

**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

Fan o'qituvchilari:

doc. Bekbergenov S.E.

ass. Seytimbetova G.A.

NUKUS 2016

Ma'ruza № 1
FIZIKA FANI HAQIDA. MODDIY NUQTANING TO'G'RI CHIZIQLI
HARAKATI

Reja:

1. Kirish.
2. Fizikaning rivojlanish tarixidan ma'lumotlar.
3. Tabiatni o'rganish ilmiga sharqning buyuk allomalarining hissalari. O'zbekistonda fizika taraqqiyoti sohasida olib borilayotgan ishlar
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 ha'rakati.

1. 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 fandır.

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 tadbiq 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 muzyorlar 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 hizmat 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.

2. 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 tortishish 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.

3. Tabiatni o'rganish ilmiga sharqning buyuk allomalarining hissalarini

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 «algoritmi» 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 algoritmi 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 ortiq 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 ustози 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 p 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 paytgacha 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 konstruksion materiallar olish va ularga ishlov berishning zamonaviy ion-nur texnologiyalarini yaratishga karatilgan.

Yarim o'tkazgichlar 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'tkazgichlar 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.

4. 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 hossalarini 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: $[S] = 1\text{ m}; [m] = 1\text{ kg}$ 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, amper, kelvin, mol, kandela- va ikkita qo'shimcha-radian va steradianlardan tuzilgan.

- **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.

5. Mexanikaviy harakat

Vaqt o'tishi bilan jismning fazodagi vaziyatining boshqa jismlarga nisbatan o'zgarishi **jismning mexanikaviy 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. Kinematikaning asosiy vazifasi harakatni xarakterlovchi kattaliklarni aniqlash va uni formulalar, grafiklar, jadvallar yordamida tavsiflashdir.

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.

6. Moddiy nuqta. Absolyut qattiq jism. Fazo va vaqt tushunchasi, sanoq sistemasi

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.

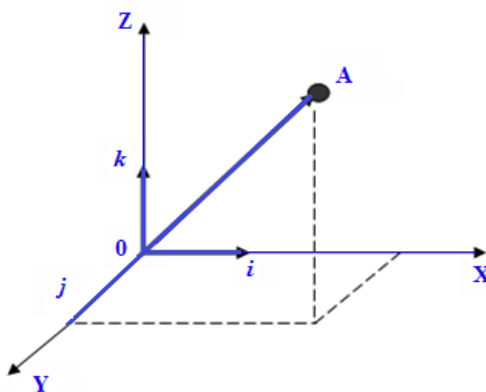
Har qanday sharoitda deformatsiyalanmaydigan jism **absolyut qattiq jism** deb ataladi.

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 chiziq boshlang'ich holatiga nisbatan parallelligini 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 chiziqda 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 printsipini tanlashimiz kerak.

Fazodagi nuqta yoki jism holatini belgilovchi x, y, z koordinatalar uzunlikdan iborat bo'lgani uchun, uzunlikni o'lchash usulini tanlash kerak bo'ladi. Odatda, uzunlikni o'lchash uchun, qandaydir qattiq sterjenni namuna deb hisoblab, uni o'lchov birligi deb qabul qilinadi. Nuqtaning fazodagi koordinatalaridan birini o'lchash uchun, shu yo'nalishga o'lchov birligi bo'lgan namuna necha marta joylashishining soni aniqlanadi. Ana shu son tanlangan yo'nalishdagi jismning uzunligini belgilaydi. Agarda bu son butun bo'lmasa, namuna mayda bo'laklarga (o'ndan bir qismi, yuzdan bir qismi va h.k.) bo'linadi.

Bunday o'lchash *to'g'ridan - to'g'ri o'lchash* deb ataladi. Ammo bu usul kamchiliklardan holi emas. Masalan, Yerning radiusini, Yerdan Oygacha va Quyoshgacha bo'lgan masofalarni o'lchashda namunadan foydalanib bo'lmaydi.

Bizning Galaktikamiz o'lchamlari tartibi taxminan $\sim 10^{20}$ metrga yaqin. Ikkinchi tarafdin qattiq jismlar atomlari orasidagi masofalar $\sim 10^{-10}$ m yoki ayrim yadro

zarrachalari o'lchami $\sim 10^{-15} m$ ga tengdir. Bu hollarda, to'g'ridan-to'g'ri o'lchash usulini qo'llab bo'lmaydi, uzunlikni o'lchash uchun boshqa o'lchash printsiplarini tanlashga majburmiz.

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.

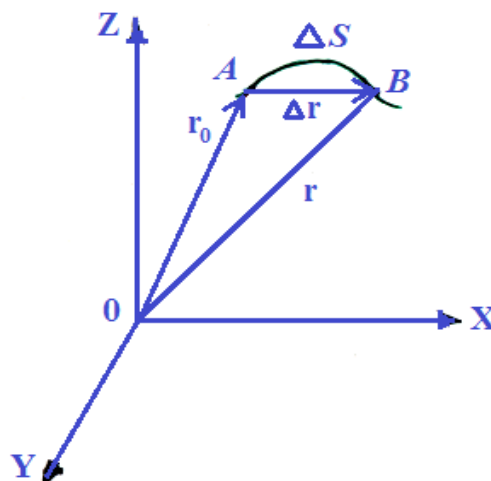
Vaqt ham fizik kattalik bo'lgani uchun uning miqdoriy qiymatlari ayrim sonlardan iborat bo'ladi.

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.

7. 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.



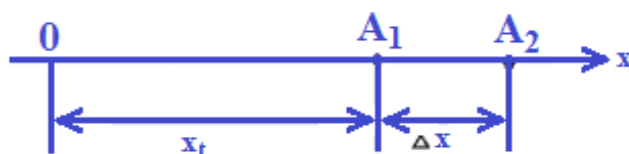
2 – rasm. Moddiy nuqtaning harakat traektoriyasi.

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

Toʻgʻri chiziqli harakatda koʻchish vektori tegishli traektoriya kismining uzunligi bilan mos keladi va koʻchish vektorining moduli $\Delta \vec{r}$ oʻtilgan yoʻl ΔS ga teng boʻladi.

8. Moddiy nuqtaning toʻgʻri chiziq boʻylab harakati

Endi moddiy nuqtaning toʻgʻri chiziq boʻylab harakatini kuzataylik (3 - rasm).



3 - rasm. Moddiy nuqtaning OX oʻqi boʻyicha toʻgʻri chiziqli harakati

Toʻgʻri chiziq OX koordinata oʻqi boʻylab joylashgan, deb hisoblaymiz. Moddiy nuqta holati quyidagi ifoda bilan belgilanadi:

$$x = x(t)$$

Belgilangan t vaqtda moddiy nuqta koordinatasi $x_1 = x(t)$ boʻlgan A_1 holatda deb hisoblaymiz. Δt vaqtdan soʻng moddiy nuqta koordinatasi $x_2 = x(t + \Delta t)$ boʻlgan A_2 holatga koʻchadi. Demak, moddiy nuqta Δt vaqt ichida Δx yoʻlni bosib oʻtadi:

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

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 $\frac{\Delta x}{\Delta t}$ nisbat ma'lum bir chegaraviy qiymatga intiladi. Bu chegaraviy qiymat moddiy nuqtaning *oni 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 *oni tezligi* deb ataladi.

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

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

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

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

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

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

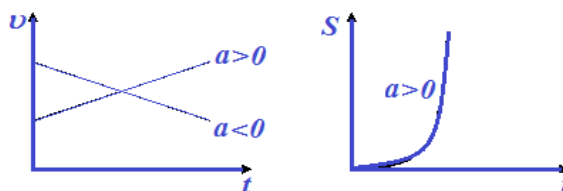
$$S = \int_0^t v(t) dt, \quad (1.8)$$

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

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

bundan,

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



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/g'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

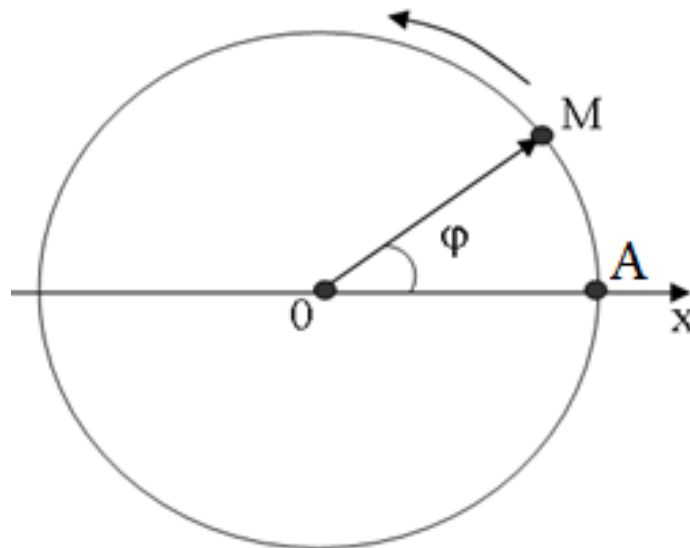
Reja:

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

1. Moddiy nuqtaning aylana bo'ylab harakati

Agarda moddiy nuqta aylana bo'ylab harakatlansa 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.

2. Burchakli tezlik, burchakli tazlanish va ular orasidagi bog'lanish. Burchak tezlanish

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 ω 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. ω vektorning moduli burilish burchagidek bo'ladi. Demak ilgari aylanma harakatda ko'chish r ga o'xshash kattalik aylanma harakatda burilish burchagi ω , bo'ladi. Unda burchak tezlik moddiy nuqtaning burilish burchagidan vaqt buyicha olingan birinchi tartibli hosiladek aniqlanadigan vektor kattalikdir.

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

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

Burchak tezlikning o'rtacha qiymati

$$\varphi_{o'p} = \frac{\Delta\omega}{\Delta t} \quad (2.2)$$

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

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

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

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.

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

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

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

Burchak tezlikdan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosila yoki φ - burchakdan vaqt bo'yicha olingan ikkinchi tartibli hosila *burchak tezlanish* deb ataladi:

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

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

$$\varphi = \varphi_0 + \varepsilon t$$

$$\omega = \varphi_0 t + \frac{\varepsilon t^2}{2}$$

bu erda φ_0 – boshlang'ich burchak tezlik, burchak tezlanish ε – esa yo'nalishiga qarab musbat yoki manfiy qiymatlarni qabul qilishi mumkin.

Shiziqli va burchakli tezliklar orasidagi bog'lanish

Endi burchakli va chiziqli tezliklar orasidagi bog'lanishni qarashtiraylik. Bu boglanishni aniqlash maqsadida 1 rasmdan $\Delta S = MA$ ni aniqlab olaylik. Matematika

kursidan ma'lumki ΔS yoyning uzunligi burilish burchagi ω va radius r ning kupaytmasiga teng, ya'ni

$$\Delta S = \omega \cdot r$$

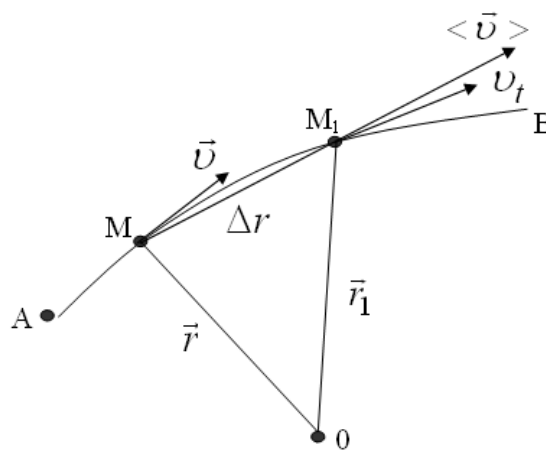
Unda chiziqli tezlikning aniqlanish ta'rifiga asosan

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

Bundan quyidagi kelib chiqadi

$$\vartheta = \varphi r = \frac{2\pi r}{T}, \quad \vartheta = 2\pi v$$

Endi egri chiziqli traektoriya bo'ylab harakatlanayotgan moddiy nuqtaning chiziqli tezlanish va tezligini ko'rib chiqamiz (2 - rasm).



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

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.

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 $\vec{\vartheta}$ 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 $\vec{\vartheta}$ dan vaqt bo'yicha olingan hosilaga teng

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

3. Tezlanishning tangensiyal va normal tashkil etuvchisi

Chiziqli ϑ va burchak tezlik φ orasidagi $\vartheta = \varphi r$ boglanishdan foydalanib a_t ni aniqlaymiz. Bu erda aylananing radiusi r — o'zgarmas kattalik.

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

Shuningdek tezlanishning normal tashkil etuvchisi

$$a_n = \frac{\vartheta^2}{r} = \frac{(r\varphi)^2}{r} = \frac{r^2 \varphi^2}{r} = \varphi^2 r \quad (2.11)$$

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

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

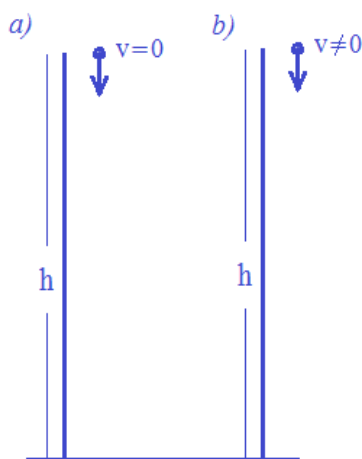
4. Jismlarning erkin tushishi

Er yaqinida joylashgan ixtiyoriy erkin jism er markaziga tomon yo'nalgan $9,81 \text{ mg's}^2$ 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 $g = 9,81 \text{ mg's}^2$.

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 $g = 9,81 \text{ mg's}^2$

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 vertical 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.

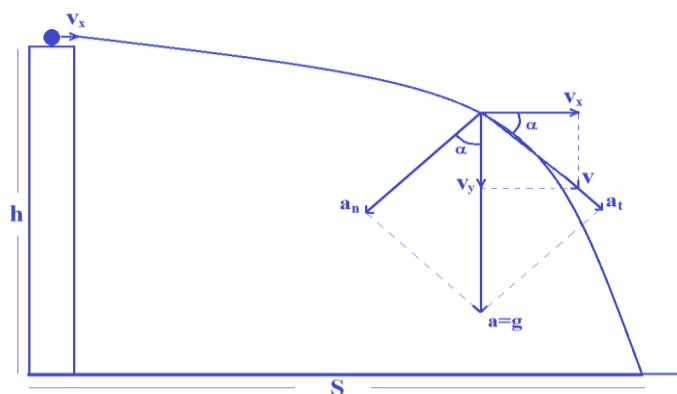
$$h = H + v_0 t - \frac{gt^2}{2}$$

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

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

5. Gorizonttal otilgan jismning harakati.

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



4-rasm. Gorizonttal otilgan jismning harakatlanish traektoriyasi.

Gorizonttal otilgan jismning harakat traektoriyasi paraboladan iborat bo'ladi. Uning otilish tezligi

x o'qiga parallel bo'lganligi uchun uni biz gorizonttal otilgan jism deb ataymiz. Endi uning harakatlanish tenglamalarini keltirib chiqaylik.

h balandlikdan v_0 boshlang'ich tezlik bilan gorizonttal 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 gorizonttal v_0 boshlang'ich tezlik bilan otilsa ular bir vaqtda yerga tushar ekan.

Uning minora tubidan uchish uzoqligi S quyidagicha topiladi

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

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

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

formulalardan topiladi. Normal va tangensiya tezlanishlar tezliklarning tashkil etuvchilari bilan

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

bog'langan.

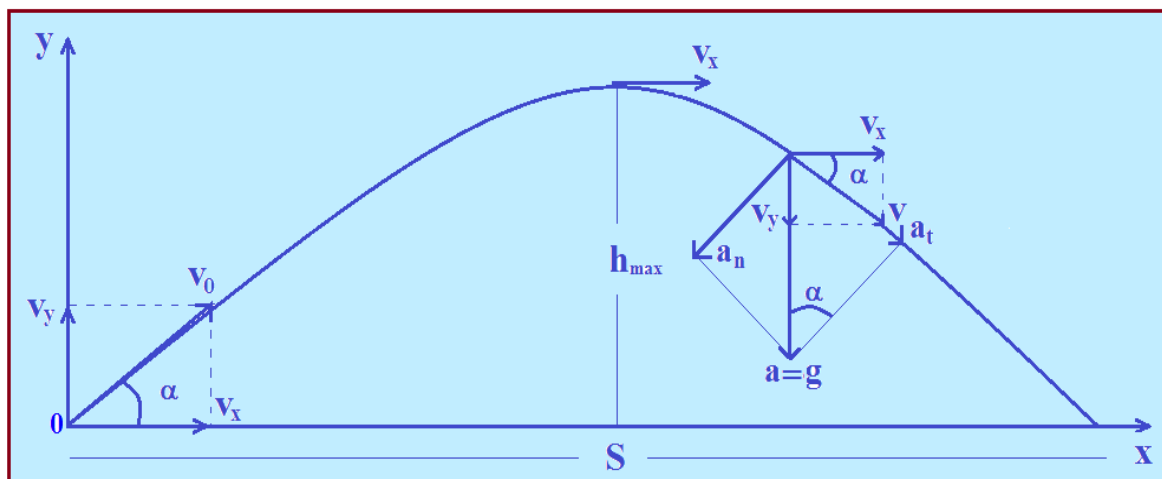
$$a_t = \frac{dv}{dt}, \quad a_n = \frac{v^2}{r}$$

6. 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.

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-pasµ).



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

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

$$\vartheta_x = \vartheta_0 \cos \alpha, \quad \vartheta_y = \vartheta_0 \sin \alpha - gt. \quad (2.17)$$

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

$$\begin{cases} x = S = \vartheta_0 \cos \alpha \cdot t \\ y = h = \vartheta_0 \sin \alpha \cdot t - \frac{gt^2}{2} \end{cases} \quad (2.18)$$

Jismning harakati gorizonttal yo'nalishda ϑ_x tezlikli tekis harakat bilan ϑ_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 vaqtni yo'qotib, traektoriya tenglamasini topamiz:

$$y = tg\alpha \cdot x - \frac{g}{2\vartheta_0^2 \cdot \cos^2 \alpha} \cdot x^2 \quad (2.19)$$

(2.19) tenglamadagi x va x^2 oldidagi koeffisientlar o'zgarmas 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:

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

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 gorizont 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 ϕ 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 ϵ burchak quyidagicha topiladi:

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

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 tangensiya 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. Gorizontol otilgan jismning harakat tenglamasi qanday yoziladi?
10. Gorizontga burchak ostida otilgan jismning tezlik vektorlari proeksiyalari qanday?
11. Normal va tangensiya tezlanishlar orasida qanday bog'liqliklar mavjud?
12. Tezlanishning SI dagi birligi?

Ma'ruza № 3

MODDIY NUQTA DINAMIKASI

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.

1. 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 filofosiyaning matematik asoslari» asarida bayon qilingan. Nyuton qonunlari insoniyatning ko'pasrlik tajribasi natijalarini umumlashtirish yo'li bilan maydonga kelgan. Bu qonunlarning to'g'riligi tajriba natijalariga mos kelishi bilan tasdiqlanadi. Nyuton tajriba va kuzatishlarga asosanib, jismlarning qanday holda nisbiy tinchlikda va qanday holda to'g'ri chiziqli tekis harakatda bo'lishini aniqlab birinchi qonunini kashf etdi.

1. Nyutonning I – qonuni

Jism o'zining tinch holatini yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatini tashqaridan boshqa jismlar ta'sir etmagunicha 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 mehanik harakati qandayo'zgaradi degan savol tugiladi. Bu savolga Nyutonning ikkinchi qonuni javob beradi.

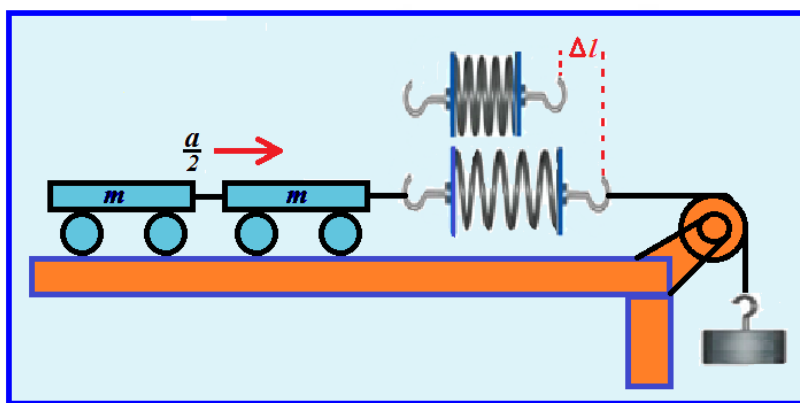
2. Nyutonning II – qonuni

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 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 biriktirilishiga bog'liq emas. Demak prujinaga biriktirilgan 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 prujinaning bir uchiga biriktiramiz. Prujinaning ikkinchi uchiga esa blok orqali o'tkazilgan va ipga bog'langan yukni biriktiraylik. Yukning



1 - rasm. Aravachalarning yuk ta'sirida harakatlanishi.

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. Prujinaning 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 prujinaning 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.

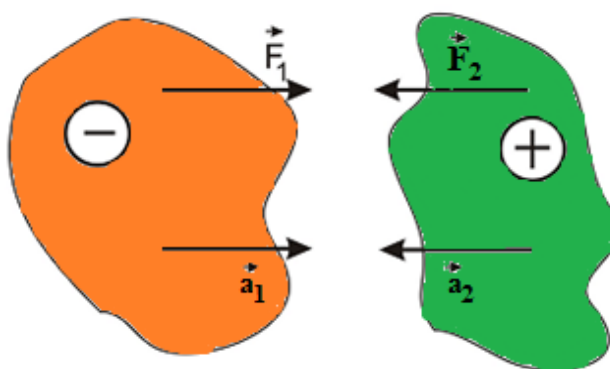
3. Nyutonning III – qonuni

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 qonuniningurinililigini 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).

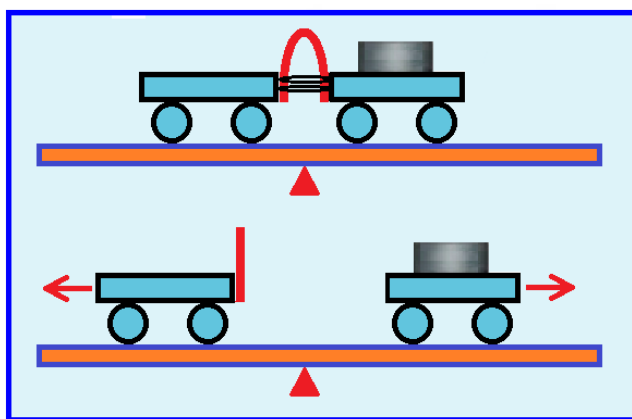


1 - rasm. Zaryadlangan jismlarning o'zaro ta'siri

$\vec{F}_1$ 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:

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

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



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

O'zaro ta'sir etuvchi jismlarning olgan tezlanishlari massalariga teskari proportsional 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.

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 elastic 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 orilgan 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.

5. 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 $G = 6.67 \cdot 10^{-11} \text{ N} \cdot \text{m}^2 \text{ g}^{-1} \text{ kg}^{-2}$ 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 xarakteristkalaridan biri bo'lib, uning inertsion 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 $3,5 \cdot 10^{22} \text{ N}$, Yer bilan Oy orasidagi tortishish kuchi esa $2 \cdot 10^{20} \text{ N}$ 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 erning 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 Erning sirtida og'irlik va tortishish kuchlari teng bo'ladi, ya'ni

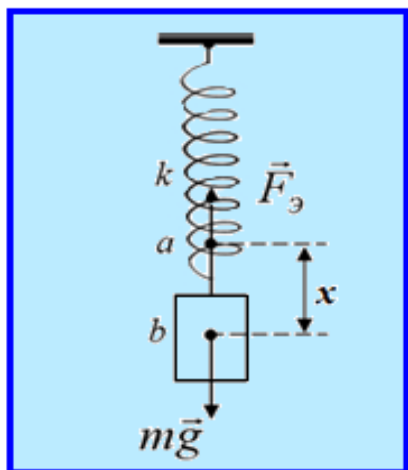
$$P = mg = F = G \frac{mM}{R^2}$$

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

Agar jism Er 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 kamaya boradi.



2-rasm. Prujinaga osilgan jismning muvozanat holatidan siljishi.

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.

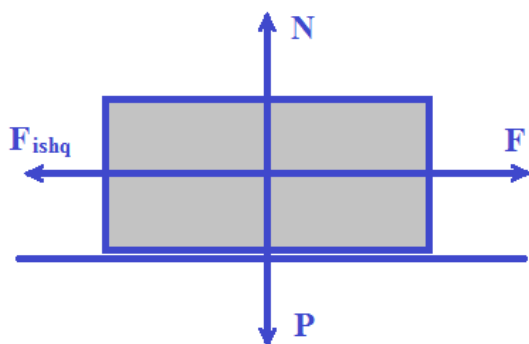
Jismning vaznsizlik holati deb uning faqatgina og'irlik kuchi ta'siridagi harakat holatiga aytiladi.

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.



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

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_s elastik kuchi ta'sir etadi. Ikki kuch teng bo'lganda jism tinch holatida bo'ladi.

(3.10) formulada k – prujinaning qattqlik koeffitsienti deb ataladi,

x — bo'lsa uning uzayishidir. Har bir modda uchun qattiqlik koeffitsient har xil bo'ladi, ya'ni moddaning elastiklik xususiyatiga bog'liq bo'lgan proportsionallik koeffitsient.

Ishqalanish kuchi. stolning ustida turgan kitobni itarib yuboraylik. Kitob stolning gorizontal 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 harakatlanganda 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, sirpansa-sirpanish ishqalanish va harakat turiga qarab aylanma, tebranma harakatdagi ishqalanishlarga ajratiladi.

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

stol ustidagi jismni harakatlantiruvchi $\vec{F}$ kuchning qiymati $\vec{F}_{ishq}$ ning qiymatiga teng bo'lgangacha ortib borar ekan. Unda $\vec{F}_{ishq}$ ning qiymati nimalarga bog'liq. Tajribalar yordamida aniqlangan qonunga muvofiq: sirpanish ishqalanish kuchi $\vec{F}_{ishq}$ bir jism ikkinchi jismga ko'rsatadigan normal bosim kuchi (tayanchning reaksiya kuchi) N ga proportsionaldir

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

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

Ishqalanishning tabiatda va tehnikada 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 tehnik moslamalardan foydalaniladi.

6. 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_c 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;

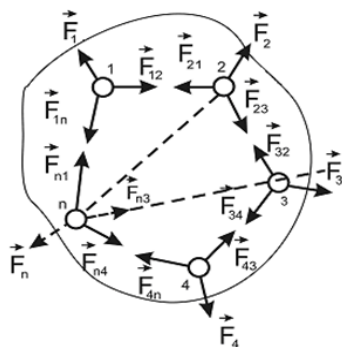
2. Moddiy nuqtalar tizimi inertsia markazining radius- vektoridan vaqt bo'yicha birinchi tartibli hosila olinsa, *inertsia markazining tezligi* kelib chiqadi:

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

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



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

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

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

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

Bu nihoyatda katta ahamiyatga ega bo'lgan xulosani keltirib chiqaradi: tizim nuqtalarining

hamma massalari, uning inertsiya markaziga to'plangan holda harakatlenganda, ularning markazga to'plangan umumiy impulslari qanday bo'lsa, tizimning to'la impulsi ham shunga teng bo'ladi. shuning uchun tizimning impulsiga, uning inertsiya markazining impulsi ham deyiladi. Tizim inertsiya markazining impulsini (3.15) ifodaga asosan quyidagicha ifodalash mumkin:

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

bunda m_c – tizimning to'liq massasi, $\vec{\vartheta}_c$ – tizim inertsiya markazining tezligi; $\vec{\vartheta}_1, \vec{\vartheta}_2, \dots, \vec{\vartheta}_n$ - 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

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

bo'lishini hisobga olib, harakat tenglamasini yozamiz:

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

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

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

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.

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

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?

Ma'ruza № 4

ISH, ENERGIYA VA QUUVAT. 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.

1. 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.

2. 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 impuls

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

ko'rinishdagi vektor kattalik bilan aniqlanishi bizga ma'lum. Yopiq sistemaning to'la impuls $\vec{P}$ 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

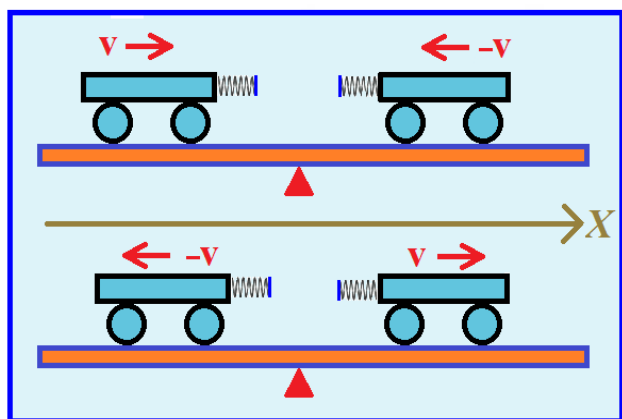
$$\vec{P} = m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2 + \dots + m_n\vec{v}_n = \sum_{i=1}^n m_i\vec{v}_i. \quad (4.3)$$

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 impuls saqlanadi ya'ni vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi.

Impulsning saqlanish qonunini quyidagi tajribadan kuzatayik.



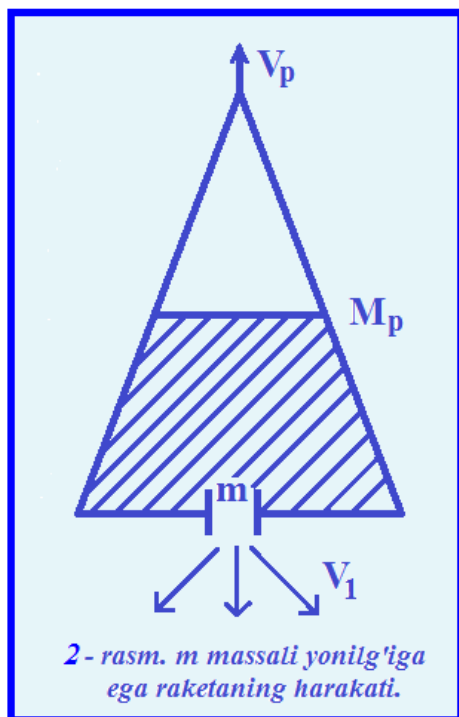
1 - rasm. Aravalarning to'qnashguncha va to'qnashgandan keyingi harakatlanishi.

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 impuls $m\vec{v}$ ga, o'ng tomonidagi aravaning impuls $-m\vec{v}$ ga teng. Demak, aravachalarning to'qnashguncha bo'lgan impulslarining yig'indisi nolga teng:

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

Aravalar to'qnashgandan keyin to'xtaydi.



yig'indisi va to'qnashgandan keyingi impulslarining yig'indisi ham nolga teng bo'ladi.

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 $\vartheta_p = 0$. Demak impulsi ham nolga teng. Endi yonish bo'linmasidagi yoqilg'i yoqiladi. Yonish bo'lmasida yuqori bosimgacha qizigan gaz oqimi raketa soplosidan ϑ_1 tezlik bilan otilib chiqadi. Natijada raketa ϑ_p tezlik bilan harakatlana boshlaydi. soddalik uchun raketa soplosidan otilib 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.

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

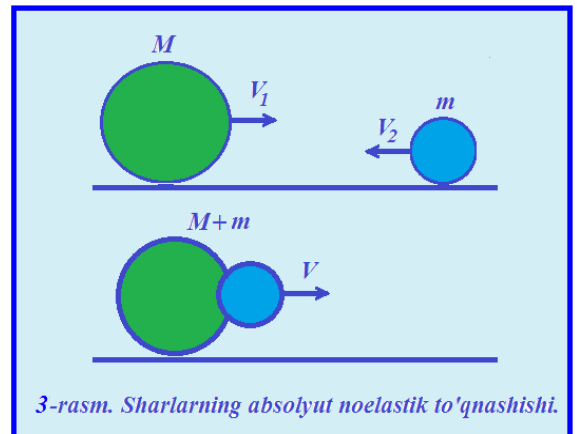
2. Endi plastik shar o'rniga elastik prujinani o'rnatib tajribani takrorlaymiz (1 - rasm). Ikkala arava to'qnashgandan keyin ular qarama-qarshi tomonlarga qarab harakatlanadi. To'qnashishda aravalarning tezliklari o'z yo'nalishlarini o'zgartiradi, lekin tezliklarining modullari avvalgisiga teng bo'lib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

Bundan $M\vec{\vartheta}_p = -m\vec{\vartheta}_1$ yoki raketa tezligining moduli uchun $\vartheta_p = \frac{m}{M}\vartheta_1$ ifodani hosil qilamiz. Reaktiv harakat yuqoridagi prinsipga ya'ni yopiq sistemadagi jismlarning bir-birini harakatga keltirishiga asoslangan.

3. 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 deformatsiya-lanishiga 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 ϑ_1 va ϑ_2 bo'lsin. Urilishdan keyingi tezlik V bo'lsa, impulsning saqlanish qonunini tadbik etib olamiz.

$$M\vartheta_1 - m\vartheta_2 = (M + m)V$$

Bundan

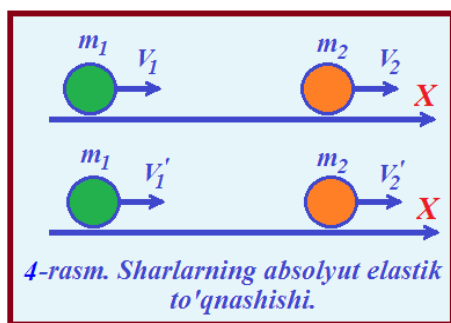
$$V = \frac{M\vartheta_1 - m\vartheta_2}{M + m}. \quad (4.5)$$

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

$$V = \frac{\vartheta_1 - \vartheta_2}{2}. \quad (4.6)$$

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

Absolyut elastik urilish deb - ikkita deformatsiyalanmaydigan sharlarning urishiga aytiladi. Bunda sharlarning urilishdan oldingi kinetik energiyalari, urilishdan keyin ham to'raligicha 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.

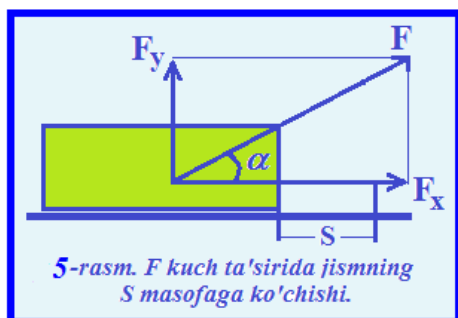
Agarda sharlar bir-biriga tomon harakatlanayotgan bo'lsa, yuqoridagi tengama quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

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

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

4. Ish va quvvat

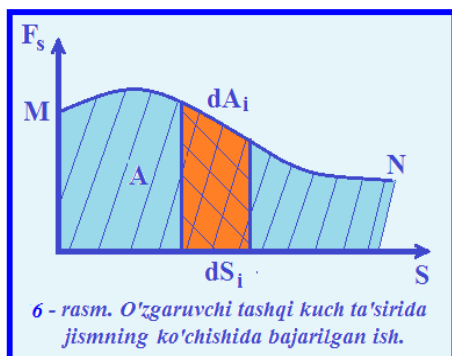
Energiya – barcha turdagi moddalarning harakati va o'zaro ta'sirining universal miqdoriy o'lchovidir. Modda harakatining shakliga qarab, energiyaning har xil turlariga ega bo'lamiz: mexanik energiya, issiqlik energiyasi, elektromagnit energiya, quyosh energiyasi va h.k.



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 ishni 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:

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

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

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

Ish birligi – 1 jouldan iborat: 1 J=1 N·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 ϑ o'zgarmas tezlik bilan harakatlansa, quvvat quyidagicha ifodalanadi:

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

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 gidroelektrostansiyasida 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 bajarigan ishiga teng.

$$N = \frac{mgh}{t} = \frac{m}{t} gh,$$

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

5. Energiya. Kinetik va potentsial energiya

Mehanik energiya deb mehanik 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 *disSSIPativ 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 $W_n(r)$ - 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 ishiga tengdir.

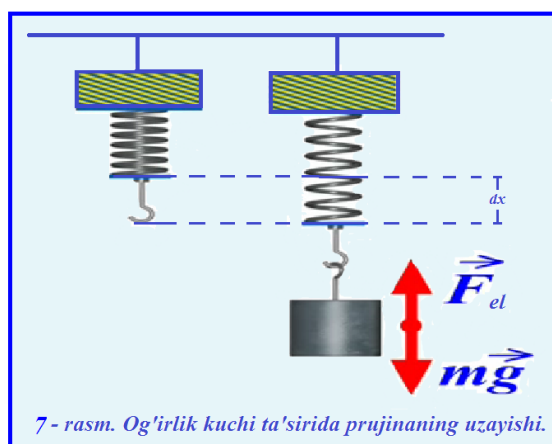
Tizimning to'liq energiyasi, doimo mexanik harakat va o'zaro ta'sir energiyalarning yig'indisidan iboratdir.

$$W = W_k + W_p$$

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

$$dA = F dx = -kx dx$$

7-rasmda prujina berilgan. Prujinaga yuk osilishi natijasida u x masofaga siljiyabdi.



7 - rasm. Og'irlik kuchi ta'sirida prujinaning uzayishi.

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 deformatsilnmagan 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 deformatsiyalanmagan 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.

6. 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 hulosalar energiyaning saqlanish qonunini qat'iy bajarilishini ko'rsatadi. Faqatgina tabiatda energiyaning bir turdan boshqasiga (masalan mehanik 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 $f_1, f_2, \dots, f_n$ teng ta'sir etuvchi ichki konservativ kuchlar va $F_1, F_2, \dots, F_n$ 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 tadbiiq etish mumkin:

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

$$m_2 \frac{d\vec{\vartheta}_2}{dt} = \vec{f}_2 + \vec{F}_2$$

.....

$$m_n \frac{d\vec{\vartheta}_n}{dt} = \vec{f}_n + \vec{F}_n$$

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:

$$m_1(\vartheta_1 d\vartheta_1) - (f_1 + F_1)dx_1 = 0$$

$$m_2(\vartheta_2 d\vartheta_2) - (f_2 + F_2)dx_2 = 0$$

.....

$$m_n(\vartheta_n d\vartheta_n) - (f_n + F_n)dx_n = 0$$

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:

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

Bu yerda

$$\sum_{i=1}^n m_i v_i dv_i = \sum_{i=1}^n d\left(m_i \frac{v_i^2}{2}\right) = dW_k$$

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

$$dA = -dW_p$$

Butun yopiq tizim uchun

$$dW_k + dW_p = 0$$

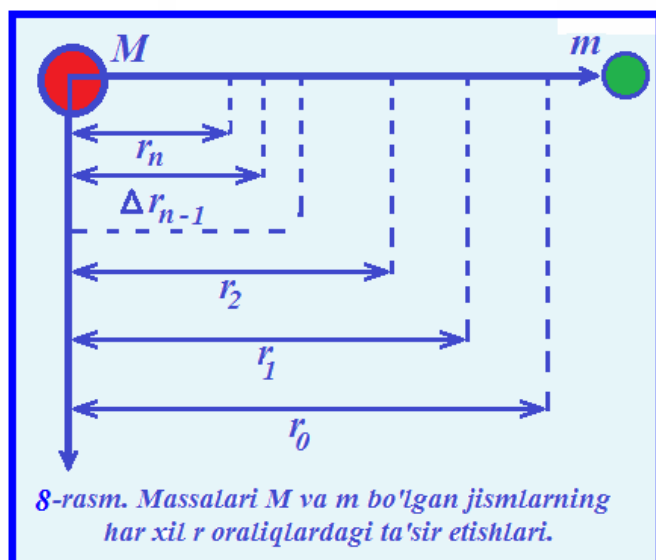
ga teng. Demak yopiq tizimning to'liq mexanik energiyasi

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

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.

7. 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



8-rasm. Massalari M va m bo'lgan jismlarning har xil r oraliqlardagi ta'sir etishlari.

ko'chirishda kichik Δr_i - 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.

tuzuvchi dots. Bekbergenov S.E.

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

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.

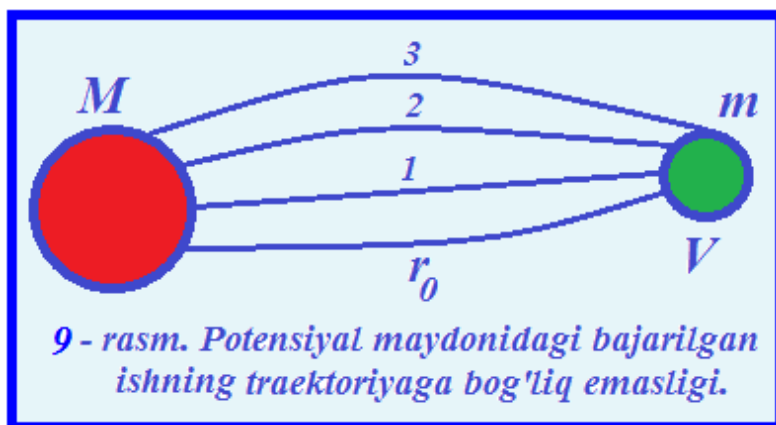
$$A = - \int_{r_0}^{r_n} F dr = -GMm \int_{r_0}^{r_n} \frac{dr}{r^2} = G \frac{mM}{r_n} - G \frac{mM}{r_0}$$

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.

$$A = (W_n)_0 - (W_n)_n,$$

$$\omega = A/m = -Gm/r_0$$

maydon potentsiali deb qaralsa. Ishni potentsial orqali yozish mumkin. $A = m(\omega_0 - \omega_n)$ 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 xolatiga bog'liq bo'ladi.

