgan. Jadvaldan ko'rinishincha barcha zarrachalar to'rt guruh shaklida joylashtirilgan. Birinchi guruhga o'zining xususiyatlari bilan boshqa zarrachalardan



ajralib turadigan elektromagnit maydon kvanti – foton kiradi xolos. Leptonlar guruhi massalari 207 elektron massasidan kichik bo'lgan yengil zarrachalardan tashkil topgan. Mezonlar guruhiga kirgan

zarrachalarning massalari esa leptonlardan og'irroq, lekin barionlar guruhidagi zarrachalardan yengiliroq. Shuning uchun ularni o'rta massali zarrachalar guruhi desa ham bo'ladi.

Zarrachalarni guruhlarga ajratish ularning faqat massalari emas, balki boshqa xususiyatlari ham e'tiborga olingan. Zarrachalar yana bir xususiyati bilan bir-biridan farqlanadi. Bu xususiyat – zarrachalar orasidagi o'zaro ta'sir xarakteridir. O'zaro ta'sirning 4 turi mavjud:

- I. Kuchli o'zaro ta'sir, u bilan yadroviy kuchlar misolida tanishganmiz;
- II. Elektromagnit o'zaro ta'sir;
- III. Kuchsiz o'zaro ta'sir, uning nomoyon bo'lishini β – emirilishi jarayonida kuzatganmiz;
- IV. Gravitatsion o'zaro ta'sir, eng sust o'zaro ta'sir bo'lib, uning elementar zarrachalar olamidagi vazifasini hisobga olmasa ham bo'ladi.

Barionlar va mezonlar guruhiga oid zarrachalarda kuchli o'zaro ta'sir nomoyon bo'ladi. Ba'zi zarrachalar bir vaqtning o'zida bir necha o'zaro ta'sirda qatnashish qobiliyatiga ega. Masalan, proton boshqa zarrachalar bilan kuchli, elektromagnit, kuchsiz o'zaro ta'sirlarda bo'la oladi.

Zarrachaning nomi	Belgisi		Tinchlikdagi massasi, MeV	Yashash davomiyligi, s
	zarracha	antizarracha		
Foton	γ		0	barqaror
Elektron My-mezon Neytrino	Leptonlar			
	e^-	e^+	0.511	Barqaror
	μ^-	μ^-	106	$2 \cdot 10^{-5}$
	ν	$\bar{\nu}$	0	Barqaror
Pi-mezon Pi-nol-mezon Ka-mezon Ka-nol-mezon Eta-mezon	Mezonlar			
	π^+	π^-	140	$2.6 \cdot 10^{-8}$
	π^0	π^0	135	$0.8 \cdot 10^{-16}$
	K^+	K^-	494	$1.2 \cdot 10^{-8}$
	K^0	$\bar{K}^0$	498	$10^{-10} + 10^{-8}$
	η	η	549	$2.4 \cdot 10^{-19}$
Proton Neytron Lambda-giperon Sigma-plyus-giperon Sigma-nol-giperon Sigma-minus-giperon Ksi-nol-giperon Ksi-minus-giperon Omega-minus-giperon	p	$\bar{p}$	938.2	Barqaror
	n	$\bar{n}$	939.6	$0.9 \cdot 10^3$
	Λ	$\bar{\Lambda}$	1116	$2.5 \cdot 10^{-10}$
	Σ^+	$\bar{\Sigma}^+$	1189	$0.8 \cdot 10^{-10}$
	Σ^0	$\bar{\Sigma}^0$	1192	$< 10^{-14}$
	Σ^-	$\bar{\Sigma}^-$	1197	$1.5 \cdot 10^{-10}$
	Ξ^0	$\bar{\Xi}^0$	1315	$3 \cdot 10^{-10}$
	Ξ^-	$\bar{\Xi}^-$	1321	$1.7 \cdot 10^{-10}$
	Ω^-	$\bar{\Omega}^-$	1672	$1.3 \cdot 10^{-10}$

Zarrachalar va antizarrachalar.

Mikroolamda har bir zarrachaga “antizarracha” mos keladi. Antizarracha deb massasi ham, spini ham bir xil, lekin ta'sirlashishning bazi bir xarakteristikalarining belgisi bilan o'zgachalanadigan bazi bir boshqa elementar zarrachaning jufti bo'lib hisoblanadi. Biz bu yerda ta'sirlashishning bazi bir xossalari deb elektr, rangli zaryadlarni, barionli va leptonli kvant sonlarini nazarda tutamiz.

