O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA O‘RTA MAXSUS TA’LIM VAZIRLIGI

ISLOM KARIMOV NOMIDAGI TOSHKENT DAVLAT TEXNIKA UNIVERSITETI

FIZIKA

FANIDAN MA’RUZALAR TO‘PLAMI

o‘quv-uslubiy qo‘llanma

(I qism)

TOSHKENT – 2017

O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA O‘RTA MAXSUS
TA’LIM VAZIRLIGI

ISLOM KARIMOV NOMIDAGI
TOSHKENT DAVLAT TEXNIKA UNIVERSITETI

FIZIKA

FANIDAN MA’RUZALAR TO‘PLAMI

o‘quv-uslubiy qo‘llanma

(I qism)

TOSHKENT – 2017

Tuzuvchilar: Umirzakov B.Y., Abduvayitov A.A., Boltayev X.X. Fizika fanidan ma'ruzalar to'plami (I qism). – Toshkent: ToshDTU, 2017. – 124 b.

Ushbu o'quv-uslubiy qo'llanma fizika fanini yangi dastur asosida tashkil etishga bag'ishlangan bo'lib, uning maqsadi talabalarni nazariy bilimlar va fizikaning asosiy qonunlarini to'laroq o'rgatishdan iborat.

Qo'llanmadan texnika oliy o'quv yurtlarining talabalari foydalanishi mumkin.

Taqrizchilar:

Norqulov N. – O'zMU Fizika fakulteti "Yarim o'tkazgichlar va polimerlar fizikasi" kafedrasi dotsenti

Usmonov M. – ToshDTU, "Umumiy fizika" kafedrasi dotsenti

Islom Karimov nomidagi Toshkent davlat texnika universiteti ilmiy-uslubiy kengashi qaroriga muvofiq chop etildi.

KIRISH

Ushbu o'quv qo'llanma O'zbekiston Respublikasi Davlat ta'lim standarti bo'yicha Toshkent davlat texnika universiteti ta'lim yo'nalishlari bo'yicha bakalavrlar tayyorlash talablariga muvofiq "Fizika" (I qism) fanining o'quv rejasi asosida tayyorlangan. Ma'ruzalarni o'qish jarayonida multimediali texnik vositalardan foydalangan holda olib borish nazarda tutilgan.

O'quv qo'llanmada Fizika fanining mexanika, mexanik tebranishlar, molekulyar fizika va elektrostatika bo'limlari mavzularga ajratilgan holda bayon etilgan. Mexanika bo'limida klassik mexanikaning fizik asoslari, moddiy nuqta dinamikasi, impuls, mexanik ish, mexanik energiya, quvvat va qattiq jismlarning aylanma harakatini fizik asoslari izchil bayon etilgan. Mexanik tebranishlar bo'limida tebranma harakat, garmonik tebranishlar, matematik, fizik va prujinali mayatniklar, to'lqin jarayonlari va ularning tenglamalari, shu bilan birga, maxsus nisbiylik nazariyasi elementlari bayon qilingan. Ikkinchi bo'lim molekulyar fizika va termodinamikaning asoslariga bag'ishlangan. Ushbu bo'limda molekulyar kinetik nazariyasi qonunlari, ideal gaz tushunchasi, termodinamika asoslari, gaz molekulalarining taqsimoti, aylanma jarayonlar, Karno sikli, real gazlar, Van-der-Vals tenglamalari bayon qilingan. Uchinchi bo'limda elektrostatika va uning fizik kattaliklari aks ettirilgan. Ushbu bo'limda zaryadli zarralarning bir-biri bilan o'zaro ta'siri, Kulon qonuni, elektr maydon kuchlanganligi va potensial tushunchalari, kuchlanganlik oqimi, Ostragradskiy-Gauss teoremasi va uning tadbiqi, elektr dipol, elektr sig'im, kondensatorlar va ularning ishlatilish sohalari kabi mavzular matematik ifodalar yordamida tushuntirilgan. O'quv-uslubiy qo'llanmada 18 ta mavzu yoritilgan.

Mavzularni bayon qilishda fizik hodisalar, ularning mohiyati va matematik ifodalardan foydalangan holda tushuntirilgan. Belgilash va fizik kattaliklarning xalqaro birliklar tizimi (XBT) asosida keltirilgan. O'quv qo'llanma davlat tilida chop etilgan va zamonaviy chet el adabiyotlaridan (D. Giancoli. PHYSICS (PRINCIPLES WITH APPLICATIONS), Hugh d. Young, Roger A. Freedman.

UNIVERSITY PHYSICS with modern physics) foydalangan holda yozilgan.

Ushbu o'quv qo'llanmaning asosiy maqsadi talabalarni tabiatdagi hodisa va jarayonlar bilan tanishtirish, ularning ilmiy nuqtayi nazardan malakalarini shakllantirish, nazariy, amaliy, laboratoriyalarda olingan natijalar asosida fizik qonuniyatlarni obyektiv ekanligini isbot qilishdir. Olingan bilimlar va ko'nikmalar kelgusida mutaxassislik fanlarini o'zlashtirishda asos bo'ladi. Talabalarning bilim darajasi ikkita oraliq va yakuniy nazorat o'tkazish orqali aniqlanadi. Bunda test sinovlariga ham alohida ahamiyat beriladi.

I BOB. MEXANIKA

1-MAVZU. KLASSIK MEXANIKANING FIZIK ASOSLARI

1.1. Umumiy tushunchalar [1, 1-16 b]

Fizika (grekcha „physis" – tabiat) qonunlari barcha tabiatshunoslik bo'limlarining asosi hisoblanadi. Demak fizika, modda (jism) va maydonlarning umumiy xususiyatlari va harakat qonunlarini o'rganuvchi fandir.

Inson ongiga bog'liq bo'lmagan holda mavjud bo'lgan barcha jismlar, maydonlar, moddalar **materiya** deyiladi. Materiyaning har qanday o'zgarishi **harakat** deyiladi. Harakat materiyaning ajralmas xossasi va mavjudlik shartidir. Jismlarning va jismlardagi moddalarning bir-biriga nisbatan siljishi **mexanik harakat** deyiladi.

O'lchamlari nisbatan katta, tezliklari yorug'lik tezligidan juda kichik bo'lgan harakatlarni o'rganuvchi mexanika **klassik mexanika** deyiladi. Klassik mexanikaga G. Galiley va I. Nyuton qonunlari asos qilib olingan. Mexanikani o'rganishda ikkita fizik modeldan foydalanamiz: moddiy nuqta va absolyut qattiq jism.

Qattiq jismning o'lchamlari uning bosib o'tgan yo'lidan yoki u ta'sirlashadigan boshqa jismgacha bo'lgan masofadan juda kichik bo'lsa, uni moddiy nuqta deb ataymiz. Ya'ni tekshirilayotgan jarayonda shakli va o'lchamlarini hisobga olmaslik mumkin bo'lgan jism **moddiy nuqta** deyiladi. Harakat davomida jismning shakli va o'lchamlari o'zgarmaydi (deformatsiyalanmaydi)gan jism **ideal absolyut qattiq jism** deyiladi.

Jismlarning harakatini o'rganishda har xil koordinata sistemalardan foydalanish mumkin. Biz asosan dekart koordinatalar sistemasidan foydalanamiz. Jismning harakati biror qo'zg'almas jismga (shartli ravishda) nisbatan o'rganiladi. Bu qo'zg'almas jism **sanoq boshi** deyiladi.

Dekart koordinatalar sistemasida koordinata boshi **sanoq boshi** deb qabul qilinadi.

Klassik mexanika uch qismdan iborat:

1. **Kinematika** – jismning harakatini va harakat qonunlarini, uning kelib chiqish sabablarini hisobga olmasdan o‘rganadigan mexanikaning bo‘limi. Masalan: tezlik, tezlanish va h.k.

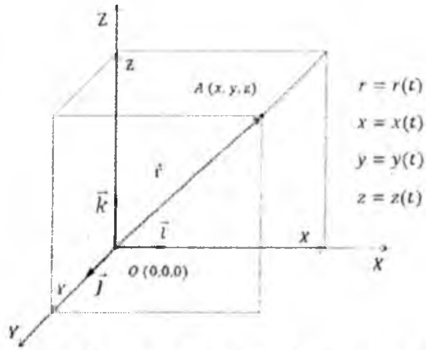
2. **Dinamika** – jismlarning harakatini uni vujudga keltiruvchi sabablarni hisobga olgan holda o‘rganadigan mexanikaning bo‘limi. Asosini Nyuton qonunlari tashkil qiladi.

3. **Statika** – jismlar sistemalarining muvozanatlanish qonunlarini o‘rganadi.

1.2. Moddiy nuqta kinematikasi asoslari [1, 22-39 b]

Mexanikani o‘rganishda biz fazo (muhiti)ni bir jinsli va izotrop deb faraz qilamiz. Agar fazoning hamma nuqtalarida uning tarkibi, joylashish masofalari bir xil bo‘lsa, uni **bir jinsli fazo** deyiladi. Agar fazoning xususiyatlari uning hamma yo‘nalishlarida bir xil bo‘lsa, bunday fazo (muhit) **izotrop** deyiladi.

Dekart koordinatalar sistemasida moddiy nuqtaning holatini ko‘rib o‘tamiz. $t = 0$ vaqtda moddiy nuqta koordinata boshida joylashadi $O(0,0,0)$. Jism t vaqtda A nuqtaga ko‘chgan bo‘lsin, u holda uning koordinatalari $A(x, y, z)$ bo‘ladi. $\vec{r}$ koordinata boshi bilan A nuqtani tutashtiruvchi to‘g‘ri chiziq $\vec{r}$ **radius vektor** deb aytiladi. x, y, z lar uning X, Y, Z koordinata o‘qlaridagi proyeksiyalari (1.1-rasm).