Umumiy xolda yer yuzidan h balandlikdagii 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 xodisalar, jarayonlar mana shu potentsial energiya xisobiga 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. Mehanik ish qanday aniqlanadi?
8. Mehanik ish, kuch va ko'chish orasidagi burchakka bogliqmi?
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 № 5

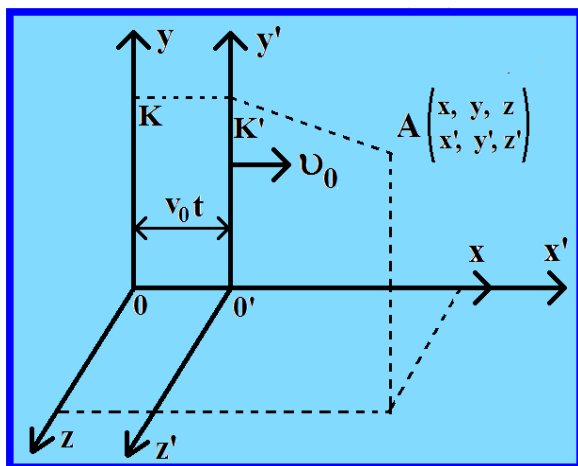
MEXANIKADA NISBIYLIK NAZARIYASI ELEMENTLARI

Reja:

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

1. Inertsial sanoq tizimlari. Galileyning nisbiylik prinsipi

Jismning harakati va tinch holati biz kuzatayotgan sanoq tizimlariga nisbatan



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

nisbiy tushunchalardir. Bir-biriga nisbatan tekis va to'g'ri chiziqli harakat qilayotgan sanoq 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 inertsia 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 inertsiyal 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.

2. Nisbiylik prinsipining postulatlar

Fizika fanining asosiy qonunlaridan bo'lgan elektrodinamika qonunlarin umumlashtiruvchi Maksvell tenglamalari tizimi yaratildi. Lekin Maksvell tenglamalari Galiley almashtirishlaridan foydalanib, bir inertsiyal 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 printsipl, ya'ni postulat asosida bo'lishini aytdi:

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

II Yorug'lik tezligining doimiylik printsipl. Yorug'likning bo'shliqdagi tezligi barcha inertsiyal sanoq tizimlarida bir xil bo'lib, doimiy kattalik bo'lib topiladi.

Galiley almashtirishlariga muvofiq K sanoq tizimidagi kuzatuvchu 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.

3. 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:

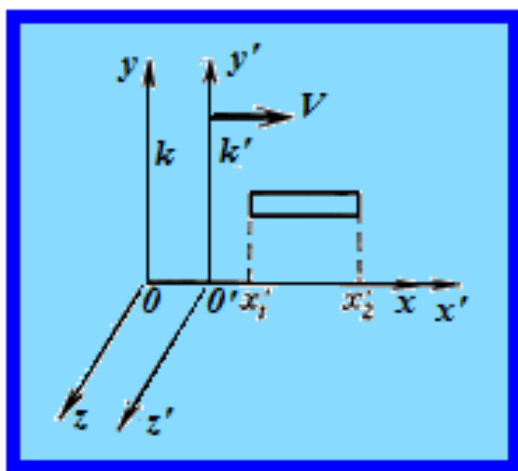
$$x = \frac{x' + v_0 t'}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}; \quad y = y'; \quad z = z'; \quad t = \frac{t' + \frac{v_0}{c^2} x'}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} \quad (5.5)$$

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 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 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 $v = v' + v_0$ tenglamadan foydalangan bo'lsak, katta tezliklarda undan foydalanish xatolikka olib keladi.

Lorens almashtirishlaridan foydalanib, tezliklarni qo'shish qoidasini aniqlaylik. Jismning K sanoq tizimidagi tezligi $v = dx/dt$ bo'lsa, K' sanoq tizimidagi tezligi $v' = dx'/dt'$ 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 inertsial tizimlarda doimiylik printsiptin to'la qanoatlandiradi.

4. 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'lik 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'rinishga boshlaydi va jism massasi juda tez ortib boradi. $v = c$ da massaning qiymati cheksizlikka intiladi. Jism zichligini ham ushbu formula orqali keltirib chiqarish mumkin.

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

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

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

$$c = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}} l_0 S \sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} = \frac{c_0}{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}$$

$$c = \frac{c_0}{1 - \frac{v_0^2}{c^2}} \quad (11.5)$$

m massali v tezlikka ega bo'lgan jismning impuls $\vec{p} = m\vec{v}$ 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.

5. Massa, energiya va impuls orasidagi bog'liqlik

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

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

(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

$$W_k = mc^2 - m_0 c^2 = m_0 c^2 \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right\} \quad (17.5)$$

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.

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

6. 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/s 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 uchurilgan 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.

Shuninh 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 umumiyashtiradi hamda klassik mexanikaning qo'llanilish chegaralarini belgilab beradi.

Nazorat savollari

1. Qanday sanoq tizimlari inertial 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 № 6

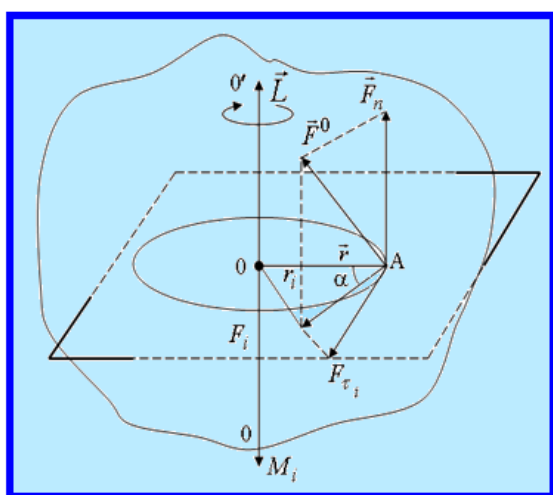
QATTIQ JISM MEXANIKASI

Reja:

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

1. Kuch momenti va impuls momenti

Bir-biriga nisbatan siljmaydigan 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 O 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 o'tgan O 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 $\vec{F}_i$ tashkil etuvchisi jismning aylanishiga sabab bo'lishi mumkin. $\vec{F}_n$ – tashkil etuvchisi esa, o'q bo'ylab ilgarilanma harakatni vujudga keltiradi. Kuchning $\vec{F}_{\phi i}$ – tangentsial tashkil etuvchisi ta'sirida, m_i massali A nuqta $\vec{r}$ radiusli aylanani chizishi mumkin. $\vec{F}_i$ kuchning aylantirish effekti 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 o'qqa nisbatan kuch momenti deb ataladi.

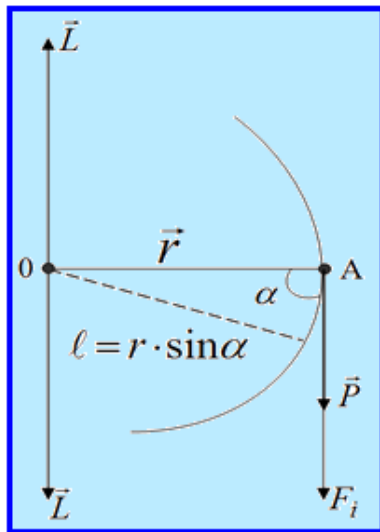
$$\vec{M}_i = [\vec{r}_i \cdot \vec{F}_i] \quad (6.1)$$

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 o'q bo'yicha yo'nalgan bo'ladi.

Massasi m ga teng bo'lgan moddiy nuqta $\vec{\vartheta}$ tezlik bilan harakatlanayotganda $\vec{p}$



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

impulsga ega bo'ladi. $\vec{r}$ – radius - vektorning $\vec{p}$ impulsga vektor ko'paytmasi impuls momenti deb ataladi. $\vec{L}$ – impuls momentining vektori yo'nalishi parma qoidasi asosida aniqlanadi (2 - rasm). $\vec{r}$ – radius - vektor va $\vec{p}$ - impuls vektori yotgan tekislikka perpendikulyar ravishda O nuqtaga joylashtirilgan parma dastasining aylanma harakat yo'nalishi impuls yo'nalishi bilan mos tushganda, parmaning ilgarilanma harakat yo'nalishi impuls momenti $\vec{L}$ ning yo'nalishini ko'rsatadi:

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

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.

2. 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 ten', ya'ni

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

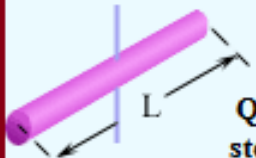
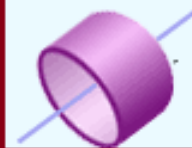
Si da inertsia momenti $kg \cdot m^2$ larda o'lshenedi. Qattiq jism uchun (6.10) ni quyidagicha yozish mumkin:

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

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

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

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	$I_c = \frac{2}{5} MR^2$  Shar	$I_c = \frac{2}{3} MR^2$  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

$$I = \frac{1}{2}mR^2$$

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

$$I = \frac{2}{5}mR^2$$

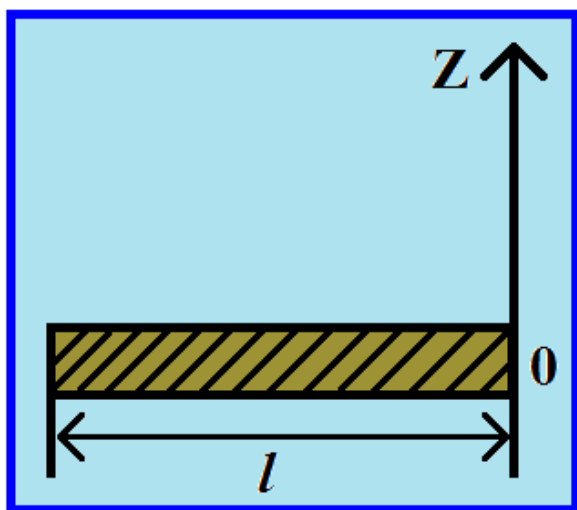
5. Sferaning massalar markazidan o'tuvchi o'qga nisbatan inertsia momenti

$$I = \frac{2}{3}mR^2$$

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

$$I = \frac{1}{12}ml^2$$

6. l uzunlikdagi ingichka sterjenning uzunligiga tik va uning bir uchidan



3 - rasm. l uzunlikdagi ingichka sterjen.

o'tuvchi OZ o'qga nisbatan inertsia momenti (3-rasm).

$$I = \frac{1}{3}ml^2$$

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 S - 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:

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

3. Aylanma harakatdagi qattiq jismning kinetik energiyasi

O'z 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 energiya-larining 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.

Ilgarilama harakat	Aylanma harakat
$ma = F$	$I_z \epsilon = M_z$
$p = m\vartheta$	$L_z = I_z \varphi$
$\frac{dp}{dt} = F$	$\frac{dL}{dt} = M$
F – kuch	M yoki M_z – kuch momenti
m – massa	I_z – inertsia momenti
ϑ – chiziqli tezlik	φ – burchakli tezlik
a – chiziqli tezlanish	ϵ – burchakli tezlanish
p – impuls	L – impuls momenti

4. 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

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

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

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

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

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

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 ularni (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

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

Bunda $e = d\varphi/dt$ 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'qqa nisbatan momentlarining algebraik yig'indisiga teng.

5. 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 ϑ chiziqli tezlikda harakatlansa impuls momenti

$$L = m\vartheta r = pr \quad (6.25)$$

ga teng bo'ladi.

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

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

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

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

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:

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

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

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

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. Tuyuq mexanik tizim uchun harakat miqdori momentining saqlanish qonunin tushundiring.
5. Aylanma harakatdagi qattiq jism kinetik energiyasin tushundiring.

Ma'ruza № 7

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.

1. 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.

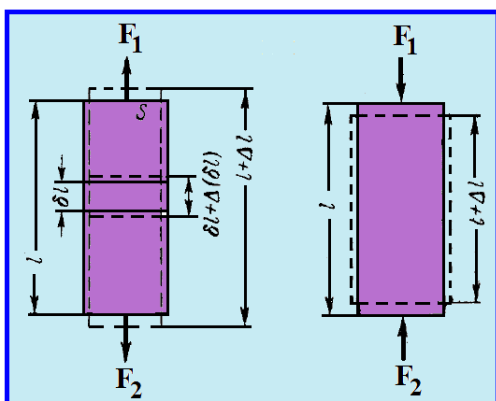
Agarda deformatsiyani vujudga keltiradigan kuch har bir jism uchun aniqlangan deformatsiyalanish chegarasidan katta yoki ortiq bo'lmasa ushbu holatda elastic deformatsiya yuz beradi. Ushbu deformatsiyalanish chegarasining ortishida jismga ta'sir qilayotgan kuch to'xtatilgandan keyin ham jismda saqlanib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

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

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:

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



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

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

Tajribadan ko'rdikki ushbu moddadan yasalgan sterjen uchun elastik deformatsiyalangandagi nisbiy uzayish sterjenning

birlik ko'ndalang kesim yuziga qo'yilgan kuchga proporsional ekan.

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

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 y bilan tangensial kuchlanishni esa ϕ harflari bilan belgilaymiz.

Normal kuchlanishni kiritsak

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

(7.2) tenglamani quyidagi ko'rinishda yozamiz

$$e = \alpha y \quad (7.4)$$

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 tafsiflash 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:

$$e = \frac{y}{E} \quad (7.5)$$

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 yetgungacha 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:

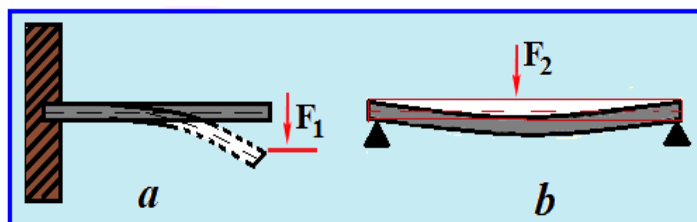
$$e' = \frac{\Delta d}{d}. \quad (7.7)$$

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

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

bu yerda μ faqat materialning xossasiga bog'liq bo'lgan koeffitsientdir. ko'ndalang siqish koeffitsienti yoki Puasson koeffitsienti 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



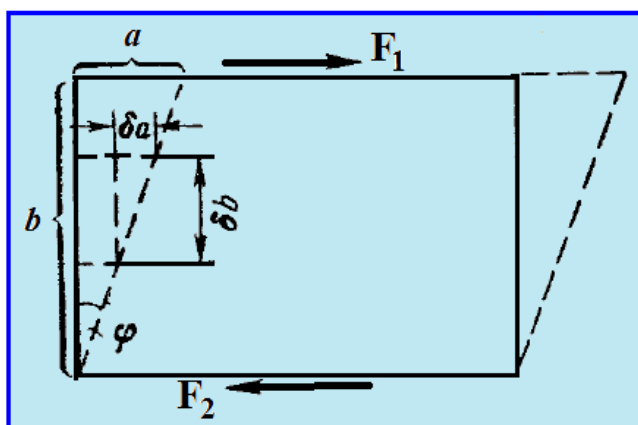
2-rasm. Tashqi kuch ta'sirida sterjenning elishi.

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.

Agar sterjenning bitta uchini devorga qoqib, ikkinchi erkin uchiga sterjenga perpendikulyar bo'lgan kuch qo'ysak, unda sterjen egiladi (2, a – rasm). Ikkita tayanchda yotgan sterjenning o'rtasiga sterjenga perpendikulyar yo'nalishda 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).

va 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 va ($F_1 = F_2$) kuchlarni qo'yamiz (3-rasm). Agar kuchlarning ta'siri mos qirraning

tuzuvchi dots. Bekbergenov S.E.

butun yuzi bo'ylab tekis taqsimlansa, unda ushbu qirruga parallel istalgan kesimda tangensial kuchlanish vujudga keladi:

$$\phi = \frac{\tau}{G} \quad (7.9)$$

Kuchlanish ta'sirida jism shunday deformatsiyalanadiki, tepadagi qirrasi pastgisiga nisbatan bazi bir a oraliqqa siljiydi. Agar jismni elementar gorizontal qatlamlarga 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 burchakka burilgan dastlabki gorizontal qatlamga perpendikulyar. Shunday qilib, ikkita ixtiyoriy olingan qatlam siljishining bu qatlamlar orasidagi oraliqqa nisbati istalgan ikkita qatlamlar uchun bir xil bo'ladi. Bu nisbat tabiiy siljish deformatsiyasining xususiyati sifatida olinadi:

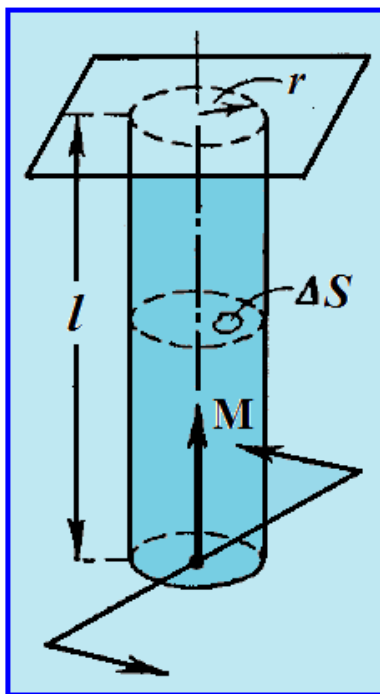
$$\gamma = \frac{\tau}{G} = \tan \alpha. \quad (7.10)$$

γ kattaligi nisbiy siljish deb ataladi. burchagikichik bo'lsa uni $\tan \alpha \approx \alpha$ deb hisoblash mumkin. Demak, nisbiy siljish siljish burchagiga teng bo'lar ekan. Tajribadan ma'lumki nisbiy siljish tangensial kuchlanishga proporsionaldir:

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

koefitsienti faqat materialning xossalriga bog'liq bo'lib siljish moduli deb ataladi. U shunday tangensial kuchlanishga tenki, unda siljish burchagi 45° ($\tan \alpha = 1$) ga teng bo'ladi, agarda shunday katta deformatsiyalarda elastiklik chagarasiga etmasa.

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 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 o'ziga teng va qo'shni qatlamga nisbatan ko'piroq siljiydi agarda u sterjen o'qidan uzoqroqda joylashsa.



4-rasm. Sterjenning buralishi.

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

$$\omega = \frac{M}{GJ} l, \quad (7.12)$$

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

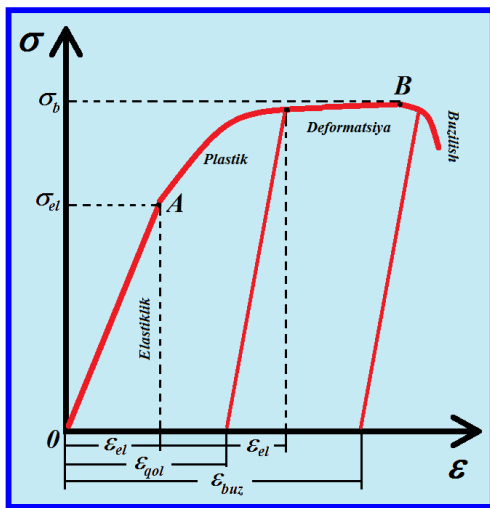
Ushbu sterjen uchun oldidagi ko'paytmani doimiy deb harfi bilan belgilasak, (7.12) ifoda quyidagi ko'rinishni oladi:

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

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

3. Moddalarning cho'zilish diagrammasi

Materialning eng muhim mexanik xossalari ularning mustahkamlik xarakteristikalaridir, ya'ni elastikligi va plastikligidir. 5 – rasmda materialning deformatsiyalanish diagrammasi ko'rsatilgan. Diagrammaning birinchi uchastkasida metal elastic deformatsiyalanadi. Shu uchastkaning oxiriga mos keluvchi kuchlanish elastiklik chegarasi deb ataladi. Agar kuchlanish σ_{el} dan oshmagan bo'lsa, nagruzkasizlash ϵ_{el} to'g'ri chiziqli bo'ylab boradi va buyumning boshlang'ich o'lchamlari tiklanadi. Elastik sohada σ bilan ϵ orasidagi chiziqli bog'lanish $(\sigma = E \epsilon)$ XVII asrdayoq ingliz tabiatshunosi R. Guk tomonidan aniqlangan edi. E konstanta elastiklik moduli deb ataladi. Ko'pgina metallar uchun E ning qiymati $10^4 \text{ va } 10^5 \text{ MPa}$, $\sigma_{el} - 10^2 \text{ va } 10^3 \text{ MPa}$ ga teng bo'ladi, shu sababli, ϵ_{el} odatda foyizning o'ndan bir ulushlarini tashkil qiladi. Maxsus qotishmalar mavjud bo'lib, g'oyat katta elastic deformatsiyalarga odatdagi metallarga nisbatan ikki marta ko'proq bardosh beradi. Bu hodisa o'ta elastiklik deyilib, bunday qotishmalarning nagruzkaga qo'yilgandagi yoki olingandagi xislatlari rezinani eslatadi.



5-rasm. Materialning deformatsiyalanish diagrammasi.

Boshqa barcha materiallarda, agar kuchlanish σ 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_n paydo bo'ladi. Texnikada detallarning qoldiq deformatsiyasiga yo'l qo'yib bo'lmaydi, shuning uchun σ_b 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 dan ortib ketsa, material buziladi. Po'latning eng yaxshi xillarida σ_b kattalik $10^5 M$ dan, $\sigma_b - 3 \cdot 10^5 M$ dan ortiq bo'ladi.

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

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

4. 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 xossalariga qarab izotrop, boshqalari bo'lsa anizotrop bo'lishi mumkin.

Jismning deformatsiyasi jismga ta'sir qiladigan kuchga va moddaning turiga bog'liq. Moddalarning xossalariga 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 elastic ham plastic bo'lishi mumkin.

Qo'rg'oshindan yasalgan spiral kichik deformatsiyalarda elastic xususiyati, lekin katta deformatsiyalarda plastic xususiyati yuz beradi. Mashinaning ehtiyot qismlarini tayorlash uchun materiallarni yig'ganimizda materiallarnig mo'rtlik va qattqlik xossalarini ham hisobga olishimizga to'g'ri keladi. Ma'lum bo'lishicha jismga ta'sir qilayotgan kuch asta-sekin ortishida dastlab elastic deformatsiya, keyin (kuchning etarlicha katta qiymatlarida) plastic deformatsiya vujudga kelar ekan. Lekin bazibir materiallar plastic deformatsiya sodir bo'lgunicha ishdan chiqar ekan. Materiallarning bunday xossasi mo'rtlik deb ataladi. Masalan, oq cho'yan va oyna mo'rt materiallardir.

Materialning qattqligi shartli tushunchadir, chunki qattqligini aniqlashga va uni o'lchash metodlariga yolg'iz yondashish yo'q. Jism qattqligini boshqa jismga nisbatan baholash mumkin. Bitta jism boshqa jism yuzida tinalgan dog' qoldirsa o'sha jismni qattqiroq deb hisoblaymiz. Masalan, olmos oynaga nisbatan qattqiroqdir.

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

5. Elastik deformatsiyalangandagi energiya

Elastik deformatsiyalangan jism, masalan, cho'zilgan yoki siqilgan sterjen deformatsiyalan-magan 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 enargiyadan 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

$$A = \int F dx$$

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

$$F = kx = \frac{EA}{L} x.$$

$$\text{Demak, } A = \int_0^{\Delta L} \frac{EA}{L} x dx = \frac{EA}{L} \frac{x^2}{2} \Big|_0^{\Delta L} =$$

Ifodaning surat va maxrajini ga ko'paytirib, ΔL ni nisbiy uzayish bilan, ni bilan almashtirsak quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$U = \frac{EA}{2L} (\Delta L)^2. \quad (7.14)$$

Energiya U ning jism hajmi V ga nisbati bilan aniqlanadigan energiya zichligi u ni kiritaylik:

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

Qarashtirayotgan holatlarda sterjen bir jinsli va deformatsiya bir tekis, ya'ni sterjenning har bir nuqtasida bir xil bo'lganligi uchun, energiya U (45.14) ham sterjen bo'ylab o'zgarmas zichlik bilan tekis taqsimlanadi. Shuning uchun

$$u = \frac{U}{V} = \frac{1}{2} \sigma \epsilon, \quad (7.15)$$

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:

$$u = \frac{1}{2} \sigma \epsilon. \quad (7.16)$$

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 № 8

SUYUQLIKLAR VA GAZLAR MEXANIKASI

Reja:

1. Suyuqlik va gazlardagi bosim.
2. Paskal va Arximed qonunlari.
3. Uzluksizlik 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'xshash 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.

1. Suyuqlik va gazlarda bosim

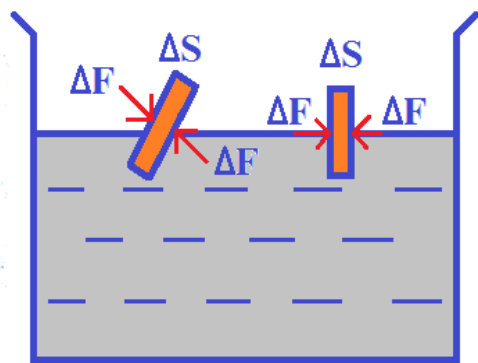
Gazlarning molekulari orasidagi o'zaro ta'sir kuchlari juda ham kichik ya'ni ular bir-birlari bilan qariyb bog'lanmagan. shuning uchun ham ular doimo betartib harakat holatida va har tomonga uchib, ajratilgan hajmni to'la egallaydi. Gazning hajmi u egallagan idishning hajmi bilan mos keladi.

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

Mexanikada katta aniqlik bilan suyuqliklar va gazlar yaxlit deb qarash tiriladi. 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 yuzaga elementiga, kattaligi 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.



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

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

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

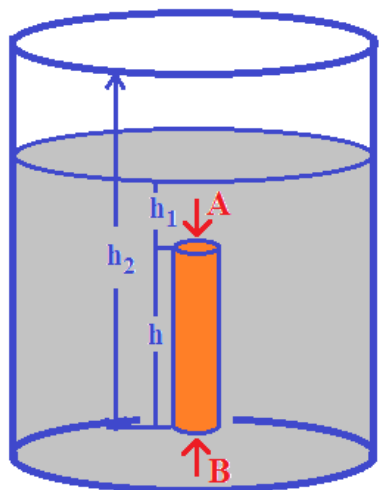
Berk idishdagi bosimni o'lchash uchun ishlatiladigan asboblarga *manometrlar*, atmosfera bosimini o'lchash uchun ishlatiladigan asboblarga esa *barometrlar* deyiladi.

2. 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



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

holatida gorizontal sath bo'yicha bosimi bir hil bo'ladi. Aks holda muvozanat bo'lmas edi. shuning uchun ham harakatsiz suyuqlikning erkin sathi doimo gorizontal holatda bo'ladi. Agar suyuqlik siqilmaydigan bo'lsa uning zichligi bosimga bog'liq bo'lmaydi.

Balandlik bilan bosimning o'zgarishini baholash uchun 2 – rasmda berilgan bitta vertikalda joylashgan A va B nuqtalar orasidagi bosimlar farqini qarashtiraylik. Yuzi 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 Sh ga va uning og'irligi $cgSh$. silindrning muvozanat sharti quyidagicha bo'ladi:

$$P_A S + cgSh = P_B S$$

bundan

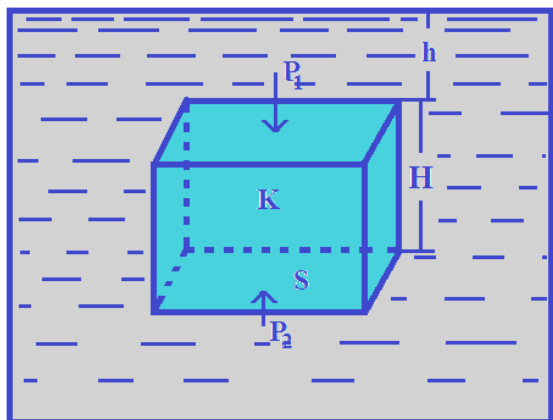
$$P_B - P_A = cgh$$

2-rasmdan ko'rinib turganidek ushbu formulani boshqacha ko'rinishda yozish mumkin.

$$P_B - P_A = cg(h_2 - h_1)$$

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



3 - rasm. Parallelepiped shakliga ega suyuqlikka botirilgan jism.

holatida turishi zarur. Arximed qonuni quyidagicha: Agar suyuqlikka botirilgan jism muvozanat holatida bo'lsa, unda jismga atrofida 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 cgh , pastki asosiga $cg(H + H)$ larga teng bosimlar ta'sir qiladi. Demak pastki va tepadagi asoslariga ta'sir qiladigan bosim kuchlari quyidagicha

$$P_2 = cg(H + h)S, \quad P_1 = cgh$$

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

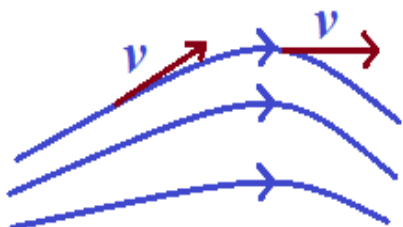
$$P = P_2 - P_1 = cg(H + h)S - cghS = cgHS \quad (8.1)$$

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.

3. Uzlüksizlik tenglamasi

Uyuqliklar 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 tezlikga 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

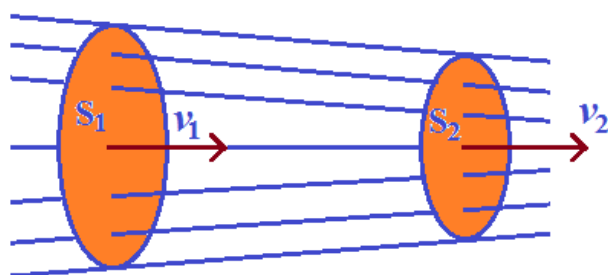


4 - rasm. Oqim chiziqlarining yo'nalishi.

tezligining yo'nalishiga mos keladi (4-rasm). Oqim chiziqlari yordamida tezlik vektorining yo'nalishigina emas, ba'lki 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 harakatin 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.

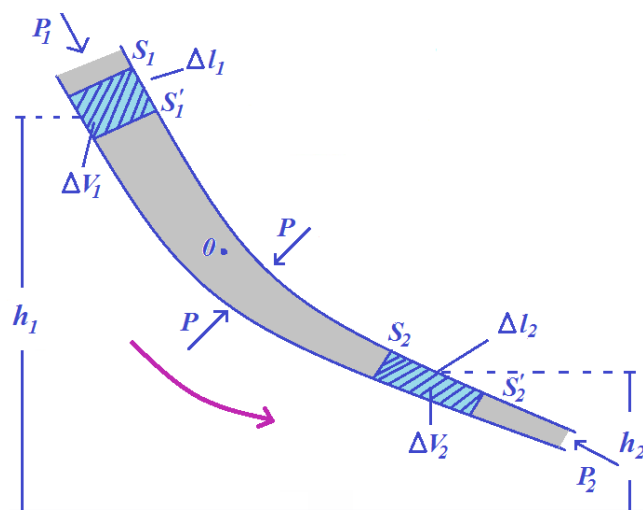
$$S_1 v_1 = S_2 v_2 = \text{const} \quad (8.2)$$

Demak, yuza bilan tezlikning ko'paytmasi siqilmaydigan suyuqlik uchun o'zgarmas ekan. Bu tenglama **uzluksizlik tenglamasi** deb ataladi.

4. 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-



6 - rasm. Suyuqlikning trubachadan muqarrar oqishi.

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 boyis 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 kuzatoyatgan hajmlarning energiyasining ortishini ΔE , ajratilgan hajmlar ΔV_1 va ΔV_2 energiyalarining ayirmasi 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.

$$\Delta E = \left(\frac{c\Delta V v_2^2}{2} + c\Delta V g h_2 \right) - \left(\frac{c\Delta V v_1^2}{2} + c\Delta V g h_1 \right) \quad (8.3)$$

c – 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 bajaradi. 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,

$$\frac{c v_1^2}{2} + c g h_1 + p_1 = \frac{c v_2^2}{2} + c g h_2 + p_2, \quad (8.5)$$

ega bo'lamiz. Bu erda kesa kesimlar S_1 va S_2 ixtiyoriy ravishda olindi. shuning uchun trubachaning istalgan kesimida $c v^2/2 + c g h + p$ 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.

$$\frac{c v^2}{2} + c g h + p = \text{const.} \quad (8.6)$$

Ushbu tenglamaga **Bernulli tenglamasi** deymiz. Ushbu tenglama faqat ideal suyuqliklar uchun o'rinli bo'lmasdan ba'liki ichki ishqalanishi uncha katta bo'lmagan real suyuqliklar uchun ham o'rinlidir.

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

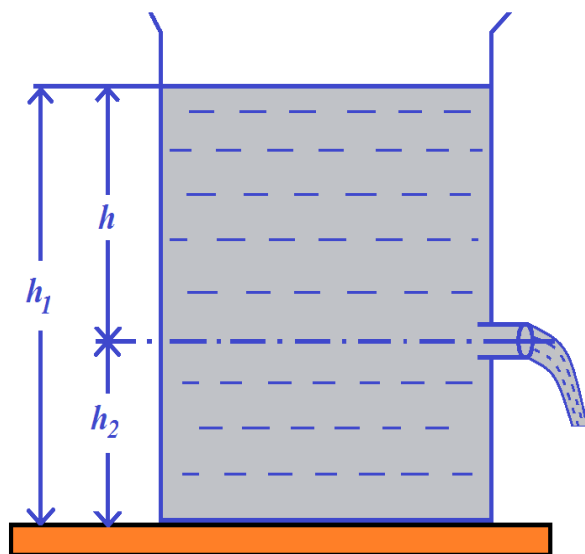
$$P_1 - P_2 = c g (h_1 - h_2)$$

tenglik bajariladi.

Agarda gorizontall joylashgan holda oqsa, unda (4.3) quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi

$$\frac{c\vartheta_1^2}{2} + p_1 = \frac{c\vartheta_2^2}{2} + p_2.$$

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.

$$cgh_1 = \frac{c\vartheta^2}{2} + cgh_2,$$

Bu erda ϑ – kichik yuzaga ega naydan suvning oqish tezligi. c ga qisqartirib va $h = h_1 - h_2$ (naychadan idishning ochiq yuzigacha bo'lgan masofa) kiritib, quyidagiga ega bo'lamiz.

$$\frac{\vartheta^2}{2} = gh,$$

bundan

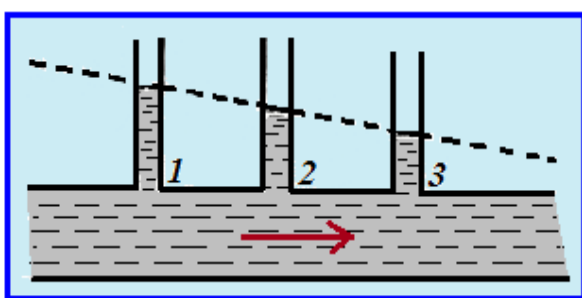
$$\vartheta = \sqrt{2gh}. \quad (8.7)$$

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.

5. Yopishqoqlik. Yopishqoqlik koeffitsienti. 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. Haqiqatida bosim oqim yo'nalishida pasayadi (7, a – rasm). Statsionar oqimni hosil qilish uchun nayning uchlarida doimiy turda bosimlar ayirmasini paydo qilib turishimiz kerak. Bu

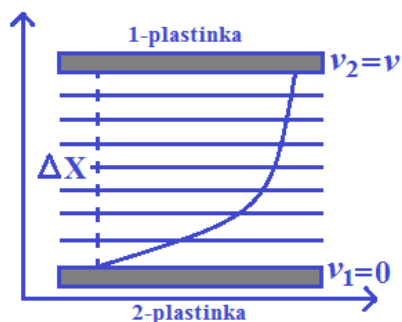


7, a - rasm. Ko'ndalang kesim yuzasi o'zgarmaydigan nay orqali real suyuqlikning oqishi.

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 urinma 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'z-aro parallel gorizontall plastinkalarning biri ikkinchisining yuqorisida joylashgan bo'lib, ular orasida ba'zi bir suyuqlik masalan, suv qatlami bor (8-rasm). Pastdagi



8 - rasm. Plastinkalar va ular orasidagi oraliq qatlamlar.

plastinka harakatlanmaydi, ya'ni $\vartheta_1 = 0$.

Yuqoridagi plastinkani $\vartheta_2 = \vartheta$ tezlik bilan harakatga keltiraylik. Bu plastinkaga tegib turgan suyuqlik qatlami molekulyar tortishish kuchi sababli plastinkaga yopishgan bo'ladi va u bilan birgalikda ϑ tezlik bilan harakatlanadi. Pastdagi plastinkaga tegib turgan suyuqlik qatlami bo'lsa o'sha harakatlanmaydigan plastinkaga yopishganligi uchun harakatlanmaydi. Oraliq qatlamlarning

tezliklari bo'lsa 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 tezligini 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 sohalarining maydoni (S) ga va tezlik gradient deb ataladigan $\Delta v / \Delta x$ kattalikiga to'g'ri proporsional:

$$F = \Delta S \frac{\Delta v}{\Delta x}. \quad (8.8)$$

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 $\Delta v / \Delta x = 1 \text{ s}^{-1}$ bo'lgan usgbu suyuqlikning ikki bir-biriga tegib turgan qatlamlari orasidagi $S = 1 \text{ m}^2$ yuzada 1 N gat eng ichki ishqalanish kuchi paydo bo'ladi. Bu birlik paskal-sekund deb ataladi.

$$\eta = \frac{1 \text{ N}}{1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}} = 1 \text{ Pa} \cdot \text{s}$$

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 ketishidadir.

6. 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 $P = 4/3\pi r^3 c g$ (c – sharchaning zichligi), Arximed kuchi $F_A = 4/3\pi r^3 c' g$ (c' – 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

$$\frac{4}{3}\pi r^3 c g = 6\pi\eta r v + \frac{4}{3}\pi r^3 c' g$$

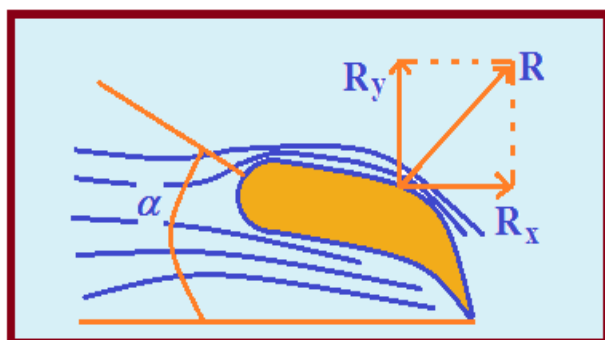
bundan

$$v = \frac{2(c - c')gr^2}{9\eta}$$

Tekis harakatlanayotgan sharchaning tezligini o'lchab suyuqlik (gaz) ning yopishqoqligini aniqlash mumkin.

7. Jismlarning suyuqliklarda va gazlarda harakati

Jismlarning suyuqliklarda va gazlarda harakatini o'rganish aviatsiyaning



9 - rasm. Suyuqlik yoki gazda harakatlanayotgan jismga ta'sir qilayotgan kuchlar.

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

$$R_x = C_x \frac{c v^2}{2} S$$

ifoda yordamida aniqlanadi. Bu erda C_x – jismning shakli va oqimga nisbatan holatiga bog'liq bo'lgan o'lchamsiz koeffitsient, c – muhitning zichligi, v – jismning harakat tezligi, S – jismning eng katta ko'ndalang kesimi.

Ko'tarish kuchi

$$R_y = C_y \frac{c v^2}{2} S$$

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 $K = C_y/C_x$ koeffitsient qancha katta bo'lsa, shuncha yahshi 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. Uzlaksizlik tenglamasi qanday.
9. Bernulli tenglamasi qanday.
10. statik va dinamik bosimlar qanday bosim?
11. Hidrostatik bosim qanday bosim?

Ma'ruza № 9

MEXANIK TEBRANISHLAR

Reja:

1. Garmonik tebranma harakat kinematikasi va dinamikasi. Garmonik otsilyator.
2. Prujinali, matematik va fizik mayatniklar.
3. Bir yo'nalishdagi va bir-biriga perpendikulyar yo'nalishdagi tebranishlarni qo'shish.
4. So'nuvchan mexanik tebranishlar. Majburiy mexanik tebranishlar. Rezonans hodisasi.

1. 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:

$$y = A \cdot \sin(\omega t + \alpha), \quad (9.1)$$

bu yerda y – tebranuvchi kattalik, A – tebranuvchi kattalikning amplitudasi (maksimal siljishi), $\omega = 2\pi/T = 2\pi\nu$ – doiraviy yoki tsiklik chastota, $\varphi, t = 0$ vaqtdagi tebranishning boshlang'ich fazasi, $\varphi_0 t + \omega t$ – 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:

$$\omega(t + T) + \alpha = (\omega t + \alpha) + 2\pi$$

Bu yerdan tebranish davri quyidagiga teng bo'ladi:

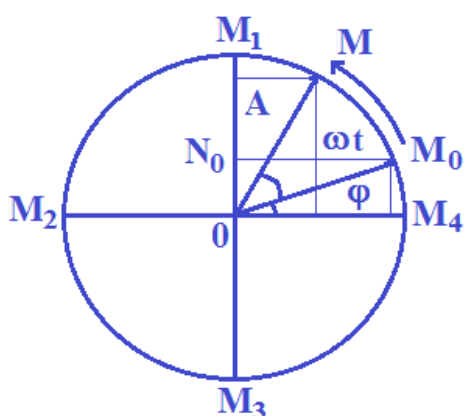
$$T = \frac{2\pi}{\omega}. \quad (9.2)$$

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



1 - rasm. Moddiy nuqtaning aylana bo'ylab harakati.