Biz zarracha va antizarrachalar uchun bir xil no'lgan va bir xil bo'lmagan xossalarni jadval turida ko'rsatamiz:

Zarracha-antizarracha uchun bir xil bo'lgan xossalari	Zarracha-antizarracha uchun absolyut kattaligi bo'yicha bir xil, lekin ishorasi bo'yicha har xil bo'lgan xossalari
massa, spin, izotopli spin, yashash vaqti	elektr zaryadi, magnit momenti, leptonli va barionli zaryadlar, ajibligi (странность), maftunlik (очарование), go'zallik (красота)

Zarracha va antizarracha tushunchalari nisbatandir. Shuning uchun, zarracha-antizarracha juftidagi zarrachalarning birini “zarracha” yoki “antizarracha” deb atash shartli ravishda qabul qilingan. Lekin biz «zarrachani» qabul qilsak, unda «antizarracha» ni aniqlash qiyin emas. Masalan, biz elektronni elementar zarracha deb qabul qilganmiz. Shu sababli pozitronni elektronning antizarrachasi deb ataymiz.

Bazi bir holatlarda zarrachaning antizarrachasida o'zi bo'lib hisoblanadi. Bunday elementar zarrachalarni haqiqiy neytral zarrachalar deb ataydi. Bunday zarrachalar qatoriga quyidagilar kiradi:

Foton	π^0 -mezon	η^0 – mezon	J/ψ – mezon	Υ – ipsilon zarracha
-------	----------------	------------------	------------------	-------------------------------

Yuqorida berilgan jadvalga keltirilgan elementar zarrachalar qatoriga Xigts bozonin, gravitonni va boshqa da gipotezaviy elementar zarrachalarni kirgizish mumkin. Lekin ular haligacha tajribada topilgani yo'q.

Birinchi antizarracha pozitron (antielektron) P.A.M. Dirak tomonidan 1931-yili bashorat qilingan edi. U 1932-yili Anderson tomonidan ochildi.

Dirak 1928-yili Pauli prinsipin saqlagan holda elektron harakatining kvantlik relyativistik tenglamasini keltirib chiqargan edi (bu tenglamani Dirak tenglamasi deb ataydi). Bu tenglama manfiy ishoraga ega energiyali yechimlarga ega bo'ladi. Yuqorida atab o'tilganidek, pozitron deb ataluvchi bu zarracha 1932-yili ochildi.

Anderson pozitronni kosmos nurlarining tarkibida ushbu kosmos zarrachalarning Vilson kamerasida qoldirgan izlarini asimga tushirish yo'li bilan ochdi. Pozitronning izi elektronning iziga juda o'xshash edi, lekin magnit maydonida bu izlar qarama-qarshi tomonga qarab egrilgan bo'lib chiqdi. Bu kuzatilayotgan zarrachaning zaryadi musbat ekanligidan dalolat beradi.

Vakuumda pozitron elektron kabi stabildir. Lekin elektron bilan pozitron uchrashganida annigilatsiyaga uchraydi, ya'ni ular ikki, uch yoki bir nechta fotonga (γ – kvantga) aylanadi. Bitta γ -kvantining nurlanishi mumkin emas. Chunki bu holatda impulsning saqlanish qonuni bajarilmaydi. Lekin teskari jarayon kuzatilishi mumkin; γ – kvant e^+ va e^- juftini hosil qila oladi. Buning uchun γ -kvantining energiyasi juftlikning xususiy energiyasi $2m_e c^2$ kattaligidan kichik bo'lmasligi kerak. Bu jarayon faqat uchinchi jism (masalan atom yadrosi) mavjud bo'lgan holatdagina o'rinlidir. Chunki uchinchi jism mavjud bo'lmagan holatda impulsning saqlanish qonuni buzilgan bo'lar edi.

1955-yili Amerika Qo'shma Shtatlarining bir guruh fiziklari tomonidan Berkli shahrida antiproton kashf qilindi.

Kuchli o'zaro ta'sirlashish.