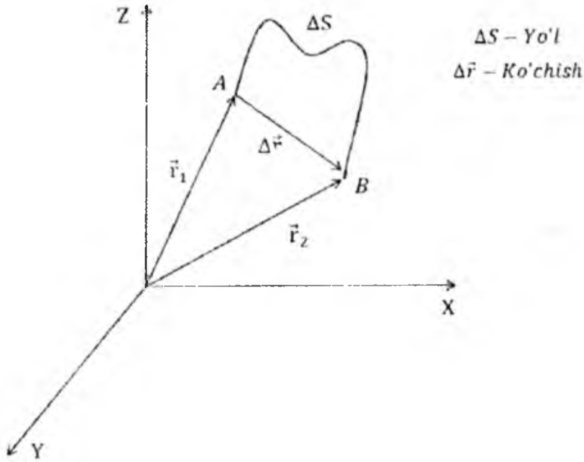


1.1-rasm. Moddiy nuqtaning koordinatalari

$$\vec{r} = x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k}$$

$\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ - o‘qlar bo‘yicha birlik vektorlar.

Jism Δt vaqtda A nuqtadan B nuqtaga siljigan bo'lsa, uning bosib o'tgan yo'li ΔS ga teng, ko'chish esa $\Delta\vec{r}$ ga teng bo'lsin (1.2-rasm).



1.2-rasm. Moddiy nuqtaning A nuqtadan B nuqtagacha bosib o'tgan yo'li va ko'chishi

Jismning harakat davomida fazoda qoldirgan izi **trayektoriya** deyiladi. Trayektoriyaning uzunligi jism bosib o'tgan **yo'l**ga teng bo'ladi. Yo'l – skalyar kattalikdir. A va B nuqtalar orasidagi eng yaqin masofa, ya'ni nuqtalarni tutashtiruvchi yo'nalishli kesma $\Delta\vec{r}$ ga **ko'chish** deyiladi. Ko'chish – vektor kattalikdir. Harakat A dan B ga yo'nalgan bo'lsa, $\Delta\vec{r}$ vektor B nuqta tomonga yo'nalgan bo'ladi.

Agar tekshirilayotgan kattalik ham yo'nalishga, ham miqdorga (son qiymatga) ega bo'lsa, u **vektor kattalik** deyiladi. Agar kattalik faqat miqdorga ega bo'lsa, u **skalyar kattalik** deyiladi. Ammo har doim vektor kattalikning son qiymatini aniqlash kerak bo'ladi.

Harakat davomida bosib o'tilgan umumiy yo'lning bosib o'tish uchun ketgan vaqtga nisbati **o'rtacha tezlik** deyiladi [1, 23-b]. O'rtacha tezlikning son (skalyar) qiymati quyidagi formuladan aniqlanadi:

$$\vartheta_{o'rt} = \frac{\Delta S}{\Delta t}. \qquad (1.1)$$

Tezlik birligi: $[\vartheta] = \left[\frac{m}{s}\right]$.

Uning vektor kattaligi quyidagi formuladan topiladi:

$$\vec{\vartheta}_{o'rt} = \frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t}. \qquad (1.2)$$

Agar Δt ning qiymatini kamaytirib borsak, ya'ni $\Delta t \to 0$ bo'lsa, bu holda limit qiymat vujudga keladi. Bu paytdagi tezlik oniy bo'ladi. Jismning oniy lahzadagi tezligi, ya'ni biz tekshirayotgan paytdagi (momentdagi) tezligi **oniy tezlik** deyiladi. Oniy tezlikning skalyar qiymati quyidagiga teng:

$$\vartheta_{on} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta S}{\Delta t} = \frac{dS}{dt}. \qquad (1.3)$$

Uning vektor qiymati quyidagiga teng:

$$\vec{\vartheta}_{on} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta r}{\Delta t} = \frac{d\vec{r}}{dt}. \qquad (1.4)$$

Moddiy nuqtaning trayektoriyasiga qarab harakat 2 xil bo'ladi: to'g'ri chiziqli va egri chiziqli.

1.3. To'g'ri chiziqli harakat

To'g'ri chiziqli harakatni 2 holda ko'rib o'tamiz:

To'g'ri chiziqli tekis harakat;

To'g'ri chiziqli tekis o'zgaruvchan harakat.

Jism teng vaqt oraliqlarida teng yo'llarni bosib o'tsa, bunday harakat **to'g'ri chiziqli tekis harakat** deyiladi. Bunday harakatda tezlik o'zgarmas bo'lib, o'rtacha tezlik oniy tezlikka teng bo'ladi:

$$\vartheta_{o'rt} = \vartheta_{oniy} = \frac{\Delta S}{\Delta t} = const. \qquad (1.5)$$

Bu holda ko'chish va yo'l o'zaro teng bo'ladi: $\Delta r = \Delta S$.

Agar jismning tezligi vaqt o‘tishi bilan o‘zgarib borsa, bunday harakat **o‘zgaruvchan** harakat deyiladi. Agar jismning tezligi teng vaqtlar oralig‘ida bir xil miqdorda oshib (kamayib) borsa, bunday harakatga **tekis tezlanuvchan (sekinlanuvchan) harakat** deyiladi. Bunday harakatda tezlanish tushunchasi kiritiladi.

Tezlik o‘zgarishining shu o‘zgarish uchun ketgan vaqtga nisbati **tezlanish** deyiladi [1, 26-b]. Birligi: $[a] = [\frac{m}{s^2}]$;

$$a = \frac{\vartheta - \vartheta_0}{t}, \tag{1.6}$$

bu yerda ϑ_0 – boshlang‘ich tezlik; t – vaqt; ϑ – jismning t vaqtdan keyingi tezligi. Tezlanishning oniy qiymati:

$$\vec{a} = \frac{d\vec{\vartheta}}{dt}. \tag{1.7}$$

Agar $a > 0$ bo‘lsa, tekis tezlanuvchan; $a < 0$ bo‘lsa, tekis sekinlanuvchan harakat bo‘ladi. Tezlanuvchan harakatda tezlikning va bosib o‘tilgan yo‘lning vaqtga bog‘liqlik ifodasi quyidagicha:

$$\vec{\vartheta} = \vec{\vartheta}_0 + \vec{a}t; \tag{1.8}$$

$$S = \int_0^t \vartheta \cdot dt = \vartheta_0 \cdot t + \frac{a \cdot t^2}{2}. \tag{1.9}$$

1.4. Moddiy nuqtaning egri chiziqli va aylanma harakati

Moddiy nuqta harakatining trayektoriyasi egri chiziqdan iborat bo‘lsa, **egri chiziqli harakat** deyiladi. Egri chiziqli o‘zgaruvchan harakatda vaqt o‘tishi bilan tezlik vektorining faqat yo‘nalishigina emas, balki miqdori ham o‘zgarishi mumkin. Jism A nuqtadan B nuqtaga AB trayektoriya bo‘ylab harakat qilayotgan bo‘lsin (1.3-rasm). Bu nuqtalardagi tezliklarni mos ravishda ϑ_A va ϑ_B deb belgilaylik. $\vec{\vartheta}_B$ ni A nuqtaga parallel ko‘chirib, tezlik o‘zgarishi ($\Delta\vec{\vartheta} = \vec{\vartheta}_A - \vec{\vartheta}_B$) ni topamiz. $\Delta\vartheta$ ni ikki vektorning yig‘indisi

Tezlik birligi: $[\vartheta] = \left[\frac{m}{s}\right]$.

Uning vektor kattaligi quyidagi formuladan topiladi:

$$\vec{\vartheta}_{o'rt} = \frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t}. \tag{1.2}$$

Agar Δt ning qiymatini kamaytirib borsak, ya'ni $\Delta t \to 0$ bo'lsa, bu holda limit qiymat vujudga keladi. Bu paytdagi tezlik oniy bo'ladi. Jismning oniy lahzadagi tezligi, ya'ni biz tekshirayotgan paytdagi (momentdagi) tezligi **oniy tezlik** deyiladi. Oniy tezlikning skalyar qiymati quyidagiga teng:

$$\vartheta_{on} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta S}{\Delta t} = \frac{dS}{dt}. \tag{1.3}$$

Uning vektor qiymati quyidagiga teng:

$$\vec{\vartheta}_{on} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta r}{\Delta t} = \frac{d\vec{r}}{dt}. \tag{1.4}$$

Moddiy nuqtaning trayektoriyasiga qarab harakat 2 xil bo'ladi: to'g'ri chiziqli va egri chiziqli.

1.3. To'g'ri chiziqli harakat

To'g'ri chiziqli harakatni 2 holda ko'rib o'tamiz:

To'g'ri chiziqli tekis harakat;

To'g'ri chiziqli tekis o'zgaruvchan harakat.

Jism teng vaqt oraliqlarida teng yo'llarni bosib o'tsa, bunday harakat **to'g'ri chiziqli tekis harakat** deyiladi. Bunday harakatda tezlik o'zgarmas bo'lib, o'rtacha tezlik oniy tezlikka teng bo'ladi:

$$\vartheta_{o'rt} = \vartheta_{oniy} = \frac{\Delta S}{\Delta t} = const. \tag{1.5}$$

Bu holda ko'chish va yo'l o'zaro teng bo'ladi: $\Delta r = \Delta S$.

Agar jismning tezligi vaqt o‘tishi bilan o‘zgarib borsa, bunday harakat **o‘zgaruvchan** harakat deyiladi. Agar jismning tezligi teng vaqtlar oralig‘ida bir xil miqdorda oshib (kamayib) borsa, bunday harakatga **tekis tezlanuvchan (sekinlanuvchan) harakat** deyiladi. Bunday harakatda tezlanish tushunchasi kiritiladi.