$\varphi = 2\pi/T$ 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 gorizontal o'q bilan φ burchak hosil qilgan bo'lsa, t vaqt o'tgandan so'ng esa $(\varphi_0 t + \omega)$ 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.

N_0 nuqtaning tik diametr bo'yicha siljishi yoki tebranishi sinus qonuni bilan ifodalanadi:

$$y = A \cdot \sin(\varphi_0 t + \omega), \quad (9.4)$$

bu yerda y - M nuqtaning tik diametrga proektsiyasi N_0 nuqtaning O aylana markaziga nisbatan holatidir va tebranuvchi kattalik hisoblanadi.

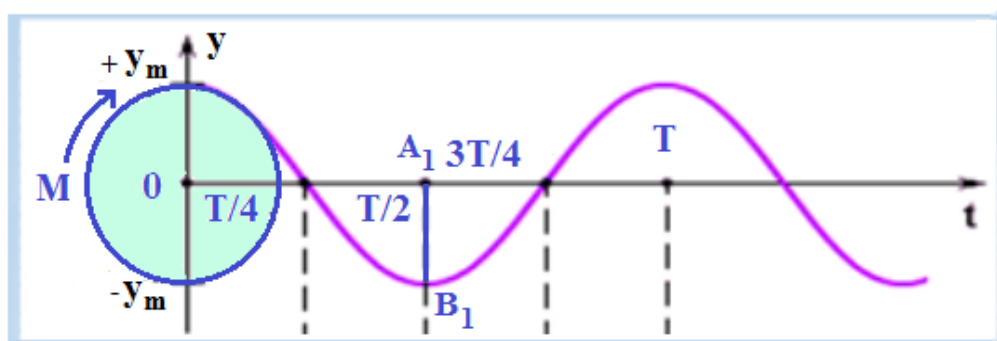
M nuqtaning Ox o'qqa proektsiyasi ham shunday qonun asosida tebranadi:

$$y = A \cdot \cos(\varphi_0 t + \omega),$$

(9.4) – ifodada t ni $t + T$ bilan almashtirib, $\varphi = 2\pi/T$ ga tengligini hisobga olsak, M nuqtaning tik diametrga proektsiyasi N_0 ni 0 nuqta atrofida tebranish qiymatiga ega bo'lamiz va x siljish kattaligining davriy ravishda o'zgarishini kuzatamiz.

Gorizontal 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.



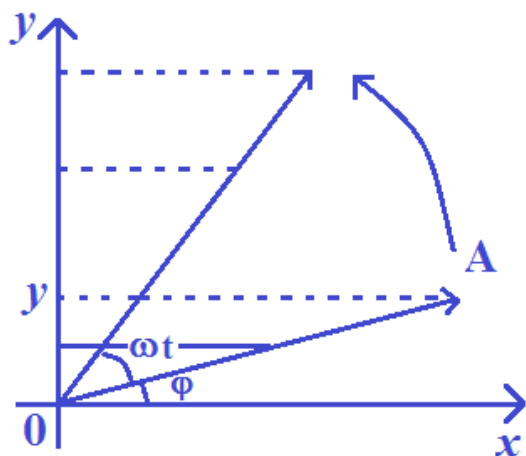
2 - rasm. Moddiy nuqtaning aylana traektoriyasidagi holatini y o'qiga proektsiyasining garmonik tebranishi.

Garmonik tebranishlarning grafik tasvirlash usullaridan yana biri vektor diagrammalar usuli hisoblanadi (3 - rasm).

0 nuqta atrofida φ_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, gorizontal 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:

$$v = \frac{dy}{dt} = \varphi A \sin(\varphi t + \omega), \quad (9.5)$$

Tezlanishni ham shunday aniqlaymiz:



3 - rasm. Garmonik tebranishning vektor diagramma orqali grafik tasviri.

$$a = \frac{d^2 y}{dt^2} = -\omega^2 A \sin(\omega t + \varphi) = -\omega^2 y, \quad (9.6)$$

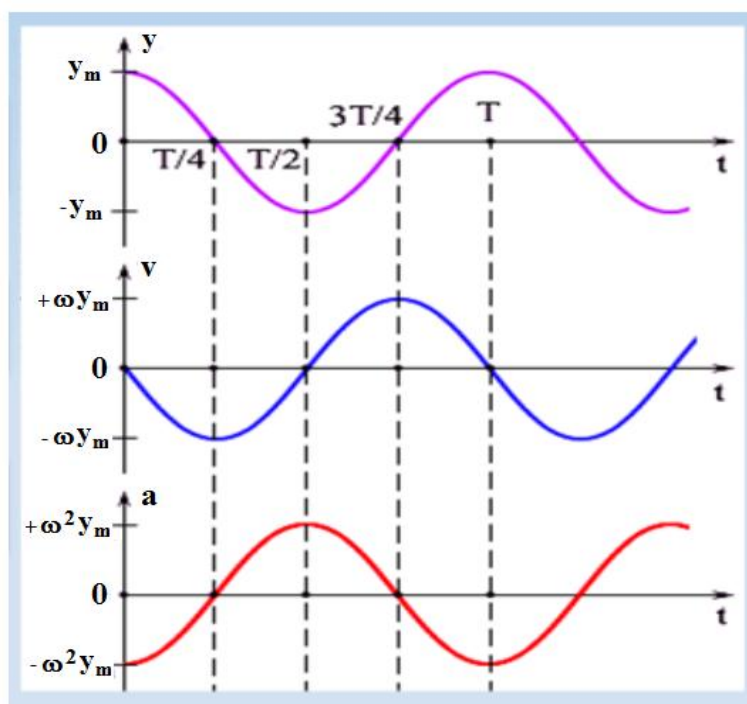
Garmonik tebranayotgan nuqtaning tezlanishi siljishga proportsional bo'lib, ishorasi yo'nalishga teskaridir. (5.1), (9.5) va (9.6) ifodalar garmonik tebranishning kinematika qonunlaridir (4 - rasm).

(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:

$$T = \frac{m\dot{\vartheta}^2}{2} = \frac{m\varphi^2 A^2 \cos^2(\varphi t + \omega)}{2}, \quad (9.9)$$

Kinetik energiya maksimal qiymatga ega bo'lganida potentsial energiya U nolga teng bo'ladi. U holda to'la energiya

$$E = \frac{m\varphi^2 A^2}{2}$$

ga teng bo'ladi. Boshqa vaqtlarda potentsial energiya shunday ifodalanadi:

$$U = E - T = \frac{m\varphi^2 A^2}{2} - \frac{m\varphi^2 A^2 \cos^2(\varphi t + \omega)}{2} = \frac{m\varphi^2 A^2 \sin^2(\varphi t + \omega)}{2}, \quad (9.10)$$

Dinamikaning ikkinchi qonunidan, tebranayotgan jismlar uchun quyidagi ifodani o'rinli deb hisoblasa bo'ladi:

$$F = ma = m \frac{d^2 y}{dt^2} = -m\varphi^2 y, \quad \frac{d^2 y}{dt^2} + \varphi^2 y = 0, \quad (9.11)$$

Bu ifoda garmonik tebranishlarning **differentsial tenglamasi** deb ataladi. Uning yechimi

$y = A \cdot \sin(\varphi t + \omega)$ dan iboratdir.

Garmonik otsilyator

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:

$$\ddot{x} + \varphi_0^2 x = 0, \quad (9.12)$$

bu yerda φ_0^2 — o'zgarmas musbat kattalik. Biz (9.12) tenglamaning qanday yechilishini bilamiz, uning yechimi quyidagi ko'rinishga ega:

$$x = \text{acos}(\varphi_0 t + \alpha). \quad (9.13)$$

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

$$p = m\dot{x} = -ma\varphi_0 \sin(\varphi_0 t + \alpha). \quad (9.14)$$

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 kelimiz:

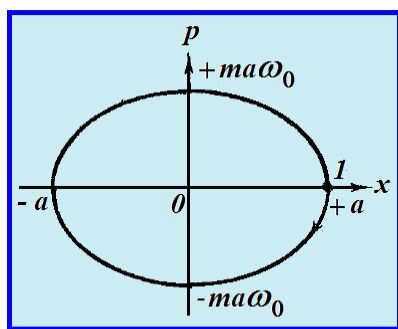
$$\frac{x}{a} = \cos(\varphi_0 t + \alpha),$$

$$\frac{p}{ma\varphi_0} = -\sin(\varphi_0 t + \alpha),$$

Ushbu tenglamalarni kvadratga ko'tarib va qo'shib

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{p^2}{m^2 a^2 \varphi_0^2} = 1. \quad (9.15)$$

4, a – rasmda garmonik otsilyator impulsi p ning x og'ishiga bog'liqligi ko'rsatilgan.



4, a – rasm. Garmonik otsilyator impulsi-ning x og'ishiga bog'liqligi.

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 $ma\varphi_0$ 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, $\varphi_0 t' + \alpha = 2\pi n$ (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:

$$S = \pi a b = \frac{2p}{\varphi_0} \cdot \frac{m a^2 \varphi_0^2}{2}.$$

Bu yerda $(m a^2 \varphi_0^2)/2$ otsilyatorning to'liq energiyasidir. $2p/\varphi_0 = 1/H_0$, otsilyatorning xususiy chastotasi. Shunday qilib, ellipsning yuzi quyidagiga teng bo'ladi:

$$S = \frac{1}{H_0} E,$$

bundan

$$E = H_0 S. \quad (9.16)$$

Demak, garmonik otsilyatorning to'liq energiyasi ellipsning yuziga proporsional ekan. Proporsionallik koeffitsienti otsilyatorning xususiy chastotasidir.

Ellipsning yuzi integral ko'rinishida quyidagicha hisoblanadi:

$$E = H_0 \oint p \, dx.$$

So'ngi ifoda kvant mexanikasining asosini yaratishda asosiy vazifani bajaradi.

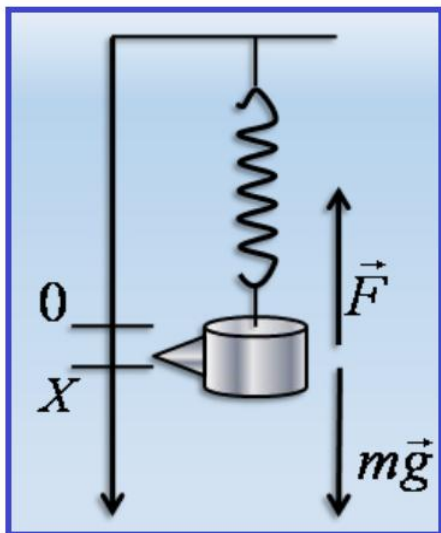
2. Prujinali, matematik va fizik mayatniklar.

Garmonik tebranma harakat qiluvchi tizimlarga misol tariqasida turli ko'rinishdagi mayatniklarni keltirish mumkin.

Prujinali mayatnik – yuqori tarafi 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



5 - rasm. Prujinali mayatnik.

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 proportsionaldir.

Agarda prujinali mayatnikning garmonik tebranishini hisobga olsak, (9.17) - ifodani (9.4) – ifoda bilan solishtirib quyidagi tenglikka ega bo'lamiz:

$$\vec{F} = m\vec{a} = -m\varphi^2 A \sin(\varphi t + \omega) = -m\varphi^2 \vec{x} = -k\vec{x}$$

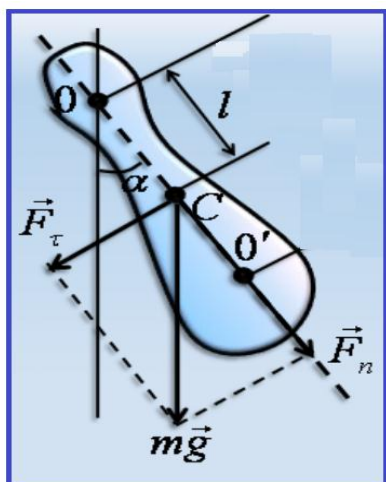
$$k = m\varphi^2 = m \frac{4\pi^2}{T^2}, \quad (9.18)$$

Prujinali mayatnikning tebranish davri quyidagiga teng bo'ladi.

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}}$$

Fizik mayatnik

Fizik mayatnik – bu og'irlik markazi C nuqtadan o'tgan, O o'q markazi atrofida tebranadigan jismdan iboratdir (6 - rasm).



6 - rasm. Fizik mayatnik.

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

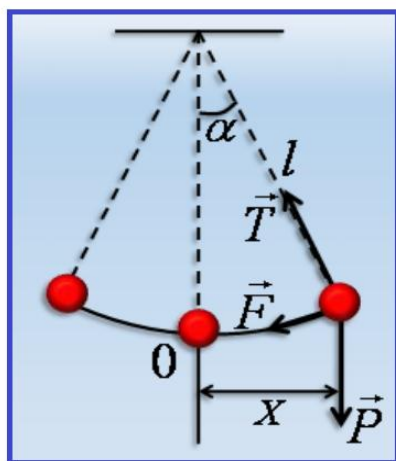
$$I \frac{d^2 \alpha}{dt^2} = -mgl \alpha, \quad \frac{d^2 \alpha}{dt^2} + \frac{mgl}{I} \alpha = 0, \quad (9.21)$$

Bundan fizik mayatnikning tsiklik chastotasi

$$\varphi = \sqrt{\frac{mgl}{I}}$$

ga teng bo'linishi ko'rinib turibdi. Fizik mayatnikning tebranish davrini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{mgl}} \quad (9.22)$$



7 - rasm. Matematik mayatnik.

Matematik mayatnik

Cho'zilmaydigan vaznsiz ipga osilgan og'irlik kuchi ta'sirida vertikal tekislikdagi aylana vatari bo'ylab tebranadigan moddiy nuqta **matematik mayatnik** deb ataladi (7 – rasm).

Mayatninh ipi vertikal holatda bo'lsa, sharchaga ta'sir etuvchi og'irlik kuchi $\vec{P}$, ipning taranglik kuchi $\vec{T}$ bilan teng bo'ladi. Lekin mayatnik muvozanat vaziyatidan bazi bir α burchakka og'dirilganda og'irlik kuchi $\vec{P}$ va ipning taranglik kuchi bitta chiziqda yotmaydi. Natijada ularning teng ta'sir etuvchi kuchi $\vec{F} = \vec{P} + \vec{T}$ paydo bo'ladi. Mayatnik o'ng tarafga siljigan holda (7 - rasm) $\vec{F}$ chap tomonga yo'nalgan. Agarda chap tomonga siljigan bo'lsa, $\vec{F}$ o'ng tarafga yo'nalgan bo'ladi.

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

$$M = Ie \quad (9.24)$$

bilan ifodalanadi. Bunda I – sharchaning aylanish o'qiga nisbatan inertsia momenti, e – uning burchak tezlanishi. M – bo'lsa F kuchining O o'qqa nisbatan momenti bo'lgani uchun

$$I = ml^2, e = \frac{d^2\alpha}{dt^2}, M = -mgl\sin\alpha \quad (9.25)$$

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.

$$\frac{g}{l} = \varphi_0^2. \quad (9.27)$$

belgilash kiritsak:

$$\frac{d^2\alpha}{dt^2} + \varphi_0^2\alpha = 0 \quad (9.28)$$

tenglamani keltirib chiqaramiz. Ushbu tenglamaning yechimi

$$\alpha = \alpha_m \cos(\varphi t + \alpha_0) \quad (9.29)$$

ko'rinishda bo'ladi.

(9.29) dan foydalanib matematik mayatnikning tebranish davri

$$T = \frac{2\pi}{\varphi_0} = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}} \quad (9.30)$$

formula bilan aniqlanishini topamiz.

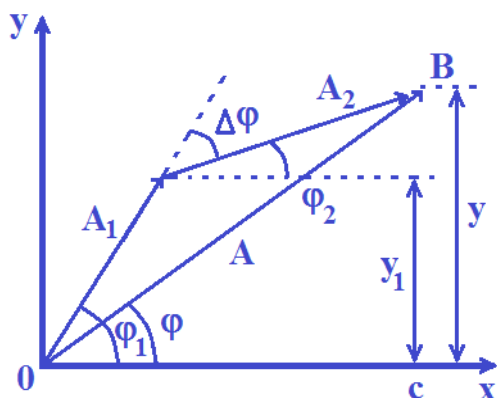
Demak, siljishning kichik burchaklarida matematik mayatnikning tebranish davri mayatnik uzunligining kvadrat ildiziga to'g'ri proporsional, erkin tushish tezlanishining kvadrat ildiziga teskari proporsional bo'lib, mayatnikning tebranish amplitudasiga va massasiga bog'liq emas. shuning dek, matematik 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

$$y_1 = A_1 \sin(\varphi t + \omega_1), \quad y_2 = A_2 \sin(\varphi t + \omega_2) \quad (9.31)$$

tebranishlarda ishtirok etadi, deb hisoblaymiz. Tebranishlarni vektorlar diagrammasi usulidan foydalanib qo'shish qulaydir (8 -



8 - rasm. Bir yo'nalishdagi tebranishlarni vektor diagrammasi usulida qo'shish.

usulidan foydalanib qo'shish qulaydir (8 - rasm). $\vec{A}_1$ va $\vec{A}_2$ vektorlar bir xil φ burchak tezlik bilan aylanishlari sababli, fazalar siljishi doimo o'zgarmasdir. Natijaviy tebranish tenglamasi quyidagichadir:

$$y = y_1 + y_2 = A \sin(\varphi t + \omega), \quad (9.32)$$

$\vec{A}$ 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 φ burchak tezlik bilan aylanadi.

Natijaviy tebranish amplitudasining kvadrati quyidagiga teng:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\omega_1 - \omega_2), \quad (9.33)$$

ω boshlang'ich faza $tg \omega = \frac{BC}{OC}$ nisbat bilan aniqlanadi yoki

$$tg \omega = \frac{A_1 \sin \omega_1 + A_2 \sin \omega_2}{A_1 \cos \omega_1 + A_2 \cos \omega_2}, \quad (9.34)$$

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 $\omega_1 - \omega_2 = mp$ bo'lganda

$$\omega_1 - \omega_2 = (2m - 1)P/2$$

maksimal,

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 φ burchak tezlikli uchinchi tebranishni qo'shilishi shu chastotali yangi garmonik tebranishga olib keladi.

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:

$$y = A_1 \sin(\varphi_0 t + \omega_1), \quad x = A_2 \sin(\varphi_0 t + \omega_2) \quad (9.35)$$

bu yerda $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$ ikkala tebranish fazalari farqidir. (9.35) - tenglamalardan ikkita bir-biriga o'zaro perpendikulyar bo'lgan tebranishlarda qatnashayotgan nuqtaning harakat traektoriyasi tenglamasiga ega bo'lamiz:

$$\frac{y}{A_1} = \sin(\varphi_0 t + \omega_1), \quad \frac{x}{A_2} = \sin(\varphi_0 t + \omega_2)$$

Bu tenglamalardan t vaqtini yo'qotsak, quyidagi ifodaga ega bo'lamiz.

$$\frac{y^2}{A_1^2} + \frac{x^2}{A_2^2} + 2 \frac{xy}{A_1 A_2} \cos(\omega_2 - \omega_1) = \sin^2(\omega_2 - \omega_1), \quad (9.36)$$

Bu tenglama, o'qlari x va y koordinata o'qlari bo'yicha yo'nalgan ellipsning tenglamasidir.

4. 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'navchi 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.

O'y o'q bo'ylab to'g'ri chiziqli so'navchi tebranish uchun Nyutonning II qonuni quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} = F + F_q = -m\varphi_0^2 y - r \frac{dy}{dt}, \quad (9.37)$$

Bu yerda y – tebranuvchi kattalik, φ_0 – qarshilik kuchi yo'qligidagi tebranishlar chastotasi yoki tebranuvchi tizimning xususiy chatotasidir.

Tenglikning hadlarini m ga bo'lsak, quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + \varphi_0^2 y + \frac{r}{m} \frac{dy}{dt}. \quad (9.38)$$

Bu ifoda erkin so'navchi tebranishlarning differentsial tenglamasi deb ataladi. Bu yerda $r/m = 2B$, B – so'nish koeffitsienti deb ataladi. (9.38) tenglamani quyidagi ko'rinishda ham yozish mumkin:

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + 2B \frac{dy}{dt} + \varphi_0^2 y, \quad (9.39)$$

Bu tenglamaning yechimi

$$y = A_0 e^{-Bt} \sin(\varphi' t + \omega), \quad (9.40)$$

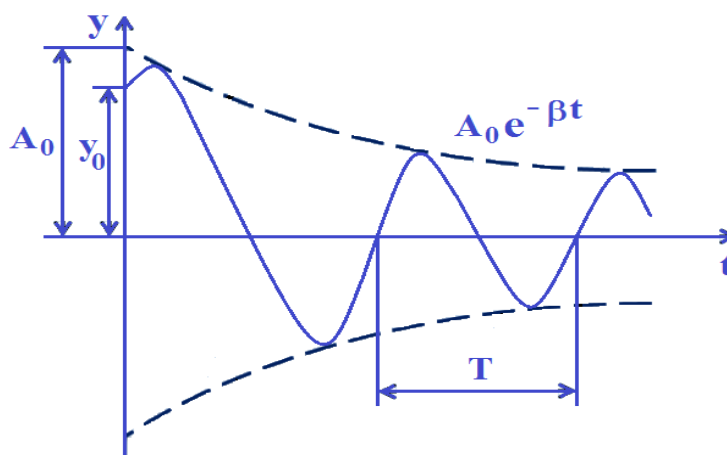
dan iboratdir. Bu yerda, $\varphi' = \sqrt{\varphi_0^2 - B^2}$ so'navchi tebranishning chastotasidir

$$\varphi' = \sqrt{\varphi_0^2 - B^2} = \sqrt{\varphi_0^2 - \frac{r^2}{4m^2}}, \quad (9.41)$$

Muhitning qarshiligi bo'lmagan holatda ($r = 0$) (9.41) – ifoda tizimning xususiy chastotasiga tenglashadi: $\varphi' = \varphi_0$. (9.40) - funktsiya ko'rinishiga qarab, tizimning harakatini φ' chastotali, amplitudasi vaqt bo'yicha o'zgaradigan quyidagi

$$A(t) = A_0 e^{-Bt}$$

so'navchi tebranish deb qarash mumkin. Bu yerda A_0 - vaqtning boshlang'ich holatidagi tebranish amplitudasidir.



9 - rasm. Erkin so'navchi tebranishning amplitudasining vaqtga bog'liq o'zgarishi.

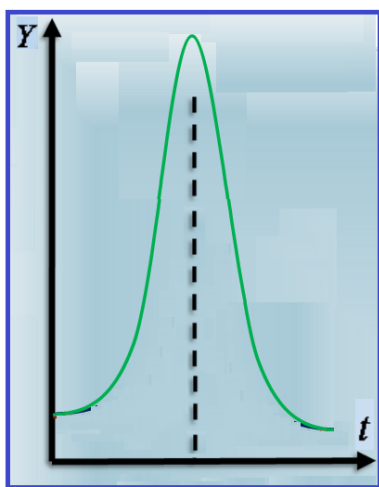
9 - rasmda amplituda va siljishning vaqtga bog'liq egri chiziqlari keltirilgan. Egri chiziqlarning yuqorigisi $A(t) = A_0 e^{-\beta t}$ funktsiya grafigini belgilaydi. Bu yerda A_0 va y_0 boshlang'ich momentdagi amplituda va siljishning qiymatlaridir.

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



10 - rasm. Davriy bo'lmagan aperiodik tebranish $\beta > \omega_0$

$$e^{-\beta t} = e^{-1}, \quad \phi = \frac{1}{\beta} = \frac{2m}{r}$$

ga tengdir. so'navchi 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:

$$\frac{A(t)}{A(t+T)} = e^{st}, \quad (9.43)$$

va u so'nish dekrementi deb ataladi. Bu ifodaning logarifmi so'nishning logarifmik dekrementi deb ataladi:

$$\Delta = \ln \frac{A(t)}{A(t+T)} = \ln e^{st} = st. \quad (9.44)$$

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 proportsionaldir.

(9.41) - ifodadan tsiklik chastota φ' xususiy chastota φ_0 dan kichikligi ko'rinib turibdi. Agarda muhitning qarshiligi juda katta bo'lsa $B > \varphi_0$ dir, ildiz ostidagi $\varphi_0^2 - B^2$ ifoda manfiy, tsiklik chastota esa mavhum bo'ladi. Bu holatda jism davriy bo'lmagan - aperiodik harakat qilaboshlaydi (10 - rasm).

Majburiy mexanik tebranishlar. Rezonans hodisasi.

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:

$$F = F_0 \sin \varphi t$$

bu yerda F_0 — majbur etuvchi kuchning amplitudasi, φ — shu kuch o'zgarishining tsiklik chastotasi. Odatda, tebranayotgan tizimga majbur etuvchi kuchdan tashqari, qaytaruvchi kuch $F_q = -ky = -m\varphi_0^2 y$ 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.

$$ma = -ky - r\dot{y} + F_0 \sin \varphi t, \quad (9.45)$$

Bu ifodaning ikki tarafini m massaga bo'lsak, m tebranayotgan jismning tezlanishi ifodasiga ega bo'lamiz:

$$a = -\frac{k}{m}y - \frac{r}{m}\vartheta + \frac{F_0}{m}\sin \varphi t$$

Quyidagi almashtirishlardan so'ng

$$a = \frac{d^2y}{dt^2}; \quad \vartheta = \frac{dy}{dt}; \quad \frac{k}{m} = \varphi_0^2; \quad \frac{r}{m} = 2B; \quad \frac{F_0}{m} = f_0$$

majburiy tebranishlarning tenglamasiga ega bo'lamiz:

$$\frac{d^2y}{dt^2} + 2B\frac{dy}{dt} + \varphi_0^2 y = f_0 \sin \varphi t, \quad (9.46)$$

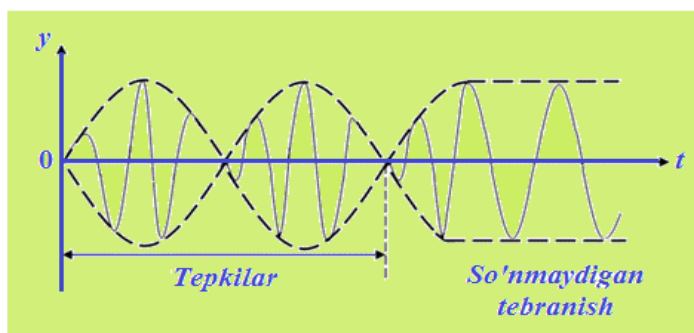
Bu ifoda ikkinchi tartibli, chiziqli, bir jinsli bo'lmagan differentsial tenglamadir. Tenglamaning yechimi ikki funktsiyaning yig'indisidan iboratdir:

$$y = A_0 e^{-Bt} \sin(\sqrt{\varphi_0^2 - B^2} t) + A \sin(\varphi t + \omega), \quad (9.47)$$

Shunday qilib, majburiy tebranish

$$\varphi' = \sqrt{\varphi_0^2 - B^2}$$

tsiklik chastotali so'nuvchi tebranish va φ chastotali garmonik tebranishlar yig'indisidan iboratdir.



11 - rasm. Toza majburiy garmonik tebranishning hosil bo'lishi.

Avval, $\varphi' \neq \varphi$ holatda tepkilar hosil bo'ladi, undan keyin birinchi tebranish so'nadi va toza majburiy garmonik tebranish

$$y = A \sin(\varphi t + \omega), \quad (9.48)$$

qoladi (11 - rasm).

Bu yechimni (9.46) – ifodaga qo'yib, ayrim o'zgartirishlardan so'ng quyidagiga ega bo'lamiz:

$$A^2(\varphi_0^2 - \varphi^2) + 4B^2A^2\varphi^2 = f_0^2, \quad (9.49)$$

Bu ifodadan majburiy tebranishlar amplitudasi va boshlang'ich fazaning tangensi qiymatlarini topishimiz mumkin

$$A = \frac{f_0}{\sqrt{(\varphi_0^2 - \varphi^2)^2 + 4B^2\varphi^2}}, \quad (9.50)$$

$$\operatorname{tg} \omega = -\frac{2B\varphi}{\varphi_0^2 - B^2}, \quad (9.51)$$

Tebranishning amplitudasi va fazasi tizimning φ_0 va B parametrlariga bog'liqdir. φ_0 va B ning aniq qiymatlarida φ chastotani o'zgartirib, amplitudaning maksimal qiymatiga erishish mumkin. $\varphi \rightarrow \varphi_{\text{per}}$ 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 otsilyator 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 koeffitsienti 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 № 10

TO'LQIN HODISALARI

Reja:

1. To'lqinli jarayonlar.
2. Turg'un to'lqinlar.
3. Gyugens prinsipi.
4. Dopler effekti.
5. Tovush to'lqinlari. Tovushning tezligi va intensivligi.

1. 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.

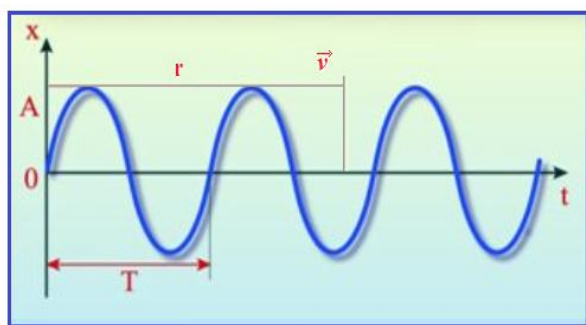
sistema sinusoidal tebranganda:

$$x = A \sin \varphi t \quad (10.3)$$

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,

$$x = A \sin \varphi \left(t - \frac{r}{v} \right) \quad (10.4)$$

bo'ladi. Bu tenglama yuguruvchi to'lqin tenglamasi deb yuritiladi. siklik (davriy)



1- rasm. Tebranish manbaidan r uzoqlikqa muhitdagi tebranish.

chastota $\varphi = 2\pi/T$ 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:

$$x = A \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r}{\lambda} \right) \quad (10.7)$$

$$\omega = \frac{2\pi r}{\lambda} \quad (10.8)$$

(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,

$$\Delta\omega = \frac{2p(r_2 - r_1)}{\lambda} \quad (10.9)$$

formuladan foydalanamiz. Bunda $\frac{2p}{\lambda} = k$ **to'liq soni** deb ataladi va $2p$ uzunlikka nechta to'liq uzunlik joylashishini ko'rsatadi. To'liq soni orqali (10.7) formulani

$$x = A \sin 2p(\varphi t - kr) \quad (10.10)$$

ko'rinishda yozish mumkin. (10.4), (10.5), (10.7), (10.10) tenglamalar bitta to'liq protsessini ifodalab hammasi ham yuguruvchi to'liq tenglamasi deb yuritiladi.

Istalgan to'liqning funktsiyasi to'liq deb ataluvchi differentsial tenglamaning yechimidir. Ox yo'nalishda tarqalayotgan yassi to'liq uchun to'liq tenglamasini topib ko'ramiz. o dan t va x bo'yicha ikkinchi tartibli xususiy hosilalarni olamiz.

$$\frac{d^2 o}{dt^2} = -\varphi^2 A \sin(\varphi t - kx + \omega), \quad (10.11)$$

$$\frac{d^2 o}{dx^2} = -k^2 A \sin(\varphi t - kx + \omega) = -k^2 o$$

Ikki tenglamaning o'ng taraflarini taqqoslasak

$$\frac{d^2 o}{dx^2} = \frac{1}{v^2} \frac{d^2 o}{dt^2} \quad (10.12)$$

Ox o'qi bo'yicha tarqalayotgan yassi to'liqning to'liq tenglamasiga ega bo'lamiz. Bu yerda

$$\frac{k^2}{\varphi^2} = \left\{ \frac{2p}{\lambda} \cdot \frac{T}{2p} \right\}^2, \quad \frac{\lambda}{T} = v.$$

Umumiy holda, istalgan yo'nalishlarda tarqaladigan to'liq uchun, o , x , y , z kordinatalar va t vaqtga bog'liq bo'ladi:

$$\frac{d^2 o}{dx^2} + \frac{d^2 o}{dy^2} + \frac{d^2 o}{dz^2} = \frac{1}{v^2} \frac{d^2 o}{dt^2}, \quad (10.13)$$

Sinusoidal to'rlqlarning tarqalish tezligi fazaviy tezlik deb ataladi. U fazaning belgilangan qiymatiga mos keladigan to'rlqin sirtlarining ko'chish tezligini bildiradi

$$\varphi t - kx + \omega = \text{const}$$

bu yerdan

$$x = \frac{\varphi}{k} t = \text{const}$$

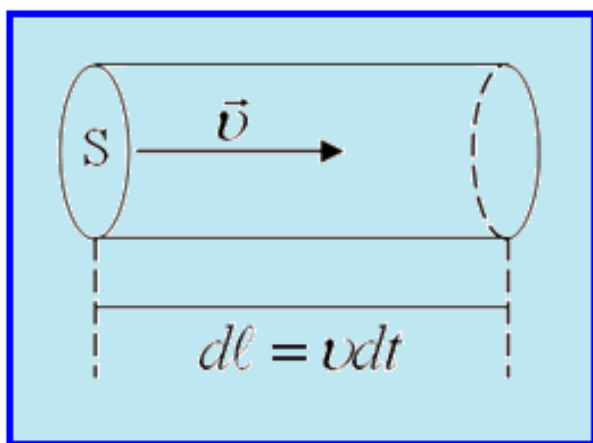
$$\frac{dx}{dt} = \frac{\varphi}{k} = v, \quad (10.14)$$

Amalda, doimo to'rlqlar guruhiga duch kelimiz, ya'ni real to'rlqin, yaqin chastotaga ega bo'lgan ko'p sonli sinusoidal to'rlqlarning ustma-ust tushgan to'rlqin paketidan iborat bo'ladi. Bu to'rlqin paketining tarqalish tezligi - **guruhli tezlik** deb ataladi.

Umumiy holda v fazaviy tezlik bilan mos tushadi. Fazaviy tezlik guruhli tezlik bilan quyidagicha bog'langan:

$$U = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}, \quad (10.15)$$

Agarda, har xil uzunlikdagi to'rlqlar bir xil tezlik bilan tarqalsa $dv/d\lambda = 0$ bo'ladi, ya'ni guruhli tezlik fazaviy bilan mos tushadi.



2-rasm. To'rlqin tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan birlik yuzadan ko'chiriladigan energiya oqimi.

To'rlqin 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

$$\frac{m\varphi^2}{2} A^2$$

dan iborat bo'ladi.

Energiyaning hajmiy zichligi, ya'ni

birlik hajmdagi zarrachalar energiyasi

$$w = \frac{dE}{dV} = \frac{mn\varphi^2 A^2}{2} = \frac{\varphi^2 A^2}{2} c, \quad (10.16)$$

bu yerda $c = mn$ – muhit zichligidir. Birlik vaqtda to'liqin 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'liqin 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.

2. Turg'un to'liqlar

Bir xil amplitudali ikkita qarama-qarshi yo'nalgan to'liqlarni qo'shilishida juda muhim bo'lgan interferentsiya hodisasi kuzatiladi. Natijada paydo bo'lgan tebranma jarayon turg'un to'liqin deb ataladi. Amalda turg'un to'liqlar to'liqlarni 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'liqinning tenglamasini yozamiz.

$$\begin{cases} o_1 = A \sin\left\{\varphi t - \frac{2\pi}{\lambda} x\right\} \\ o_2 = A \sin\left\{\varphi t + \frac{2\pi}{\lambda} x\right\} \end{cases} \quad (10.18)$$

Bu ikki tenglamani qo'shsak, natijaviy to'liqin tenglamasini keltirib chiqaramiz:

$$o = o_1 + o_2 = 2A \cos \frac{2\pi}{\lambda} x \cdot \sin \varphi t, \quad (10.19)$$

Bu tenglamadan, turg'un to'liqinning har bir nuqtasida uchrashayotgan, to'liqlar chastotasiga teng chastotali tebranishlar kuzatilishi ko'rinib turibdi va uning amplitudasi x ga quyidagicha bog'liq bo'ladi:

$$A_{tur} = 2A \cos \frac{2\pi}{\lambda} x$$

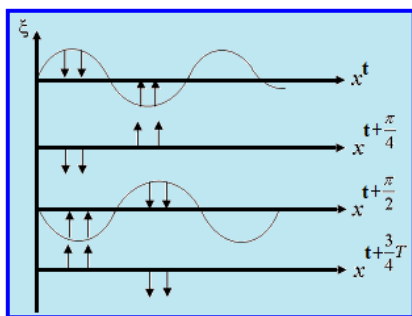
Koordinatalari quyidagi shartlarni:

$$\frac{2p}{\lambda}x = 2mp \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (10.20)$$

qanoatlantiradigan nuqtalarda amplituda o'zining $2A$ maksimal qiymatiga erishadi. Bu nuqtalar turg'un to'lqinning do'ngliklari deb ataladi. Koordinatalari

$$\frac{2p}{\lambda}x = \pm(2m+1)\frac{p}{2}, \quad (10.21)$$

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 $\lambda_{tur} = \lambda_{yug}/2$. $2A \cos(2p/\lambda)x$ – ko'paytma, nol qiymatni kesib o'tganda o'zining ishorasini o'zgartiradi, shu sababli, tugunning har xil tomonlaridagi tebranishlar fazasi p ga farq qiladi, ya'ni ikki tomondagi zarrachalar qarama - qarshi fazalarda tebranadilar.

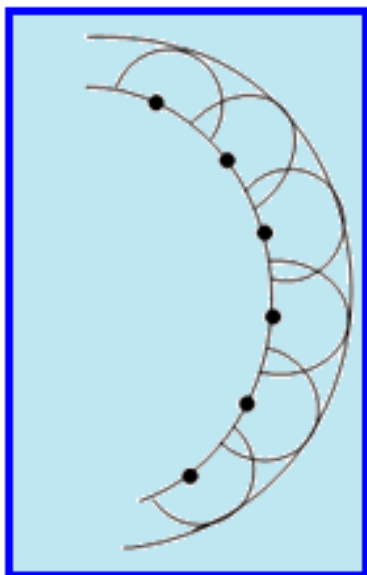


3 - rasm. Turg'un to'lqinlar.

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.

3. Gyugens prinsipi



4-rasm. Ikkilamchi to'lqinlarning hosil bo'lish markazlari.

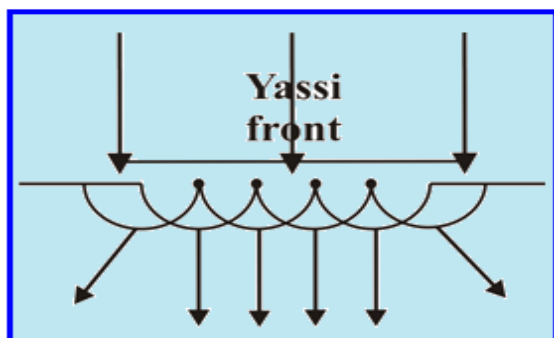
Gyuygens printsipti yordamida to'lqinlarning tarqalish hodisalarini kuzatish osonlashadi. Bu printsiptga asosan, to'lqin harakati yetib borgan har bir nuqta ikkilamchi to'lqinlar manbaiga aylanadi: bu to'lqinlarni o'rab oluvchi egri chiziq keyingi momentdagi to'lqinlar fronti holatini beradi (4 - rasm).

Gyuygens printsiptidan foydalanib, ikki muhit chegarasidan to'lqinlarni qaytish va sinish qonunlarini keltirib chiqarish mumkin.

To'liqlarning burchak ostida tushganidagi sinishi har xil muhitdagi, ularning har xil tezliklarga ega bo'lishi bilan tushuntiriladi.

Gyuygens printsipi, to'liqlarga xos bo'lgan, ularning to'g'ri chiziqli tarqalishidan og'ishini tushuntirib bera oladi. Agarda to'liqlar 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.

Masalan, ko'p teshikli yassi to'siqqa unga parallel bo'lgan to'liq fronti tushayotgan bo'lsin (5 - rasm).



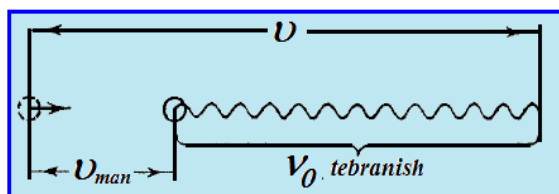
5-rasm. Ikkilamchi to'liqlar frontining hosil bo'lishi.

Gyuygens printsipiga asosan, yassi to'liqning har bir teshigiga to'g'ri kelgan nuqtalar ikkilamchi to'liqlar markaziga aylanadilar. Bu ikkilamchi to'liqlarni o'rab oluvchi egri chiziqni chizsak, u ikkilamchi to'liq fronti geometrik soya sohasini ham egallay boshlaydi.

4. Dopler effekti

Elastik muhitda to'liq chiqaruvchi manbadan bazibir oraliqda muhitdagi tebranisharni qabul qiluvchi qurilma joylashsin. Biz uni qabullagich deb ataymiz. Agar manba va to'liq qabullagich muhitga nisbatan harakatlanmasa manbadan chiqqan to'liq chastotasi to'liq qabul qiladigan manbadaga etib kelgan to'liq chastotasiga teng bo'ladi. Demak, manbadan chiqqan to'liq chastotasi qanday bo'lsa qabullagichga etib kelganda ham shunday bo'lae ekan, ya'ni to'liqning chastotasi o'zgarmaydi. Agarda manba yoki qabullagich yoki ikkalasi ham muhitga nisbatan harakatlansa, unda qabullagichga yetib kelgan to'liq chastotasi H manbadan chiqayotgan to'liq chastotasi H_0 dan farq qilar ekan. Bu hodisaga Dopler effekti deb ataladi.