Kuchli ta'sirlashishning tajribalarda kuzatiladigan eng asosiy xossalari quyidagilardan iborat:

a) kuchli ta'sirlashishlar universal xususiyatga ega emas. Bunday kuchlar leptonlar bilan fotonlarga ta'sir qilmaydi.

b) kuchli ta'sirlashishga qatnashadigan zarrachalarni adronlar deb ataymiz. Adronlar uchun kuchli ta'sirlashishlar asosiy ta'sirlashishlar bo'lib hisoblanadi.

v) adronlarning o'lchamlari R_0 uchun $R_0 \approx 0,35 \cdot 10^{-13}$ sm kattaligi aniqlangan.

g) kuchli ta'sirlashishlar katta intensivlik bilan yuradi, shu bilan birga adronlar bir-biri bilan ta'sirlashganda ularning "bir xil materialdan" iborat ekanligi kuzatiladi.

d) adronlar ancha kichik o'lchamga ega subzarrachalardan tashkil topgan. Shu bilan birga adronlarning massalari uning hajmi bo'yicha bir tekis tarqalmagan va uning hajmining ancha kichik qismlarida to'plangan.

Hozirda adronlarning tarkibiga bog'liq bo'lgan barcha tajriba ma'lumotlari kvark-partonli model asosida tushuntiriladi. Shu bilan birga xromodinamikasi yaratilgan. Bu kvant xromodinamikasi kvant elektrodinamikasiga juda o'xshash bo'lib, lekin bu xromodinamika adronli tuzulishlarni va jarayonlarni ta'riflaydi. Kvant elektrodinamikasi bo'yicha adronlar kvarklar bilan glyuonlardan iborat.

Nomi	O'zbekcha	Inglizcha	zaryadi	massasi
Birinchi avlod				
pastgi	pastgi	down	-1/3	$\sim 4 \text{ MeV}/s^2$
yuqorigi	yuqorigi	up	+2/3	$\sim 6 \text{ MeV}/s^2$
Ikkinchi avlod				
ajiblik	ajiblik	strange	-1/3	$150 \text{ MeV}/s^2$
maftunlik	maftunlik	charm	+2/3	$1,5 \text{ GeV}/s^2$
Uchinchi avlod				
go'zal (past)	go'zal (past)	beauty (botton)	-1/3	$4,5 \text{ GeV}/s^2$
haqiqiy (yuqori)	haqiqiy (yuqori)	truth (top)	+2/3	$171 \text{ GeV}/s^2$

Kvarklarning xossalari. Hozircha belgisiz sabablarga bog'liq kvarklar tabiiy turda "uch avlod" deb ataladigan guruhlariga bo'linadi. Har bir avlodga bitta kvark +2/3 zaryadga, ikkinchisi -1/3 zaryadga ega. Avlodlarga bo'linish leptonlar uchun ham o'rinlidir.

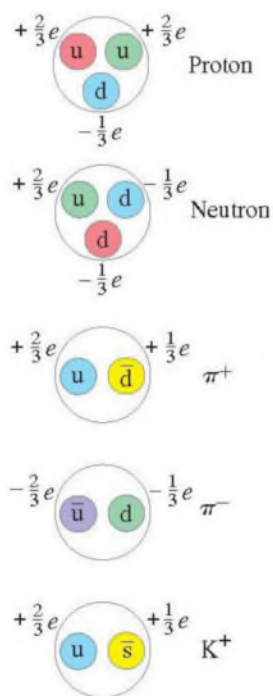
Kvarklar kuchli, kuchsiz va elektromagnit ta'sirlashishlarda qatnashadi. Kuchli ta'sirlashish (glyuonlar bilan almashish) kvarkning rangini o'zgartirmaydi, lekin aromatinini o'zgartirmaydi. Kuchli ta'sirlashishning xossasi bo'lgan konfaynmentning o'rin olishi (kvarklarning erkin holda yashay olmasligi) kvarklarning haqiqatdan ham mavjud ekanligiga shubha tug'diradi. Biroq ko'plagan tajribaviy faktlar kvarklarning haqiqatdan ham bor ekanligini tasdiqlaydi. Ular quyidagilar:

Birinchi, 1960-yillari adronlarning oddiy tasnifga bo'ysinishini ko'rsatdi: ular bir biri bilan multipletlarga va supermultipletlarga birikar ekan. Boshqacha so'z bilan aytganda, bu multipletlarni ta'riflaganda ko'p bo'lmagan erkin parametrlardan foydalanish ma'qulroq. Ya'ni barcha adronlar katta bo'lmagan erkinlik darajasiga ega: bir xil spinga ega barcha barionlar uch erkinlik darajasiga, barcha mezonlar esa faqat ikki erkinlik darajasiga ega. Kvarklar gipoteza (faraz) sining o'zi ushbu erkinlik darajalarining sonida kelib chiqdi va qiymati bo'yicha "sub-adronlik erkinlik darajasi" frazasining qiymati bilan bir xil.