Tezlik o‘zgarishining shu o‘zgarish uchun ketgan vaqtga nisbati **tezlanish** deyiladi [1, 26-b]. Birligi: $[a] = [\frac{m}{s^2}]$;

$$a = \frac{\vartheta - \vartheta_0}{t}, \tag{1.6}$$

bu yerda ϑ_0 – boshlang‘ich tezlik; t – vaqt; ϑ – jismning t vaqtdan keyingi tezligi. Tezlanishning oniy qiymati:

$$\vec{a} = \frac{d\vec{\vartheta}}{dt}. \tag{1.7}$$

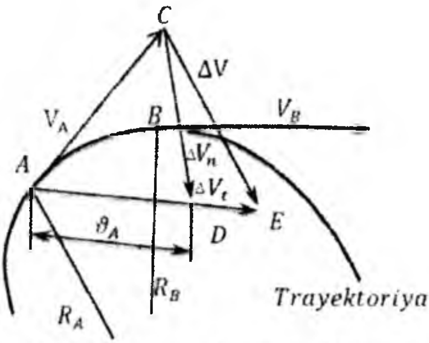
Agar $a > 0$ bo‘lsa, tekis tezlanuvchan; $a < 0$ bo‘lsa, tekis sekinlanuvchan harakat bo‘ladi. Tezlanuvchan harakatda tezlikning va bosib o‘tilgan yo‘lning vaqtga bog‘liqlik ifodasi quyidagicha:

$$\vec{\vartheta} = \vec{\vartheta}_0 + \vec{a}t; \tag{1.8}$$

$$S = \int_0^t \vartheta \cdot dt = \vartheta_0 \cdot t + \frac{a \cdot t^2}{2}. \tag{1.9}$$

1.4. Moddiy nuqtaning egri chiziqli va aylanma harakati

Moddiy nuqta harakatining trayektoriyasi egri chiziqdan iborat bo‘lsa, **egri chiziqli harakat** deyiladi. Egri chiziqli o‘zgaruvchan harakatda vaqt o‘tishi bilan tezlik vektorining faqat yo‘nalishigina emas, balki miqdori ham o‘zgarishi mumkin. Jism A nuqtadan B nuqtaga AB trayektoriya bo‘ylab harakat qilayotgan bo‘lsin (1.3-rasm). Bu nuqtalardagi tezliklarni mos ravishda ϑ_A va ϑ_B deb belgilaylik. $\vec{\vartheta}_B$ ni A nuqtaga parallel ko‘chirib, tezlik o‘zgarishi ($\Delta \vec{\vartheta} = \vec{\vartheta}_A - \vec{\vartheta}_B$) ni topamiz. $\Delta\vartheta$ ni ikki vektorning yig‘indisi shaklida ham tasavvur qilish mumkin. Buning uchun AE kesmadan AC ga teng AD kesmani ajratamiz. C va D nuqtalarni birlashtiruvchi vektorni $\Delta\vartheta_n$ bilan, D va E nuqtalarni birlashtiruvchi vektorni esa $\Delta\vartheta_t$ bilan belgilaylik.



1.3-rasm. Moddiy nuqtaning egri chiziqli harakati

$\Delta\vartheta$ ana shu ikki vektorning yig'indisidan iborat deb hisoblash mumkin, ya'ni

$$\Delta\vec{\vartheta} = \Delta\vec{\vartheta}_n + \Delta\vec{\vartheta}_t. \qquad (1.10)$$

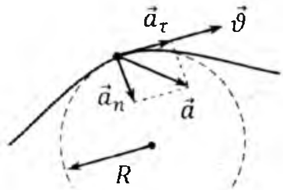
Bu yerda $\Delta\vec{\vartheta}_n$ – normal tezlik, $\Delta\vec{\vartheta}_t$ – tangensial tezlik deyiladi. U holda tezlanish quyidagiga teng bo'ladi:

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\vec{\vartheta}}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\vec{\vartheta}_n}{\Delta t} + \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\vec{\vartheta}_\tau}{\Delta t}; \qquad (1.11)$$

$\vec{a}$ ikkita tashkil etuvchidan iborat bo'lar ekan.

$$\vec{a}_n = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\vec{\vartheta}_A}{\Delta t}; \quad \vec{a} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\vec{\vartheta}_\tau}{\Delta t}.$$

Egri chiziqli harakatda tezlanishni ikkita tashkil etuvchiga ajratib olinadi: tangensial tezlanish $\vec{a}_\tau$ va normal tezlanish $\vec{a}_n$. Ular har doim o'zaro perpendikular bo'ladi: $a_n \perp a_\tau$ (1.4-rasm)



1.4-rasm. Egri chiziqli harakatda tezlik va tezlanish

Tangensial tezlanish trayektoriyaning tekshirilayotgan nuqtasiga urinma bo'ylab yo'nalgan bo'ladi:

$$a_\tau = \frac{d\vartheta_\tau}{dt}.$$

Normal tezlanish trayektoriyaning egrilik markaz tomonga yo'nalgan bo'ladi:

$$a_n = \frac{\vartheta^2}{R}. \quad (1.12)$$

U holda umumiy tezlanishning vektor ko'rinishini quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$\vec{a} = \vec{a}_n + \vec{a}_\tau. \quad (1.13)$$

Umumiy tezlanishning son qiymati esa quyidagi ifoda yordamida topiladi:

$$a = \sqrt{a_n^2 + a_\tau^2}. \quad (1.14)$$

Demak, egri chiziqli harakat qilayotgan moddiy nuqtaning har bir ondagi to'liq tezlanishini ikki tashkil etuvchiga – tezlikning yo'nalishi bo'yicha o'zgarish jadalligini ifodalaydigan normal tezlanishga va tezlikning miqdoriy jihatdan o'zgarish jadalligini ifodalaydigan urinma (tangensial) tezlanishga ajratish mumkin. Xususiy hollarni qarab chiqamiz:

1) urinma tezlanish nolga teng bo'lganda ($a_\tau = 0$), tezlik o'zgarmas bo'ladi va to'liq tezlanish faqat normal tezlanishdan iborat bo'ladi. Bunday holda moddiy nuqta **aylana bo'ylab tekis** harakatlanadi;

2) normal tezlanish nolga teng bo'lganda ($a_n = 0$), to'liq tezlanish urinma tezlanishga teng. Bu holda tezlik yo'nalishi o'zgarmaydi va jism to'g'ri chiziqli tekis harakat qiladi. $R \to \infty$ bo'lgan trayektoriya bo'yicha harakat qilayotgan moddiy nuqtaning normal tezlanishining moduli:

$$a_n = \frac{\vartheta^2}{R} \to 0.$$

Aylanma harakat egri chiziqli harakatning xususiy holidir. Bunday harakatda moddiy nuqtaning trayektoriyasi aylanadan iborat bo'ladi va uni xarakterlash uchun burilish burchagi φ asosiy parametr qilib olinadi. Burilish burchagining shu burilish uchun ketgan vaqtga nisbati **burchak tezlik** deyiladi. Birligi: $\omega = [\frac{rad}{s}]$

$$\omega = \frac{\varphi - \varphi_0}{\Delta t} = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t}, \tag{1.15}$$

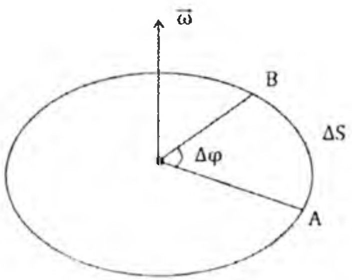
bu yerda φ_0 – harakat boshlangan paytdagi burchak, φ – Δt vaqtdan keyingi burchak.

Agar teng vaqt oraliqlarida moddiy nuqta teng burchaklarga burilsa, bunday harakatga **aylana bo'ylab tekis harakat** deyiladi. Bunday harakatda $\omega = const$ (o'zgarmas) bo'ladi. ω vektor kattalik bo'lib, uning yo'nalishi **o'ng vint** qoidasidan topiladi (1.5-rasm).

Agar teng vaqt oraliqlarida burchak tezlikning qiymati bir xilda oshib (kamayib) borsa, bunday harakat aylana bo'ylab **tekis tezlanuvchan (sekinlanuvchan) harakat** deyiladi. Bunday harakatda **burchak tezlanish** (ε) degan kattalik kiritiladi:

$$\varepsilon = \frac{\omega - \omega_0}{t} = \frac{\Delta\omega}{\Delta t}, \tag{1.16}$$

bu yerda $\Delta\omega = \omega - \omega_0$. Birligi: $[\varepsilon] = [\frac{rad}{s^2}]$



1.5-rasm. Aylana bo'ylab harakatda burchak tezlanish

(1.16) formuladan t vaqtdan keyingi burchak tezlikni va burchakni aniqlash mumkin:

$$\omega = \omega_0 \pm \varepsilon t; \tag{1.17}$$

$$\varphi = \omega_0 t \pm \frac{\varepsilon t^2}{2}; \tag{1.18}$$

bu yerda ω_0 – boshlang'ich burchak tezlik, ω – t ~ vaqtdan keyingi burchak tezlik.

Demak, tekis aylanma harakatda $\omega = const$, tekis o'zgaruvchan aylanma harakatda esa $\varepsilon = const$ bo'ladi. ε ning yo'nalishi tekis tezlanuvchan aylanma harakatda ω bilan bir xil yo'nalgan bo'ladi, tekis sekinlanuvchan aylanma harakatda esa qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladi (1.6-rasm).

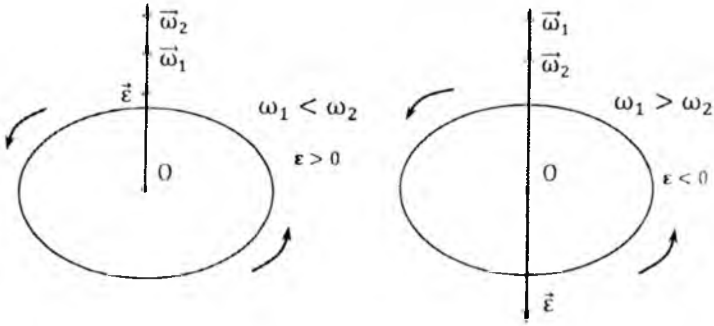
Tekis aylanma harakatda, ya'ni $\omega = const$, $\varepsilon = 0$ bo'lganda moddiy nuqta bir aylanish davri T vaqt ichida $2\pi = 360^0$ burchakka buriladi, ya'ni: $\Delta t = T$ bo'lganda $\varphi = 2\pi$ bo'ladi:

$$\omega = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = \frac{2\pi}{T}. \tag{1.19}$$

Bir sekundagi aylanishlar soni **aylanish chastotasi** deyiladi.

$$n = \frac{N}{t} \text{ yoki } n = \frac{1}{T}. \tag{1.20}$$

Birligi **Gers**: $[n] = \left[\frac{1}{s}\right] = [Hz]$.