Faraz qilaylik, soddalik uchun manba va qabullagich tutashtiruvchi to'g'ri chiziq 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 qabullabich manbadan uzoqlashayotgan bo'lsa. Agar manba harakatlanmasdan H_0 chastota bilan tebranayotgan bo'lsa, unda manba



6-rasm. Dopler effektini kuzatish tajribasi.

H_0 chi tebranishni chiqarganda birinchi tebrangan to'liq o'rkachi muhitda v yo'lni bosib o'tishga ulgiradi (v – to'liqning muhitga nisbatan tarqalish tezligi). Demak,

Agarda manba muhitga nisbatan v_{man} tezlik bilan harakatlansa, unda manba H_0 chi tebranishni chiqargan paytda birinchi tebranish o'rkachi manbadan $v - v_{man}$ oraliqda bo'ladi (6 - rasm). Demak, H_0 to'liqning o'rkachi va chuqurligi $v - v_{man}$ uzunlikda joylashar ekan. Chunki to'liq uzunligi quyidagiga teng:

$$\lambda = \frac{v - v_{man}}{H_0} \quad (10.22)$$

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

$$H = \frac{v + v_{man}}{\lambda} \quad (10.23)$$

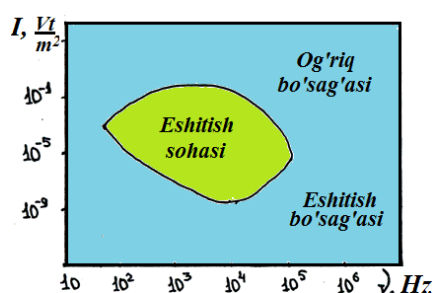
chastota bilan tebranadi. (10.23) ifodaga (10.212) ni qo'yib quyidagiga ega bo'lamiz:

$$H = H_0 \frac{v + v_{man}}{v - v_{man}} \quad (10.24)$$

(10.24) ifodaga binoan qabullagich va manbaning shunday harakatida qabullagich manbadan chiqarayotgan H_0 chastotadan katta H chastotani qabul qilib ular orasidagi masofa kamayar ekan. Agarda qabullagich bilan manba orasidagi masofa ortsa, unda H chastota H_0 chastotadan kichik bo'ladi.

Tovush to'liqlari. Tovushning tezligi va intensivligi

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.

$H < 16 \text{ Hz}$ va $H > 20\,000 \text{ Hz}$ chastotali to'liqlar insonning eshitish organlari tomonidan qabul qilinmaydi. $H < 16 \text{ Hz}$ 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:

$$I = \frac{W}{St} = \frac{1\text{ J}}{1\text{ m}^2 \cdot 1\text{ s}} = 1 \frac{\text{Jt}}{\text{m}^2}$$

To'liqin energiyasi to'liqin amplitudasi va chastotasining kvadratlarga to'g'ri proportsional. Shuning uchun ham to'liqin intensivligi to'liqin amplitudasi, chastotalarining kvadratiga to'g'ri proportsional 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} Jt/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?

Ma'ruza № 11

MOLEKULYAR – 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 xarakteristikalar. Molekulaning kattaligi. Modda miqdori. Avagadro, 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.

1. 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.

Istalgan 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.

2. 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'lik. O'tkazilgan ko'plab tajribalar va nazariy xulosalar molekulyar-kinetik nazariyaning asosida yotuvchi ko'ryidagi 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 molekulasining chiziqli kattaligi $4 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ atrofida. Umuman molekulalarning chiziqli kattaligi 10^{-8} – 10^{-10} m bo'ladi. suv molekulasining 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 molekulasining massasi $3 \cdot 10^{-26} \text{ kg}$ atrofida. shuning uchun ham fizikada,

molekulalar massalarining absolyut qiymatlari bilan emas, balki o'lcamsiz 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 H harfi bilan belgilanadi. Uning SI dagi birligi $[H]=1 \text{ mol}$. Mol-0,012 kg uglerodda qancha molekulalar bo'lsa, shuncha molekulalari bo'lgan modda miqdoridir.

$$H = \frac{m}{M} = \frac{N}{N_A} = \frac{V}{V_0}$$

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 molekulasi 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 molekular 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 $P = 101325 \text{ Pa} = 760 \text{ mm.sim.ust.}$ 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 Avogadro 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.

3. 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'ryidagi shartlarni bajaradigan gazga aytiladi:

1. gaz molekulalarining xususiy hajmi gaz egallab turgan idishning hajmiga nisbatan e'tiborga olmaydigan darajada kichik;
2. gaz molekulalari orasida o'zaro ta'sir kuchlari mavjud emas;
3. gaz molekulalarining 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 molekulalarning 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 .

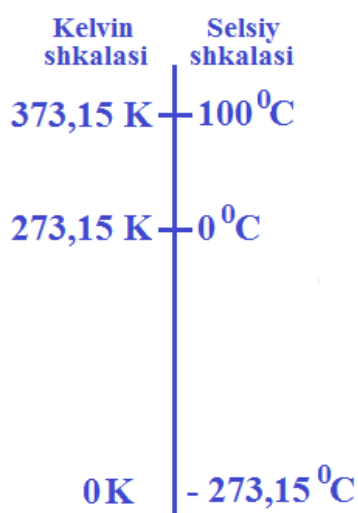
Gazning hajmi V u egallab turgan idishning hajmi bilan mos keladi. Hajmning SI dagi birligi m^3 .

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

$P = 1.1013 \cdot 10^5 \text{ Pa} = 760 \text{ mm.sim.ust.}$ texnik atmosfera $P = 9.81 \cdot 10^4 \text{ Pa}$.



1 - rasm. Haroratning shkalalari.

Betartib harakatda bo'lgan gaz molekulalari idish devorlariga uriladi va juda kichik vaqt davomida devorga ma'lum kuch bilan ta'sir ko'rsatadi. Molekulalarning 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 partsial bosimlarining yig'indisiga teng bo'ladi, ya'ni

$$P = P_1 + P_2 + \dots + P_n$$

bu erda $P_1, P_2, \dots, P_n$ – partsial 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 suyuqliklarning (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.

$$T = 273,15 + t$$

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 kilganligi 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 , $-273,15^{\circ}\text{C}$ qabul qilingan. (1-rasm) Bu haroratda ideal gazning bosimi nolga teng bo'ladi, ya'ni molekulalari 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.

4. 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.

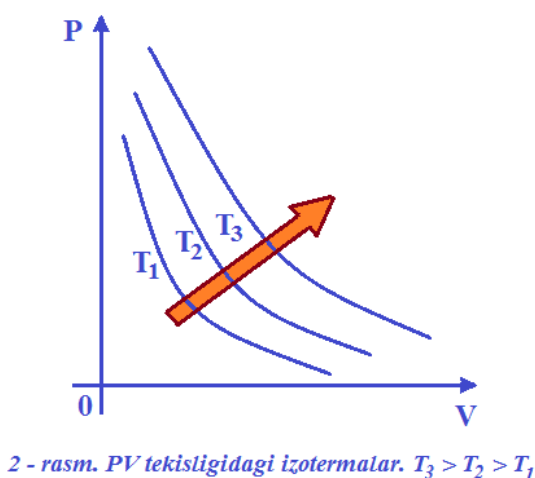
Boyl - Mariott qonuni

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 tasvirlovchi egri chiziq *izoterma* deb ataladi (2 - rasm).

Termodinamik jarayon sodir bo'ladigan temperatura qiymati oshishi bilan, izotermani tasvirlovchi giperbola ham yuqoriga siljiydi.

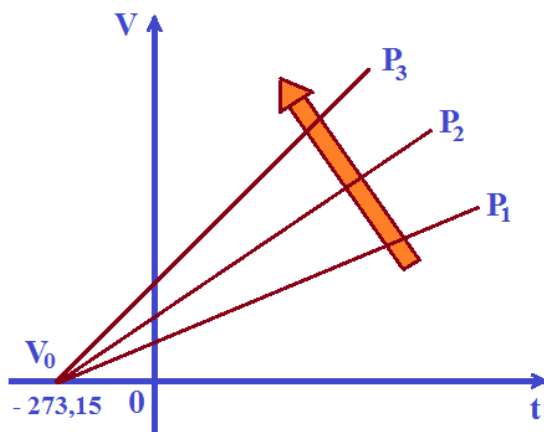
Gey - Lyussak qonuni.

Berilgan m massali gaz hajmi, bosim o'zgaras 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. V t 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

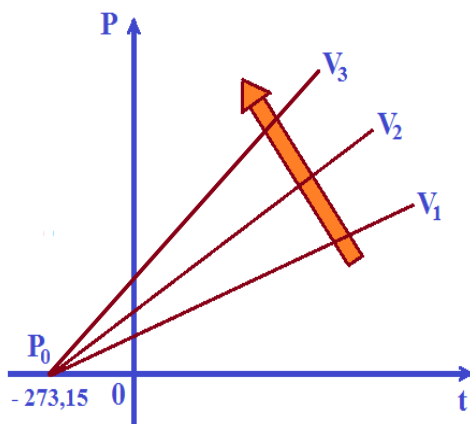
$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad (11.4)$$

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'zgaras $V = \text{const}$ 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°C dagi gaz bosimi.

Hajm o'zgarasdan 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 molekullari harakatdan to'xtaydi. sharl qonunini quyidagi ko'rinishda ham yozish mumkin

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{T_1}{T_2}$$

Adiabatik jarayon.

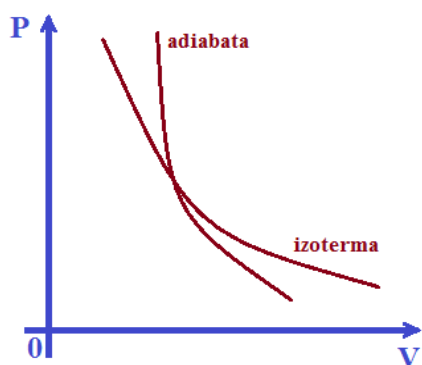
Tizim tashqaridan issiqlik olmasa yoki unga issiqlik uzatmasa, ya'ni $Q = \text{const}$ bo'lsa, bu jarayon – adiabatik jarayon deb ataladi.

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



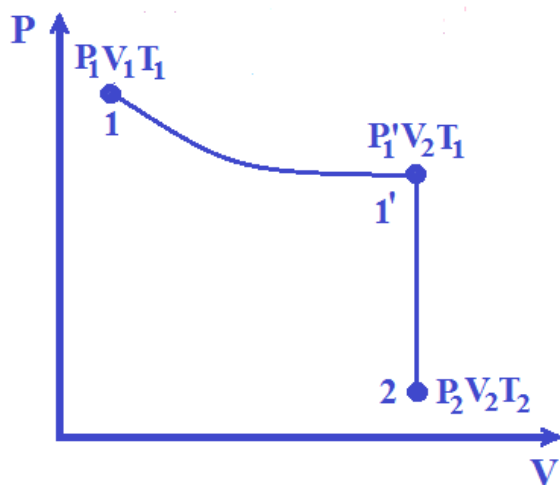
5 - rasm. Adiabatik jarayonda bosimning hajmga bog'liqlik grafigi.

deb ataladi (5 - rasm).

5 – rasmda ko'rinib 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.

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.



6 - rasm. Termodinamik tizimning izotermik jarayondan izoxorik jarayonga o'tishi.

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.

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:

$$\frac{PV}{T} = B = \text{const}, \quad (11.8)$$

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

$$k = \frac{R}{N_A} = \frac{8,31 \frac{\text{J}}{\text{mol} \cdot \text{K}}}{6,02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}} = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}}$$

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 molekulalarining konsentratsiyasidir.

shunday qilib, gazlarning holat tenglamasi

$$P = nkT, \quad (11.11)$$

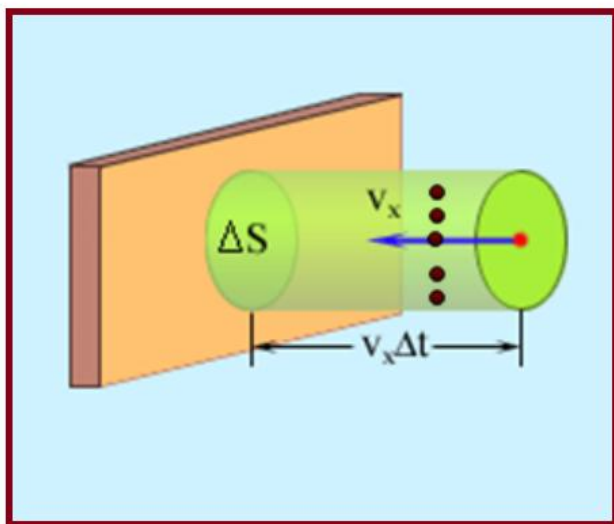
dan iborat va undan ko'rinib turibdiki, ideal gazning bosimi berilgan temperaturada gaz molekulalarining konsentratsiyasiga to'g'ri proporsional ekan.

5. Ideal gaz molekulyar-kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi.

Molekulyar - kinetik nazariyaning asosiy tenglamasini keltirib chiqarish uchun, bir xil atomli ideal gazni olamiz. Gaz molekulalari 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 nechtasi, 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).



7 - rasm. ΔS elementar yuzaga kelib uriluvchi molekulalarning idishga berayotgan impul'si.

Yuzaga perpendikulyar harakat qilayotgan molekulalar 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.

Δt vaqt ichida ΔS yuzaga asosi ΔS va balandligi $v \Delta t$ bo'lgan tsilindr hajmida joylashgan molekulalargina

yetib kelishi mumkin. Ushbu molekulalar soni $n \Delta S v \Delta t$ ga teng, bu yerda n — molekulalar kontsentratsiyasi. 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

$$\Delta N = \frac{1}{6} N = \frac{1}{6} n \Delta S v \Delta t$$

ga tengdir. Bu yerda $N = nV = n \Delta S v \Delta t$.

Bu molekulalarning yuza bilan to'qnashganda beradigan impulsi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\Delta p = 2m_0 v \cdot \frac{1}{6} n \Delta S v \Delta t = \frac{1}{3} n \cdot m_0 v^2 \Delta S \Delta t$$

Idish devoriga ta'sir qilayotgan bosim

$$P = \frac{\Delta p}{\Delta S \Delta t} = \frac{1}{3} n \cdot m_0 \vartheta^2, \quad (11.12)$$

ga teng bo'ladi. Agar, gaz V hajmda $\vartheta_1, \vartheta_2, \dots, \vartheta_n$ 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:

$$\langle \vartheta_{kv} \rangle = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \vartheta_i^2}, \quad (11.13)$$

U holda (11.12) - ifoda quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$P = \frac{1}{3} n \cdot m_0 \langle \vartheta_{kv} \rangle^2, \quad (11.14)$$

Bu ifoda **ideal qazlar molekulyar - kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi** deb ataladi. $n = N/V$ ekanligini hisobga olsak,

$$PV = \frac{1}{3} N \cdot m_0 \langle \vartheta_{kv} \rangle^2, \quad (11.15)$$

yoki

$$PV = \frac{2}{3} N \cdot m_0 \frac{\langle \vartheta_{kv} \rangle^2}{2} = \frac{2}{3} NE, \quad (6.16)$$

Bu yerda E – barcha gaz molekulalari ilgarilanma harakat kinetik energiyasining yig'indisidir.

Gaz massasi $m = Nm_0$ bo'lgani uchun, (11.15) – tenglamani quyidagicha qayta yozish mumkin:

$$PV = \frac{1}{3} m \langle \vartheta_{kv} \rangle^2$$

1 mol gaz uchun $M = m_0 N_A$ dir. shuning uchun

$$PV_m = \frac{1}{3} M \langle \vartheta_{kv} \rangle^2$$

bu yerda V_m – molyar hajm. Boshqa tarafdin $PV_m = RT$ ga teng bo'lgani sababli

$$RT = \frac{1}{3} M \langle v_{kv} \rangle^2$$

yoki

$$\langle v_{kv} \rangle = \sqrt{\frac{3RT}{M}} \quad (11.17)$$

$M = m_0 N_A$ va $k = R/N_A$ bo'lgani uchun

$$\langle v_{kv} \rangle = \sqrt{\frac{3RT}{m_0 N_A}} = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}}, \quad (11.18)$$

Ideal gazning bir molekulasini ilgarilanma harakat kinetik energiyasining o'rtacha qiymati quyidagiga teng bo'ladi

$$\langle e_0 \rangle = \frac{E}{n} = m_0 \frac{\langle v_{kv} \rangle^2}{2} = \frac{3}{2} kT, \quad (11.19)$$

va u termodinamik temperaturaga bog'liq bo'lib, unga to'g'ri proportsionaldir.

Shunday qilib, termodinamik temperatura ideal gaz molekulasini ilgarilanma harakat o'rtacha kinetik energiyasining o'lchovidir va (6.19) - 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, Gey-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 Klapeyron-Mendelev tenglamasi.
10. Istalgan miqdordagi gaz uchun Klapeyron-Mendelev tenglamasi.
11. Gazning bosimi molekulalarning konsentratsiyasiga bog'likmi?
12. Molekulaning idish devoriga beradigan impulsi nimaga teng?
13. Gaz molekulyar-kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi

Ma'ruza № 12

TAQSIMOT QONUNLARI

Reja:

1. Ideal gaz molekulalarining 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.

1. Ideal gaz molekulyarining tezlik va issiqlik harakati energiyasi bo'yicha taqsimoti

Molekulyar - kinetik nazariyaning asosiy tenglamasini keltirib chiqarishda molekulalar 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, molekulalarning betartib harakati hisobiga harakat yo'nalishlari bir xil ehtimollikka ega bo'ladilar, boshqacha qilib aytganda, har bir yo'nalishda bir xil miqdorda molekulalar harakatlanadi, deb hisoblash mumkin.

Molekulyar – kinetik nazariyaga asosan, to'qnashishlarda molekula tezligi o'zgarishiga qaramay, gazdagi m_0 massali molekulalarning 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 molekulalarning 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 molekulalardan iborat bo'ladi, deb faraz qildi.

Maksvell qonuni molekulalarning tezlik bo'yicha taqsimot funktsiyasi deb ataladigan qandaydir $f(v)$ funktsiya bilan ifodalanadi.

Agar molekulalarning tezliklari diapazonini dv ga teng kichik bo'lakchalarga bo'lsak, har bir tezliklar intervaliga, shu tezliklarga ega bo'lgan molekulalarning qandaydir $dN(v)$ miqdori to'g'ri keladi.

Demak, $f(v)$ funktsiya tezliklari v dan $v + dv$ gacha intervalda yotadigan molekulalarning 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 molekulalarining tezligi bo'yicha taqsimot qonunini keltirib chiqardi.

$$f(v) = 4p \left(\frac{m_0}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}}, \quad (12.1)$$

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.

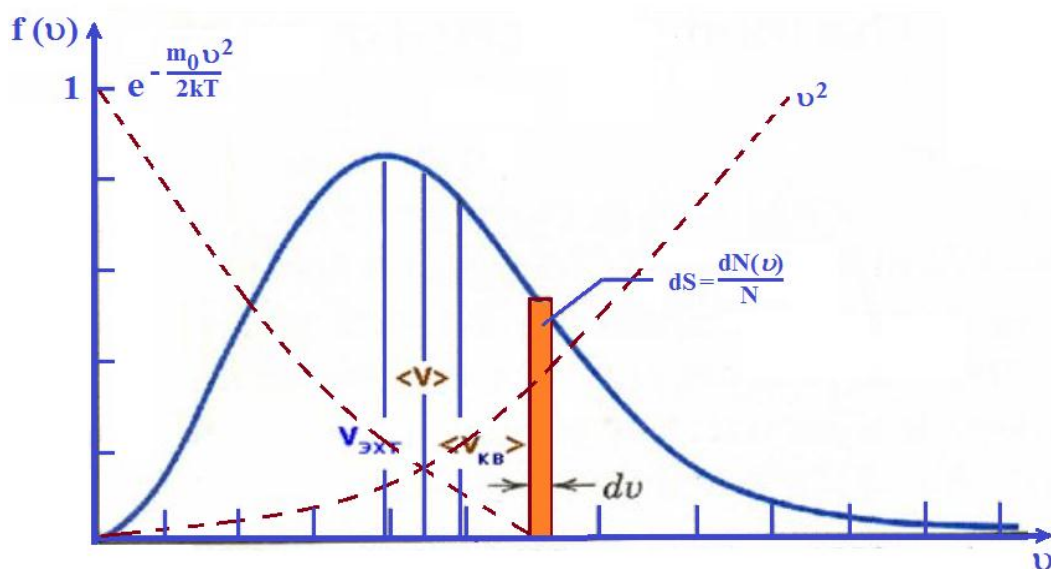
Taqsimot funksiyasi egri chizig'i ostidagi yuza 1 ga teng deb hisoblanadi.

$$\int_0^{\infty} f(v) dv = 1$$

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:

$$\frac{d}{dv} (v^2 e^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}}) = 2v \left(1 - \frac{m_0 v^2}{2kT} \right) e^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}} = 0$$



1 - rasm. Ideal gaz molekularining tezlik bo'yicha taqsimoti.

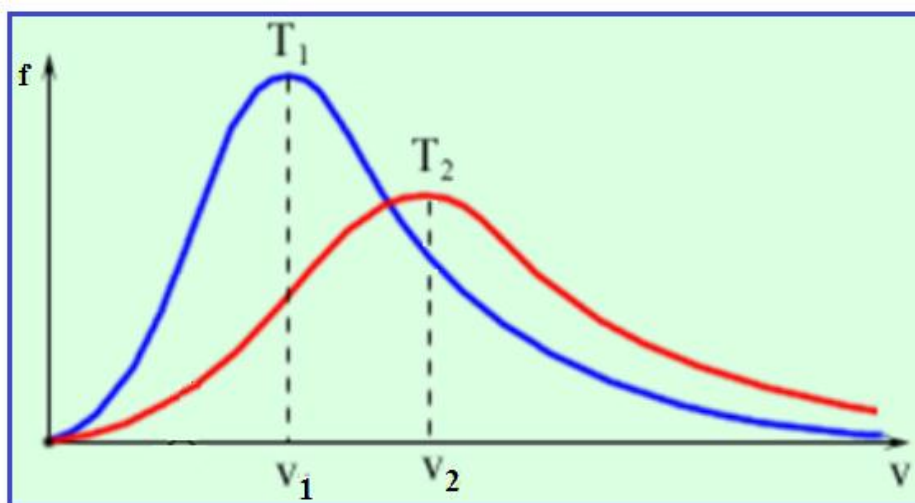
1) Bu funktsiyaning hosilasi $v = 0$ da nolga teng bo'ladi. Bu ham funktsiyaning ekstremumi, ammo tezlikni nolga teng qiymati mantiqqa ega bo'lmagani uchun uni e'tiborga olmaymiz.

$$2) \quad 1 - \frac{m_0 v^2}{2kT} = 0, \quad v_{eht} = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}}$$

ya'ni

$$v_{eht} = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}} = \sqrt{\frac{2RT}{M}}, \quad (12.2)$$

Bu ifodadan ko'rinib turibdiki, temperatura oshganda taqsimot funksiyasi maksimumi o'ngga siljiydi, ammo bu holda egri chiziq ostidagi yuza miqdori o'zgarmaydi (2 - rasm).



2 - rasm. Taqsimot funksiyasining haroratga bog'liqligi.

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:

$$1. \text{ Ehtimolligi eng katta tezlik, } v_{eht} = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}}$$

$$2. \text{ O'rtacha tezlik, } \langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}} = 1,33 v_{eht}$$

$$3. \text{ O'rtacha kvadratik tezlik, } \langle v_{kv} \rangle = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}} = 1,22 v_{eht}$$

Molekulalarning tezliklari bo'yicha taqsimotidan foydalanib ularning kinetik energiyasi bo'yicha taqsimotini hisoblab ko'ramiz:

$$dN(v) = N \cdot 4p \left(\frac{m_0}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}} dv, \quad (12.4)$$

funktsiyaning o'zgaruvchisi deb $e^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}}$ ni olsak

$$\vartheta = \sqrt{\frac{2e}{m_0}}, \quad d\vartheta = (2m_0e)^{-1/2} de$$

$$dN(e) = \frac{2N}{\sqrt{p}} (kT)^{-\frac{3}{2}} e^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{e}{kT}} de = N(e)de$$

bu yerda $dN(e)$ – ilgarilanma harakat kinetik energiyasi e dan $e + de$ gacha bo'lgan intervaldagi molekularlar sonidir.

Shunday qilib, issiqlik harakati energiyasi bo'yicha molekularlarning taqsimot funktsiyasi quyidagicha bo'ladi.

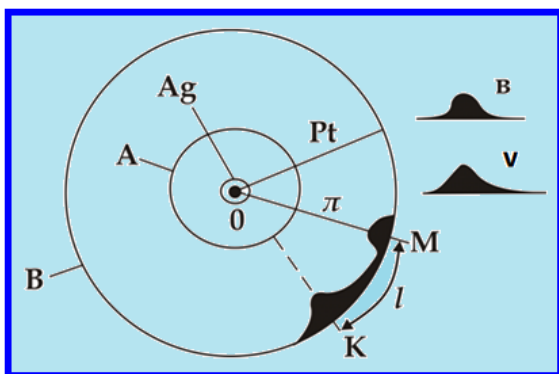
$$f(e) = \frac{2}{\sqrt{p}} (kT)^{-\frac{3}{2}} e^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{e}{kT}}, \quad (12.5)$$

Ideal gazning o'rtacha kinetik energiyasi $\langle e \rangle$ quyidagiga teng:

$$\langle e \rangle = \int_0^{\infty} ef(e)de = \frac{2}{\sqrt{p}} (kT)^{-\frac{3}{2}} \int_0^{\infty} e^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{e}{kT}} de,$$

$$\langle e \rangle = \frac{3}{2} kT.$$

2. Maksvell taqsimot qonunining Shtern tajribasida tasdiqlanishi



3 - rasm. Shtern qurilmasining ko'rinishi.

temperaturagacha qizib, kumush molekulalarini bug'lantiradi. Simdan uchib chiqayotgan kumush molekulalari 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

Shtern tajribasi – gaz

molekulalarining 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

ko'rsatilgan. Bu qatlam qancha ingichga bo'lsa, molekulalar harakat tezliklarini shuncha aniq o'lchash mumkinligi aniqlangan.

Butun qurilma 0 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 molekulalarining ϑ tezligini quyidagi yo'l bilan topish mumkin. Molekulalarning 0 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 molekulalarining katta tezligiga l yoyning kichik nuqtalari to'g'ri keladi. l yoy bo'yicha kumush molekulalarining 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.

3. Barometrik formula. Boltsman taqsimoti

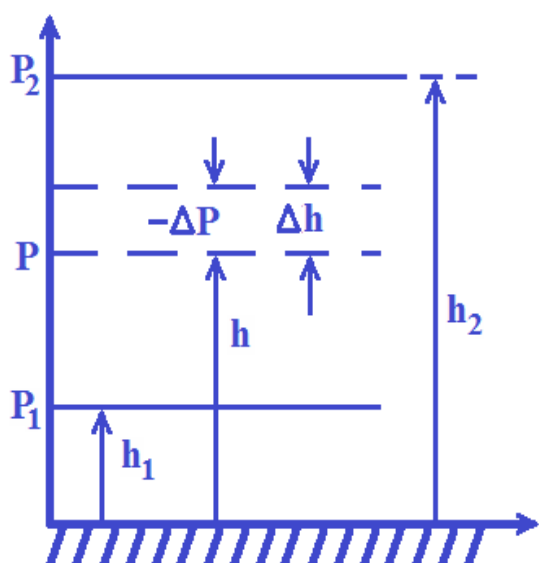
Gazlar molekulyar - kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi va molekulalarning tezliklarga bog'liq Maksvell taqsimotini keltirib chiqarishda gaz molekulalariga tashqi kuchlar ta'sir etmaydi deb faraz qilingan edi. shuning uchun

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.

Barcha molekulalar massalarini bir xil, havo temperaturasini o'zgarlas, tortishish maydonini bir jinsli, deb hisoblaymiz. Agarda h balandlikda atmosfera bosimi P ga teng bo'lsa, $h + dh$ balandlikda esa bosim $P + \Delta P$ 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:

$$P - (P + \Delta P) = \rho dh$$



4 - rasm. Gaz bosimining balandlikka bog'liqligi.

bu yerda ρ h balandlikdagi gazning zichligidir (dh juda kichik bo'lgani uchun, balandlik o'zgaradigan sohada gaz zichligini o'zgarlas, 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:

$$n = n_0 e^{-\frac{E_p}{kT}}, \quad (12.12)$$

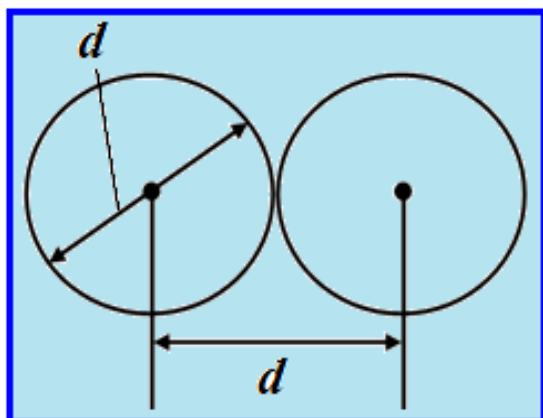
Bu yerda $m_0gh = E_p$ molekulaning gravitatsiyaviy tortishish maydonidagi potentsial energiyasidir. Bu (12.12) ifoda tashqi potentsial maydonidagi Boltsman taqsimoti deb ataladi.

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.

4. Molekulalarning o'rtacha to'qnashish soni va o'rtacha erkin yugurish yo'li

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



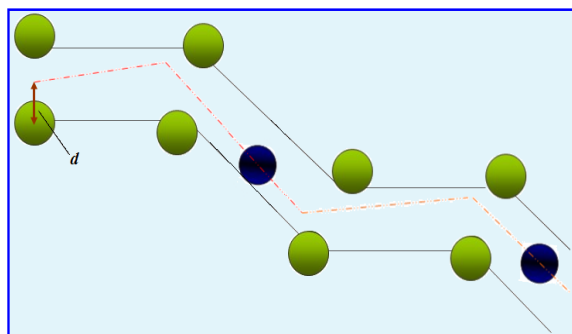
5-rasm. Molekulalar to'qnashishining effektiv diametri.

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 quyidagiga teng bo'ladi:

$$\langle l \rangle = \frac{\langle v \rangle}{\langle z \rangle}$$

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



6-rasm. Molekularning o'zaro to'qnashish xarakteri.

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 o'rtacha to'qnashishlar soniga teng bo'ladi

$$\langle z \rangle = n \cdot v$$

$$\langle z \rangle = \rho d^2 \cdot \langle v \rangle$$

Shunday qilib o'rtacha to'qnashishlar soni

$$\langle z \rangle = n \cdot \rho d^2 \cdot \langle v \rangle$$

ga teng bo'ladi.

Agar, hisoblashlarda boshqa molekulalarning harakatini hisobga olsak, o'rtacha to'qnashishlar soni quyidagicha teng bo'ladi:

$$\langle z \rangle = \sqrt{2} \cdot \rho d^2 \cdot n \cdot \langle v \rangle$$

U holda o'rtacha erkin yugurish yo'lini shunday ifodalaymiz

$$\langle l \rangle = \frac{\langle v \rangle}{\langle z \rangle} = \frac{\langle v \rangle}{\sqrt{2} \cdot \rho d^2 \cdot n \cdot \langle v \rangle} = \frac{1}{\sqrt{2} \cdot \rho d^2 \cdot n}. \quad (12.13)$$

O'rtacha erkin yugurish yo'li molekulalar konsentratsiyasiga teskari proporsional ekan. $P = nkT$ tenglikdan foydalansak, temperatura o'zgarmas bo'lganda, quyidagi nisbatni keltirib chiqarish mumkin:

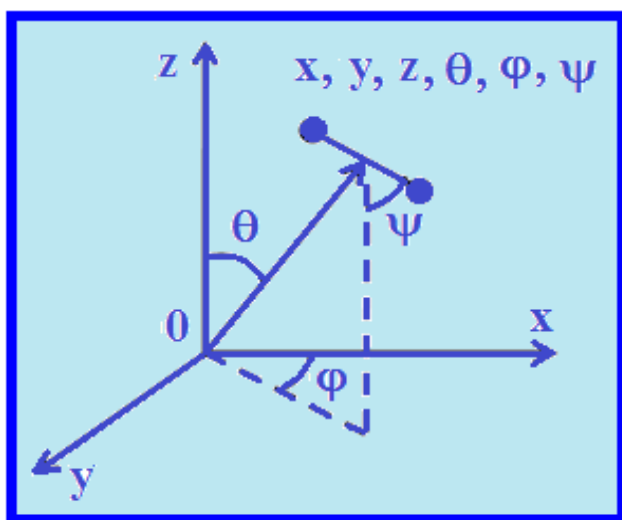
$$\frac{\langle l_1 \rangle}{\langle l_2 \rangle} = \frac{\langle n_2 \rangle}{\langle n_1 \rangle} = \frac{P_2}{P_1}$$

5. Energiyaning erkinlik darajasi bo'yicha taqsimoti.

Ichki energiya – termodinamik tizimning muhit tavsifidir va u mikrozarrachalarning tartibsiz harakati va ularning o'zaro ta'sir energiyalaridan iboratdir. Demak, tizimning o'zining mexanik harakati va tashqi maydon ta'siridagi potentsial energiyasi ichki energiyaga taalluqli emas.

Ichki energiya – tizim termodinamik holatining aniq funktsiyasidir, ya'ni har bir holatda tizim aniq ichki energiya qiymatiga ega bo'ladi. Tizim bir holatdan ikkinchi holatga o'tganda ichki energiyaning o'zgarishi faqat shu termodinamik holatlar ichki energiyalarining farqi bilan belgilanadi va o'tish yo'liga bog'liq emas.

Ayrim masalalarda, bir atomli gazning molekulasini moddiy nuqta deb qarasak, ilgarilanma harakat uchta erkinlik darajasiga ega bo'lishi mumkin. Bu vaqtda aylanma harakat energiyasini hisobga olmasa ham bo'ladi. Mexanik tizimning erkinlik darajasi soni tizim holatini belgilovchi, bir-biriga bog'liq bo'lmagan kattaliklar soni bilan aniqlanadi. Shu sababli, moddiy nuqta uchta erkinlik darajasiga ega bo'ladi. Absolyut qattiq jismning holati inertsia markazining uchta x, y, z koordinatalari, jismning o'qlari yo'nalishlari bilan bog'langan θ, ω 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 uchta 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:

$$U = \frac{m i}{M 2} RT. \quad (12.15)$$

Ideal gaz molekulari o'zaro ta'sirlashmagani uchun ularning potensial energiyasi nolga teng. Ideal gazning ichki energiyasi molekularining kinetik 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

$$U = \frac{i m}{2 M} RT = \frac{1 \text{ kg}}{0.032 \text{ kg/mol}} \cdot \frac{5}{2} \cdot 8.32 \frac{\text{J}}{\text{K} \cdot \text{mol}} \cdot 300 \text{ K} = 1.95 \cdot 10^5 \text{ J}$$

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 kinetik energiyalari, molekularning o'zaro ta'sir potensial energiyalari, molekularni tashkil qilgan atomlarning tebranmali harakat energiyalari, molekular

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?

Ma'ruza № 13

TERMODINAMIKA ASOSLARI VA UNING QONUNLARI

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.
4. Qaytar va qaytmas jarayonlar.
5. Karno tsikli, ideal issiqlik mashinasining foydali ish koeffitsienti.
6. Entropiya. Termodinamikaning ikkinchi qonuni.

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) molekulalar-ning issiqlik harakati bilan aniqlanuvchi energiyaning miqdorlik o'zgarish qonunlarin o'rganadi.

XIX asrning birinchi yarimida issiqlik mashinalarining foydali ish koeffitsientini oshirish maqsadida issiqlik energiyasin mexanik energiyaga, mexanik energiyani issiqlik energiyasiga aylandirishni o'rganishga katta etibor berila boshladi. Natijada fizikaning issiqlik jarayonlarin o'rganuvchi termodinamika sohasi tez suratlar bilan rivojlandi.

Termodinamika insonlarning ko'p yillik tajribasi natijasida yaratilgan ikki qonunga asoslangan. Termodinamikaning I – qonuni energiyaning miqdorlik va sifat o'zgarishlarin xarakterlaydi. Uning II – qonuni bo'lsa jarayonlarning bo'lib o'tish yo'nalishi haqida.

1. 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 siljatilganda 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

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:

$$dA = Fdl = PSdl = PdV, \quad (13.4)$$

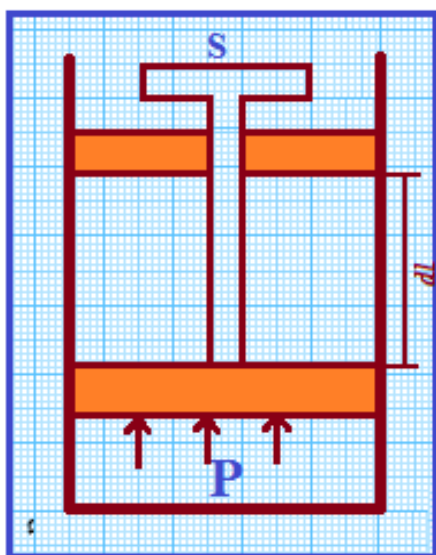
bu yerda S – porshen yuzasi, Sdl – gaz hajmining o'zgarishi. Hajmi V_1 dan V_2 qiymatga o'zgarganda bajarilgan to'la ishni integrallash orqali topamiz

$$A = \int_{V_1}^{V_2} PdV$$

Gaz hajmi dV qiymatga oshganda, gazning bajargan ishi PdV 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:

$$A = P \int_{V_1}^{V_2} dV = P(V_2 - V_1). \quad (13.5)$$



2 - rasm. Porshen ostidagi gaz hajmining o'zgarishi.

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:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} RT \frac{dV}{V} = RT \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = RT (\ln V_2 - \ln V_1)$$

$$A = RT \ln \frac{V_2}{V_1}.$$

yoki

(13.6)

(13.6) formula 1 mol gazning izotermik kengayishida bajarilgan ishni fodalaydi.

2. 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:

$$C = \frac{dQ}{mdT},$$

(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:

$$C_M = \frac{M dQ}{m dT} = \frac{dQ}{V dT},$$

(13.8)

solishtirma issiqlik sig'imi molyar issiqlik sig'imi bilan quyidagicha bog'langan:

$$C_M = MC,$$

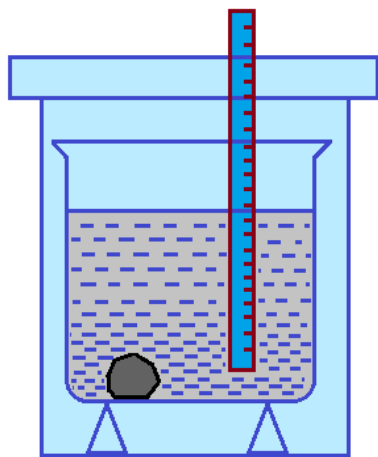
(13.9)

Issiqlik sig'imini moddaning xarakteristikasi deb hisoblab bo'lmaydi, chunki hajm yoki bosim o'zgarish 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 temperaturallari tenglashib T bo'lguncha davom etadi. Jismning T_j , suvning T_s , kalorimetrning T_k boshlang'ich temperaturallari, 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 termometrdan aniqlab, jismning solishtirma issiqlik sig'imi S_j ni aniqlash mumkin. 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

$$Q_j = Q_s + Q_k. \quad (13.10)$$



3 - rasm. Ichiga m massali jism solingan kalorimetr.

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.

3. Termodinamika birinchi qonunining turli izojarayonlarga tadbiqu

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

$$dA = PdV = 0, \quad (13.15)$$

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 molmodda 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

$$C_P = C_V + R, \quad C_P - C_V = R \quad \text{yoki} \quad \frac{C_P}{C_V} - 1 = \frac{R}{C_V}.$$

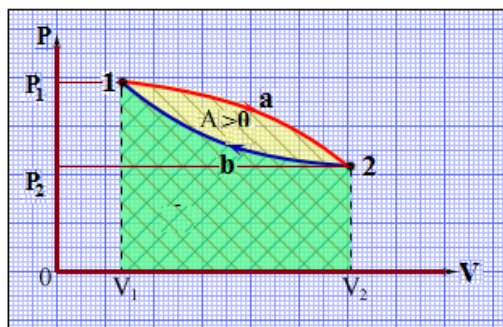
Agar C_P/C_V nisbatni γ bilan belgilasak, (13.32) – ifoda quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\ln T + (\gamma - 1) \ln V = \text{const}$$

bundan $TV^{\gamma-1} = \text{const}$, yoki $PV^\gamma = \text{const}$ adiabata tenglamalariga ega bo'lamiz. Bu tenglamalar Puasson tenglamalari, $C_P/C_V = \gamma$ nisbat esa Puasson koeffitsienti yoki **adiabata ko'rsatkichi** deb ataladi.

4. 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 chiziqli 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

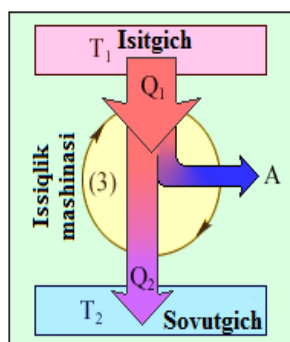
$$A = \oint P dV < 0,$$

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.

Issiqlik dvigatelining ishlash printsipli quyidagi rasmda keltirilgan (5 - rasm).