Kuchsiz o'zaro ta'sirlashish.

1896-yili A. Bekkerel tarkibida uran elementi mavjud bo'lgan tuzlarning moddalar orqali yaxshi o'tadigan, ko'zga ko'rinmaydigan nurlar chiqarishini aniqladi va shu bilan birga radioaktivlik

hodisasini kashf qildi. Shu vaqtlari o'zi kuzatgan nurlarning β –nurlari ekanligini, ya'ni radioaktiv parchalanishda chiqadigan elektronlar ekanligini bilmadi (Bekkerel toriyning β –parchalanishini kuzatgan edi. Shunday yo'llar bilan β –parchalanish kashf qilindi va kuchsiz ta'sirlashishlarni tadqiqot qilish boshlandi.



Radioaktivlik nurlarining yana bir turi α –nurlari og'ir radioaktivli elementlar tomonidan chiqadigan geliy atomlarining yadrolari ekanligini yaxshi bilamiz. α –zarrachalar bilan o'tkazilgan tajribalar atom yadrosining va yadroviy kuchlarning ochilishiga olib keldi. Demak, radioaktivlikning kashf qilinishi kuchsiz va kuchli ta'sirlashishlarni tadqiqot qilishga olib keldi. Yuqorida keltirilgan ma'lumotlar kuchsiz va kuchli ta'sirlashishlarning “ bitta tug'ilgan kunga” ega ekanligini ko'rsatadi.

β –parchalanishning birinchi bosqichi 1930-yillari tugadi. Shu vaqtlari Pauli ko'p tajriba ma'lumotlari asosida β –parchalanishda elektronlar bilan birga elektr tomonidan neytral bo'lgan yengil zarrachalar ham nurlanadi degan bashoratni aytdi. Bu yengil zarrachalarni E. Fermi “neytrino” deb atadi (Italian tilida “neytrino” so'zi “kichkina neytron” degan ma'noni anglatadi) va u oradan ko'p vaqt o'tmasdan β –parchalanishning kvant-maydon nazariyasini taklif qildi. Bu nazariya bo'yicha neytronning parchalanishi (biz neytronning protonga, elektronga va antineytrinoga parchalanishini bilamiz) ikki tokning ta'sirlashishi natijasida amalga oshadi. Bu toklarning bittasini hozir adronli toklar deb ataydi va u neytronni protonga aylandiradi.

Leptonli tok deb ataluvchi ikkinchi tok elektron + antineytrino juftining vujudga kelishiga olib keladi. Hozirgi paytda bu toklarning o'zaro ta'sirlashishlari 4 fermionli ta'sirlashish deb ataladi. Chunki bunday ta'sirlashishda 4 fermion qatnashadi.

KVARKLAR

Quarks								
Name	Symbol	Mass (MeV/c ²)	Charge <i>Q</i>	Baryon Number <i>B</i>	Strangeness <i>S</i>	Charm <i>c</i>	Bottom <i>b</i>	Top <i>t</i>
Up	u	2.3	$+\frac{2}{3}e$	$\frac{1}{3}$	0	0	0	0
Down	d	4.8	$-\frac{1}{3}e$	$\frac{1}{3}$	0	0	0	0
Strange	s	95	$-\frac{1}{3}e$	$\frac{1}{3}$	-1	0	0	0
Charm	c	1275	$+\frac{2}{3}e$	$\frac{1}{3}$	0	+1	0	0
Bottom	b	4180	$-\frac{1}{3}e$	$\frac{1}{3}$	0	0	-1	0
Top [†]	t	173,500	$+\frac{2}{3}e$	$\frac{1}{3}$	0	0	0	+1

[†]The top quark, with its extremely short lifetime of 5×10^{-25} s, does not live long enough to form hadrons.

Nazorat savollari

1. Qanday zarrachalarga elementar zarrachalar deyiladi?
2. Elektronga anti zarracha qanday zarrachadir?
3. Zarrachalar orasida qanday ta'sirlar mavjud?
4. Gravitatsion ta'sir deganimiz qanday ta'sir?