1.6-rasm. Aylanma harakatda burchak tezlanish yo'nalishi

Aylanma harakatda chiziqli tezlik tushunchasi kiritiladi. Moddiy nuqtani aylana bo'ylab bosib o'tgan ΔS yo'lining shu yo'lni bosib o'tishiga ketgan vaqtga nisbati chiziqli deyiladi.

$$\vartheta = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta S}{\Delta t}; \tag{1.21}$$

$\Delta\varphi = \frac{\Delta S}{R}$ dan $\Delta S = \Delta\varphi \cdot R$ bo'lganligi uchun

$$\vartheta = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta S}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{R \cdot \Delta\varphi}{\Delta t} = R \cdot \lim_{\Delta t \to 0} \frac{R \cdot \Delta\varphi}{\Delta t} = \omega \cdot R. \tag{1.22}$$

Chiziqli tezlikning vektor ko'rinishi:

$$\vec{\vartheta} = [\vec{\omega} \cdot \vec{R}]; \tag{1.23}$$

Uning moduli (skalyar qiymati):

$$\vartheta = [\vartheta] = \omega \cdot R\, sin\alpha. \tag{1.24}$$

Tezlanishlar uchun asosiy formular:

1. Tekis aylanma harakatda:

$$\left.\begin{aligned} a_n &= \frac{\vartheta^2}{R} = \omega^2 R \\ a_t &= 0 \end{aligned}\right\}; \tag{1.25}$$

2. Tekis o'zgaruvchan aylanma harakatda:

$$\left.\begin{aligned} a_n &= \omega^2 \cdot R \\ a_t &= \varepsilon \cdot R \end{aligned}\right\}. \tag{1.26}$$

2-MAVZU. MODDIY NUQTA DINAMIKASI [1, 75-100 b]

2.1. Nyutonning birinchi qonuni. Kuch tushunchasi

Nyuton birorta jismga boshqa jism yoki maydon ta'sir qilmasa, uni **erkin jism** yoki **kvazi (o'xshash) erkin** jism deb atagan. Bizga ma'lumki, erkin jism mavjud emas, lekin sharoitlarni ma'lum bir miqdorda moslab, erkin jism holatiga yaqinroq holatni vujudga keltirish mumkin.

Jismga tashqaridan boshqa bir jism yoki maydonlar ta'sir qilmasa, u o'zining tinch yoki to'g'ri chiziqli tekis harakat holatini saqlaydi (Nyutonning birinchi qonuni yoki inersiya qonuni).

Jismning o'z holatini saqlashga harakat qilish hodisasi **inersiya hodisasi** deb ataladi. Tajribalar va nazariy tadqiqotlar shuni ko'rsatadiki, jismning inersiyasi uning massasiga bog'liq bo'ladi. Massa katta bo'lsa, inersiya ham katta, ya'ni massa inersiyaning o'lchovidir [1, 78-b].

Jismning tinch holatini va to'g'ri chiziqli tekis harakatini o'zgartirishga majbur qiladigan kattalik **kuch** deb ataladi [1, 76-b]. Kuch jismlarning bir-biriga ta'siri orqali yoki maydonlar orqali beriladi. Jismning tinch holati yoki to'g'ri chiziqli tekis harakati nisbiy bo'lib, u sanoq sistemasiga bog'liq.

Masalan, bir-biriga nisbatan biror tezlanish bilan harakatlanayotgan ikki sanoq sistemasi mavjud bo'lsin. Bu sistemalarning birida tinch holatini saqlayotgan jism ikkinchi sanoq sistemasida tezlanish bilan harakat qiladi. Demak, Nyutonning birinchi qonuni barcha sanoq sistemalarda bajarilavermaydi.

Nyutonning birinchi qonuni bajariladigan sanoq sistemasini inersial sanoq sistemasi deb. aks holda esa **noinersial sanoq sistemasi** deb ataladi. Biror inersial sanoq sistemasiga nisbatan to'g'ri chiziqli tekis harakat qilayotgan ixtiyoriy sanoq sistemasi ham inersial sanoq sistemasi bo'ladi [1, 76-b].

Shunday qilib, Nyutonning birinchi qonunini quydagicha ham ta'riflash mumkin bo'ladi: inersial sanoq sistemasida erkin yoki kvazierkin jism o'z tezligini o'zgartirmaydi. Bu ta'rifda moddiy nuqtaning tinch holati tezligi nolga teng bo'lgan harakat ekani nazarda tutiladi.

2.2. Nyutonning ikkinchi va uchinchi qonunlari
[1, 78-87 b]

Jismlarning tezlanish olishi uchun, albatta, tashqi kuch ta'sir qilishi kerak. Tashqi kuch ta'sirida jismlarning olgan tezlanishi kuchga to'g'ri proporsional, jism massasiga teskari proporsional bo'lib, kuch bilan bir xil yo'nalgan bo'ladi **(Nyutonning II qonuni)**:

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m}. \tag{2.1}$$

Agar jismga bir vaqtning o'zida bir nechta kuch ta'sir qilayotgan bo'lsa, har bir kuch bir-biriga bog'liq bo'lmagan holda jismga tezlanish beradi. Ammo natijaviy tezlanish kuchlarning umumiy tashkil etuvchisiga bog'liq bo'ladi (2.1-rasm).

Bu kuchlarning umumiy yig'indisi vektor ko'rinishda quyidagiga teng:

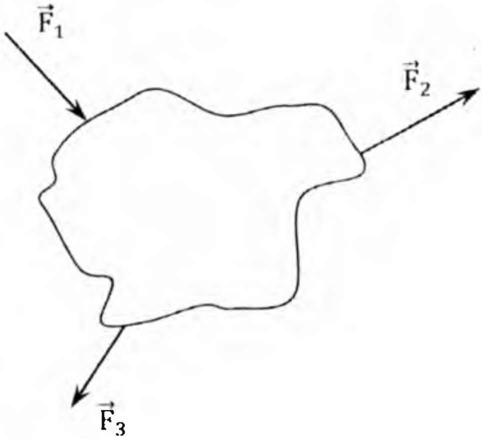
$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \vec{F}_3. \tag{2.2}$$

Agar kuchlar soni n ta bo'lsa,

$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \cdots + \vec{F}_n = \sum_{i=1}^{n} \vec{F}_i\,; \tag{2.3}$$

bu hol uchun

$$\vec{a} = \frac{\sum \vec{F}_i}{m} = \frac{\vec{F}}{m}. \tag{2.4}$$



2.1-rasm. Jismga ta'sir etuvchi kuchlar

Kuchlarning umumiy tashkil etuvchisini topish uchun vektorlarni grafik qo'shish usullaridan foydalanish mumkin. Ikkita $\vec{F}_1$ va $\vec{F}_2$ kuchlar berilgan bo'lsin. Ular A va B nuqtalardan boshlangan, deb faraz qilamiz. Ularni 2 xil usulda qo'shish mumkin. Birinchi usulda A va B nuqta bitta nuqtaga keltiriladi. Bu nuqtaga $\vec{F}_1$ va $\vec{F}_2$ kuchlar o'zlariga parallel ko'chiriladi. Ular asosida parallelogram yasaladi va uning dioganali natijaviy kuchni beradi. Ikkinchi usulda $\vec{F}_1$ kuchning uchiga $\vec{F}_2$ ning boshi qo'yiladi va parallel ko'chiriladi. $\vec{F}_1$ ning boshi $\vec{F}_2$ ning oxirini tutashtirib natijaviy $\vec{F}$ kuch hosil qilinadi (2.2-rasm).

Kuchlar (vektorlar) soni 3 ta va undan ortiq bo'lsa, ikkinchi usuldan foydalanish qulayroq (2.3-rasm) [1, 49-50 b].

Yuqoridagi ifodadan:

$$\vec{F} = m\vec{a} = m\frac{d\vec{\vartheta}}{dt}; \tag{2.5}$$

bundan

$$d\vec{P} = \vec{F} \cdot dt = m \cdot d\vec{\vartheta} = d(m\vec{\vartheta}). \tag{2.6}$$

Bu yerda $\vec{P}$ **kuch impulsi** deyiladi [1, 170-b]. $m\vartheta$ – harakat miqdori.

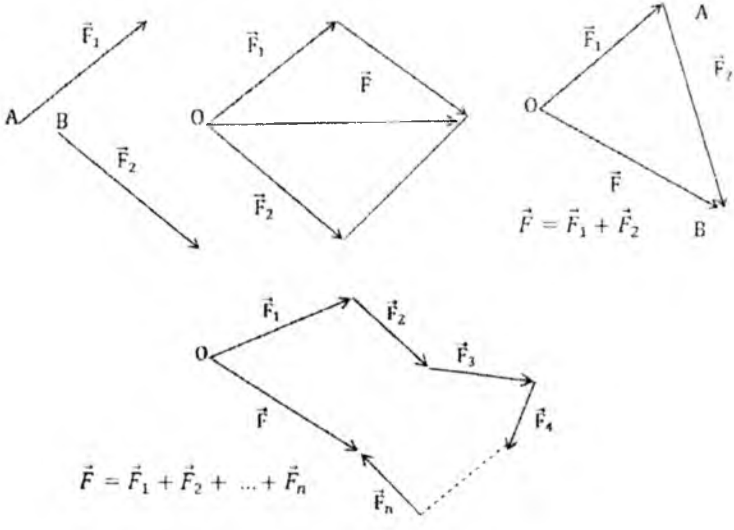
Ikkinchi formuladan ko'rinadiki, kuch impulsining kattaligi harakat miqdoriga teng.

Kuch birligi: $[F] = [N]$;

$$1N = 1kg \cdot 1\frac{m}{s^2}$$

Impuls birligi: $[P] = [N \cdot S] = kg\frac{m}{s}$;

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{F}. \qquad (2.7)$$



2.2-rasm. Kuchlarni qo'shish

(2.3) ifodadan ko'rinadiki, jism impulsidan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosila jismga ta'sir etayotgan kuchga teng. Mazkur ta'rif Nyutonning ikkinchi qonunining boshqacha ko'rinishi.

Agar jismga hech qanday kuch ta'sir etmasa yoki ta'sir etuvchi kuchlarning vektor yig'indisi nolga teng bo'lsa (2.3), ifoda quyidagi ko'rinishiga keladi:

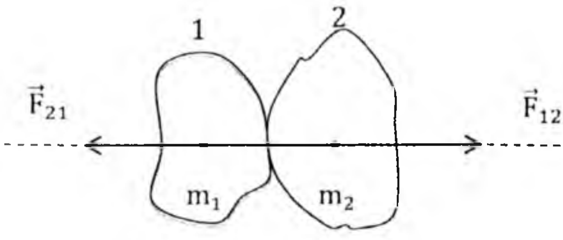
$$\frac{d\vec{P}}{dt} = 0. \qquad (2.8)$$

Biror kattalik hosilasining nolga tengligi shu kattalik o'zgarmas miqdor ekanligidan dalolat beradi, ya'ni:

$$p = const, \tag{2.9}$$

mazkur ifoda moddiy **nuqta (jism) impulsning saqlanish qonunini** xarakterlaydi: kuch ta'sir etmaguncha moddiy nuqtaning impulsi o'zgarmaydi. Bu ta'rifda Nyutonning I-qonunining mazmuni ham aks etgan.