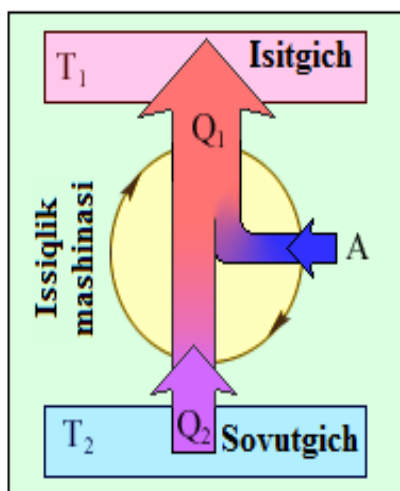
5 - rasm. Issiqlik mashinasining tuzilishi.

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 dvigatelining 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 printsipli 6 - rasmda keltirilgan.



6 - rasm. Sovutgich mashinasining tuzilishi.

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 koeffitsienti quyidagicha aniqlanadi:

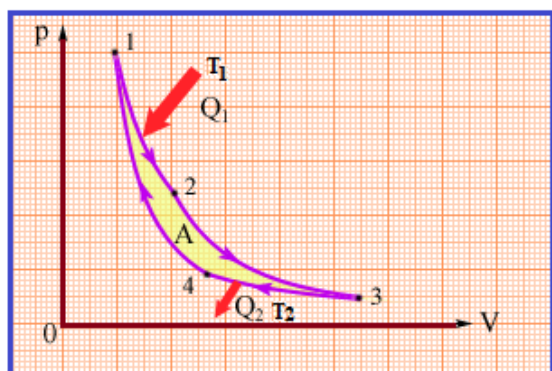
$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}, \quad (13.34)$$

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.

5. Karno tsikli, ideal issiqlik mashinasining foydali ish koeffitsienti

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'zgarmaydi.

$$U = const$$

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.

6. 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 birbirlariga 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 dQ/T ga tengdir.

Istalgan qaytar aylanma jarayonlarda natijaviy keltirilgan issiqlik miqdori nolga tengdir:

$$\oint \frac{dQ}{T} = 0, \quad (13.39)$$

Bu yopiq konturdan olingan integralning nolga teng bo'lishi, integral ostidagi dQ/T ifodani qandaydir funktsiyaning to'la diferentsiali ekanligini bildiradi

$$\frac{dQ}{T} = dS, \quad (13.40)$$

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:

$$\Delta S_{1 \rightarrow 3} = S_3 - S_1 = \int_1^3 \frac{dQ}{T} = \int_1^3 \frac{dU + dA}{T}, \quad (13.44)$$

Bu yerda entropiya emas, balki entropiyalar farqi fizik ma'noga egadir. (13.44) - ifodaga asoslanib, ayrim jarayonlarda ideal gaz entropiyasining o'zgarishini kuzatamiz:

$$dU = \frac{m}{M} C_V dT, \quad dA = P dV = \frac{m}{M} R \frac{dV}{V}$$

bo'lgani uchun

$$\Delta S_{1 \rightarrow 3} = S_3 - S_1 = \frac{m}{M} C_V \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} + \frac{m}{M} R \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V},$$

$$\text{yoki} \quad \Delta S_{1 \rightarrow 3} = S_3 - S_1 = \frac{m}{M} \left(C_V \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{V_2}{V_1} \right), \quad (13.45)$$

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 energiyaning 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 koeffitsienti

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

ga teng edi, ya'ni isitgich va sovutgichlar temperaturalari farqi qancha katta bo'lsa, foydali ish koeffitsienti ham shuncha katta bo'ladi. Istalgan foydali ish bajarilganda, tizimning qolgan energiyasi foydalanib bo'lmaydigan boshqa turdagi energiyalarga aylanadi. Boshqacha qilib aytganda, energiyaning 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 (13.47) 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

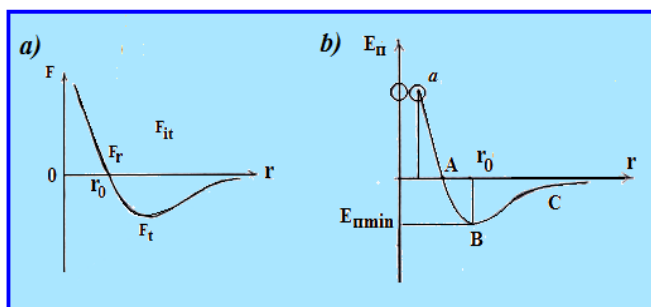
1. Molekulalarning issiqlik harakati energiyasi formulasini yozing. Erkinlik darajasini tushuntiring.
2. Termodinamikaning I qonunini, ta'rifi va ifodasini yozing. Issiqlik sig'imi nima?
3. Gazlarning bajargan ishi, ichki energiya ifodalarini yozing. Issiqlik sig'imi nima?
4. Jismning issiqlik holatini 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.
7. Issiklik mashinani FIK i nimaga bog'liq?
8. Entropiya nima? Uning fizik ma'nosi qanday?
9. Termodinamikaning II qonuni qanday ta'riflanadi.
10. 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.

1. 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. Ideal gaz holati tenglamasin keltirib chiqarishda molekulalarning o'lchamlari va o'zaro ta'siri hisobga olinmaydi. Bosim ortishi bilan



1 - rasm. Molekulalararo o'zaro ta'sirning ular orasidagi bog'liqligi

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 modelin 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 $r \leq 10^{-9} m$ 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-birin kompensatsiyalaydi. $r < r_0$ da itarishish kuchlari, $r > r_0$ da tortishish kuchlari paydo bo'ladi. $r > 10^{-9} m$ 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

$$F_{tort} \approx -\frac{A}{r^7}. \quad (14.1)$$

Itarishish kuchlari

$$F_{itar} \approx \frac{B}{r^9}. \quad (14.2)$$

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.

2. Van-Der-Vaals tenglamasi.

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:

$$P' = \frac{a}{V_\mu^2} \quad (14.4)$$

α — 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:

$$\left(P + \frac{a}{V_\mu^2}\right)(V_\mu - b) = RT \quad (14.5)$$

H ($H = m/M$) molga mos keluvchi ixtiyoriy m massali gaz uchun ($V = H \cdot V_\mu$) Van-Der-Vaals tenglamasi

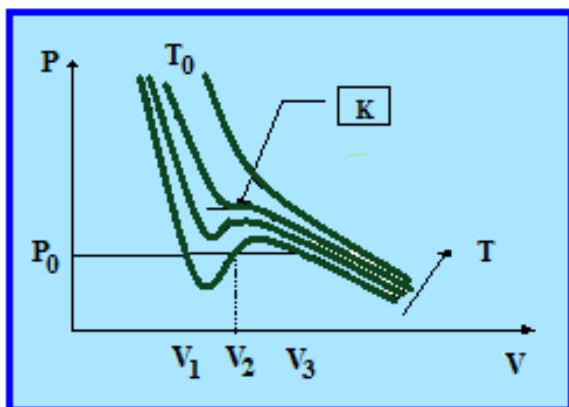
$$\left(P + \frac{v^2 a}{V^2}\right)\left(\frac{V}{v} - b\right) = RT \quad (14.6)$$

yoki

$$\left(P + \frac{v^2 a}{V^2}\right)(V - Hb) = vRT \quad (14.7)$$

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.

3. Van-Der-Vaals izotermalari va ularning izohlanishi. Eksperimental izotermalar

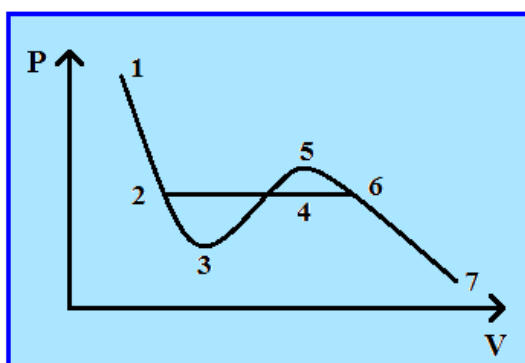


2 - rasm. Van-Der-Vaals izotermalari.

Berilgan haroratlardagi P ning V_μ ga bog'liqligini (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.



3 - rasm. Modda qaysi holatda bo'lishini ko'rsatuvchi grafik.

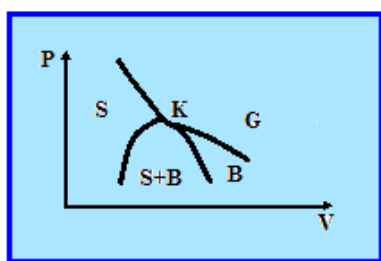
Van-Der-Vaals tenglamasin

$$PV_\mu^3 - (RT + Pb)V_\mu^2 + aV_\mu - ab = 0$$

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 ildizlarga ega. Birinchi 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 sohalarda V_m 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.

Yuqorida olingan natijalarni irland olimi T.Endryusning karbonat angdrid (CO_2) ning qisilishin o'rganish bo'yicha o'tkazilgan tajribalari tasdiqlaydi. 2 – rasmdagi



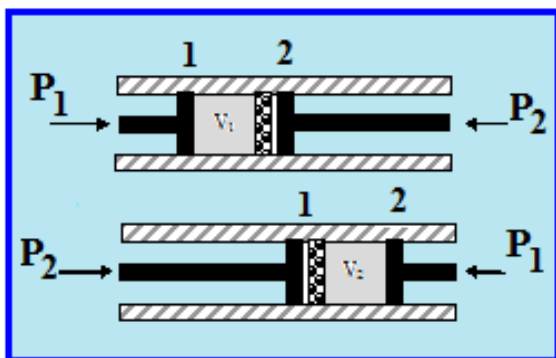
4 - rasm. Uchta holat uchun kritik nuqta.

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 gorizontal 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 aylantirib bo'lmaydi. Kritik harorat gazni suyuqlikka aylantirish mumkin bo'lgan eng yuqori harorat bo'lib hisoblanadi.

4. Real gazning ichki energiyasi

Real gazning ichki energiyasi molekulalarning issiqlik harakat kinetik energiyasi va molekulalararo o'zaro ta'sir potensial energiyasidan iborat. Molekulalararo o'zaro tortishishni yengish uchun bajarilgan ish sistemaning ichki energiyasin oshirishga sarf bo'ladi, ya'ni



$$dA = P'dV = dU \quad \text{yoki}$$

$$dU = \frac{a}{V_\mu^2} dV_\mu \text{ bunda } U = \frac{a}{V_\mu}. \text{ Demak, 1 mol}$$

real gazning ichki energiyasi

$$U_\mu = C_V T - \frac{a}{V_\mu} \quad (14.9)$$

harorat va hajm ortishi bilan ortib boradi. Adibatik jarayonda $dQ = 0$ va $dA = 0$

$$dQ = (U_2 - U_1) + dA \quad \text{dan} \quad U_1 = U_2$$

Shunday qilib ish bajarilmasa adiabatic 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 adibatik kengayishda soviydi. Adibatik 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?

Ma'ruza № 15

QATTIQ JISMNING KRISTALL HOLATI

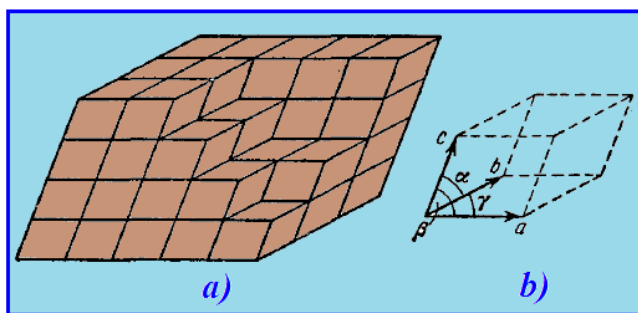
Reja:

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



1-rasm. Kristallni tashkil qiluvchi elementar kristall katakchalar (a) va ushbu katakchani ta'svirlovchi paralelepiped.

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.

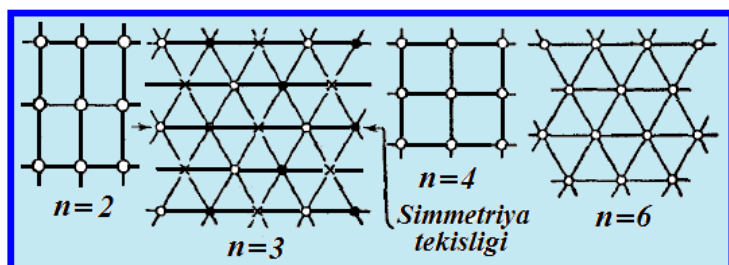
Kristallarning anizotropligi va geometrik shaklining to'g'riligi odatda ushbu xossasidan kuzatilmaydi. Kristall jismlar odatda polikristall turida ham uchraydi, ya'ni ko'pmiqdorda o'zaro qorishmalarning yig'indisiga ega tartibsiz orientatsiyalangan mayda kristalchalar. Polikristallda anizotropiya polikristallni 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 katakchanning 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 parallelepipeddan iborat. Ushbu parallelepiped 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 siljiganda o'zaro mos keishi. Bazibir o'q atrofida aylanishiga, shuning dek 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.

tashqari, faqat 2 -, 3 -, 4 - va 6 - tartibli simmetriya o'qlarini ko'rsatish mumkin. Ushbu simmetriya o'qlariga ega strukturalar misol tariqasida 2 - rasmda keltirilgan (oq aylana va qora aylana hamda krestiklar bilan har xil turdagi atomlar belgilangan).

Agarda panjara bazibir o'q atrofida $2\pi/n$ burchakka burilganda o'zaro ustma-ust tushsa, unda ushbu o'q n - tartibli simmetriya o'qi deb ataladi. 1 - tartibli o'qdan

Tekislikdan ko'zgusimon (зеркальное отражение) qaytishda panjara o'z-o'ziga mos bo'lib simmetriya tekisligi deb ataladi.

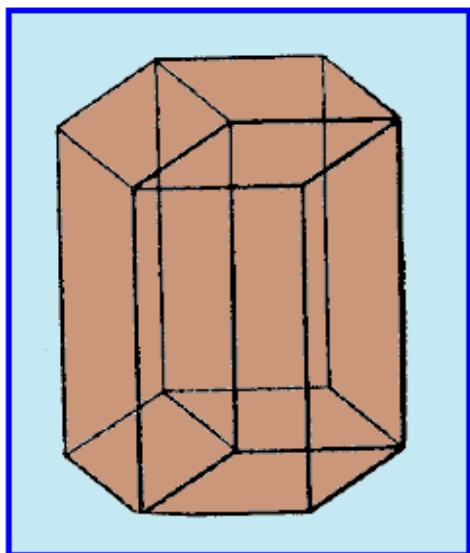
Simmetriyaning har xil turlari kristall panjaraning simmetriya elementlari deb ataladi. O'q va tekisliklardan boshqari simmetriya kuzatilishining boshqada elementlari bo'lishi mumkin. Lekin simmetriya elementlarining hammasi ham simmetriyani hosil qilmaydi. Rus olimi E.S. Fyodorov takidlaganidek fazoviy 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.

Kristallofrafik 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.



**3-rasm. To'g'ri burchakli
olti qirrali prizma.**

asosida parallelogramm yotadi.

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

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.

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.

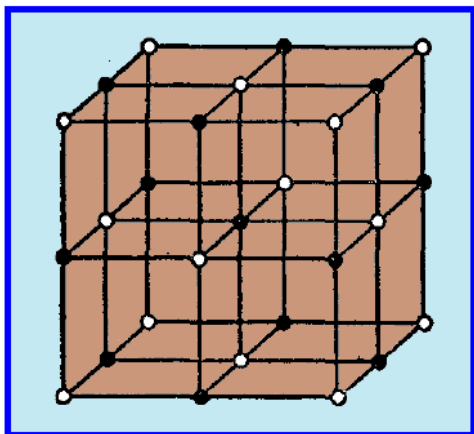
Geksogonal sistema: Qirralar va ular orasidagi burchaklar $a = b \neq c; \alpha = \beta = 90^\circ, \gamma = 120^\circ$ ushbu shartni qanoatlandiradi. Agarda 3 – rasmda ko'rsatilgandek uchta elementar katakchani birgalikda hosil qilsak, unda to'g'ri burchakli oltita qirraga ega prizma hosil bo'ladi.

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 difraksiyasi 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

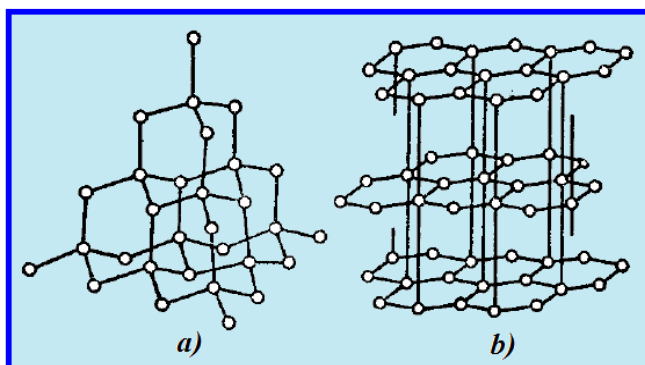


4-rasm. Tosh tuzining kristall panjarasi.

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.

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 atom bilan bog'lanishni ta'minlaganligi sababli ulardagi bog'lanishlar soni berilgan atomning valentligiga teng holda qatnashishi mumkin.



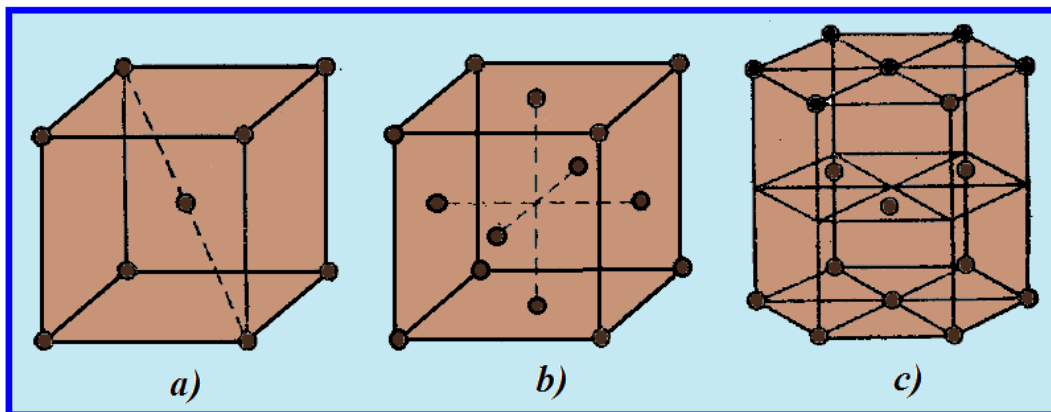
5-rasm. Olmos (a) va grafitning (b) kristall panjarasi.

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. Oxirgisi $c/a = \sqrt{8/3}$ bo'lgan geksogonal panjaradan iborat.



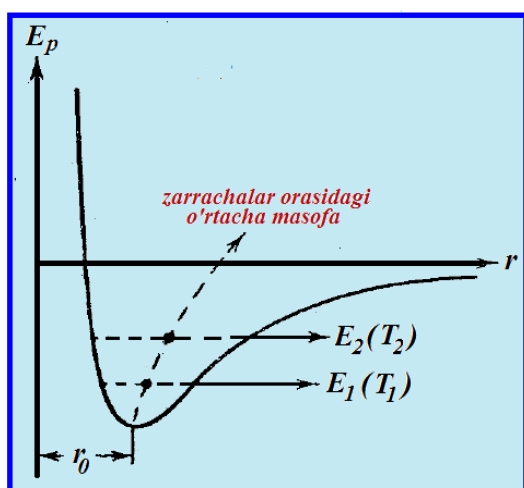
6-rasm. hajmiy markazlashgan kub (a), yoqlari markazlashgan kub (b) va to'liq geksogonal (c) panjara ega metallar.

4. Molekulyar kristallar. Kristall panjaraning tugunlarida belgili ko'rinishda orientatsiyalangan molekulalar joylashadi. Kristalldagi molekulalar orasidagi bog'lanish kuchi, gazning ideal holatidan chetlashishiga olib keluvchi molekulalar 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

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



7-rasm. Kristalldagi zarrachalar orasidagi o'zaro ta'sirning oraliqqa bog'liq potensial egri chiziqlari.

nisbatan simmetriyaga ega emas. Shu sababli muzovnat holati atrofida 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:

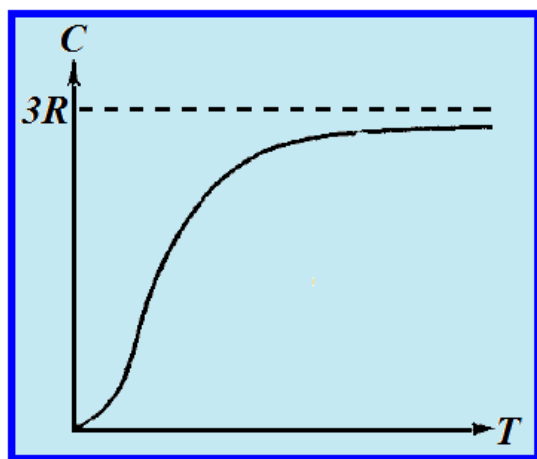
$$U_{KM} = N_A 3kT = 3RT.$$

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.

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



8-rasm. Kristallarning issiqlik sig'imi-ning haroratga bog'liqlik grafiqi.

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'implari 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 kristalda 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?

Ma'ruza № 16

MODDANING SUYIQ HOLATI

Reja:

1. Moddaning suyuq holatining xossalari.
2. Suyuqliklarning sirt qatlami. Sirt qatlam energiyasi. Sirt tarnaglik.
3. Suyuqlikning egri sirti ostidagi bosim.
4. Suyuqlik va qattiq jism chegarasidagi hodisalar. Ho'llash.
5. Kapilyar hodisalar.

Moddaning suyuq holatining xossalari.

Suyuq 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 molekulalarning tartibsizligidir. Qilingan rentgenografik tadqiqot ishlariga binoan suyuqliklar molekulalarning joylashishi bo'yicha ham moddaning kristall va gaz holatlari orasidagi holatni egallar ekan. Suyuqlik molekulalari yaqin tartib bilan joylashadi. Bu degani, o'ziga qo'shni molekulaga nisbatan tartibli joylashishi demakdir. Lekin ushbu

molekulalardan uzoqlashishi bilan molekulalarning unga nisbatan joylashishi ozgina tartiblilikka ega bo'ladi va undan uzoqroqda joylashgan molekulalarda esa joylashish tartibi yo'qoladi. Kristallarda zarrachalarning boshqa zarrachalarga nisbatan joylashishi tartibli bo'lib – zarrachalarning uzoq tartibli joylashishi yuz beradi. Suyuqliklarda molekulalarning yaqin tartib bilan joylashishining mavjudligi sababli suyuqliklarning strukturasiga kvazi kristall yoki kristallga o'xshash deb ataladi.

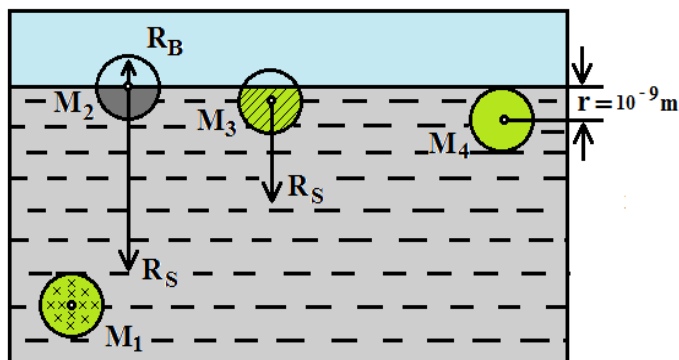
Suyuqliklarda molekulalar joylashishining uzoq tartibi bo'lmaganligi uchun (suyuq kristallardan tashqari), molekulalarning to'g'ri tartib bilan joylashishida kristallarga xos anizotropiyaga ega emas. Suyuqliklarda molekulalar uzoqlashishi bilan bazi bir hajm chegarasida birday orientatsiyalangan molekulalarni kuzatamiz bu optik anizotropiya va bazi bir boshqa xossalari bilan bog'liq. Bunday suyuqliklar suyuq kristallar nomini olgan. Ularda faqat o'zaro yaqin joylashgan molekulalar tartibli joylashgan. Lekin molekulalarining joylashishi bo'yicha suyuqliklar kabi uzoq tartibga ega emas.

Suyuqliklar o'zining xossasining murakkabligi bilan ham oraliq holatni egallaydi. Shuning uchun uning nazariyasi kristallarning nazariyasiga nisbatan ozgina rivojlanib, asosan gazlarga nisbatan ancha yaxshi rivojlangan. Hozirgacha suyuqliklar nazariyasi oxirigacha etkazilmagan. Suyuqliklar holati nazariyasining bir qator muommalarini 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 molekulalar 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 atrofidagi 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 molekulalarning 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 molekulalari kabi yaqin tartib bilan joylashadi.

Suyuqliklarning sirt qatlami. Sirt qatlam energiyasi. Sirt tarnaglik.

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



1-rasm. Suyuqlik ichidagi molekulalarga boshqa molekulalar tomonidan ta'sir qilishi.

M_1 ni fikran ajratib uning atrofida molekulalarning ta'sir sferasini tasvirlaylik. Unda bu sferaning ichida ko'p sondagi molekulalarning markazi bo'ladi, chunki suyuqlik molekulari orasidagi oraliq ancha kichkina. Molekulalar xaotik taqsimlanganligi sababli M_1 molekulaga molekulalar tomonidan teng ta'sir etuvchi kuchlar

o'rtacha nolga teng bo'ladi. Faqat molekulalarning 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 molekulalar ta'sir sferasining pastki qismida suv joylashib, ustki qismida esa bu suyuqlikning bug'i va havo bo'ladi. Demak, sferaning pastki qismidagi molekulalarning soni tepa qismagiga nisbatan ancha ko'p bo'lar ekan. Bu sferaning pastki qismidagi molekulalarning vujudga keltirgan M_2 molekulaga ta'sir qilayotgan teng ta'sir etuvchisi R_s ning, sferaning tepa qismidagi molekulalarning 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 molekulalar uchun bayon qilinganlarning hammasi o'rinlidir. Unda shu aniqki sirt qatlamdagi molekulalar 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^{-9} 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 tomin 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 molekulalarning sirdan suyuqlik ichiga tortilishi sababli tushuntiriladi. Suyuqlikning erkin sirtining maydonini oshirish uchun suyuqlik ichida joylashgan molekulalarning 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:

$$\Delta P = \gamma \Delta S. \quad (16.1)$$

Suyuqlikning erkin sirtining maydoni ΔS ga kamayganda molekulyar kuchlar tomonidan bajarilgan ish ΔP ga teng bo'lganligi uchun (16.1) ifodani quyidagicha yozamiz:

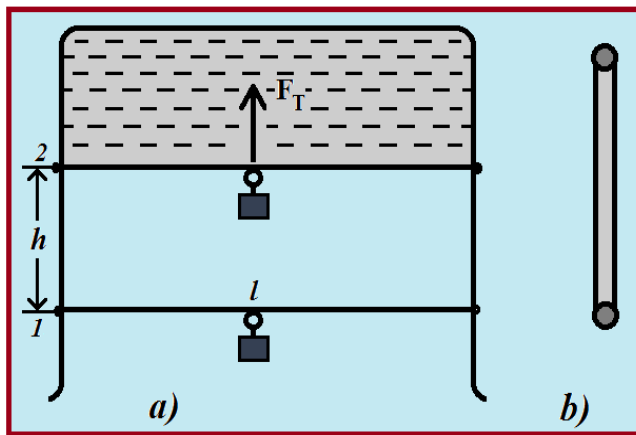
$$A = \gamma \Delta S. \quad (16.2)$$

Molekulyar kuchlarning ishi suyuqlikning turiga va tashqi sharoitlarga, ya'ni suyuqlikning joylashgan sirtiga bog'liq bo'lishi kerak. Bu bog'liqlik γ proporsionallik koeffitsienti bilan ifodalanadi. Suyuqlikning erkin sirtining ortiqcha potensial energiyasining suyuqlikning turiga va u joylashgan tashqi sharoitlarga bog'likligini sifatlovchi kattalik γ sirt taranglik koeffitsienti deb ataladi. Sirt taranglik koeffitsienti γ suyuqlik erkin sirtining maydoni bir birlikka kamayganda molekulyar kuchlari tomonidan bajarilayotgan ish bilan o'lchanadi.

$$y = \frac{A}{\Delta S}. \quad (16.3)$$

y sirt taranglik koeffitsientining o'lcham birligi $y = 1 \text{ J/m}^2$.

Sirt tarnaglik. 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.



2 - rasm. a) molekular kuchning l uzunlikdagi simni 1 holatdan 2 holatga siljitib suyuqlikning erkin sirtini kamaytirishi, b) plenkaning ko'ndalang kesimi.

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:

$$2F_T h = y \cdot 2hl$$

yoki

$$F_T = yl. \quad (16.4)$$

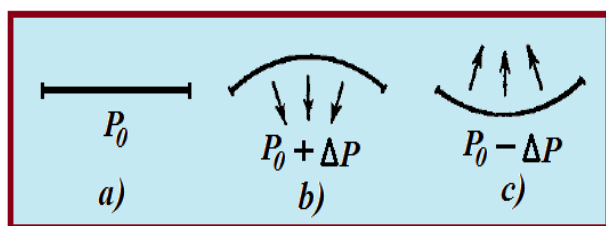
Suyuqlikning erkin sirtining maydonini qisqartiruvchi F_T kuchi, tekislikning ushbu sirtiga urunma ravishda ta'sir qiladi va suyuqlik molekulalarining o'zaro ta'siriga bog'liq bo'ladi. Biz bu kuchni sirt taranglik kuchi deb ataymiz. Sirt taranglik kuchi suyuqlik sirtida ajratib olinganistalgan tuyuq 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.

$$y = \frac{F_T}{l}, \quad (16.5)$$

Sirt taranglik koefitsienti, suyuqlikning erkin sirtining bazi bir qismini ajratuvchi chiziqlarning birlik uzunligiga ta'sir qiluvchi sirt taranglik kuchiga son jihtdan teng.

Suyuqlikning egri sirti ostidagi bosim.

Ba'zi bir tekis konturga tegip turgan suyuqlik sirtini qarashtirazlik (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 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 koefitsienti γ 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 $F_T = \gamma l = 2pR \cdot \gamma$ kuchi bilan tortadi (4 – rasm). Bu kuch ikkita yarim sharni



3-rasm. a) suyuqlik sirti tekis, b) qavariq va c) botiq bo'lgandagi suyuqlik sirti tagidagi vujudga kelgan bosimlar.

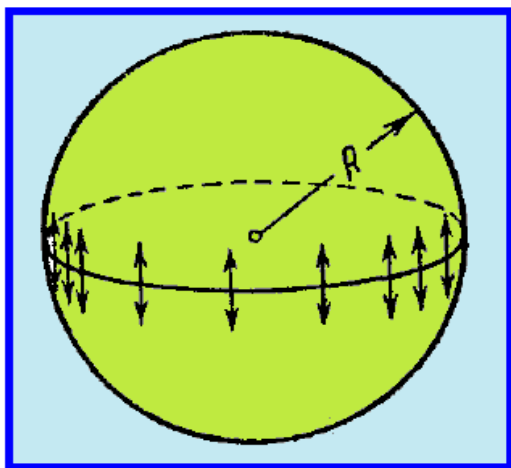
$S = pR^2$ sirt bo'ylab bir-biriga siqadi va qo'shimcha bosimni vujudga keltiradi.

$$\Delta P = \frac{F_T}{S} = \frac{2pR \cdot \gamma}{pR^2} = \frac{2\gamma}{R}. \quad (16.6)$$

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. Qarashtirilyotgan 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.



4-rasm. Suyuqlikning R radiusli sferik tomchisi.

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:

$$\Delta P = 2Hy. \quad (16.8)$$

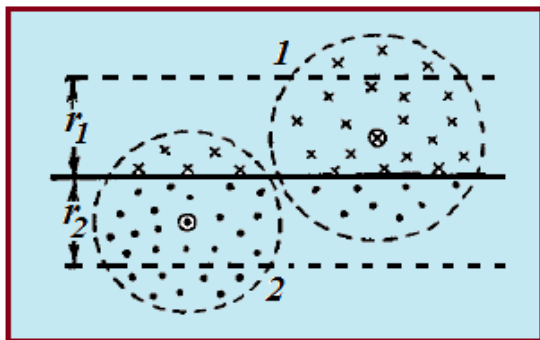
Laplas ko'rsatganidek, (16.8) formula istalgan shakldagi sirt uchun o'rinlidir, agar H ni qo'shimcha bosim aniqlanadigan nuqtadagi sirtning o'rtacha egriligi deb tushunilsa. (16.8) ifodaga (16.7) ifodani qo'yib ixtiyoriy sirt tagidagi qo'shimcha bosim uchun quyidagi formulani olamiz:

$$\Delta P = y \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right). \quad (16.9)$$

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.

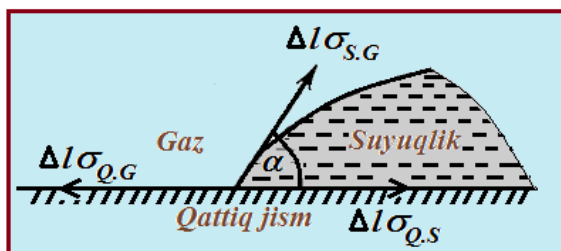
Yuqorida aytilganidek ayrim hollarda sirt qatlamda joylashgan molekulalar



5-rasm. Ikkita bir-biri bilan chegaralashgan moddalarning molekulalari.

qattiq jismga 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 xossalariga bog'liq bo'lmasdan, balki chegaradosh moddaning xossasiga ham bog'lishini nazarda tutish kerak. Ikkita 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:



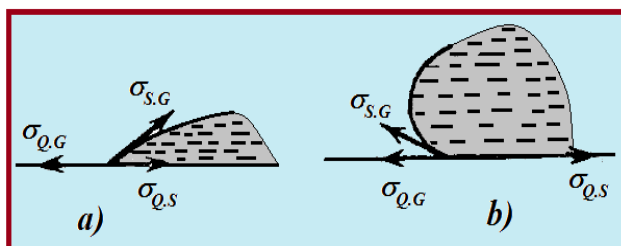
6-rasm. Qattiq jism, gaz va suyuqlikning bir-biri bilan chegaralanishi.

$$\Delta l y_{Q.G} = \Delta l y_{Q.S} + \Delta l y_{S.G} \cos \alpha, \quad (16.10)$$

be yerda $y_{Q.G}$, $y_{Q.S}$ va $y_{S.G}$ lar mos qattiq jism – gaz, qattiq jism – suyuqlik va suyuqlik – gazlarning ajralish chegarasidagi sirt taranglik koefitsientlari. 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:

$$\cos \alpha = \frac{y_{Q.G} - y_{Q.S}}{y_{S.G}}. \quad (16.11)$$



7-rasm. Qattiq jism, suyuqlik va gazning bir-biri bilan chegarasidagi sirt tarangliklari.

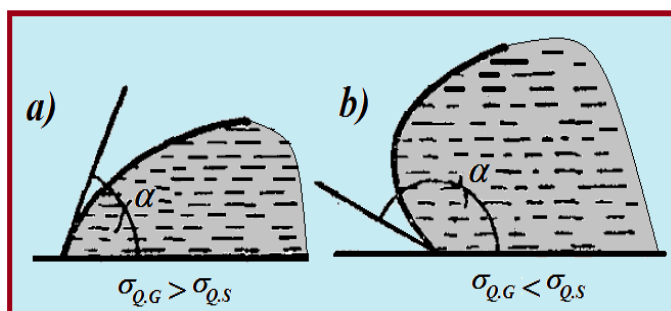
Chegaraviy burchak faqat quyidagi shart bajarilganda (16.11) ifodadan topiladi:

$$\frac{|y_{Q.G} - y_{Q.S}|}{y_{S.G}} \leq 1. \quad (16.12)$$

Agar (16.12) tenglik bajarilmasa, ya'ni $|y_{q.g} - y_{q.s}| > y_{s.g}$ bo'lsa α ning har qanday qiymatida ham muvazanat bajarilmaydi. Bu quyidagi ikkita shartlarda yuz beradi.

1) $y_{q.g} > y_{q.s} + y_{s.g}$. α burchak kichik bo'lsa ham $y_{q.g}$ 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.

$y_{q.s} > y_{q.g} + y_{s.g}$. α burchak P ga yaqin bo'lsa ham $y_{q.s}$ 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 P ga teng bo'ladi. (16.12) tenglik bajarilganda chegaraviy burchak α , $y_{q.s}$ va $y_{q.g}$ kattaliklarning nisbatiga bog'liq o'tkir yoki o'tmas bo'lishi

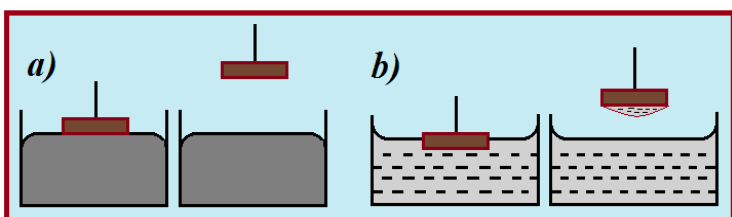


8-rasm. Suyuqlikning qattiq jism sirtini (a) ho'llashi va (b) ho'llamasligi.

mumkin. Agar $y_{q.g} > y_{q.s}$ bo'lsa, unda $\cos \alpha > 0$ va α burchak o'tkir bo'ladi (8, a - rasm). Bu holda qisman ho'llaydi. Agar $y_{q.g} < y_{q.s}$ 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. 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 molekulalari orasidagi tortishish kuchi simob molekulalari 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

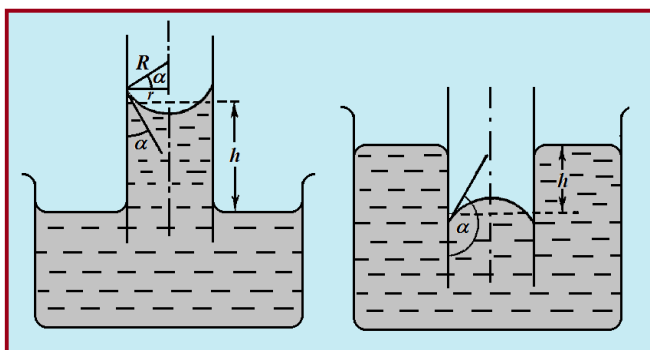
shisha plastinka va suv molekulalari orasidagi tortishish kuchi suv molekulalari orasidagi tortishish kuchidan katta bo'lar ekan. Birinchi holda biz suyuqlikni qattiq jismning sirtini



9-rasm. Shisha plastinkaning (a) simobga va (b) suvga botirilishi.

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.

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 egrilangan 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 $\rho g h$ kapilyar bosim ΔP ga tenglashguncha kapilyardagi suyuqlikning sathi ko'tariladi. Bunda kapilyardagi va idishdagi suyuqlik sathlarining farqi h ga teng bo'ladi.

$$\rho g h = \frac{2\gamma}{R}. \quad (16.13)$$

Bu formulada γ – 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:

$$h = \frac{2\sigma \cos\alpha}{\rho g r}. \quad (16.14)$$

(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

Moddaning suyuq holatining tuzulishi qanday?

Moddaning suyuq holatini uning boshqa agregat hollaridan qanday xossalari bilan farq qiladi?

Suyuqliklarda sirt qatlam qanday hosil bo'ladi?

Sirt taranglik deganimiz nima?

Sirt taranglik energiyasi qanday hisoblanadi?

Sirt taranglik kuchi deb nimaga aytiladi va uning o'lcham birligi qanday?

Suyuqlikning egri sirti tagidagi bosimlar bir-biriga teng bo'ladimi?

Laplas formulasi qanday va uni keltirib chiqaring.

Qanday shart bajarilganda suyuqlik qattiq jism sirtini ho'llaydi?

Qanday shart bajarilganda suyuqlik qattiq jism sirtini ho'llamaydi?

Ma'ruza № 17
VAKUUMDAGI ELEKTR MAYDONI. ELEKTR ZARYADI VA UNING
SAQLANISH QONUNI

Reja:

Elektr zaryadi. Elektr zaryadining saqlanish qonuni.
Kulon qonuni.
Elektr maydoni. Elektr maydon kuchlanganligi.
Elektr induksiya vektori kuch chiziqlari va oqimi.
Elektrostatik maydon uchun superpozitsiya printsipli. Dipol maydoni.
Ostrogradskiy – Gauss teoremasi.
Elektr maydonida zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish.
Maydon potentsiali. Zaryadning potentsial energiyasi.

Elektrodinamika – elektr zaryadlari orasidagi o'zaro ta'sirni amalga oshiruvchi elektromagnit maydon qonunlari haqidagi bo'limdir.

Eng sodda elektr va magnit hodisalari juda qadim zamonlardanoq 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 ($e = 1,6 \cdot 10^{-19} C$) ga karrali ekanligini aniqladi. Boshqacha aytganda istalgan jismning zaryadi $Q = \pm Ne$, (N-butun son) bo'lmog'i kerak. Elektron ($m_e = 9.11 \cdot 10^{-31} kg$) va proton ($m_p = 1.67 \cdot 10^{-27} kg$) 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 jismni 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.

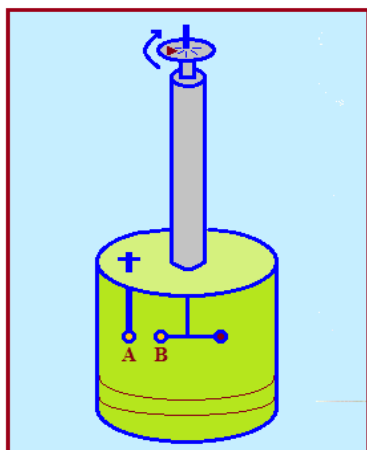
Yopiq sistema deb tashqi jismlar bilan zaryad almashmaydigan sistemaga aytiladi.