Jismlarning o'zaro ta'sirlashuvi natijasida vujudga keladigan kuchlar jismlar markazini tutashtiruvchi to'g'ri chiziq bo'ylab yo'nalgan bo'ladi. Ammo ishoralari (yo'nalishlari) qarama-qarshi bo'ladi (Nyutonning uchinchi qonuni, 2.3-rasm).



2.3-rasm. Ikki jism ta'sirlashganda vujudga keluvchi kuchlar

$$\vec{F}_{21} = -\vec{F}_{12}. \tag{2.10}$$

Bu kuchlar ta'sirida jismlar olgan tezlanishlar:

$$\vec{a}_1 = \frac{\vec{F}_{21}}{m_1}; \quad \vec{a}_2 = \frac{\vec{F}_{12}}{m_2}.$$

Bularni (6.6) formulaga qo'ysak

$$a_1 = -\frac{m_2}{m_1}\vec{a}_2. \tag{2.11}$$

To'qnashish natijasida jismlarning olgan tezlanishlari ularning massalariga teskari proporsional bo'ladi.

3-MAVZU. TABIATDA KUCHLAR

3.1. Markaziy kuchlar: Konservativ va dissepativ kuchlar [1, 129, 149-150 b]

Tabiatda kuchlarning turlari juda ko'p, ularni shartli ravishda 4 ta guruhga bo'lamiz [1, 129-b]:

1. Butun olam tortishish qonuniga asoslangan **gravitatsion kuchlar**,
2. Magnit va elektr maydoni orqali ta'sir qiluvchi kuchlar – **elektromagnit kuchlar**;
3. Atom yadrosi zarralarining o'zaro ta'siriga asoslangan – **yadro kuchlari**;
4. Elementar zarralarning yemirilishiga asoslangan **kuchsiz kuchlar**.

O'zaro ta'sirlashuvchi jismlar markazlarni tutashtiruvchi to'g'ri chiziq bo'ylab ta'sir qiluvchi kuchlar **markaziy kuchlar** deyiladi. Bu kuchlar, ko'pincha **konservativ kuchlar** deb ham ataladi. Markaziy kuchlarga quyidagilar kiradi: og'irlik kuchi, elastiklik kuchi, tortishish kuchi (gravitatsion kuchlar).

Biror kuch ta'sirida jismning bajargan ishi yo'lning shakliga bog'liq bo'lmay, faqatgina boshlanish va oxirgi vaziyatlarga bog'liq bo'lsa, bunday kuchlar **konservativ (potensial) kuchlar** deyiladi. Konservativ kuchlar ta'sirida jismlar potensial energiyaga ega bo'ladi. Bularga: og'irlik, tortishish kuchlari va elastiklik kuchlari kiradi. Agar jismning bajargan ishi yo'liga bog'liq bo'lsa, **dissepativ kuchlar** deyiladi. Unga ishqalanish kuchi misol bo'ladi.

1. Butun olam tortishish qonuni. Har qanday ikkita jism bir-biriga massalarning ko'paytmasiga to'g'ri proporsional, orasidagi masofaning kvadratlariga teskari proporsional kuch bilan tortilib turadi. Bu qonun butun olam tortishish qonuni deyiladi. Uning formulasi quyidagicha ifodalanadi [1, 119-b]:

$$F = G\frac{m_1 \cdot m_2}{R^2} \tag{3.1}$$

bu yerda F – o'zaro tortishish kuchi (konservativ kuch), G – gravitatsion doimiylik; m_1, m_2 – jismlar massalari; R – ular orasidagi masofa.

$$G = 6.672 \cdot 10^{-11} \frac{N \cdot m^2}{kg^2}.$$

2. Og'irlik kuchi. Yerning tortishish kuchi bilan bog'liq bo'lgan kuchlar og'irlik kuchi deyiladi. Faraz qilaylik, m massali jism Yer sirtidan h balandlikda turgan bo'lsin. U holda butun olam tortishish qonuniga asosan og'irlik kuchi P [1, 84-b]:

$$P = G \frac{mM}{(R+h)^2}, \qquad (3.2)$$

bu yerda M – Yerning massasi, P – og'irlik kuchi, R – Yerning radiusi.

Osmaga yoki tayanchga ta'sir qiluvchi kuch jismning og'irligi deyiladi. U holda og'irlik kuchi:

$$\vec{P} = m\vec{g}, \qquad (3.3)$$

g – erkin tushish tezlanishi.

Og'irlik jism tezlanishiga bog'liq, agar jism a tezlanish bilan yuqoriga harakat qilayotgan bo'lsa, uning og'irligi ortadi, ya'ni

$$P = m\,(g + a). \qquad (3.4)$$

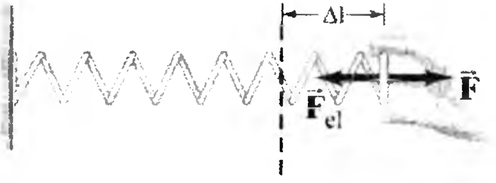
Agar jism a tezlanish bilan pastga harakat qilsa, uning og'irligi kamayadi

$$P = m\,(g - a). \qquad (3.5)$$

Agar $a = g$ bo'lsa, ya'ni jism erkin tushish tezlanishiga teng tezlanish bilan tushsa, vaznsizlik ro'y beradi. Vaznsizlik holatida $P = 0$ bo'ladi.

3. Elastik kuchi (Guk qonuni). Biror-bir kuch ta'siri ostida jismning o'lchami va shakli o'zgaradi, ya'ni deformasiyalanadi. Deformatsiya ikki turga bo'linadi: elastik va plastik. Ta'sir kuchi to'xtatilgandan keyin jismning o'lchamlari va shakli oldingi vaziyatiga to'liq qaytib kelsa, bunday deformatsiya **elastik**

deformatsiya deyiladi. Misol tariqasida boshlang'ich holatga l_0 uzunlikga ega bo'lgan prujinani olamiz. Uning bir uchini mahkamlab, ikkinchi uchiga F kuch bilan ta'sir qilamiz. Bu kuch ta'sirida prujina Δl uzunlikka cho'ziladi va muvozonatga qaytaruvchi kuch vujudga keladi. Muvozonat holatga qaytaruvchi kuchi **elastiklik kuchi** deb ataladi. Tajribalarning ko'rsatishicha kichik deformatsiyalarda prujinaning uzayishi cho'zuvchi kuchlarga proporsional bo'ladi (Guk qonuni) (3.1-rasm) [1, 148-b].



3.1-rasm. Elastik kuchining vujudga kelish sxemasi

$$F = -k\Delta l \tag{3.6}$$

bu yerda: $\Delta l = l - l_0$ – absolyut uzayish, k – prujina bikrligi.

Guk qonuniga ko'ra, elastiklik kuchi prujinaning uzayishiga to'g'ri proporsional.

Bir xil xarakterga ega bo'lgan sterjenlar ham cho'zilishda yoki bir tomonlama siqilishda xuddi prujina kabi bo'ladi. Unda nisbiy uzayish (siqilish) ε:

$$\varepsilon = \frac{\Delta l}{l_0} = \frac{l - l_0}{l_0}. \tag{3.7}$$

Yuza birligiga ta'sir qiluvchi kuch bilan o'lchanadigan kattalik **mexanik kuchlanish** deyiladi.

$$\delta = \frac{F}{S}; \tag{3.8}$$

bu yerda S – sterjenning ko'ndalang kesim yuzasi.

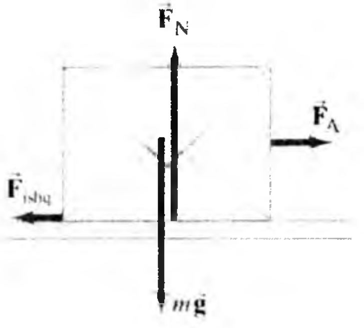
Agar qo‘yilgan kuch normal bo‘ylab yo‘nalgan bo‘lsa u normal kuchlanish, agar urinma bo‘ylab qo‘yilgan bo‘lsa, tangensial kuchlanish deyiladi.

Mexanik kuchlanishning boshqa ko‘rinishi:

$$\delta = E\varepsilon; \tag{3.9}$$

bunda ε – nisbiy o‘zgarish, E – Yung moduli.

4. Ishqalanish kuchi [1, 93-b]. Sirtlari bir-biriga tegib turgan jismlar bir-biriga nisbatan harakat qilsa, ishqalanish kuchi vujudga keladi. Bir jism ikkinchi jism ustida harakat qilayotganda ular orasida vujudga keladigan kuchlar **ishqalanish kuchlari** deyiladi (3.2-rasm).



3.2-rasm. Ishqalanish kuchining vujudga kelishi

Ishqalanish natijasida qizish vujudga keladi va energiyaning bir qismi unga sarf bo‘ladi. Natijada bajarilgan ish yo‘lga bog‘liq bo‘lib qoladi:

$$\vec{F}_{ishq} = k\vec{N}, \tag{3.10}$$

N – reaksiya kuchi, k – ishqalanish koeffitsiyenti, k ning qiymati jismlarning moddasiga, turiga va ayniqsa, tegib turgan yuzalarining g‘adir-budurligiga bog‘liq bo‘ladi.

4-MAVZU. IMPULS. ISH. ENERGIYA VA QUVVAT

4.1. Kuch impulsi. Impulsning saqlanish qonuni [1, 171-177 b]

Nyuton qonuniga asosan

$$\vec{F} = m\vec{a} = m\frac{d\vec{\vartheta}}{dt}, \tag{4.1}$$

bundan

$$\vec{F} \cdot dt = md\vec{\vartheta} = d \cdot \left(m\vec{\vartheta}\right). \tag{4.2}$$

Bu yerda $m\vec{\vartheta}$ – harakat miqdori, $\vec{F}dt$ – kuch impulsi

Kuch impulsini dP deb belgilasak,

$$\vec{F} \cdot dt = d\vec{P} \tag{4.3}$$

ga teng. Bundan

$$\vec{F} = \frac{d\vec{P}}{dt}. \tag{4.4}$$

$\frac{dP}{dt}$ – impuls o‘zgarishining tezligi deyiladi. Impuls o‘zgarishining tezligi jismga ta’sir etadigan kuchga teng. Bu yerda (4.2) formula Nyutonning ikkinchi qonunining umumiy ko‘rinishidir.