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 jismini nuqtaviy zaryadlarning to'plami deb qarash mumkin.

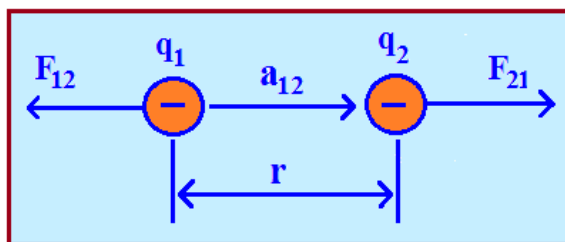


1 - rasm. Kulon qonunini tekshirish uchun buralma tarozi.

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 proportsional va ular orasidagi masofaning kvadratiga teskari proportsionaldir.

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 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):



2 - rasm. Qo'zg'almas nuqtaviy zaryadga ta'sir etuvchi kuch.

$$\vec{F}_{12} = -k \frac{q_1 q_2}{r^2} \cdot \vec{a}_{12}, \quad (17.2)$$

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:

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_1 q_2}{r^2}$$

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

$$\frac{1 \text{ C} \cdot 1 \text{ C}}{4\pi\epsilon_0 \cdot 1 \text{ m}^2} = 9 \cdot 10^9 \text{ N}$$

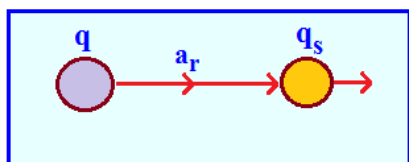
Bundan,

$$\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \left(\frac{F}{m} \right) = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{F}{m} \left(\frac{C^2}{N \cdot m^2} \right)$$

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):

$$\vec{F} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \cdot \vec{a}_r \right) \cdot q_s, \quad (17.6)$$

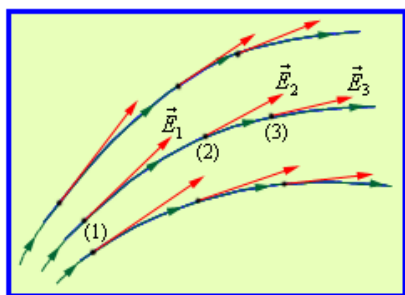
$\vec{a}_r$ – birlik vektor. Demak, bu kuch q_s – sinovchi va elektr maydonini hosil qiluvchi q – zaryadlar miqdoriga bog'liqdir.

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:

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \cdot \vec{a}_r, \quad (17.8)$$



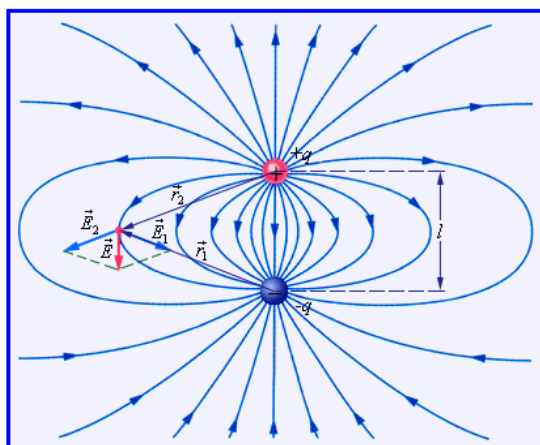
4 - rasm. Elektr maydon kuchlanganligi chiziqlari.

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:

$$\vec{E} = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i,$$



5 - rasm. Manfiy va musbat nuqtaviy zaryadlarning elektr maydon kuch chiziqlari.

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).

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

$$\vec{D} = \frac{\epsilon \epsilon_0}{4\pi \epsilon_0} \frac{q}{r^3} \vec{r} = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^3} \vec{r}, \quad (17.11)$$

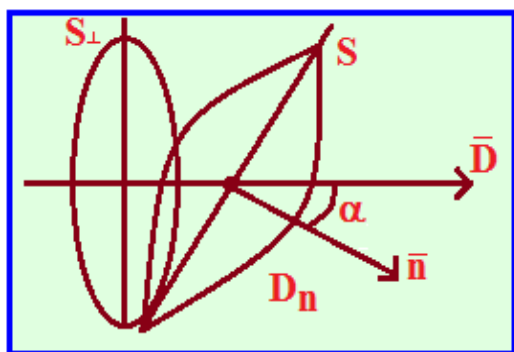
bu yerda $\epsilon \epsilon_0$ — vakuum bilan dielektrikning elektr singdiruvchanliklaridan qutilganimiz uchun, elektr induksiya vektori $\vec{D}$ ning uzluksizligi ta'minlanadi. shu sababli, elektr kuch chiziqlari bir muhitdan ikkinchi muhitga o'tishda uzluksizligi ta'minlanganligi uchun (17.10) - ifodani 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

differentzial 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 printsipi deyiladi. Zaryadlar sistemasi hosil qiladigan maydon kuchlanganligi $\vec{E}$, shu nuqtada har bir zaryad alohida hosil qiladigan maydonlar kuchlanganliklarining geometrik yig'indisiga teng. superpozitsiya printsipi istalgan harakatsiz zaryadlar sistemasining elektrostatik maydonini hisoblashga imkon beradi.

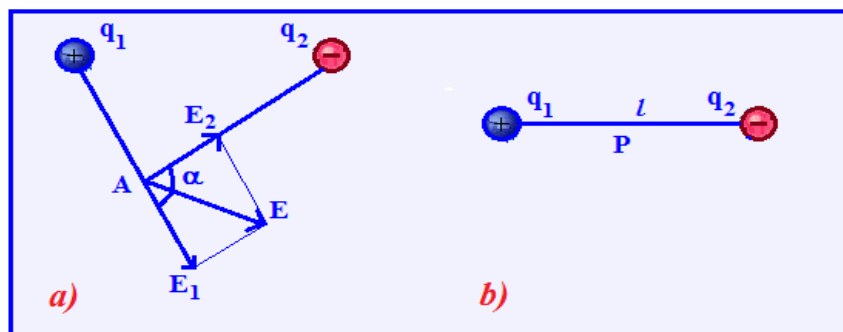
Eng sodda hol ikkita zaryad hosil qilgan maydonning A nuqtadagi kuchlanganligini aniqlashdir. superpozitsiya printsipiga asosan

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2, \quad (17.17)$$

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 zaryaddan musbat 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.

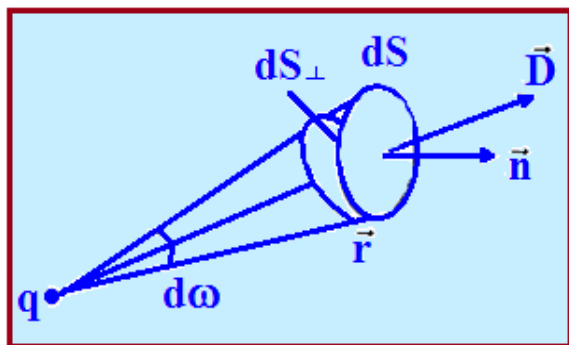
Faraz qilaylik, q zaryad ixtiyoriy yopiq S sirt ichida joylashgan bo'lsin (17 - rasm). Elektr induksiya vektorining ifodasiga ko'ra:

$$\vec{D} = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^3} \vec{r}$$

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 $dS_{\perp}$ sirlari 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 $dS_{\perp}/r^2 = d\varphi$ – elementar fazoviy burchakka teng bo'lgani uchun



8 - rasm. Yopiq sirtning fazoviy burchagiga to'g'ri keluvchi elektr induksiya vektori.

$$dN = \frac{1}{4\pi} q \cdot d\varphi, \quad (17.21)$$

ega bo'lamiz. Agar butun shar sirti bo'yicha integrallasak

$$N = \oint_s \frac{q}{4\pi} d\varphi = \frac{q}{4\pi} \cdot 4\pi = q. \quad (17.22)$$

Ostrogradskiy - Gauss teoremasining matematik ifodasiga ega bo'lamiz. Yopiq sirtidan 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 sirtidan 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.

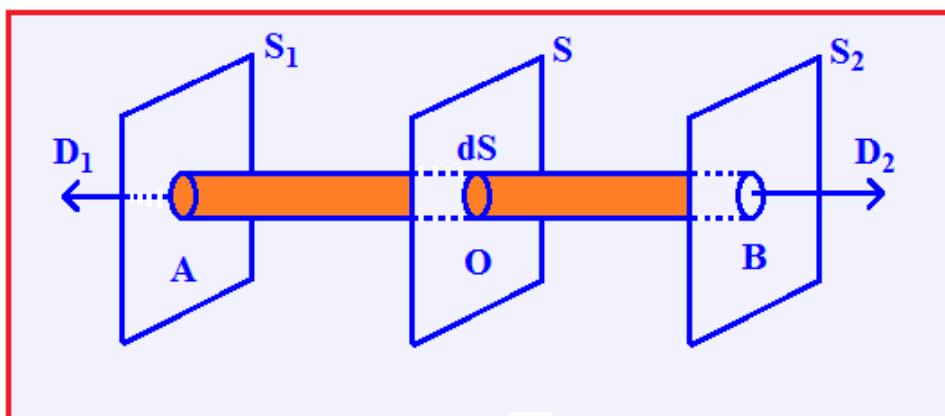
Zaryadning chiziqli zichligi deb, jismning uzunlik birligiga mos kelgan zaryadga miqdor jihatdan teng fizik kattalikka aytiladi, ya'ni

$$\phi = \frac{q}{l}, \quad (17.26)$$

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 γ - 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 sirlarga 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 induksiya oqimi N , shu yopiq sirt ichidagi zaryad $q = \gamma S$ ga tengdir:

$$N = \oint_S D dS = q = \gamma S, \quad (17.28)$$

$$\gamma S = 2DS, \quad D = \frac{\gamma}{2}, \quad (8.29)$$

$$E = \frac{D}{\epsilon \epsilon_0} = \frac{\gamma}{2\epsilon \epsilon_0}, \quad (17.30)$$

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.

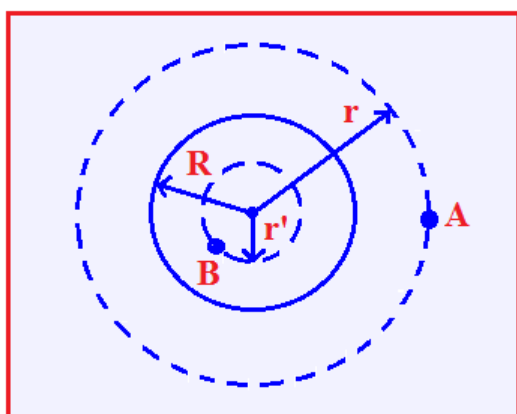
A nuqtani olaylik. sharning zaryadi hajmiy zaryad bilan quyidagicha bog'langan

$$q = cV = c \cdot \frac{4}{3}\pi R^3, \quad (17.31)$$

Maydon induksiya va maydon kuchlanganligi quyidagiga teng bo'ladi

$$D = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{q}{r^2}, \quad D = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{c}{r^2} \cdot \frac{4}{3}\pi R^3 = \frac{c}{3} \cdot \frac{R^3}{r^2}, \quad (17.32)$$

$$E = \frac{D}{\epsilon \epsilon_0} = \frac{1}{4\pi \epsilon \epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2}, \quad E = \frac{D}{\epsilon \epsilon_0} = \frac{c}{3\epsilon \epsilon_0} \cdot \frac{R^3}{r^2},$$



10 - rasm. Bir tekis hajmiy zaryadlangan shar maydoni.

B nuqtaga nisbatan maydon induksiya va kuchlanganligi quyidagiga teng bo'ladi. Ichki sfera zaryadi q' ga teng bo'lsa

$$q' = c \cdot V' = c \cdot \frac{4}{3}\pi r'^3$$

$$c = \frac{q}{\frac{4}{3}\pi R^3}$$

$$q' = \frac{4}{3}\pi r'^3 \cdot \frac{q}{\frac{4}{3}\pi R^3} = q\left(\frac{r'}{R}\right)^3 \quad (17.34)$$

Demak, $S' = 4\pi r'^2$ ichki yopiq sirtidan chiqayotgan elektr induksiya 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 sharning ichki yopiq sirtidagi maydon kuchlanganligi

$$N' = \int_{S'} D' dS = q' = c \cdot \frac{4}{3}\pi r'^2 = q\left(\frac{r'}{R}\right)^3$$

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.

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

$$\vec{E} = \frac{q_0}{4\pi\epsilon_0 r^3} \cdot \vec{r}$$

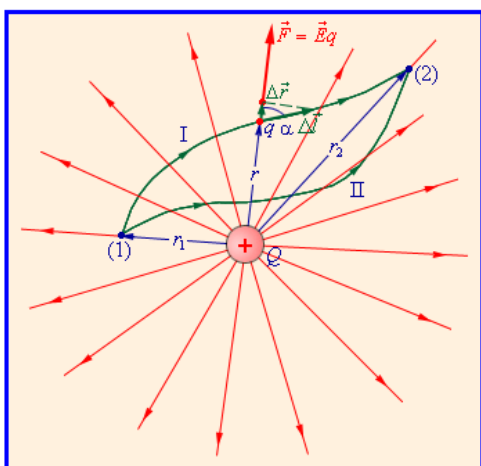
elektr maydonini hosil qilgan, deb hisoblaymiz. shu maydonda boshqa nuqtaviy q zaryad harakat qilayotgan va 1 - nuqtadan 2 - nuqtaga ko'chgan bo'lsin (11 - rasm).

Elektr maydoni kuchi ta'sirida bajarilgan ish quyidagi integral bilan ifodalanadi

$$A_{12} = \int_{12} q\vec{E} d\vec{r} = q \cdot \frac{q_0}{4\pi\epsilon_0} \int_{12} \frac{\vec{r} d\vec{r}}{r^3}$$

$$A_{12} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right), \quad (17.35)$$

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.



11 - rasm. q sinov zaryadining q_0 zaryad maydonida I va II traektoriyalar bo'ylab ko'chirilishi.

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:

$$A_{12} = A_{I2} = A_{II2}. \quad (17.36)$$

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:

$$A = \sum_{i=1}^n \frac{q_i q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_{i1}} - \frac{1}{r_{i2}} \right), \quad (17.37)$$

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.

$$A_0 = \oint_L dA = \frac{q_0 q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$$

shuning uchun

$$\oint_L \vec{E} d\vec{l} = 0, \quad (17.39)$$

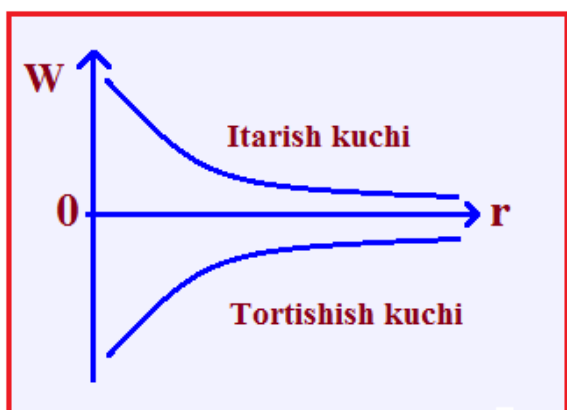
Maydon kuchlanganligi vektorining yopiq kontur bo'yicha tsirkulyatsiyasi nolga teng bo'lgan maydon potentsial maydon deb ataladi.

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:

$$A_{12} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r_1} - \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r_2} = W_1 - W_2, \quad (17.40)$$

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).



12 - rasm. O'zaro ta'sir tortishish va itarish kuchlarining zaryadlar orasidagi masofaga bog'liqligi.

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:

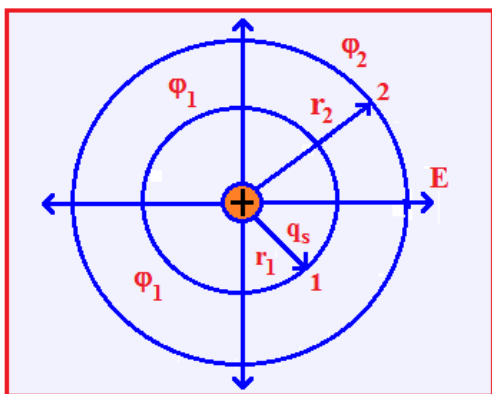
$$W = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{qq_0}{r}, \quad (17.42)$$

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:

$$\omega = \frac{W}{q} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_0}{r}$$

Shunday qilib, nuqtaviy zaryad hosil qilgan elektrostatik maydonning biror nuqtasidagi potentsiali zaryad miqdoriga to'g'ri va masofaga teskari proportsionaldir.



13 - rasm. q zaryaddan r_1 va r_2 masofalardagi potentsiali.

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.

$$\omega_1 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r_1}. \quad (8.43)$$

Chunki o'zaro ta'sir potentsial energiyasi $P_1 = qq_0/4\pi\epsilon_0 r_1$ va $\omega_1 = P_1/q_0$ ga teng. (17.43) ifodaga nuqtaviy zaryadning potentsiali deyiladi. Agar zaryad muhitda joylashgan bo'lsa,

$$\omega_1 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r_1} \quad \text{yoki} \quad \omega_1 = k \frac{q}{er_1}$$

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 ω superpozitsiya tamoyiliga asosan har bir zaryad hosil qilgan potentsiallar $\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_n$ ning algebraik yig'indisiga teng, ya'n:

$$\omega = \sum_{i=1}^n \omega_i$$

bo'ladi. Agar $q_1, q_2, q_3, \dots, q_n$ zaryadlar nuqtaviy bo'lsa, unda potentsiallar yig'indisi muhitda quyidagicha bo'ladi:

$$\omega = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{q_1}{r_1} + \frac{q_2}{r_2} + \dots + \frac{q_n}{r_n} \right)$$

bunda $r_1, r_2, \dots, r_n$ lar $q_1, q_2, q_3, \dots, q_n$ zaryadlardan maydonning ko'rilayotgan 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'rniga qo'ysak,

$$A_{12} = -(\omega_2 q_s - \omega_1 q_s) = -q_s \Delta \omega$$

hosil bo'ladi. $\Delta \omega = \omega_2 - \omega_1 = -U$, chunki $\omega_2 < \omega_1$.

Elektr maydon kuchlanganligi potentsial bilan quyidagicha ifodalanadi:

$$E = -\frac{d\omega}{dr}, \quad (17.44)$$

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:

$$E = -grad\omega \quad \text{yoki} \quad \omega_1 - \omega_2 = \int_{r_1}^{r_2} E dr$$

Potentsiallari bir xil bo'lgan nuqtalarning geometrik o'rniga *ekvipotentsial sirtlar* deyiladi. Ekvipotentsial sirt uchun: $\omega = const$.

Nazorat savollari

8. Elektrodinamika bo'limi nima haqida?
9. Elektrlangan tushunchasi kim tomonidan va nima asosda fanga kiritilgan?
10. Qanday elektr zaryadlari mavjud?
11. Elektr zaryadi diskret deganda nimani tushunasiz?
12. Gravitatsion ta'sir kuchlimi yoki elektromagnit?
13. Elektr zaryadining saqlanish qonuni qanday?
14. Kulon qonuni nima haqida?
15. Zaryadlar orasidagi itarish kuchi qanday xarakterga ega?
16. Elektr maydon kuch chiziqlari qaysi ishorali zaryaddan boshlanadi va qaysi ishorali zaryadda tugaydi?
17. Elektr maydon kuchlanganligi deb nimaga aytiladi?
18. Dipol momentining o'lcham birligi qanday?
19. Ostragradskis – Gauss teoremasi nima uchun qo'llaniladi?

Ma'ruza № 18

ELEKTR SIG'IMI. KONDENSATORLAR

Reja:

Yakkalangan o'tkazgichning elektr sig'imi.

Sharchaning elektr sig'imi.

Kondensatorlar. Yassi, sferik hamda silindrik kondensatorlar sig'implari.

Kondensatorlarni parallel va ketma – ket ulash.

Zaryadlangan kondensator energiyasi.

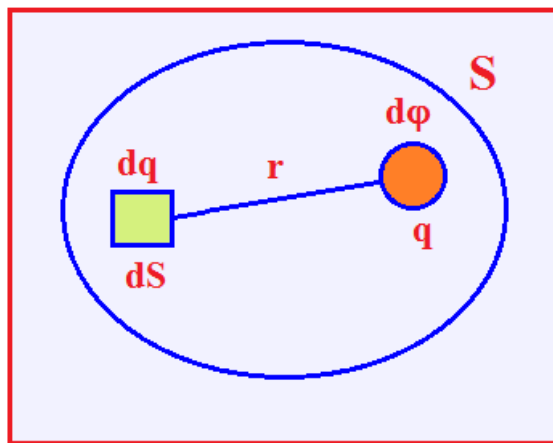
Elektrostatik maydon energiyasi.

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.

$$d\omega = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{kqdS}{er} \quad (18.3)$$

Bu sirtni, $dq = ydS$ 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.

$$d\omega = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{dq}{er} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{ydS}{er}, \quad (18.2)$$

yoki

Bu ifoda butun sirt bo'yicha integrallansa, zaryadlangan o'tkazgich sirtining potentsiali ifodasiga ega bo'lamiz:

$$\omega = \oint_S \frac{kqdS}{4\pi\epsilon_0 e} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 e} \oint_S \frac{k dS}{r}, \quad (18.4)$$

O'tkazgichning potentsiali q zaryadga proportsional bo'ladi. shu zaryadning potentsialga nisbati o'zgarimas kattalikdir, u o'tkazgichning zaryad to'plash xususiyatini belgilaydi va o'tkazgichning elektr sig'imi deb ataladi.

$$C = \frac{q}{\omega} = \frac{4\pi\epsilon_0 e}{\oint_S \frac{k dS}{r}} \quad (18.5)$$

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.

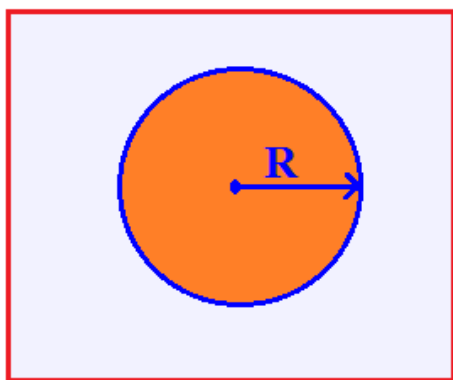
R radiusli yakkalangan shar q - zaryadga ega bo'lsa (2 - rasm), uning sirtidagi potentsiali quyidagiga teng bo'ladi:

$$\omega = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R}$$

bu yerda

$$C = \frac{q}{\omega} = \frac{4\pi\epsilon_0 q R}{q} = 4\pi\epsilon_0 R. \quad (18.6)$$

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:

$$1 \text{ mikrofarada } (\mu F) = 10^{-6} F$$

$$1 \text{ nanofarada } (nF) = 10^{-9} F$$

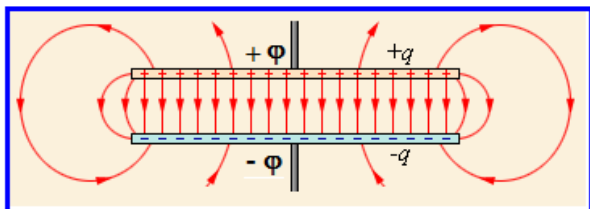
$$1 \text{ pikofarada } (pF) = 10^{-12} F$$

Kondensatorlar. Yassi, sferik hamda silindrik kondensatorlar sig'implari.

Elektr sig'imining ifodasi quyidagidan iborat bo'lgani uchun $C = q/\omega$, 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 kontsentrik sferadan iborat bo'lishi mumkin va ular shakliga binoan *yassi, silindrik yoki sferik kondensatorlar* deb ataladi.



3 - rasm. Yassi kondensator.

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 proporsionaldr.

$$C = \frac{q}{\omega_1 - \omega_2} \quad (18.8)$$

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:

$$\omega_1 - \omega_2 = \frac{yd}{\epsilon \epsilon_0}, \quad (18.9)$$

bu yerda $q = yS$, y – sirt zaryadi zichligi, S – qoplamalar yuzasi. Natijada, yassi kondensator sig'imi quyidagiga teng bo'ladi.

$$C = \frac{\epsilon \epsilon_0 q}{yd} = \frac{\epsilon \epsilon_0 \cdot yS}{yd} = \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{d}, \quad (18.10)$$

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 toppish 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 $y = q/S$ 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:

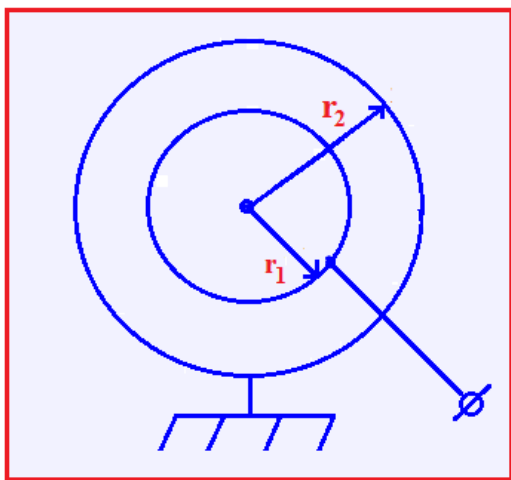
$$\omega_1 - \omega_2 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$$

bu yerda r_1 va r_2 ichki va tashqi sferik qoplamalar radiuslaridir. shuning uchun sig'im quyidagicha ifodalanadi:

$$C = \frac{q}{\omega_1 - \omega_2} = 4\pi\epsilon_0 \left(\frac{r_1 \cdot r_2}{r_2 - r_1} \right), \quad (18.11)$$

Agarda r_2 tashqi radius va r_1 ichki radiusdan juda katta ($r_2 \gg r_1$) bo'lsa, (18.11) - ifoda soddalashadi:

$$C = 4\pi\epsilon_0 r_1. \quad (18.12)$$



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:

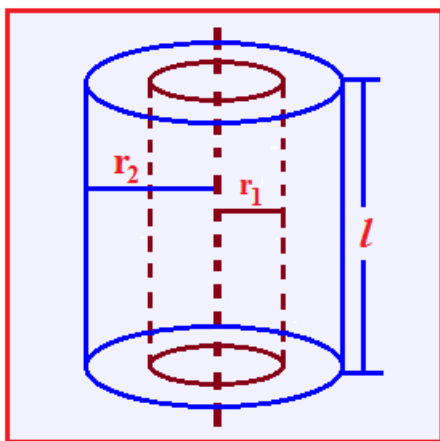
$$C = 4\pi\epsilon_0\epsilon \cdot \frac{r_1 \cdot r_2}{r_2 - r_1} \approx 4\pi\epsilon_0\epsilon \cdot \frac{r^2}{d} = \epsilon_0\epsilon \cdot \frac{S}{d}$$

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:

$$\omega_1 - \omega_2 = \frac{q}{2\pi\epsilon_0\epsilon l} \cdot \ln \frac{r_2}{r_1}, \quad (18.13)$$



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:

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon l}{\ln \frac{r_2}{r_1}}, \quad (18.14)$$

Boshqa tarafdin, (18.14) – ifoda metall sim izolyator qatlami bilan o'ralgan kabel sig'imini eslatadi.

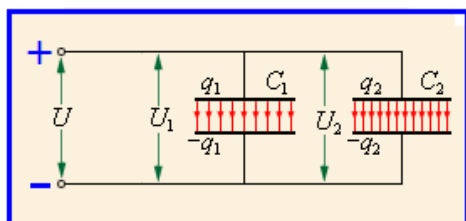
Qoplamalar orasidagi masofa d , silindrlar radiuslariga nisbatan juda kichik bo'lsa, bu holda silindrik kondensator sig'imi quyidagidan iborat bo'ladi:

$$C = \frac{\epsilon_0\epsilon S}{d}$$

Kondensatorlarni parallel va ketma – ket ulash.

sig'imni orttirish 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.

Parallel ulanganda kondensatorlarning bir xil ismli qoplamalari birga ulanadi (6-rasm). Bunda batareyaning umumiy zaryadi



6 - rasm. Kondensatorlarni parallel ulash.

$$q_{um} = q_1 + q_2$$

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

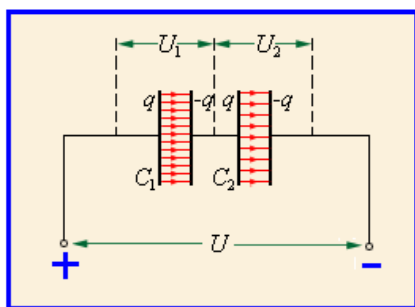
$$C_{um} = nC$$

bo'lar ekan.

Kondensatorlarni ketma-ket ulash.

Ketma-ket ulanganda kondensatorlarning turli ismli qopamlari 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 kuchla-nishlari 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 ω gacha ortadi. Demak potentsialning o'rtacha qiymati $\omega/2$ bo'ladi.

Demak q zaryadni cheksizlikdan ko'chirib kelishda bajarilgan ish, yoki bunda zaryadlangan yakkalangan o'tkazgich olgan potentsial energiya qo'yidagicha aniqlanadi.

$$W = A = \frac{q\omega}{2} = \frac{C\omega^2}{2} = \frac{q^2}{2C}$$

bu yerda $q = C\omega$ ligi e'tiborga olingan, S – o'tkazgichning sig'imi.

Zaryadlangan kondensator energiyasi.

Zaryadlangan o'tkazgich kabi zaryadlangan kondensator ham yuqoridagi ko'rinishdagi energiyaga ega

$$W = \frac{q\omega}{2} = \frac{C\omega^2}{2} = \frac{q^2}{2C}$$

bu erda q – kondensator zaryadi, S – uning sig'imi, ω – 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 ($C = \epsilon\epsilon_0 S/d$, $\omega = Ed$) 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.

$$\varphi = \frac{W}{V} = \frac{\epsilon\epsilon_0 E^2}{2} = \frac{ED}{2} = \frac{D^2}{2\epsilon\epsilon_0}$$

Bu yerda $D = \epsilon\epsilon_0 E$ – elektr siljish vektori.

Nazorat savollari

- Elektr sig'imi deb nimaga aytiladi?
- Sharning elektr sig'imi formulasi qanday?
- Yassi kondensatorning sig'imi kondensatorning qaysi parametrlariga bog'liq?
- Sferik va silindrik kondensatorlar sig'imini keltirib chiqaring.
- Kondensatorlarni parallel va ketma-ket ulaganda qaysi fizik kattaliklar o'zgarmaydi?
- Zaryadlangan kondensator energiyasi formulasi qanday?
- Elektrostatik maydon energiyasi bilan uning hajmiy zichligi orasida qanday bog'liqlik mavjud?
- Elektr siljish vektori kuchlanganlik bilan qanday bog'langanligini yozing.

Ma'ruza № 19

ELEKTR MAYDONIDAGI DIELEKTRIKLAR

Reja:

Elektr maydonidagi o'tkazgichlar. O'tkazgich ichidagi elektr maydoni.

Elektr maydonidagi dielektriklar. Dipol momenti.

Dielektriklarning qutblanishi. Qutblanish vektori.

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:

$$E = 0. \quad (19.1)$$

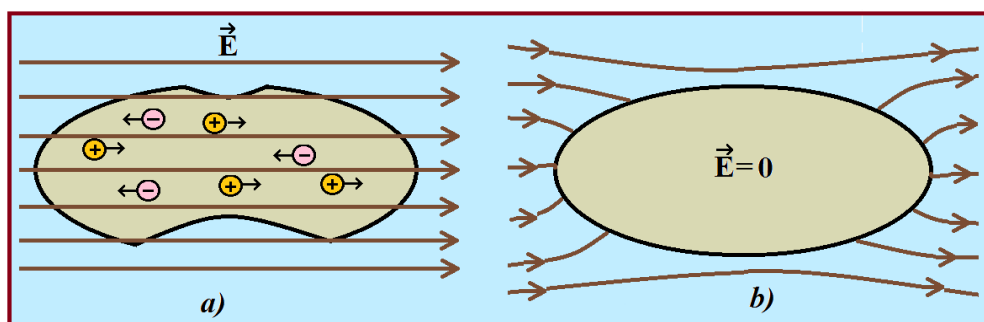
$E = -|\Delta\omega|/d$ dan o'tkazgichning ichki va tashqi sirtidagi hamma nuqtalardagi potentsiallar bir xil va

$$\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2 = 0 \quad (19.2)$$

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.

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 $\vec{E}_{qo'sh} = \vec{E}_0$.



1-rasm. (a) zaryadlanmagan o'tkazgichning tashqi elektr maydoniga joylashtirilishi va (b) uning tashqi elektr maydonni deformatsiyalashi.

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: $\omega_1 - \omega_2 = 0$ ya'ni $\omega_1 = \omega_2$.

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.

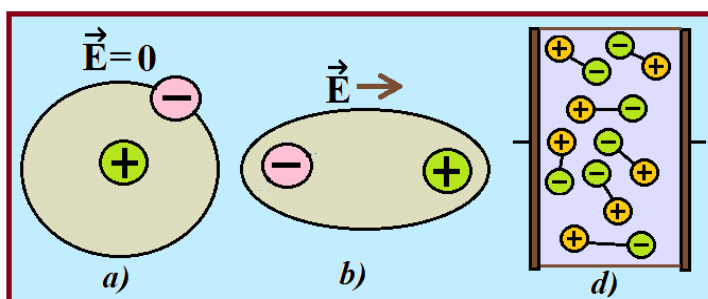
Dielektrik atamasini fizikaga M. Faradey kiritgan. Dielektriklar gaz, suyuq yoki qattiq holatda bo'lishi mumkin. Hamma dielektriklar ham kam miqdorda bo'lsa da elektr tokini o'tkazadi. Agar dielektrikni elektr maydoniga joylashtirsak,

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 dielektriklarga 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 dielektriklarga 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 dielektriklarga 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.

Elektron qutblanish. Qutblanmagan atom yoki molekula (2, ^a – rasmda



2-rasm. (a) vodorod atomi va (b) uning elektr maydonida deformatsiyalanishi, (d) maydon bo'lmagandagi dielektrikdagi dipollarning xotik joylashishi.

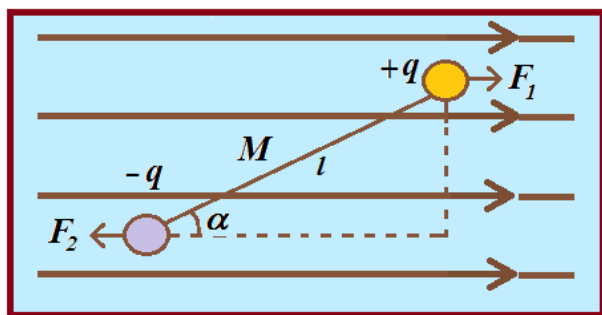
vodorod atomi ko'rsatilgan) elektr maydonga kiritilsa, maydon ta'sirida electron orbitalari yadroga nisbatan siljiydi, ya'ni electron orbitalari deformatsiyalanadi, shartli ravishda electron markazlari siljiydi, bu siljiy juda qisqa vaqtda

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 ^l masofaga siljiydilar va qutbli dielektrik kabi qutblanadi. ^l masofa molekula o'lchamlariga nisbatan kichik. Bunda 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 dielektrlarda shu onning o'zidayoq qutblanish to'liq yo'qoladi. Bunday dipollarni elastic dipolar deymiz. Elektron qutblangan dielektrlarga benzol, paraffin, polietilen va gaz holatdagi vodorod, kislorod, azot va hakovalar kiradi.

Dipol qutblanish (yo'nalish bo'yicha joylashadigan qutblanish). Tashqi maydon bo'lmaganda issiqlik harakati natijasida dipolar bir-biriga nisbatan xaotik 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 metal plastinka orasiga joylashtiraylik. Tashqi elektr maydon ta'sirida dielektrikdagi molekulalarning 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



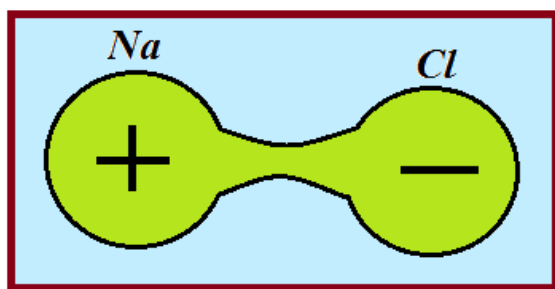
3-rasm. Tashqi elektr maydonida dipolning α burchakka og'ishi.

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 molekulalarining 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 xaotik issiqlik harakati qarshilik qiladi.

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 electron orbitasida bitta valent elektroni, xlorning esa yettita valent elektroni bor. Molekula hosil bo‘lishida natriyning yagona



4-rasm. Na va Cl ionlarining ionli qutblanishi.

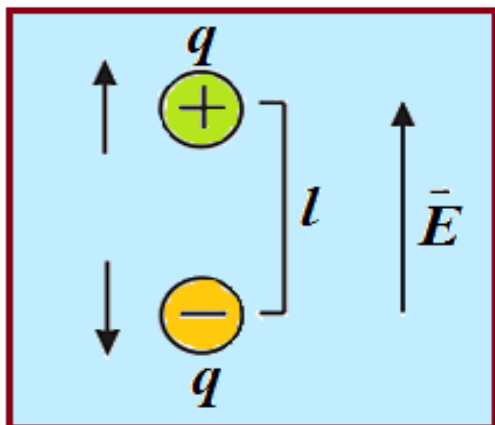
valent elektronini xlor oladi va ikkala neytral atom zaryadining ishorasi qarama-qarshi bo‘lgan ikkita iondan iborat bo‘lgan sistemaga aylanadi (4 – rasm). Musbat va manfiy zaryadlar hajm bo‘ylab simmetrik taqsimlangan emas, musbat zaryadning taqsimot markazi natriy ioniga, manfiy zaryadning taqsimot 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.

Dielektrlar atom va molekulalardan tashkil topgan. Atom esa, musbat zaryadli yadro va manfiy zaryadli elektronlardan iboratdir. Atomning musbat zaryadi yadroda to‘plangan bo‘lib, manfiy ishorali elektronlar esa, yadro atrofida harakatda bo‘ladi. Ko‘p hollarda manfiy zaryadlarning markazi musbat zaryadli yadro markazi bilan ustma - ust tushadi. Birinchi turdagi dielektrlar (N_2 , H_2 , O_2 , CO_2 va b.) molekulalaridagi elektronlar yadro atrofida simmetrik joylashib tashqi elektrostatik maydon bo‘lmaganda, musbat va manfiy zaryadlarning og‘irlik markazlari ustma - ust tushgan bo‘ladi. Bunday dielektrlar molekulalari **qutbsiz molekulalar** deyiladi.

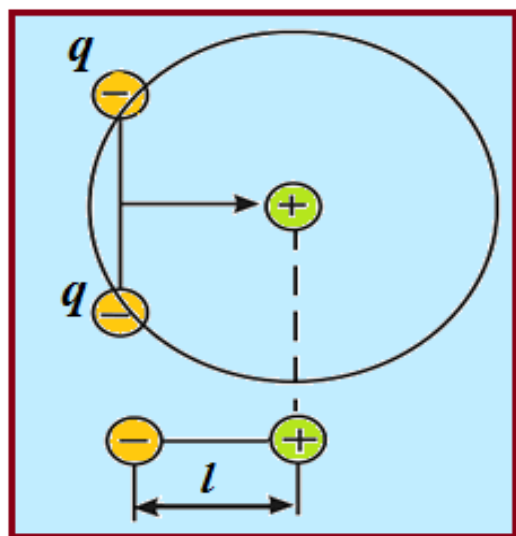
Tashqi elektrostatik maydon $\vec{E}$ ta'sirida qutbsiz molekula zaryadlari siljiy boshlaydi. Musbat zaryadlar maydon yo'nalishda, manfiy zaryadlar maydonga teskari yo'nalishda siljiydi (5 - rasm). Shunday qilib, molekula $\vec{p} = q\vec{l}$ dipol momentiga ega bo'ladi.



5-rasm. Tashqi elektr maydon ta'sirida qutbsiz molekulaning dipol momentiga ega bo'lishi.

Ikkinchi turdagi dielektriklar (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).

momentlari nolga teng bo'ladi. Agar bunday dielektrik tashqi elektrostatik maydonga qo'yilsa, maydon kuchlari dipollarni maydon yo'nalishiga qarab burishga harakat



6-rasm. Qutbli molekula dipoli.

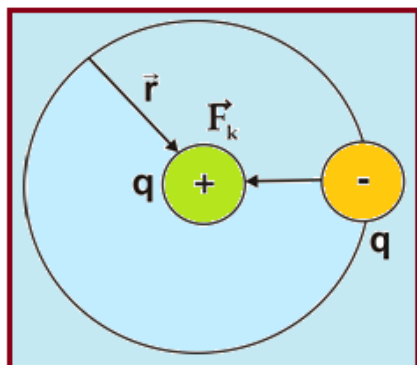
Tashqi elektrostatik maydon bo'lmaganda molekulalarning tartibsiz harakati tufayli dielektrik bo'yicha molekulalarning umumiy dipol momentlari nolga teng bo'ladi. Agar bunday dielektrik tashqi elektrostatik maydonga qo'yilsa, maydon kuchlari dipollarni maydon yo'nalishiga qarab burishga harakat qiladi 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 **dielektriklarning 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 induksiya dipol momentlari hosil bo'lishiga aytiladi.