Biror fazoda joylashgan barcha jismlar (moddiy nuqtalar) yig‘indisi **mexanik tizim** deyiladi.

Mexanik tizimga tashqaridan hech qanday kuch ta’sir qilmasa, bunday tizim **izolyatsiyalangan** yoki **yopiq tizim** deyiladi. Bunday tizimda jismlarga ta’sir etadigan kuchlar ichki kuchlar deyiladi.

Yopiq tizimda moddiy nuqtalarning bir-biriga ta’sir kuchlari yig‘indisi 0 ga teng bo‘ladi. Ya’ni yopiq tizimda n ta zarra mavjud bo‘lsa,

$$\vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \vec{F}_3 \ldots + \vec{F}_n = \sum_{i=1}^{n} F_{i(ichki)} = 0. \tag{4.5}$$

Yopiq tizimda har bitta moddiy nuqtaning (zarraning jismning) boshqalarga ta'sirlashuvidan oldingi tezligini ϑ deb, ta'sirlashuvidan keyingi tezlikni ϑ' deb belgilaymiz. Bu holda har bir zarra uchun kuch impulsi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\begin{aligned} \vec{F}_1 \cdot dt &= m_1 \vec{\vartheta}_1' - m_1\vec{\vartheta}_1; \\ \vec{F}_2 \cdot dt &= m_2\vec{\vartheta}'_2 - m_2\vec{\vartheta}_2; \\ &\dots \\ \vec{F}_n \cdot dt &= m_n\vec{\vartheta}'_n - m_n\vec{\vartheta}_n. \end{aligned} \tag{4.6}$$

Butun sistemaning kuch impulsini topish uchun (4.6) formulani hadma-had qo'shiladi:

$$\begin{gathered} (\vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_n)dt = \\ = (m_1\vec{\vartheta}_1' + m_2\vec{\vartheta}_2' + \dots + m_n\vec{\vartheta}_n') - (m_1\vec{\vartheta}_1 + m_2\vec{\vartheta}_2 \\ + \dots + m_n\vec{\vartheta}_n) = 0 \end{gathered} \tag{4.7}$$

yoki

$$\sum_{i=1}^{n} P = \sum_{i=1}^{n} F_i dt = \sum_{i=1}^{n} m_i\vartheta_i' - \sum_{i=1}^{n} m_i\vartheta_i = \sum_{i=1}^{n} P_i' - \sum_{i=1}^{n} P_i = 0. \tag{4.8}$$

Bu formuladan quyidagi kelib chiqadi:

$$\sum_{i=1}^{n} P_i = \sum P_i$$

yoki

$$\sum P = const. \tag{4.9}$$

Bu formula moddiy nuqtalar sistemasi impulsining saqlanish qonunini ifodalaydi: izolyatsiyalangan tizim ichida har qanday o'zgarishlar sodir bo'lsa ham sistemaning impulsi o'zgarmaydi, faqatgina moddiy nuqtalar orasidagi impulslarning qayta ta'sirlanishi ro'y berishi mumkin.

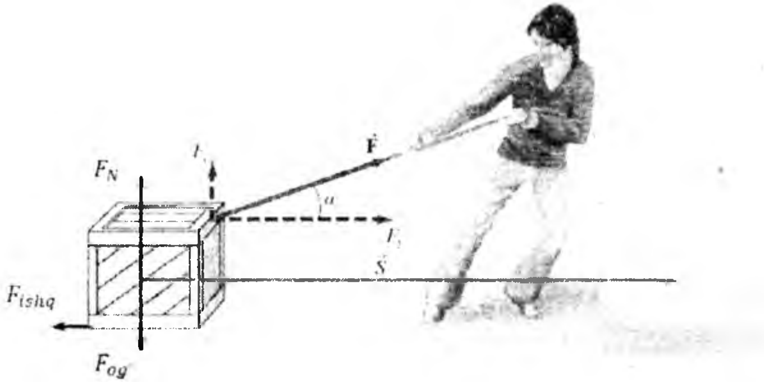
4.2. Mexanik ish va quvvat

Biror jismni biror nuqtadan boshqa nuqtaga ko'chirilganda bajargan ish **mexanik ish** deyiladi.

Mexanik ish ta'sir etayotgan kuchga va ko'chishga proporsional bo'lib, quyidagi formuladan topiladi:

$$A = Fscos\alpha. \tag{4.10}$$

F kuch ikkita tashkil etuvchiga ajratiladi: F_1 va F_2. Ammo F_1 harakat yo'nalishiga tik bo'lgani uchun uning bajargan ishi 0 ga teng. Hamma ishni F_2 kuch bajaradi (4.1-rasm).



4.1-rasm. Jismni tortishda vujudga keladigan kuchlar

$$F_1 = F \cdot sin\alpha; \tag{4.11}$$

$$F_2 = F_s = F \cdot cos\alpha. \tag{4.12}$$

Buni (4.10) ga qo'ysak,

$$A = F \cdot s \cdot cos\alpha = F_s S. \tag{4.13}$$

Agar $\alpha = 0$ bo'lsa, $F_2 = F_{parallel} = F$ va maksimum ish bajariladi, ya'ni $A = A_{max}$ bo'ladi.

Jismga o'zgaruvchan kuch ta'sir qilayotgan bo'lsin va uning trayektoriyasi egri chiziqdan iborat, deb qaraylik. Bu holda yo'l juda kichik elementar ds masofalarga ajratiladi.

Elementlar ko'chishda bajarilgan elementar dA ish

$$dA = F \cdot ds \cdot cos\alpha = F_s \cdot dS. \qquad (4.14)$$

Jismni birinchi holatdan ikkinchi holatga ko'chirilganda bajarilgan umumiy ish

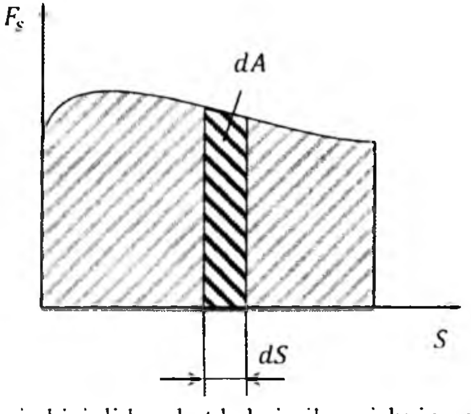
$$A = \sum_{i=1}^{n} F_i \cdot S \cdot \cos\alpha = \int_1^2 Fds\cos\alpha = \int_1^2 F_s \cdot ds. \qquad (4.15)$$

Egri chiziqli harakatda bajarilgan ish egri chiziq ostidagi yuzaga (S ga) aynan teng bo'ladi (Ishning geometrik ma'nosi) (4.2-rasm).

Ish – skalyar kattalik bo'lib, uning birligi Joul $[J]$:

$$[A] = [N \cdot m] = [J].$$

Vaqt birligida bajarilgan ishga son jihatdan teng bo'lgan kattalik **quvvat** deyiladi. Ma'lum bir vaqt oralig'ida bajarilgan ishga teng bo'lgan kattalik **o'rtacha quvvat** deyiladi:



4.2-rasm. To'gri chiziqli harakatda bajarilgan ishning geometrik tasviri

$$N_{o'} = \frac{\Delta A}{\Delta t} \quad (4.16)$$

Δt kamaytirilib 0 ga intilgan paytdagi quvvat **oniy quvvat** deyiladi.

$$N = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta A}{\Delta t} = \frac{dA}{dt} \quad (4.17)$$

Quvvat birligi – Watt.$[N] = \left[\frac{N \cdot m}{s}\right] = \left[\frac{J}{s}\right] = [Wt]$

4.3. Mexanik energiya. Energiyaning saqlanish qonuni

Jismning ish bajara olish qobiliyatini xarakterlovchi kattalik **energiya** deyiladi. Mexanik energiya 2 ga bo'linadi: kinetik va potensial energiya.

Jismning harakat tufayli olgan energiyasi **kinetik energiya** E_k deyiladi.

Jism ko'chishida u tezlanish oladi, ya'ni energiya oshadi, bu holda bajarilgan ish

$$\Delta A = \Delta E_k = E_{k_2} - E_{k_1}. \quad (4.18)$$

Demak, energiyaning o'zgarishi bajarilgan ishga teng bo'lar ekan. Agar $dA = dE$ ekanligini hisobga olsak:

$$dA = dE = F_s \cdot ds = ma \cdot ds = m\frac{d\vartheta}{dt} \cdot ds = m\vartheta \cdot d\vartheta, \quad (4.19)$$

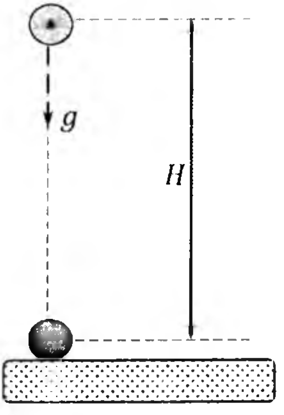
Bu holda

$$dE = \int_{\vartheta_1}^{\vartheta_n} m\vartheta \cdot d\vartheta = \frac{m\vartheta^2}{2}\int_{\vartheta_1}^{\vartheta_2} = \frac{m\vartheta_2^2}{2} - \frac{m\vartheta_1^2}{2}. \quad (4.20)$$

Agar $\vartheta_1 = 0$; $\vartheta_2 = \vartheta$ deb olsak, (kinetik energiya hech qachon manfiy bo'lmaydi):

$$E_k = \frac{m\vartheta^2}{2}. \tag{4.21}$$

Jismlar sistemasidagi jismlarning bir-biriga nisbatan joylashishiga bog‘liq bo‘lgan energiya **potensial** $[E_p]$ **energiya** deyiladi (4.3-rasm) [1, 145-b].