Orientatsiyaviy yoki dipolli qutblanish deb, qutbli molekulalardan tashkil topgan dielektrik tashqi



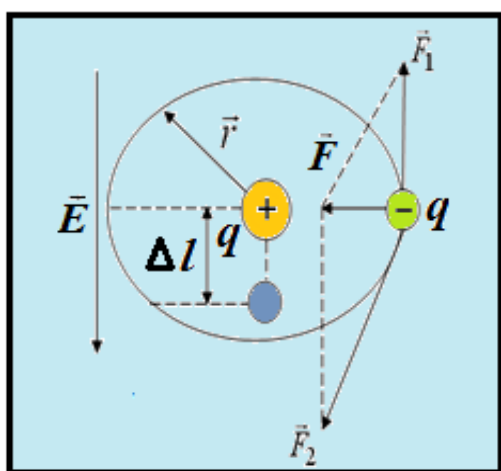
7-rasm. Vodorod atomi - ning dipoli.

elektrostatik maydonga kiritilganda, tartibsiz yo'nalgan molekular dipol momentlarining maydon yo'nalishiga qarab burilishiga aytiladi. Ammo, molekular issiqlik harakati natijasida faqat ayrim molekularning dipol momentlari maydon yo'nalishi bo'yicha joylashadi va u maydon kuchlanganligiga bog'liq bo'ladi. Molekulalari qutbsiz bo'lgan dielektriklarning eng soddasi vodorod molekulasi 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 $\vec{E}$ 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



8-rasm. Vodorod atomi dipolining tashqi elektr maydonidagi deformatsiyasi.

$$\frac{\Delta l}{r} = \frac{F_1}{F} \quad \text{va} \quad \frac{\Delta l}{r} = \frac{qE}{m\omega^2 r}, \quad (19.4)$$

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:

$$p_l = q\Delta l = \frac{qE}{m\varphi^2} q, \quad (19.6)$$

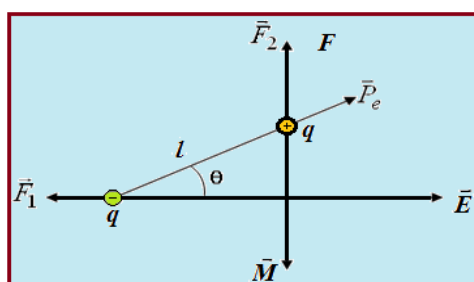
Agar (19.3) – ifodadagi $m\varphi^2$ ni (19.6) – ifodaga qo'yilsa, dipolning elektr momenti quyidagi ko'rinishni oladi:

$$m\varphi^2 = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r^3}, \quad p_l = 4\pi\epsilon_0 r^3 E \quad (19.7)$$

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 molekula-lari joylashtirilgan bo'lsin (9 - rasm). Qutbli dipolning



9-rasm. Tashqi elektr maydonda dipolga ta'sir etuvchi kuchlar.

elektr momentining vektori $\vec{p}_l$ tashqi maydon kuchlanganligi vektori $\vec{E}$ bilan θ burchak hosil qilsin. Dipolga quyidagi juft kuchlar ta'sir qiladi:

$$\vec{F}_1 = q\vec{E}, \quad \vec{F}_2 = q\vec{E} \quad (19.9)$$

Bu juft kuchlarning momenti $\vec{M}$ ning son qiymati quyidagiga teng bo'ladi

$$M = Fl \sin\theta = qEl \sin\theta = p_l E \sin\theta, \quad (19.10)$$

vektor ko'rinishda esa $\vec{M} = [\vec{p}_l \cdot \vec{E}]$ bilan ifodalanadi. $\vec{M}$ vektor $\vec{p}_l$ va $\vec{E}$ vektorlar yotgan tekislikka perpendikulyar bo'lib, soat milining yo'nalishi bilan mos tushadi. Juft kuchlar momenti $\vec{M}$, dipolning elektr momenti $\vec{p}_l$ 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,

$$\vec{F} = ql \cdot \left\{ \frac{d\vec{E}}{dl} \right\} = p_l \cdot \left\{ \frac{d\vec{E}}{dl} \right\}. \quad (19.12)$$

Skalyar ko'rinishda esa,

$$F = \frac{d}{dl} (\vec{p} \cdot \vec{E})$$

ga tengdir. (19.12) – ifodani quyidagicha ifodalashimiz mumkin

$$\vec{F} = grad(\vec{p} \cdot \vec{E})$$

Dielektrikning qutblanganlik darajasini xarakterlash uchun, qutblanish vektori deb ataluvchi fizik kattalik tushunchasi kiritiladi. Qutblanish vektori ($\vec{p}_l$) 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

$$\vec{p}_l = \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^n \vec{p}_{li}, \quad (19.13)$$

bunda $\vec{p}_{li}$ – qutblangan i – molekulaning elektr momenti.

Agar qutbsiz molekulali izotrop dielektriklar bir jinsli elektrostatik maydonga kiritilsa, dipolning elektr momenti $\vec{p}_{li}$ barcha molekulalar 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 xajmidagi molekulalar soni – konsentratsiyasidir. Demak, qutbsiz molekulada induktsiyalangan dipolning elektr momenti quyidagicha ifodalanadi:

$$\vec{p}_l = n_0 \cdot e_0 \alpha \cdot \vec{E}, \quad (19.15)$$

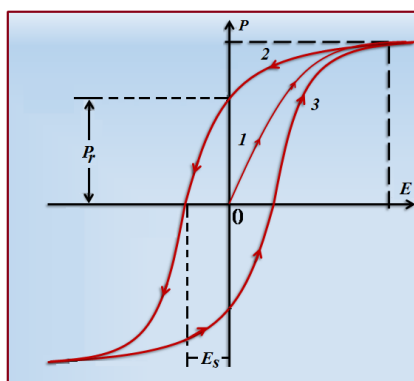
agar $n_0 \cdot \alpha = \epsilon_l$ deb belgilasak, α – atomning qutblanuvchanligi, ϵ_l – dielektrikning dielektrik qabul qiluvchanligini bildiradi.

$$\epsilon_l = 4\pi r^3 \cdot n_0, \quad (19.16)$$

Dielektrik qabul qiluvchanlik deb, bir birlik hajmdagi dielektrik molekulalarining qutblanuvchanligiga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi.

Dielektrik singdiruvchanlik. Segnetoelektriklar. Pyezoelektrik effekt.

Bu dielektriklar o'ziga xos guruhni tashkil qiladi. Segnet tuzining 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 molekulalarning 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. Segnet tuzi uchun bu kritik harorat $+25^{\circ}\text{C}$. Boshqa segnetoelektriklar uchun bu harorat boshqacha bo'ladi. Ba'zi qutblangan molekulalardan tashkil topgan qattiq dielektriklarda pyezoelektrik hodisa kuzatilgan. Bunday effektini ba'zi dielektriklarda fransuz fizigi Pyer Kyuri

kuzatganligi uchun uning sharafiga pyezoelektrik effekt deb atalgan. Agar bunday modda kristali elastik deformatsiyalansa, cho'zilsa yoki siqilsa uni tashkil qilgan molekyar dipollar ma'lum yo'nalishda burilishi va kristall qutblanishi mumkin. Bu hodisa pyezoelektrik 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 pyezoelektrik 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 kuchlangan-ligiga bog'liq bo'ladi (23 – rasmdagi egri chiziqning 1 shoxchasi). Maydon o'zgarganda qutblanish vektori p ning qiymatlari (demak, D ning qiymatlari ham) maydon kuchlanganligi E ning qiymatlaridan kechikib o'zgaradi, natijada p va 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, 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. p ning kamayishi 2 shoxcha bo'yicha ro'y beradi. E ning qiymati nolga teng bo'lganda modda qutblanishi 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

Dielektrik deb nimaga aytiladi?

Dielektriklarni elektr maydoniga joylashtirganda qanday hodisalar kuzatiladi?

Dipol momenti deganda nimani tushunasiz?

Dielektriklarning qutblanishining necha turi bor va ular qanday?

Segnetoelektriklar deganimiz nima?
Gisterezis sirtmog'i qanday vujudga keladi?

Ma'ruza № 20

O'ZGARMAS TOK QONUNLARI

Reja:

Elektr toki, tok kuchi va tok zichligi.

Tokning ta'sirlari.

Tashqi kuchlar. Elektr yurituvchi kuch va kuchlanish.

Zanjirning bir qismi uchun Om qonuni. O'tkazgichlarning qarshiligi.

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.

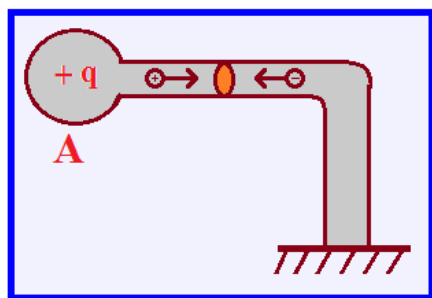
Elektr toki deb, zaryadlangan zarrachalarning tartibli (yo'nalgan) harakatiga aytiladi. Bunda

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:
batartib harakat qilishi mumkin bo'lgan erkin zaryadlangan zarralar;
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 oraliq'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.

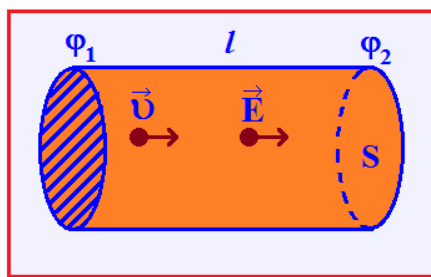
O'tkazgich ko'ndalang kesimining birlik yuzasi orqali o'tuvchi tok kuchiga teng bo'lgan kattalikka tok zichligi J deyiladi.

$$J = \frac{\Delta I}{\Delta S}$$

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 $\vec{v}$ tezligi o'tkazgichdagi maydon kuchlanganligi $\vec{E}$ ga to'g'ri proporsional bo'ladi.

$$\vec{v} = \mu \vec{E} \quad (20.3)$$

Maydon kuchlari ta'sirida yuzaga kelgan zaryad tashuvchi zarralar harakat tezligining o'tkazgich moddasining turiga va tashqi sharoitga bog'liqligini



2 - rasm. S yuzali o'tkazgichdan yaryadlarning oqishi.

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: $1 \text{ m}^2 / \text{Bs} = 1 \text{ A} \cdot \text{s}^2 / \text{kg}$.

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 $\vec{v}$ 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 $t = l/v$ vaqt ichida $q = nSvt$ zaryad miqdori o'tadi. Bu holda silindrnning S ko'ndalang kesimi orqali o'tuvchi tok kuchi $I = q/t$ ga, tok zichligi esa

$$\vec{j} = \frac{I}{S} = ne^+ \cdot \vec{v} \quad (20.4)$$

ga teng bo'ladi. $\vec{v} = \mu\vec{E}$ bo'lganligidan quyidagini topamiz:

$$\vec{j} = \mu ne^+ \vec{E}.$$

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: $I = \mu ne^+ SE$.

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 ($n = 8,5 \cdot 10^{28} m^{-3}$) va mumkin bo'lgan eng katta tok zichligi $J = 10^7 A/m^2$ uchun amalga oshiramiz. Kattaliklarning qiymatlarini (20.4) ga qo'ysak ($e = 1,6 \cdot 10^{-19} C$)

$$v = \frac{10^7 \frac{A}{m^2}}{1,6 \cdot 10^{-19} C \cdot 8,5 \cdot 10^{28} m^{-3}} \approx 8 \cdot 10^{-4} \frac{m}{s}$$

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.

$$c = 3 \cdot 10^8 m/s$$

Chunki-elektr maydoning tarqalish tezligi yorug'likning tezligi $\frac{l}{t}$ ga

tengdir. Masalan tok manбайдan 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 eritmaları kiradi.

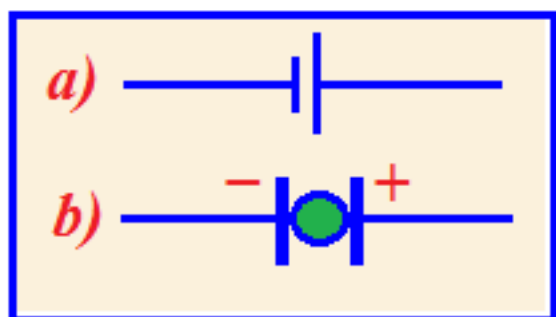
Tokning magnit ta'siri. 1820 – yilda daniyalik fizik Ersted tokli o'tkazgichni magnit strelkasiga ta'sir etib, uning burishini aniqladi. Tok qo'shni toklarga (tokli o'tkazgichlarga va magnitlangan jismlarga) qandaydir bir kuch bilan ta'sir qiladi.

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.

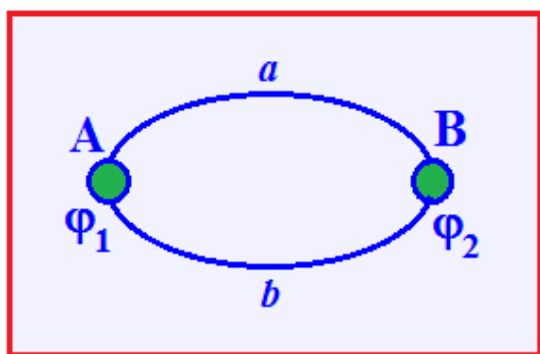
Oldingi mavzularda qayd qilib o'tganimizdek, elektr toki vujudga kelishi uchun zarur bo'lgan shartlardan biri erkin zaryadlangan zarralarning batartib harakatini ta'minlovchi kuchlarning mavjudligidir. Buning uchun erkin zaryadlarga tashqi kuchlar ta'sir etmog'i kerak. Tashqi kuchlarning vujudga kelishini va ta'sirini



3-rasm. O'zgarmas tok manbalarining sxematik tasviri.

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.

O'zgarmas tok manbalarining sxematik tasviri 3-rasmida ko'rsatilgan. O'zgarmas tok manbaining musbat qutbi uzun, manfiy qutbi esa kalta chiziq bilan ko'rsatiladi (3, a-rasm). Generator



4-rasm. O'tkazgich bilan tutashtirilgan har xil potentsialli jismlar.

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

$$(\omega_1 > \omega_2) \quad A \quad B$$

potentsialli va jismlar o'tkazgich orqali tutashtirilib ulardan tok oqmoqda (4 - rasm). Jismlarning potentsiallari tenglashishi bilan o'tkazgich orqali

$$\omega_1 - \omega_2 = const$$

oqayotgan tok to'xtaydi. Zanjirda doimiy tokni saqlab turish uchun

$$B \quad A$$

potentsiallar farqini o'zgartirmay saqlash zarur. Buni esa, zaryadlarni jismdan jismga qaytarish bilangina amalga oshirish mumkin. Boshqacha aytganda tok

$$AaBbA \quad BbA$$

oqadigan kontur yopiq bo'ladi (). Lekin qismda 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.

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

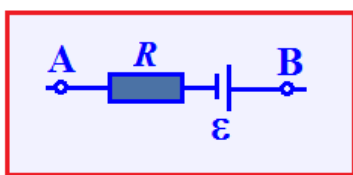
$$V$$

dagi birligi – volt ().

O'zgarmas tok oqadigan o'tkazgichning ichida bir paytning o'zida ham kulon

$$E_c \quad E_t$$

(), ham tashqi () maydon kuchlari mavjud bo'ladi. Maydonning natijaviy kuchlanganligi esa superpozitsiya printsipiga muvofiq aniqlanadi, ya'ni



5-rasm. R qarshilikka ega zanjir.

$$\vec{E} = \vec{E}_c + \vec{E}_t \quad (20.5)$$

$$q$$

o'tkazgichdan elektr toki oqib zaryadning ko'chishida

$$(A_c) \quad (A_t)$$

ham kulon kuchlari , ham tashqi kuchlar ish bajaradi. To'la ish esa bu ishlarning yig'indisiga teng bo'ladi:

$$A = A_c + A_t$$

Bu tenglikning har ikkala tomonini ham q ga bo'lib va uni 5-rasmdagi zanjirga qo'llab olamiz

$$\frac{A_{AB}}{q} = \frac{A_C}{q} + \frac{A_t}{q} \quad (20.6)$$

$\frac{A_C}{q} = (\omega_A - \omega_B) - A_{AB}$ va $\frac{A_C}{q} = e_{BA} - A_{AB}$ nuqtalar orasidagi potentsiallar farqini, esa

qismga ta'sir etuvchi elektr yurituvchi kuchni ko'rsatadi. Unda (20.6) ifodani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\frac{A_{AB}}{q} = (\omega_A - \omega_B) + e_{BA}. \quad (20.7)$$

Kuchlanish.

AB

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

$$U_{BA} = (\omega_A - \omega_B) + e_{BA}. \quad (20.8)$$

$$e_{BA} = 0 \quad AB$$

(20.8) ifodadan ko'rinib turibdiki, agar E.Y.K bo'lmasa, unda zanjirning qismidagi kuchlanish potentsiallar farqiga teng bo'ladi.

$$U_{BA} = (\omega_A - \omega_B)$$

Uzilgan manba klemmlaridagi potentsiallar farqi asosida E.Y.K ni o'lchash

$U_{BA} = 0$ da $e_{BA} = \omega_A - \omega_B$ bo'ladi

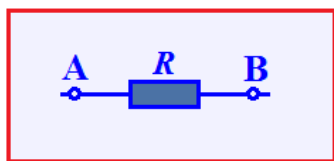
Zanjirning bir qismi uchun Om qonuni. O'tkazgichlarning qarshiligi.

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

$$U = \omega_A - \omega_B \quad (20.9)$$

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.



6-rasm. E.Y.K. bo'lmagan zanjir.

$$I = \frac{U}{R} \quad (20.10)$$

R —

u yerda 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

Om $1 V$

qarshiligining SI dagi birligi- Om (Om). 1 uchlariga kuchlanish qo'yilganda A

1 tok oqadigan o'tkazgichning qarshiligidir. Elektr qarshiligiga teskari kattalikka elektr o'tkazuvchanlik deyiladi.

$$\mathcal{A} = \frac{1}{R}$$

$$S_m = 1 S_m - 1 Om$$

Elektr o'tkazuvchanlikning SI dagi birligi –simens (). 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

R

quyidagini yozish mumkin. Bir jinsli chiziqli o'tkazgichning qarshiligi uning

l

S

uzunligi ga to'g'ri, ko'ndalang kesim yuzasi ga esa teskari proportsionaldir.

$$R = c \frac{l}{S} \quad (20.11)$$

c –

bu yerda o'tkazgich materialini harakterlovchi koeffitsient bo'lib, unga

c

solishtirma elektr qarshiligi deyiladi. Solishtirma qarshilik ning fizik ma'nosini

c

aniqlash uchun (20.11) ifodadan ni topib olamiz

$$c = R \frac{S}{l}$$

Demak materialning solishtirma qarshiligi shu materialdan yasalgan ko'ndalang

$1 m^2$

$1 m$

kesim yuzasi , uzunligi bo'lgan o'tkazgichning elektr qarshiligidir.

Solishtirma qarshilikning SI dagi birligi – 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 temperaturasi ham bog'likdir. Tajribalarning ko'rsatishicha solishtirma qarshilik va demak qarshilik ham temperaturaga chiziqli bog'liq, ya'ni

$$\begin{cases} c = c_0(1 + \alpha t) \\ R = R_0(1 + \alpha t) \end{cases} \quad (20.12)$$

bu erda c_0 va R_0 – o'tkazgichning $0^\circ C$ dagi, c va R lar esa t dagi, solishtirma qarshiligi va qarshiligi, α – qarshilikning temperatura koeffitsienti deyiladi. (20.12)

α dan ni topsak

$$\alpha = \frac{c - c_0}{c_0 t}. \quad (20.13)$$

α –

Demak, o'tkazgichning temperaturasi bir gradusga o'zgarganda uning qarshiligining nisbiy o'zgarishini ko'rsatadi. Uncha past bo'lmagan temperaturalarda

$$\alpha = 1/273 K$$

toza metallar uchun . Shu hol uchun qarshilikning absolyut

$$T = t + 273,15 K$$

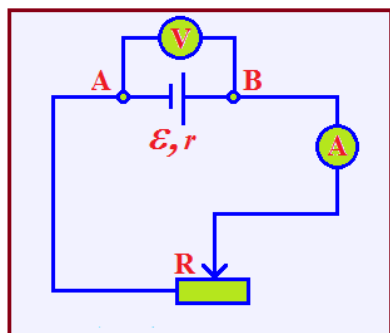
temperaturaga bog'liqligini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\begin{cases} c = c_0 \alpha T \\ R = R_0 \alpha T \end{cases} \quad (20.14)$$

(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

$$\omega_A = \omega_B$$

keladi, ya'ni

Demak:

$$e = IR + Ir \quad (20.15)$$

$$IR \quad Ir$$

bu yerda va 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

proportsional, zanjirning qarshiligi va tok manbaining ichki qarshiligi yig'indisiga esa teskari proportsionaldir.

Tanlangan yo'nalishda E.Y.K. musbat zaryadlarning harakat yo'nalishiga

$$e > 0$$

yordam bersa, musbat (), tanlangan yo'nalishda musbat zaryadning harakat

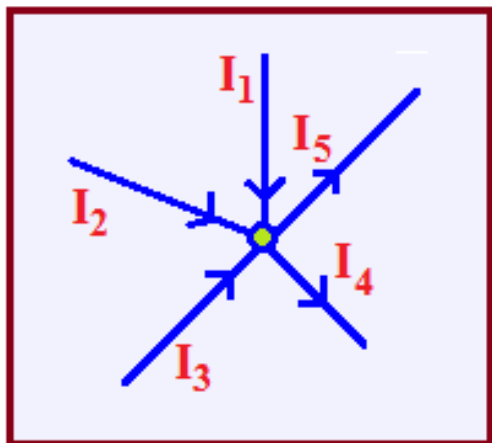
$$e < 0$$

yo'nalishiga to'sqinlik qilsa, manfiy () hisoblanadi. (20.16) ifodadan

foydalanishda, tok manba ichida manfiy qutbdan musbat qutbga, tashqi zanjirda esa musbatdan manfiyga yo'nalgan bo'lmog'i kerak.

Kirxgof qoidalar.i

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



8 - rasm. Tarmoqlar va ularning tugunda birlashishi.

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.

Kirxgofning birinchi qoidasi quyidagicha ta'riflanadi: har bir tugun uchun toklarning algebraic yig'indisi nolga teng, ya'ni tugunga kelayotgan toklarning yig'indisi tugundan ketayotgan toklarning yig'indisiga teng (chunki tugunda tok to'planib qolmaydi):

$$I = I_1 + I_2 + I_3 + \dots + I_n = \sum_{i=1}^n I_i . \quad (20.17)$$

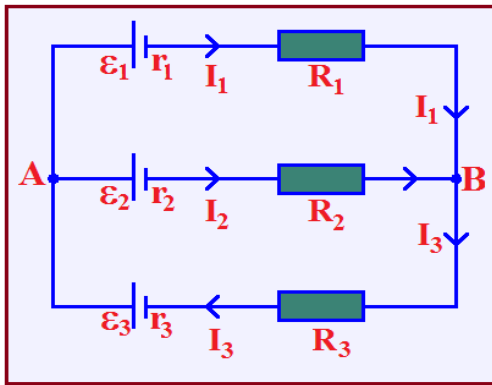
Kirxgofning ikkinchi qoidasi. O'tkazgichlarning tarmoqlangan zanjirdagi ixtiyoriy tanlangan har qanday berk konturdagi tok kuchlarining zanjirning tegishli qismlari qarshiliklariga ko'paytmalari yig'indisi shu konturdagi E.Y.K larning algebraik yig'indisiga teng:

$$\sum_{i=1}^n I_i R_i = \sum_{i=1}^n e_i$$

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 qoidalariga rioya qilish kerak:



9-rasm. Uchta manbadan iborat tarmoqlangan berk zanjir.

Kontur bo'yich aylanish yo'nalishini soat strelkasi yo'nalishida yoki unga qarshi yo'nalishda ixtiyoriy tanlab olinadi.

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.

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.

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, $Ae_1 R_1 B R_2 e_2 A$ konturni soat strelkasi yo'nalishida aylanganda (20.18) tenglama ishoralari hisobga olinganda quyidagiga teng bo'ladi:

$$I_1 r_1 + I_1 R_1 - I_2 R_2 - I_2 r_2 = e_1 - e_2.$$

$Ae_2 R_2 B R_3 e_3 A$ kontur uchun quyidagini yozamiz:

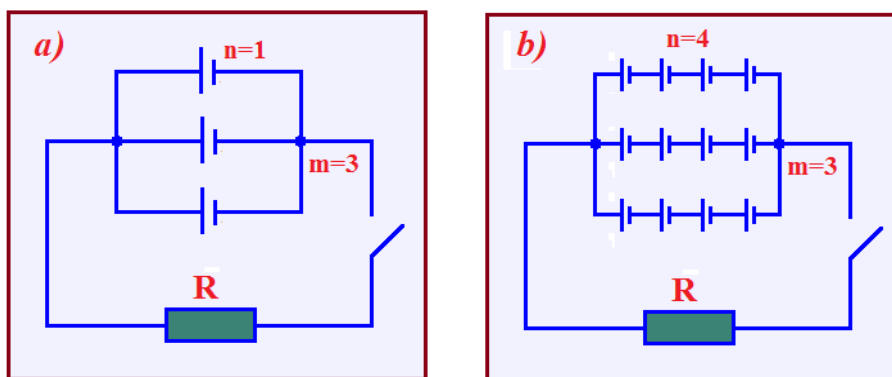
$$I_2 r_2 + I_2 R_2 + I_3 R_3 + I_3 r_3 = e_2 + e_3$$

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 boshqa 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 – $(I = const)$

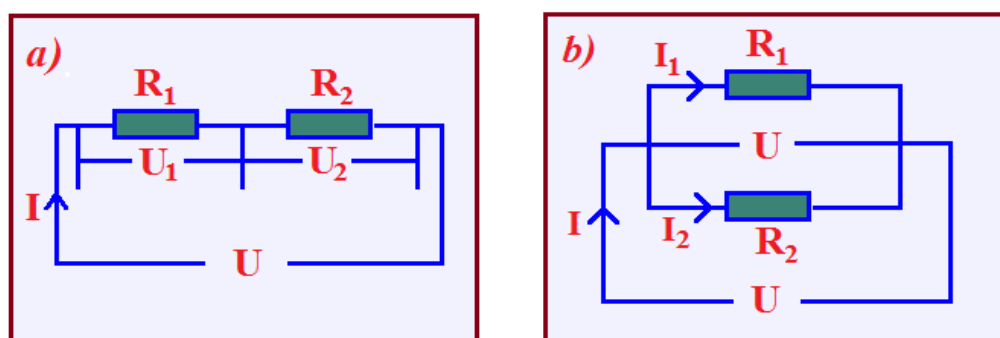
rasm) barcha qismlardagi tok kuchi bir xil, zanjirning umumiy qarshiligi esa alohida qarshiliklarning yig'indisiga teng bo'ladi, ya'ni

$$I_1 = I_2 = I$$

$$R = R_1 + R_2$$

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.

Galvonometr 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.

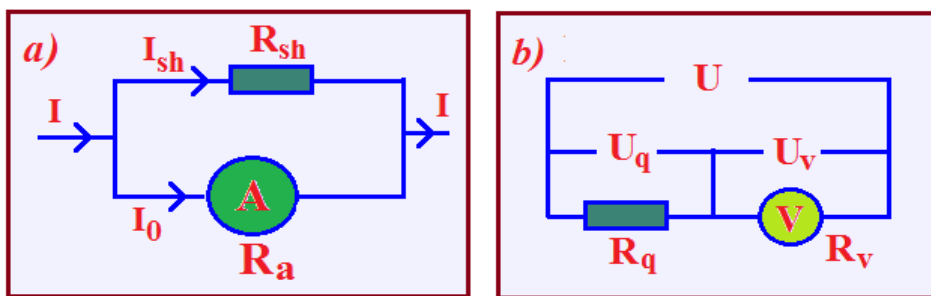
Demak, ampermetrdan o'tuvchi tok kuchi n marta kamayadi ($n = R_a/R_{sh}$). Parallel ulanganda ($I = I_0 + I_{sh}$) shunt va ampermetrda kuchlanish bir xilda bo'ladi (12, a - rasm).

$$I_0 R_a = I_{sh} R_{sh},$$

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. Galvovometrda 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 voltmetrga 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 sezgirligi 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 voltmetrga ulanadigan qo'shimcha qarshilikni toppish formulasidir.

Nazorat savollari

Elektr toki deb nimaga aytiladi?

Tok kuchi deganimiz nima va uning o'lcham birligi qanday?

Om qonunining differensial ko'rinishi qanday?

O'tkazgichning qarshiligi uning qanday parametrlariga bog'liq bo'ladi.

To'la zanjir uchun Om qonuni qanday?

Kirxgofning I va II – qonunlarin tushindiring.

Nima uchun voltmetrga qo'shimcha qarshilik ulanadi?

Tok ishi bilan quvvati orasida qanday bog'liqlik mavjud?

Manbaning FIK degani nima?

Joul – Lents qonunin ta'riflab bering.

Joul – Lents qonunining differensial ko'rinishi qanday?

Ma'ruza № 21
OM VA JOUL – LENS QONUNLARINING INTEGRAL VA DIFFERENSIAL
KO'RINISHI

Reja:

Om qonunining integral va differensial ko'rinishi.

Elektr tokining ishi va quvvati.

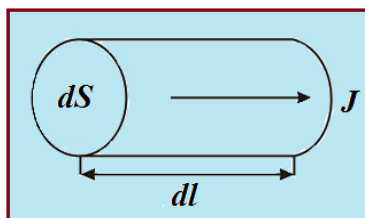
Joul – Lens qonuni va uning differensial ko'rinishi.

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

$$I = U/R$$



1-rasm. Bir jinsli silindrik o'tkazgich.

ifodasi kesim yuzasi o'zgarmas bo'lgan o'tkazgichlar, ya'ni bir jinsli o'tkazgichlar uchun tok kuchini aniqlashga imkon beradi. Ammo, ko'pincha, amalda tok o'tkazuvchi similar 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

$$I = U/R$$

Om qonunining

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 qonuning differensial

ko'rinishini yozaylik. Tok zichligi $\vec{j}$ va uzunligi dl ga teng bo'lgan silindrik o'tkazgichni olaylik (1 - rasm). Silindrik o'tkazgichdagi 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. Shuninh 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

$$\vec{j} = \frac{1}{c} \vec{E} = y \cdot \vec{E} \quad (21.2)$$

$$y = 1/c -$$

bu yerda 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.

$$\Delta q$$

vaqt ichida o'tkazgichning ko'ndalang kesimidan zaryad o'tadi deb faraz qilaylik,

$$A = \Delta q U$$

$$I = \Delta q / t$$

unda elektr maydon ish bajaradi. 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'rilyotgan 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 xaotik harakatining energiyasi ortadi. Bu ichki energiyaning ortganini bildiradi. O'tkazgich harorati

$$Q$$

ko'tariladi va atrofdagi jismlarga 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.

$$A = IU \Delta t = I^2 R \Delta t = U^2 \frac{\Delta t}{R} = Q. \quad (21.4)$$

$$A = I^2 R \Delta t$$

O'tkazgichlarni ketma-ket ulaganda 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 $I^2 R \Delta t$
 $q = I \Delta t$
 ga teng bo'ladi, lekin I bo'lgani uchun
 $A = IRq = I^2 R \Delta t$ (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. Generatoridan boshqa tur energiya hisobiga olingan elektr energiya qiymatini aniqlovchi tashqi kuchlarning bajargan ishi

$$e = \frac{A_{tash}}{q} \quad (21.6)$$

$q = I \Delta t$
 ifodadan topiladi, I bo'lgani uchun
 $A = e I \Delta t$ (21.7)

e
 bo'ladi. (21.6) ni iste'molchiga ham qo'llash mumkin. Bu holda $E.Y.K$ ni bildiradi. Bu ish elektr energiyaning mexanik yoki kimyoviy energiyaga aylanishini ko'rsatadi. Amalda tok ishining sistemadan tashqari birliklaridan ham foydalaniladi.

$1 \text{ W} \cdot \text{soat} = 1 \text{ W} \cdot 3600 \text{ s} = 3600 \text{ J} = 3,6 \cdot 10^3 - 1 \text{ W}$
 quvvatli tokning 1 soatdagi ishi.

$1 \text{ kW} \cdot \text{soat} = 1000 \text{ W} \cdot 3600 \text{ s} = 3600000 \text{ J} = 3,6 \cdot 10^6 - 1 \text{ kW}$
 quvvatli tokning 1 soatdagi ishi.

Tokning ishini o'lchaydigan asbob schyotchik (hisoblagich) deb ataladi, tok ishi birligining narxi esa tariff deyiladi.

Tokning quvvati.

Δq
 Tokning quvvati I 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

E.Y.K 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:

$$P_i = I^2 r$$

. 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 vattlarda ifodalanadi.

Joul-Lens qonuni va uning differentsial ko'rinishi.

Agar tok harakatsiz metall o'tkazgichdan o'tayotgan bo'lsa, tokning barcha ishi

$$Q = A$$

uni qizdirishga ketadi. Unda energiyaning saqlanish qonuniga muvofiq 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 manbaining foydali ish koeffitsienti.

Asosan elektr zanjiri tok manbaidan, 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 – manbaning qarshiligi, R – nagruzkaning qarshiligi. Nagruzkadagi:

$$U = IR = e \frac{R}{R + R_0}$$

kuchlanish (klemmalardagi E.Y.K gat eng 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 manbainig 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 manbainig 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 manbainig 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.

$$e \geq U$$

$$\eta \leq 1$$

Hamma vaqt r bo'lganligi uchun R bo'ladi. Manbaning ichki qarshiligi P_m tashqi qarshilik P_f dan ko'p marta kichik bo'lganidan, manbaning quvvati $P_f = 0$ foydali quvvatdan P_f dan kichik bo'ladi. Qisqa tutashuv vaqtida P_f bo'ladi va to'la quvvat manba ichida ajraladi, bunday hol esa manbani ishdan chiqaradi.

Nazorat savollari

Om qonunining differensial ko'rinishi qanday?

Tok ishi bilan quvvati orasida qanday bog'liqlik mavjud?

Tokning foydali quvvati deganimiz nima?

Joul – Lents qonunin ta’riflab bering.

Joul – Lents qonunining differensial ko'rinishi qanday?

Manbaning F.I.K degani nima?

Manbaning F.I.K qanday kattaliklarga bog'liq bo'ladi?

Ma'ruza № 22

HAR XIL MUHITLARDAGI ELEKTR TOKI

Reja:

Metallarda elektr toki.

Metallarda elektr tokining klassik elektron nazariyasi.

Elektronlarning metalldan chiqish ishi.

Suyuglik va eritmalarda elektr toki.

Elektroliz uchun Faradey qonunlari.

Gazlarda elektr toki. Mustaqil va nomustaqil razryadlar.

Plazma haqida tushuncha.

Yarimo'tkazgichlarda elektr toki.

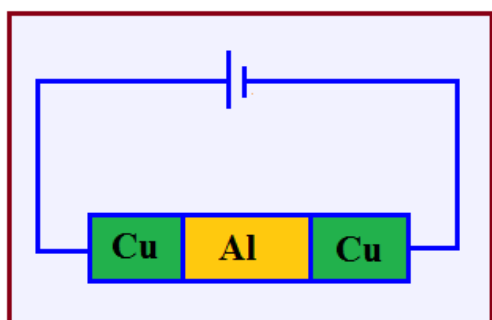
Biz oldingi mavzularimizda elektr toki haqidagi tushuncha va uning asosiy qonunlari bilan tanishdik. Mulohazalarimizda asosan birinchi tur o'tkazgichlar, metallar haqida fikr yuritdik. Ushbu ikkinchi tur o'tkazgichlar, eritmalar va gazlarda tok qonunlari bilan tanishamiz. Ikkinchi tur o'tkazgichlardagi 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



1 - rasm. Silindr shaklidagi Cu va Al o'tkazgichlar.

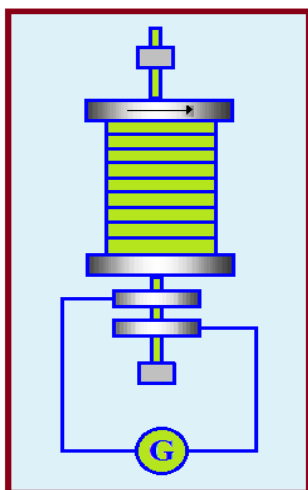
tajribalarda o'z isbotini topgan. Nemis fizigi K. Rikke (1845-1915) 1901 yilda quyidagicha tajriba o'tkazgan. U uchta bir xil radiusli juda yaxshi silliqilgan *Cu, Al, Cu* silindirlarni ustma-ust qo'yib ulardan o'tgan katta miqdordagi zaryadni ($3,5 \cdot 10^6 \text{ C}$) o'tkazgan (1 - rasm).

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



2 - rasm. Galvonometrga ulangan simli g'altak.

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 v bilan belgilaylik. G'altak bilan birga o'tkazgichdagi erkin elektronlar ham shunday v tezlikda harakatlanadi. Keyin g'altak keskin tormozlanib to'xtatildi. Inertsia tufayli harakat qilgan erkin elektronlar g'altakning bir uchida to'planib o'zgaruvchi U potensiyalar farqini hosil qiladi. G'altak ballistik 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 potensiallar 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 mv gacha kamayadi (m – tok tashuvchi zarrachalarning massasi). Tok tashuvchi zarrachaga ta'sir etuvchi kuch $F = eE$ ga va kuch impulsi $F\Delta t = m\Delta v$ ga teng. Bundan

$$F\Delta t = m\Delta v = eE\Delta t = \Delta t e \frac{U}{l} = \frac{RI\Delta t}{l} = \frac{eR\Delta q}{l}$$

bunda $\Delta q = I\Delta t$, Δq – zaryad miqdori. Buni quyidagicha yozamiz:

$$\sum_{i=1}^n m\Delta v_i = \sum_{i=1}^n eR \frac{\Delta q_i}{l},$$

bunda Δq_i – to'liq zaryad miqdori ballistik galvonometrda o'lchanadi, bundan $e/m = l\Delta v/Rq$ 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.

Ho'sh metallarga erkin elektronlar qaerdan 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,

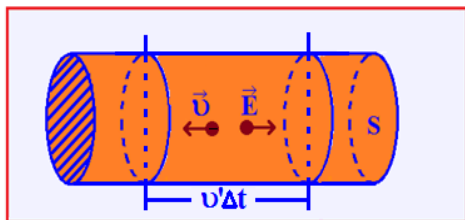
1900 – yilda nemis olimi P. Drude metallar elektr o'tkazuvchanligining klassik electron nazariyasiga asos soldi. Keyinchalik bu nazariyani Lorens takomillashtirdi. Drude va Lorens ideal gaz qonunlarini electron gazga qo'lladilar. Elektronlarning o'rtacha xaotik (issiqlik) harakatining kinetic energiyasi absolyut temperaturaga to'g'ri proporsional

$$\frac{m\bar{v}^2}{2} = \frac{3}{2} kT$$

desak, bundan elektronlarning o'rtacha kvadratik tezligi

$$\sqrt{\bar{v}^2} = \bar{v}_{kv} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}$$

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 $\bar{v}_{kv} = 110 \text{ km/s}$.



3 - rasm. S kesim yuzali va E maydon kuchlanganligiga ega silindr ichidagi elektronning harakati.

Elektronning erkin yugirish yo'li l ga teng masofani o'rtacha $v' = \bar{v}_{kv}$ tezlikda bosib o'tadi. Elektronning erkin yugirish yo'lini o'tish vaqti $\phi = l/v'$ 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 v'' tezlik oladi (chunki $e < 0$). Zaryadning natijaviy tezligi $\bar{v}$ xaotik harakat tezligi v' va tartibli v'' tezliklar yig'indisiga teng bo'ladi: $\bar{v} = \bar{v}' + \bar{v}'' = v''$.

Xaotik tezlik bazan maydon tomonga, ba'zida esa maydonga teskari tomonga yo'nalganligidan, $\bar{v}'$ ning o'rtacha qiymati nolga teng. Demak, yig'indi tezlik maydon tomonga yo'nalgan o'rtacha tezlik $\bar{v} = \bar{v}' + \bar{v}'' = v''$ ga teng bo'ladi.

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 sirdan o'tgan elektronlar $l = v''\Delta t$ ga teng bo'lgan uzunlikdagi silindr hajmini egallaydi. O'tkazgich – silindr hajmi ichida $Sv''\Delta t$ 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

$\Delta q = enS\vartheta''\Delta t$ bo'ladi. Bundan o'tkazgichdagi tok $I = enS\vartheta''$ bo'ladi, tok zichligi $J = en\vartheta''$ ga teng. Bu formulani chiqarishda biz erkin zaryadlarni musbat va maydon bo'ylab yo'nalgan deb faraz qildik, erkin elektronlar uchun $e < 0$ va $\vartheta'' < 0$ bo'ladi. Texnik normada chegaraviy tokning zichligi mis sim uchun $J = 10^7 \text{ A/m}^2$, $n = 10^{29} \text{ m}^{-3}$ qiymatni qo'yib, elektronlarning tartibli harakatining o'rtacha tezligi uchun quyidagini olamiz:

$$\vartheta'' = \frac{J}{en} = \frac{10^7}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{29}} \approx 10^{-3} \text{ m/s}.$$

Shunday qilib, juda katta tok zichliklarida ham elektronlar tartibli harakatining o'rtacha tezligi ϑ'' o'rtacha issiqlik harakatining tezligi ϑ' dan taxminan 10^8 marta kichik ekan, ya'ni hisoblashlarda $(\vartheta'' + \vartheta')$ ni $|\vartheta|$ 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 ϑ'' 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:

$$\vartheta_{max} = a\phi = E \frac{e\phi}{m}, \bar{\vartheta} = \frac{\vartheta_{max}}{2}$$

bo'lganligi uchun

$$J = en\bar{\vartheta} = \frac{ne^2\phi}{2m}E.$$

Bu ifoda Om qonunining differensial shakliga mosdir.