4.3-rasm. Yerdan H balandlikdagi jism holati

$$E_p = max, E_k = 0;$$
$$E_p + E_k = E_t = const;$$
$$E_p = 0;\ E_k = max.$$

Biror jism H balandlikda ushlab turilgan bo‘lsa, unda potensial energiya maksimal, kinetik energiya esa nolga ga teng bo‘ladi:

$$E_{p(m)} = mgH. \tag{4.22}$$

Jism tashlab yuborilsa, uning potensial energiyasi kamayib, kinetik energiyasi oshib boradi. Yerga urilgan paytda $h = 0$, da $E_p = 0$, E_k esa maksimal bo‘ladi.

$$E_{k(m)} = \frac{m\vartheta_m^2}{2}. \tag{4.23}$$

Yerga tushayotgan jismning potensial energiyasi kamayib, kinetik energiyasi oshib boradi, agar tashqi kuchlar ta'sir etmasa, to'liq energiya o'zgarmay qoladi. Bu qoida **mexanik energiyaning saqlanish qonuni** deyiladi [1, 150-b].

$$E_t = E_p + E_k = const \tag{4.24}$$

Energiyaning saqlanish qonuni. Tabiatda har qanday energiya bordan yo'q bo'lmaydi, yo'qdan bor bo'lmaydi, balki bir turdan ikkinchi turga o'tadi, xalos.

Deformatsiyalangan prujina ham potensial energiyaga ega bo'ladi:

$$E_p = \frac{k\Delta x^2}{2}. \tag{4.25}$$

Δx – cho'zilish yoki qisilish kattaligi; k – elastiklik koeffitsiyenti.

5-MAVZU. QATTIQ JISMNING AYLANMA HARAKATI

5.1. Jismning massa (inersiya) markazi. Inersiya momenti. Aylanma harakatning kinetik energiyasi

Qattiq jismni moddiy nuqtalarning (zarralarning) yig'indisi, deb qarash mumkin.

Zarralarning barchasining massalari bitta nuqtaga mujassamlangan deb qarab, bu **nuqtani massa (inersiya) markazi** (O *nuqta*) deb qabul qilinadi [1, 208-210 b].

Jismning O nuqtaga nisbatan o'rtacha radiusi, ya'ni radius vektori quyidagi formulalardan topiladi:

$$r_c = \frac{\sum_{i=1}^{n} \Delta m_i r_i}{\sum_{i=1}^{n} \Delta m_i}. \tag{5.1}$$

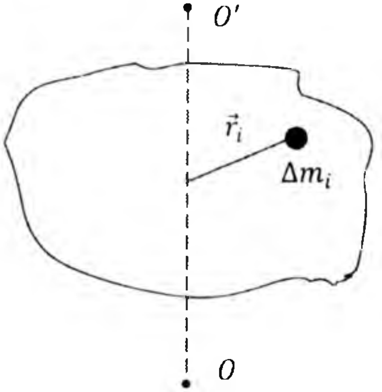
Tizimning massasi:

$$m = \sum_{i=1}^{n} \Delta m_i. \tag{5.2}$$

Tizimning impulsi:

$$p = m\frac{dr_c}{dt} = m\vartheta_c. \qquad (5.3)$$

Biror jism berilgan bo'lsin. Uning massa markazidan o'tgan o'q bo'ylab aylanishini tahlil qilamiz. Buning uchun bitta zarrani m_i, ungacha bo'lgan masofani r_i deb belgilaymiz (5.1-rasm).



5.1-rasm. Qattiq jism va Δm_i zarrachaning OO' o'q bo'ylab aylanma harakati

Moddiy nuqta massasining m_i aylanish o'qidan ungacha bo'lgan masofa r_i kvadratga ko'paytmasi shu nuqtaning **inersiya momenti** deyiladi:

$$J_i = \Delta m_i r_i^2. \qquad (5.4)$$

Qattiq jismni n ta zarrachalardan iborat deb qarasak, bu jismning inersiya momenti quyidagi formuladan topiladi:

$$I = \sum_{i=1}^{n} m_i r_i^2 \qquad (5.5)$$

yoki

$$I = \int_0^n r^2 dm. \tag{5.6}$$

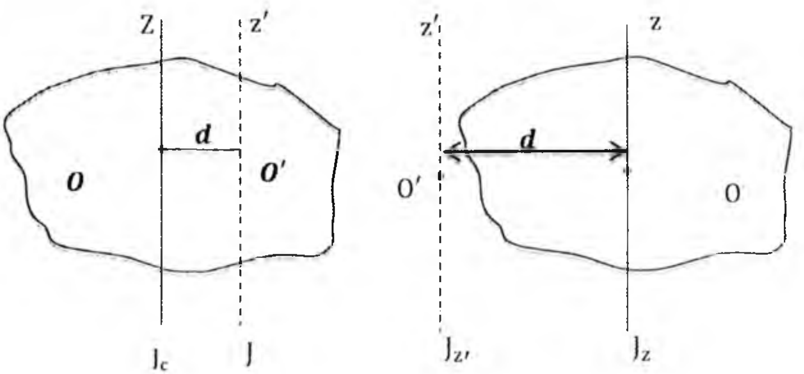
Inersiya momentining birligi: $[J] = [kg \cdot m^2]$.

Jismning massa markazidan o'tgan o'qqa nisbatan inersiya momenti **inersiyaning bosh momenti** deyiladi.

Agar jismning massa markazidan o'tgan o'qqa nisbatan inersiya momenti ma'lum bo'lsa, uning shu o'qqa parallel bo'lgan har qanday o'qqa nisbatan inersiya momenti Shteyner formulasidan topiladi (5.2-rasm). Shteyner teoremasi:

$$J_{z'} = J_z + md^2, \tag{5.7}$$

bu yerda J_z – inersiya markazidan o'tgan o'qqa nisbatan inersiya momenti, $J_{z'}$ – $z'z$ ga parallel o'qqa nisbatan inertsiya momenti.



5.2-rasm. Jismning massa markazidan o'tmagan o'qqa nisbatan aylanma harakati

Ayrim jismlar uchun massa markazidan o'tgan o'qqa nisbatan inersiya momentlari:

1. Yupqa, bo'sh silindr uchun

$$J = mr^2; \tag{5.8}$$

2. To‘la silindr uchun va disk uchun (5.3, b-rasm)

$$J = \frac{1}{2}mr^2; \tag{5.9}$$

3. Shar uchun (5.3, c-rasm)

$$J = \frac{2}{5}mr^2; \tag{5.10}$$

4. Bir jinsli sterjenning o‘rtasidan tik o‘tgan o‘qqa nisbatan inersiya momenti (5.3, d-rasm)

$$J = \frac{1}{12}ml^2; \tag{5.11}$$

5. Shu sterjenning bir uchidan tik o‘tgan o‘qqa nisbatan inersiya momenti (5.3, f-rasm):

$$J = \frac{1}{3}ml^2. \tag{5.12}$$

Aylanma harakat kinetik energiyasi formulasini ilgarilanma harakat kinetik energiyasiga analog qilib yozishimiz mumkin.

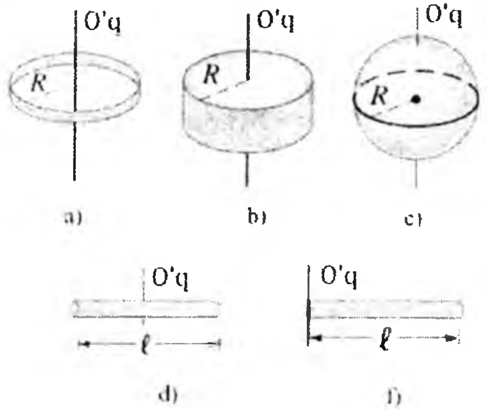
Ilgarilanma harakat uchun

$$E_k = \frac{m\vartheta^2}{2}. \tag{5.13}$$

Aylanma harakat uchun

$$E_k' = \frac{J \cdot \omega^2}{2}. \tag{5.14}$$

J – inersiya momenti; ω – burchak tezligi.



5.3-rasm. Turli shaklga ega jismlarning aylanish o'qiga nisbatan harakati

5.2. Aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi. Kuch momenti. Kuch impuls momentining saqlanish qonuni

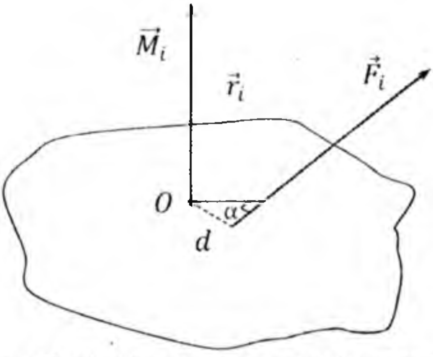
Ilgarilanma harakat va aylanma harakat uchun yozilgan asosiy formulalar orasida o'xshashlik bor. Masalan, ilgarilanma harakatda kuch o'rniga aylanma harakat uchun kuch momenti ishlatiladi.

Ilgarilanma harakat	**Aylanma harakat**
m – massa	J – inersiya momenti
F – kuch	M – kuch momenti
$P = m\vartheta$ – impuls	L – impuls momenti; $L_z = J_z\omega$
ϑ – chiziqli tezlik	ω – burchak tezlik
a – chiziqli tezlanish	β – burchak tezlanish
$E_k = \frac{m\vartheta^2}{2}$ – kinetik energiya	$E'_k = \frac{J\omega^2}{2}$ – kinetik energiya

Moddiy nuqta (A)ning O nuqtaga nisbatan **kuch momenti** M_i deb, shu nuqtaga qo'yilgan kuchning kuch yelkasiga ko'paytmasiga aytiladi (5.15).

M – kuch momenti (5.4-rasm):

$$\vec{M}_i = [\vec{r}_i \cdot \vec{F}_i]. \qquad (5.15)$$



5.4-rasm. Qattiq jism kuch momentining yo'nalishi

Kuch momentining moduli:

$$M = F_i \cdot r_i sin\alpha = F_i d_i \qquad (5.16)$$

d – kuch yelkasi:

$$d_i = r_i sin\alpha. \qquad (5.17)$$

Kuch momentining birligi:

$$[M] = [N \cdot m].$$

Qattiq jismni moddiy nuqtalarning yig'indisi deb qarab, uning umumiy kuch momentini quyidagi formuladan aniqlash mumkin:

$$M = \sum_{i=1}^{n} F_i d_i. \qquad (5.18)$$

Umuman ilgarilanma harakat formulasidan foydalanib, aylanma harakat uchun kuch momentining formulasini topish mumkin. Ilgarilanma harakat uchun

$$F = ma,$$

bundan aylanma harakat uchun quyidagini yozamiz:

$$M = J \cdot \varepsilon, \qquad (5.19)$$

bu yerda ε – burchak tezlanish.