Shunday qilib, klassik electron nazariya metallarda elektr o'tkazuvchanlik mexanizmini tushuntira oladi va metallardagi elektr o'tkazuvchanlik koeffitsienti

$$\lambda = \frac{ne^2\phi}{2m}$$

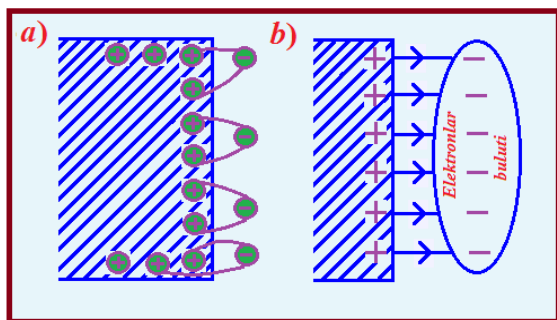
ga tengligi isbot qilindi. Metallardagi elektr tokining bu klassik electron nazariyasini ba'zan elementar electron nazariya ham deyiladi. Klassik electron nazariyadan foydalanib, Joul – Lens qonunini ham tushuntirish mumkin.

Elektronlarning metalldan 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 metallda 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:

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);



4 - rasm. Elektronlarning metallni tark etishi va elektron bulutini hosil qilishi.

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).

Potentsial to'siq.

Demak elektron metalldan chiqishida metall sirti va elektron buluti orasida vujudga keladigan $\Delta\omega$ potensial 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.

$$A = e \cdot \Delta\omega$$

Agar elektronning kinetik energiyasi

$$E_k = \frac{mv^2}{2} > A$$

shartni bajarsa elektron metallni tark etadi aks holda tark etolmaydi. $\Delta\omega = U_i = A/e$ potentsialga ionlashtiruvchi potentsial deyiladi.

Odatda chiqish ishi elektron voltlarda (eV) hisoblanadi. $1 eV$ – elektronning $1 V$ potentsial farqini o'tishda oladigan energyasi:

$$1 eV = 1 V \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} C = 1 \frac{J}{C} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} C = 1,6 \cdot 10^{-19} J$$

Xona temperaturaida metallarni tark etish uchun etarli energiyaga ega bo'ladigan elektronlarning soni juda kam bo'lib, ular ham metallarning tabiatiga bog'liq. Xona temperaturaida ($T = 300 K$) elektronning energiyasi

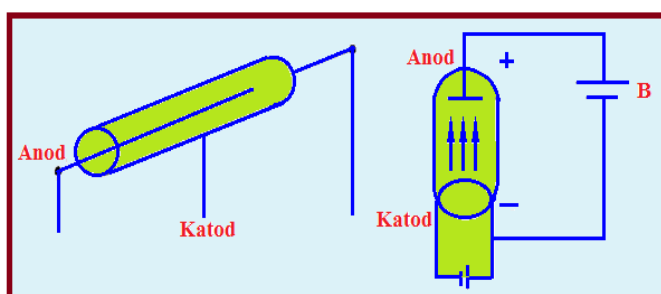
$$kT = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K} \cdot 300 K = 4,15 \cdot 10^{-21} J = 0,026 eV$$

Elektron emissiyasi.

Agar metallardagi elektronlarga chiqish ishini bajara oladigan energiya berilsa, elektronlarning bir qismi metalni 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 kontsentratsiyasi juda katta bo'lib, hattoki o'rtacha temperaturalarda ham 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

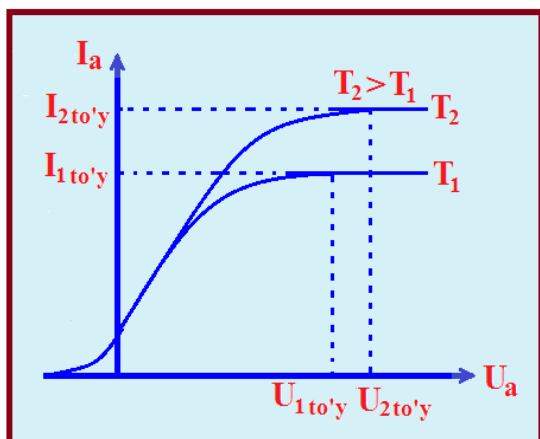
tuzuvchi dots. Bekbergenov S.E.

5 - rasm. Vakuumli diod.

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 grafigini, 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 Om qonuni bajarilmaydi. Dastlab kuchlanish ortishi bilan tok sekin ortadi. Bu paytda manfiy zaryadli elektron bulut katoddan uchib chiqadi. Qancha 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.

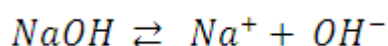
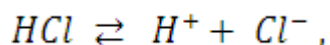
Distillangan suv elektr tokini o'tkazmaydi. Agar unga ozroq tuz qo'shilsa elektr tokini o'tkazuvchiga aylanadi. Demak ba'zi moddalarning suvdagi eritmasi elektr tokini o'tkazish qobiliyatiga, ya'ni zaryad tashuvchi zarralarga ega bo'lib qolar ekan.

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 molekulalari, erituvchi molekulalarining 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 molekulalarining 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 molekulalar hosil qilishini ko'rsatadi.

Dissotsiyanish darajasi..

Moddalarning dissotsiatsiyanishini harakterlash maqsadida dissotsiatsiyanish darajasi tushunchasi kiritiladi. Dissotsiatsiyanish darajasi α deb ionlarga dissotsiatsiyalangan molekulalar soni n ning moddadagi molekulalarning umumiy soni n_0 ga nisbatiga aytiladi.

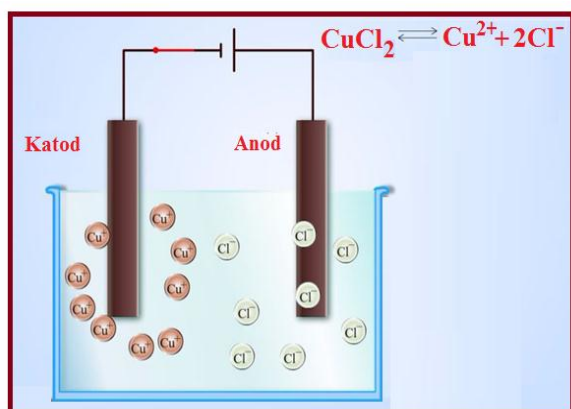
$$\alpha = \frac{n}{n_0}$$

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 kirsa, kuchsizlarga – minerallar kiradi.

Dissotsiyatsiyalanish 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. Disotsiyatsiyalanish darajasi shuningdek eritmaning kontsentratsiyasi va temperaturaiga bog'lik. Temperatura ortishi bilan molekulalarning kinetik energiyasi ortadi, bu esa molekulalarning o'zaro to'qnashib ionlashish ehtimolini orttiradi.

Elektroliz.

Tashki elektr maydoni bo'lmaganda eritmani tashkil qiluvchi qarama-qarshi ishorali ionlar va molekulalar betartib harakat holatida bo'ladi. Agar eritmaga elektr maydoni ta'sir etsa, ionlarning harakati tartibga tushadi. Elektrolitda elektr tokini sim orqali tok manbaiga ulangan elektrodlarni tushirish bilan hosil qilish mumkin (7 - rasm).



7 - rasm. Elektrolitda moddaning ionlarga ajralishi.

Elektr maydoni ta'sirida kationlar manfiy elektrod katodga (k) qarab, anionlar esa musbat elektrod anodga (A) qarab harakatlanib boshlaydi. Shuni ta'kidlash lozimki ionlarning tezligi 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: elektrodda 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'zgamas 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 elektrodga yopishib qoladigan ionlar soniga, ya'ni ajraladigan modda massasiga proporsionaldir.

Elektrokimyoviy ekvivalent.

Yuqoridagi ifodalardagi proportsionallik 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 proportsional

$$k = \frac{1}{F} \cdot \frac{A}{n}$$

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.

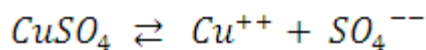
Faradey doimiysining son qiymati shunday zaryadga tengki, bu zaryadni elektrolit eritmasidan o'tkanda, elektrolarlarda massasi kimyoviy ekvivalentga son jihatdan teng bo'lgan modda ajralib chiqadi. Bu zaryadni, moddaning son jihatdan A/n kimyoviy ekvivalentiga teng massasidagi N_A/n dona ionlar olib 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.

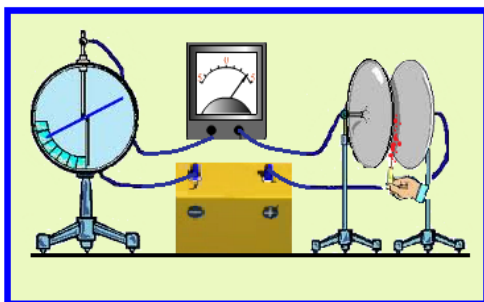
Narsalarning sirtini oksidlanmaydigan metallar bilan qoplashga galvanostegiya deyiladi. Bu usul eng arzon, qulay va tez bajariladigan usuldir.

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



8 - rasm. Gazlarda elektr tokini vujudga keltirish uchun atalgan qurilma.

elektronlarga ajralishi kerak. Buning uchun esa gazga biror ionlashtiruvchi ta'sir ko'rsatilmog'i zarur. Ionizator ta'sirida atom 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.

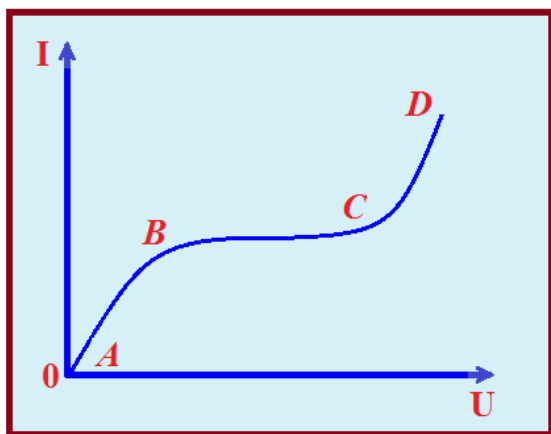
Gazda ionlashish jarayoni bilan birga, rekombinatsiya-ionlarning neytral atomlar yoki molekulalarga aylanish jarayoni ham ro'y beradi. Agar tashqi ionizatorning ta'siri to'xtasa gazning o'tkazuvchanligi yomonlasha boradi. Ionizatorning quvvati o'zgarmaydigan bo'lsa, ionlashish va rekombinatsiya jarayonlari 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 galvonometr orqali o'lchab, tok kuchining kuchlanishga bog'liqlik grafigini, 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 xaotik 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 $\bar{v}$ 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 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 $\bar{v}_+ = \mathbf{B}_+\vec{E}$ va $\bar{v}_- = \mathbf{B}_-\vec{E}$ dan tok zichligi uchun quyidagi ifodani yozamiz:

$$J = en_0(\mathbf{B}_+ + \mathbf{B}_-)E.$$

Agar $en_0(\mathbf{B}_+ + \mathbf{B}_-) = \lambda$ deb belgilasak, yuqoridagi ifoda gazlar uchun Om qonunining differensial shakli $J = \lambda E$ kelib chiqadi. Nomustaqil zaryad 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 va ok ortadi (9 – rasmdagi grafikning AB qismi). Bu sohada tok gazda qo'zg'aluv-chan 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 xossalardan farq qiladigan bir qator maxsus xossalarga egadir. Bu xossalari uni moddaning to'rtinchi agregat holati deb qarashga asos bo'ladi. Neytral gaz molekullari 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'likdir.

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.

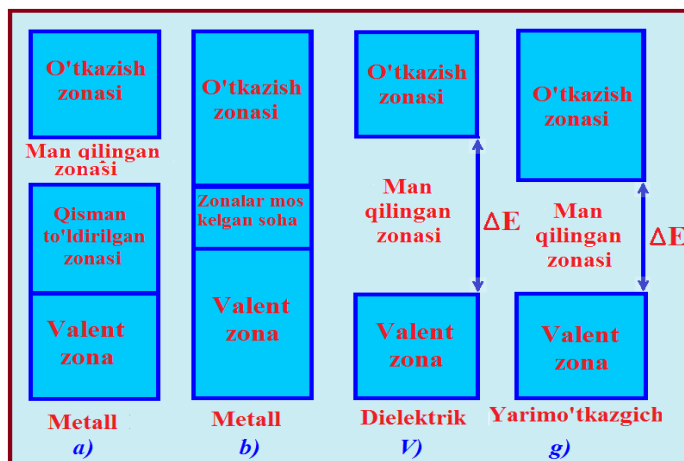
Ma'lumki istalgan elementning atomi musbat zaryadlangan yadro va yadro atrofida harakatlanadigan elektronlardan tashkil topgan. Yadro musbat zaryadlangan proton va elektroneytral neytronlardan iborat. Yadro zaryadi undagi prtonlar soni bilan aniqlanadi va shu elementning Mendeleev Davriy sistemasidagi tartib nomeri bilan mos keladi. Atom yadrosi atrofida yopiq orbitlar bo'ylab harakatlanadigan elektronlar soni ham ga teng va shuning uchun ham atom elektroneytral. Atomdagi elektronlar malum $n = 1, n = 2, n$, orbitalar(qobig'lar) bo'ylab joylashadi. Har bir orbitada ta elektron joylashishi mumkin va ularning energiyalari ham bir xil. Har bir qobig'dagi elektronlarning energiyalari mos ravishda E_1, E_2 deb belgilanadi.

Orbitalar orasida man qilingan energetik sath 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, – 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* 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 ($\Delta E \approx 1$ 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 $\Delta E = 0.7$ kremniy uchun $\Delta E = 1.1$ ni tashkil qiladi.

Shunday qilib o'tkazgichlar uchun man qilingan zonaning kengligi nolga teng, yarim o'tkazgichlar uchun dan oshmaydi, dielektriklar uchun esa dan katta bo'ladi.

Yarimo'tkazgichlarning o'tkazuvchanligi va uning temperaturaga, yoritilganlikka bog'liqligi.

Xususiy o'tkazuvchanlik.

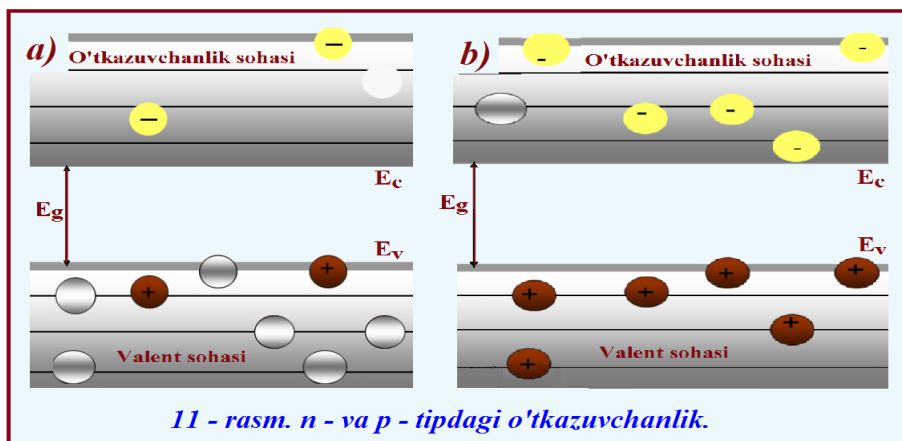
Yuqorida qayd etilganidek yarim o'tkazuvchilarning elektr o'tkazuvchanligi metallarning elektr o'tkazuvchanligidan yomon, dielektriklarnikidan esa tuzuvchi dots. Bekbergenov S.E.

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 – , selen – va bazi kimyoviy birikmalar kiradi.

da boshqa tashqi sabablar bo'lmaganda xususiy yarimo'tkazgichlar o'zlarini dielektriklardek tutishadi.

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) tipidagi o'tkazuvchanlik deyiladi.



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) tipidagi 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 harakatchanganligiga 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.

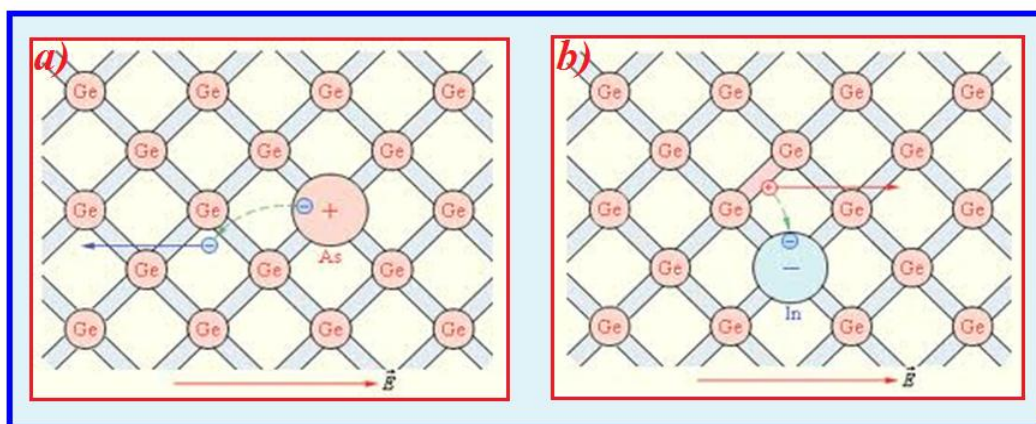
Donor aralashma.

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 dielektrlarga 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:

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.

Yorug'lik donor aralashmaga tushib undagi elektronni o'tkazish zonasiga o'tkazadi va erkin elektronlar soni ortadi.

Yorug'lik valent zonadagi elektronni aktseptor aralashmaga chiqaradi va valent zonada qo'shimcha teshiklar paydo bo'ladi.

Nazorat savollari

Metallarda elektr tokini qanday zarrachalar tashiydi?

Drude nazariyasi qanday?

Mandelshtam va Papaleksi taklifi asosida o'tkazilgan tajriba va uning natijasi.

Nima uchun elektronning yo'naltirilgan harakat tezligi elektr tokining tezligi bo'lolmaydi?

Elektrolitlar deb nimalarga aytiladi?

Elektrolitlarda zaryad tashuvchi zarralar nima?

Elektrolitik dissotsiatsiya deb nimaga aytiladi?

Elektroliz deb qanday jarayonga aytiladi?

Faradeyning birinchi qonuni?

Faradeyning ikkinchi qonuni?

Faradey doimiysi qanday fizik ma'noga ega?

Elektron istalgan energetik sathda bo'la oladimi?

Ma'n qilingan zona qanday zona va u qaerda joylashadi?

O'tkazish zonasi deb qanday zonaga aytiladi?

Metallar, yarim o'tkazgichlar va izolyatorlar nimasi bilan farqlanadi?

Xususiy yarimo'tkazgichlar deb qanday yarimo'tkazgichlarga aytiladi?

n^- tipdagi o'tkazuvchanlik deb qanday o'tkazuvchanlikka aytiladi?

Donor aralashma qanday o'tkazuvchanlikni vujudga keltiradi?

Akseptor aralashma qanday o'tkazuvchanlikni vujudga keltiradi?

Temperatura ortishi bilan yarimo'tkazgichning o'tkazuvchanligi qanday o'zgaradi?

Ma'ruza № 23

MAGNIT MAYDONI

Reja:

Magnit maydoni. Tokli kontur.

Magnit induksiya. Magnit induksiya chiziqlari.

Magnit iqimi.

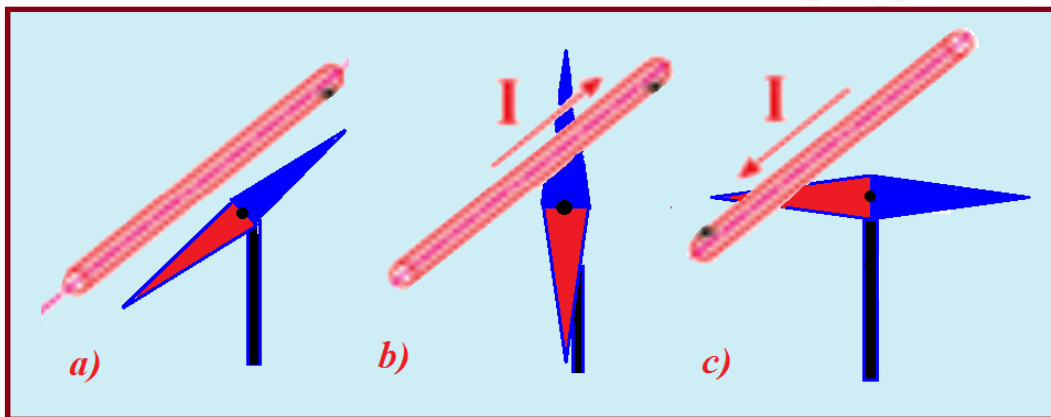
Tokli o'tkazgichni magnit maydonida ko'chirishda bajargan ishi.

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.

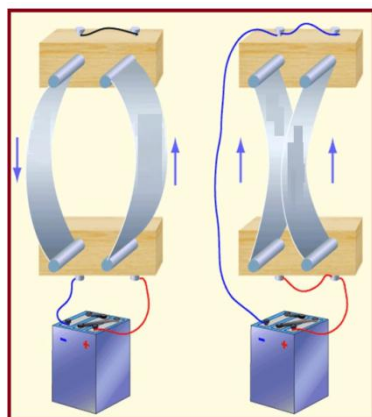
Magnit maydonining vujudga kelishini o'rganish maqsadida magnit strelkasini tokli o'tkazgich yoniga keltiramiz. O'tkazgichdan tok o'tmaganda strelka shimol va janubni ko'rsatib ma'lum yo'nalishda joylashib turadi (1, *a* - rasm). Agar o'tkazgichdan tok o'tkazilsa strelka joylashuvining o'zgarishi kuzatiladi (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).



2 - rasm. Ikkita parallel o'tkazgichlardagi toklarning o'zaro ta'sirlashishi.

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 tasirlashadi.

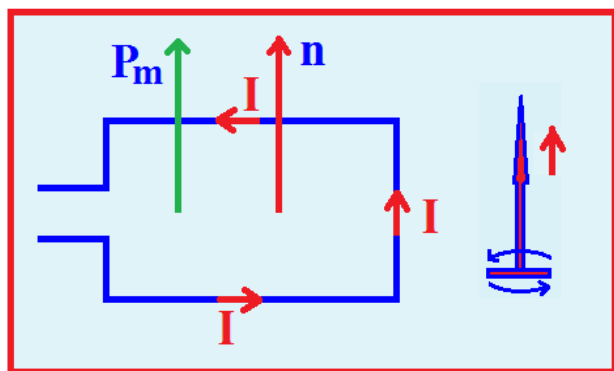
Tokli o'tkazgichlar, yani harakatdagi elektr zaryadlari orasidagi o'zaro tasirga magnit tasirlari deyiladi. Tokli o'tkazgichlarning bir-biriga o'zaro tasir kuchi esa magnit kuchlari deyiladi. Magnit tasir kuchlarining vujudga kelishiga sabab tokli o'tkazgich atrofida vujudga keladigan magnit maydonidir. 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.

O'zgarmas magnetiklar maydonini o'rganish ular ikkita: shimoliy N (inglizcha-North) va janubiy S (inglizcha-Sorth) qutblarga ega ekanligini ko'rsatdi. Bir xil ismli qutblar bir-birini itarishadi, turli xil ismlilari esa tortishishadi. Magnetiklar qanchalik maydalanmasin baribir ikki xil qutbga ega bo'lib qolaveradi.

Ularning qutblarini ajratish mumkin emas ekan, tabiatda alohida magnit zaryadlari ham bo'lishi mumkin emas. Magnetiklarning mavjudligini tushuntirish uchun esa Amper quyidagi gipotezani olg'a surdi. Unga ko'ra moddalarning molekulari 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.

Tokli kontur.

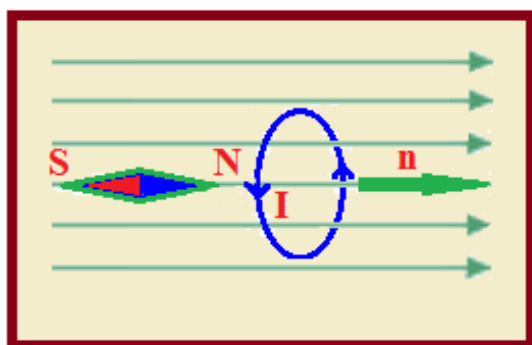
Elektr maydonini o'rganishda nuqtaviy zaryad, ya'ni o'z maydoni bilan o'rganilayotgan maydonni o'zgartira olmaydigan zaryad tushunchasidan foydalanganmiz. Magnit maydonini o'rganishda esa tokli yopiq kontur (tokli kontur) tushunchasidan foydalaniladi. Tokli konturning o'lchamlari magnit maydoni hosil 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



3 - rasm. Tokli kontur va parma qoidasi.

yo'nalishi o'ng parma qoidasi bilan aniqlanadi, ya'ni normal $\vec{n}$ ning yo'nalishi parmaning 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.



4-rasm. Magnit maydonning yo'nalishi tokli konturning musbat normalining yo'nalishi bilan mos.

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 qutbiga 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 normalini bilan mos keladi (5-rasm)

$$\vec{P}_m = JS\vec{n}$$

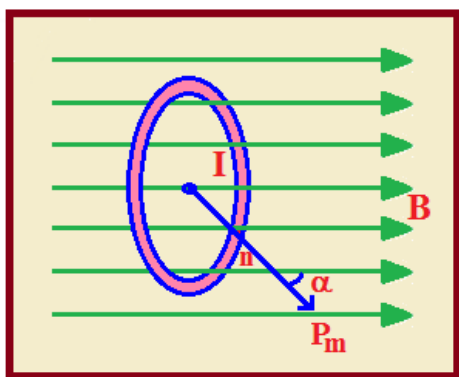
Magnit induksiya.

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 induktsiyasi** deyiladi.

Magnit induktsiyasi vektor kattalik bo'lib (23.1) uning modulini aniqlaydi.



5-rasm. Konturning magnit momenti-ning yo'nalishi.

Magnit maydonini to'la tavsiflash uchun esa har bir nuqtasi uchun magnit induktsiyasining kattaligi va yo'nalishini aniqlash kerak. Magnit induktsiya 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

$$M = BP_m \cdot \sin \alpha$$

bu erda α – $\vec{P}_m$ va $\vec{B}$ vektorlar orasidagi burchak. M o'zining maksimal qiymatiga $\alpha = \pi/2$ da ($\sin \frac{\pi}{2} = 1$) erishadi. Kontur muvozanat holatida esa ($M = 0$) $\alpha = 0$ 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.

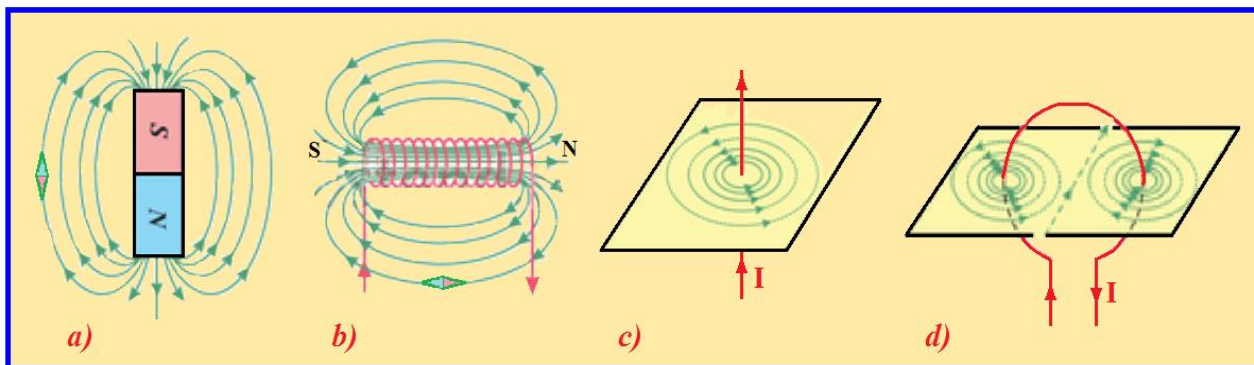
$$B = \frac{M}{P} = \frac{1 \text{ N} \cdot \text{m}}{1 \text{ A} \cdot 1 \text{ m}^2} = 1 \frac{\text{N}}{\text{A} \cdot \text{m}} = 1 \text{ Tl}$$

1 Tl shunday magnit maydonining induktsiyasiki, undagi 1 A tok oqayotgan 1 m^2 yuzali konturga $1 \text{ N} \cdot \text{m}$ 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 induktsiya 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 atrofida magnit maydonning kuch chiziqlari.

Tajribadan ko'rinib turibdiki, tokli to'g'ri o'tkazgich atrofida 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 induksiyasi $\vec{B}$ ning qiymatini ifodalashi mumkin. Masalan, magnit induksiya chiziqlariga perpendikulyar bo'lgan birlik yuza orqali o'tkaziladigan chiziqlarning soni magnit maydonining shu sohadagi magnit induksiyasiga 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 induksiyasi 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

$$\vec{B} = \mu\mu_0 \vec{H} \quad (23.3)$$

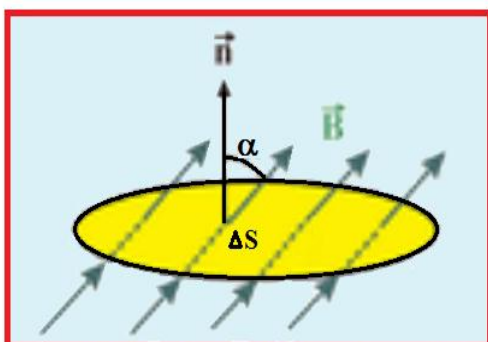
Agar berilgan nuqta uchun maydon kuchlanganligi va muhitning magnit singdiruvchanligi malum bo'lsa, unda shu nuqtadagi maydon induksiyasini aniqlash mumkin. Magnit maydon kuchlanganligining SI dagi birligi – 1 A/m .

$$H = \frac{B_0}{\mu} = \frac{1 \text{ Tl}}{1 \frac{\text{Gn}}{\text{m}}} = 1 \frac{\text{A}}{\text{m}}.$$

1 A/m – shunday maydonning kuchlanganligini uning vakuumdagi magnit induksiyasi $4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Tl}$ ga teng.

Magnit oqimi.

Induksiya vektori $\vec{B}$ bo'lgan, bir jinsli magnit maydonida turgan ΔS yuzali yassi sirtini ko'raylik.



9 - rasm. ΔS maydon orqali o'tuvchi magnit oqimi.

ΔS sirt orqali magnit maydon induksiya vektorining oqimi (magnit oqimi) deb B_n ning (magnit induksiya vektorining sirt normaliga proektsiyasining) sirt yuzasiga ko'paytmasiga teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi:

$$\Delta\Phi = B \cdot \Delta S \cdot \cos \alpha \quad (23.4)$$

bu erda α – sirt normali $\vec{n}$ – ning yoʻnalishi va induksiya vektori $\vec{B}$ orasidagi burchak (7-rasm).

$B_n = B \cdot \cos \alpha$ skalyar kattalik boʻlganidan magnit oqimi ham skalyar kattalikdir. Umuman olganda, biror sirt orqali magnit oqimi, shu sirt orqali oʻtgan magnit induksiya chiziqlarining sonini xarakterlaydi.

$\cos \alpha$ qanday qiymatni qabul qilishiga qarab magnit oqimi musbat ($F > 0$) yoki manfiy ($F < 0$) boʻlishi mumkin. $\cos \alpha$ ning qiymati esa normalning musbat yoʻnalishi qanday tanlanishiga bogʻliq boʻladi. Normalning musbat yoʻnalishi esa qaralayotgan konturdan oqayotgan tokning yoʻnalishiga bogʻliq boʻlib oʻng 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.

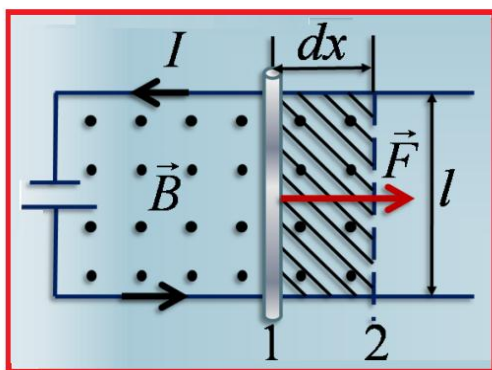
$1 Vb = 1 Tl$ induktsiyali, bir jinsli magnit maydon kuch chiziqlariga perpendikulyar joylashtirilgan $1 m^2$ yuzali sirtidan oʻtadigan oqimdir.

Tokli oʻtkazgichni magnit maydonida koʻchirishda bajargan ishi.

Magnit maydonidagi tokli oʻtkazgichga amper qonuni bilan aniqlanuvchi kuch taʼsir qiladi. Bu kuchning ishini hisoblash uchun 8 – rasmdagidek zanjir yigʻamiz va Amper kuchi taʼsirida qoʻzgʻalishi mumkin boʻlishi uchun bir tomonini mahkamlamay ilgakcha orqali ulaymiz.

Agar ushbu sistemani, induktsiyasi rasm tekisligiga perpendikulyar yoʻnalgan bir jinsli magnit maydonida joylashtirsak oʻtkazgich harakatlana boshlaydi. Oʻtkazgichga taʼsir etadigan kuchning kattaligi Amper qonuniga, yoʻnalishi esa chap qoʻl qoidasiga muvofiq aniqlanadi. $\alpha = \pi/2$ boʻlganligi uchun $\sin \alpha = 1$ va Amper kuchi

$$F = BIl$$



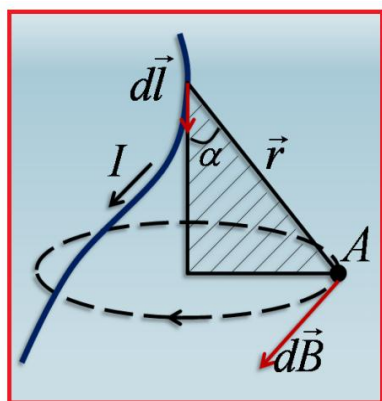
10 - rasm. Tokli silindr o'tkazgichga magnet maydonining ta'siri.

yuqoridagi formulaga asosan

$$\Delta A = B I \Delta S = I \Delta \Phi = I(\Phi_2 - \Phi_1)$$

Tokli o'tkazgichni magnet maydonida ko'chirishda Amper kuchlarining bajargan ishi, tok kuchining, o'tkazgich harakatlanganda qamrab oladigan sirt orqali magnet oqimiga ko'paytmasiga teng.

$\Delta \Phi$ o'tkazgich harakatlanganda kesib o'tadigan magnet induksiya chiziqlari sonini xarakterlagani sababli, chiziqli o'tkazgich bir necha bor ko'chganda ishni hisoblash uchun o'tkazgich kesib o'tgan magnet kuch chiziqlarining yig'indi sonini olish kerak.



11 - rasm. Tokli o'tkazgich atrofidagi A nuqtadagi magnet induksiya vektori.

aniqlangan (9-rasm):

$$\Delta B = \frac{\mu \mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I \Delta l \sin \alpha}{r^2} \quad (23.5)$$

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

$$\Delta A = F \cdot dx = B I l \cdot dx$$

Bu ifodadagi $l \cdot dx = S$ o'tkazgich harakatlanganda qamrab oladigan yuza. Unda

Bio-Savar-Laplas qonuni.

Turli shakldagi o'zgarmas tokning magnet 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 magnet induksiya vektori qiymati

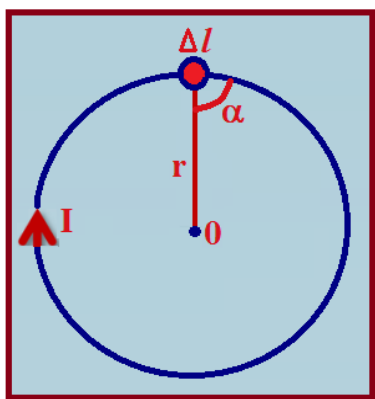
bu erda $\vec{r}$ o'tkazgichning Δl elementidan A nuqtagacha bo'lgan radius-vektor, r – uning moduli, α – tok yo'nalishi va $\vec{r}$ orasidagi burchak. (23.5) formula Bio-Savar-Laplas qonuni ifodalaydi. ΔB ning yo'nalishi o'ng parma qoidasiga muvofiq aniqlanadi. Agar parmaning ilgarilanma harakati tokning yo'nalishi bilan mos kelsa, parma dastasining aylanma harakati magnit induksiya vektorining yo'nalishini ko'rsatadi. Elektr maydoni uchun bajarilgani kabi magnit maydoni uchun ham superpozitsiya printsipli 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 printsipli ba'zi maydonlarni oson hisoblash imkonini beradi.

Aylanma tokning magnit maydoni.

Bio-Savar-Laplas qonunidan foydalanib, r radiusli, I – tok oqayotgan aylanma



12-rasm. Aylanma tokning markazidagi magnit induksiya.

o'tkazgichning 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 ΔB_i ning 0 nuqtada hosil qilgan magnit maydon induktsiyasi

$$\Delta B = \frac{\mu\mu_0 I}{4\pi} \cdot \frac{\sin\alpha}{r^2} \cdot \Delta l_i \quad (23.7)$$

10-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.

$$B = \sum_{i=1}^n \frac{\mu\mu_0}{4p} \cdot \frac{I}{r^2} \cdot \Delta l_i = \frac{\mu\mu_0}{4p} \cdot \frac{I}{r^2} \sum_{i=1}^n \Delta l_i$$

Agar barcha Δl_i larni qo'shib chiqsak aylananing uzunligi chiqishini e'tiborga olsak

$$\sum_{i=1}^n \Delta l_i = 2pr$$

magnit maydon induktsiyasi uchun olamiz

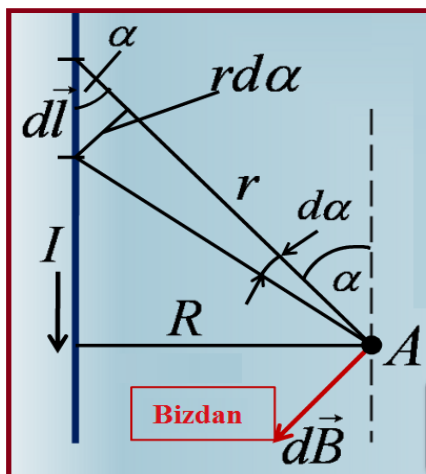
$$B = \frac{\mu\mu_0}{2r} I, \quad H = \frac{I}{2pr} \quad (23.8)$$

Demak, aylanma tokning markazda hosil qiladigan magnit maydon induktsiyasi o'tkazgichdan oqadigan tok kuchiga to'g'ri, aylana radiusiga esa teskari proportsional 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 (11 - rasm)

$$B = \frac{\mu\mu_0}{2pR} I$$



13 - rasm. Tokli to'g'ri o'tkazgichning R masofadagi magnit maydon induktsiyasi.

$$r = \frac{R}{\sin \alpha}, \quad dl = \frac{r d\alpha}{\sin \alpha}$$

bo'lgani uchun, bu kattaliklarni quyidagi formulaga qo'yamiz.

$$dB = \frac{\mu_0}{4p} \cdot \frac{I dl \sin \alpha}{r^3}$$

Bundan

$$dB = \frac{\mu\mu_0 I}{4pR} \cdot \sin \alpha d\alpha$$

0 dan p gacha integrallasak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$B = \int dB = \frac{\mu\mu_0 I}{4pR} \int_0^p \sin \alpha d\alpha = \frac{\mu\mu_0}{4p} \cdot \frac{2I}{R}$$

Demak, cheksiz uzun o'tkazgich uchun

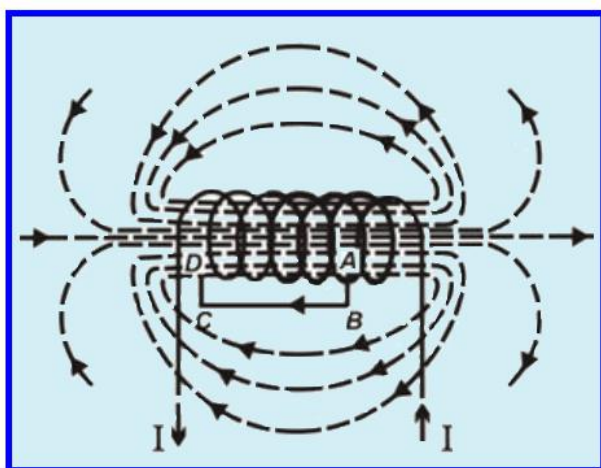
$$B = \frac{\mu\mu_0}{2p} \cdot \frac{I}{R}$$

O'tkazgichning ba'zi bir qismi uchun

$$B = \frac{\mu\mu_0}{4p} \cdot \frac{I}{R} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2)$$

Solenoid magnit maydoni.

Solenoid – ko'p sonly similar o'ralgan silindrik g'altakdan iborat sistema. Agar similar 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



14 - rasm. Solenoidning magnit maydon induksiyasi.

$$B = \frac{\mu\mu_0 In}{l}$$

ga teng va maydon kuchlanganligi

$$H = \frac{In}{l}$$

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 birligi amper taqsim metr:

$$H = 1 \frac{A}{m}$$

Nazorat savollari

Magnit maydoniqanday hosil qilinadi?

Doimiy magnitning nechta qutbi bor?

Magnit maydon kuch chiziqlari qaysi qutbdan boshlanib qaysi qutbda tugaydi?

Muhitning magnit singdiruvchanligi deganimiz nima?

Magnit oqimi deganimiz nima?

Bio-Savar-Laplas qonuni qanday?