Oxirgi formulaga **aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi** yoki aylanma harakat uchun Nyutonning ikkinchi qonuni deyiladi.

Aylanma harakatda impuls momenti degan kattalik kiritiladi. Qattiq jismning inersiya markazidan o‘tgan o‘qqa nisbatan impuls momenti [1, 215-b]:

$$L_z = J_z \omega, \qquad (5.20)$$

bu yerda L_z – Z o‘qqa nisbatan impuls momenti, ω – burchak tezlik.

Izolyatsiyalangan sistema uchun impuls momenti o‘zgarmas kattalikdir:

$$L_z = J_z \omega = const; \qquad (5.21)$$

$$[L] = \left[kg\frac{m^2}{s}\right].$$

Ilgarilanma harakatda $F = \frac{dp}{dt}$ bo‘lganligi uchun aylanma harakat:

$$M = \frac{dL}{dt}. \qquad (5.22)$$

Yopiq tizim $\frac{dL}{dt} = 0$ bo‘lganligi uchun

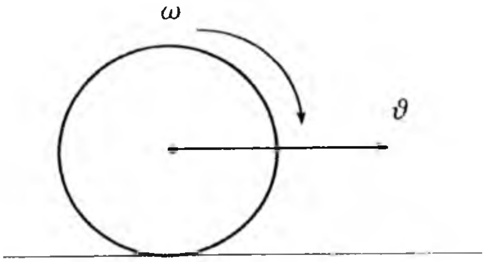
$$L = const. \qquad (5.23)$$

Oxirgi ifoda aylanma harakat uchun **impulsning saqlanish qonuni** deyiladi.

Dumalayotgan jism ham aylanma ham ilgarilanma harakat qiladi (5.5-rasm).

Uning kinetik energiyasi:

$$E_{Kdum} = E_K + E'_K = \frac{m\vartheta^2}{2} + \frac{J\omega^2}{2}. \tag{5.24}$$



5.5-rasm. Sferik jismning aylanma va ilgarilanma harakati

II BOB. MEXANIK TEBRANISHLAR VA TO‘LQINLAR

6-MAVZU. MEXANIK TEBRANISHLAR

6.1. Tebranma harakat. Garmonik tebranishlar

Vaqt o‘tishi bilan muvozanat vaziyatga nisbatan davriy takrorlanuvchi harakat **tebranma harakat** deyiladi.

Bir marta berilgan energiya hisobiga bo‘ladigan tebranishlar **erkin** yoki **xususiy tebranishlar** deyiladi.

Davriy ta’sir etadigan, tashqi kuch hisobiga ro‘y beradigan tebranishlar **majburiy tebranishlar** deyiladi.

Demak tebranishlar ro‘y berishi uchun 2 ta kattalik kerak:

1. Muvozanat vaziyat;
2. Muvozanat vaziyatga qaytaruvchi kuch.

Bunday tebranma harakatga fizik, matematik va prujinali mayatniklar misol bo‘lishi mumkin. Bunda qaytaruvchi kuch, og‘irlik kuchi yoki elastiklik kuch bo‘lishi mumkin.

Qaytaruvchi kuch har doim siljishga qarama-qarshi bo‘ladi. Umuman bunday tebranishlar tebranish davri, chastotasi va amplitudasi degan kattaliklar bilan xarakterlanadi.

Bir marta to‘la tebranish uchun ketgan vaqt **tebranish davri** deyiladi:

$$T = \frac{t}{n}, \tag{6.1}$$

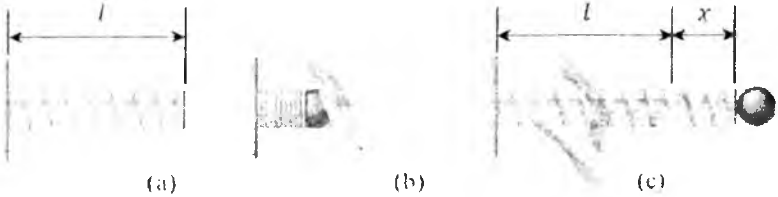
bu yerda T – tebranishlar davri, n – tebranishlar soni, $t - n$ ta tebranish uchun ketgan vaqt.

Bir sekundda ro‘y beradigan tebrabishlar soni **chastota** deyiladi. Chastota tebranishi davriga teskari bo‘lgan kattalik.

$$\nu = \frac{1}{T}; \tag{6.2}$$

$$[\nu] = [1/s] = [Hz].$$

Tebranma harakat qonunlarini prujinali mayatnikning tebranishlari orqali ko'rib chiqamiz. Prujinali mayatnik cho'zilsa, x musbat; siqilsa, x manfiy bo'ladi. Ya'ni siljishga ta'sir qiluvchi kuch teskari yo'nalgan bo'ladi (6.1-rasm):



6.1-rasm. Prujinaga mahkamlangan jismning tebranma harakati
a) dastlabki holat, b) siqilgan holat, c) cho'zilgan holat

$$F = -kx. \qquad (6.3)$$

Eng katta (maksimal) siljishi x_m amplituda deyiladi:

$$x_m = A$$

bu yerda k – elastiklik koeffitsiyenti yoki prujinaning bikrligi, x – siljishi (cho'zilishi), A – amplituda.

Elastiklik kuchi sharchaning harakatlanishiga sabab bo'ladı. Shuning uchun Nyutonning II qonuniga asosan

$$F = ma \qquad (6.4)$$

(6.3) va (6.4) kuchlar tengligi uchun

$$ma = -kx$$

yoki

$$ma + kx = 0. \qquad (6.5)$$

Bu tenglamaning ikkala tomonini m ga bo'lamiz:

$$a + \frac{k}{m}x = 0; \qquad (6.6)$$

agar

$$k/m = \omega_0^2 \qquad (6.7)$$

deb belgilashni kiritsak,

$$a + {\omega_0}^2 x = 0$$

hosil bo'ladi. Bu yerda ω_0 xususiy tebranishlar siklik (doiraviy) chastotasi deyiladi.

Bizga ma'lumki **tezlik** siljishdan olingan birinchi tartibli, **tezlanish** esa ikkinchi tartibli hosilaga teng:

$$\vartheta = \frac{dx}{dt} = \dot{x}; \tag{6.8}$$

$$a = \frac{d\vartheta}{dt} = \frac{d^2x}{dt^2} = \ddot{x}. \tag{6.9}$$

(6.7) va (6.9) larni (6.6) ga qo'yib quyidagini hosil qilamiz:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega_0^2 x = 0; \tag{6.10}$$

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = 0 \tag{6.11}$$

yoki (6.10) va (6.11) lar tebranma **harakatning differensial tenglamasi** deyiladi.

ω_0 ni quyidagi formuladan topish mumkin:

$$\omega_0 = \frac{2\pi}{T_0} = 2\pi\nu_0. \tag{6.12}$$

bu yerda ν_0 – erkin tebranishlar chastotasi.

Differensial tenglamaning yechimi:

$$x = x_m \cos(\omega_0 t + \varphi), \tag{6.13}$$

bu yerda $(\omega_0 t + \varphi)$ – tebranish fazasi; φ – boshlang'ich ($t = 0$ paytidagi) faza.

Demak, bunday tebranishlarning trayektoriyasi $cos(sin)$ qonuniga bo'ysunar ekan. Bunday tebranishlarga **garmonik tebranishlar** deyiladi.

Bunday tebranishlar uchun

Ko‘chish:

$$x = Acos\ (\omega_0 t + \varphi); \tag{6.14}$$

tezlik:

$$\vartheta = \dot{x} = A\omega_0 sin(\omega_0 t + \varphi) = A\omega\cos\left(\omega_0 t + \varphi + \frac{\pi}{2}\right) \tag{6.15}$$

tezlanish:

$$\begin{aligned} a = \dot{\vartheta} = \ddot{x} = -A\omega_0^2\cos(\omega_0 t + \varphi) = \\ = A\omega_0^2\cos(\omega t + \varphi + \pi). \end{aligned} \tag{6.16}$$

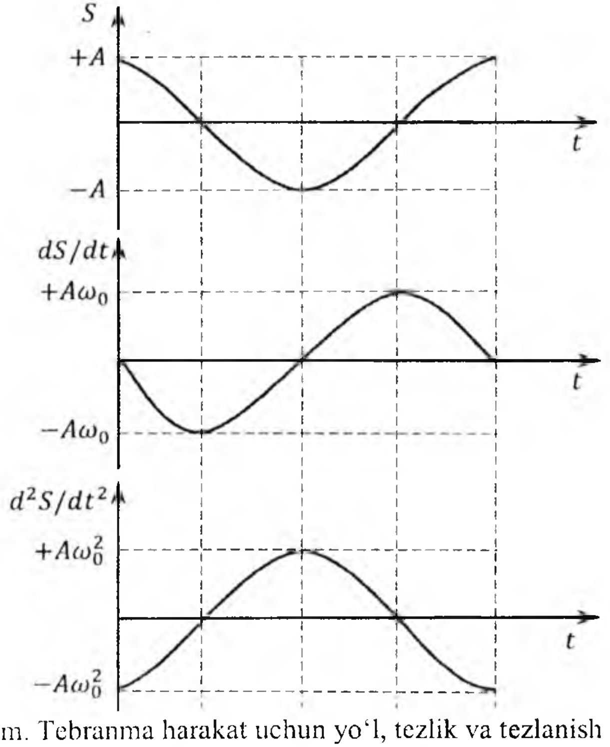
Ularning amplitudalari (eng katta qiymatlari):

Ko‘chish: $x = x_m = A$

Tezlik: $\vartheta_m = \omega_o A$

Tezlanish: $a_m = A\omega_0^2$

Garmonik tebranma harakat uchun siljish, tezlik va tezlanish grafik ravishda quyidagicha tasvirlanadi (6.2-rasm).

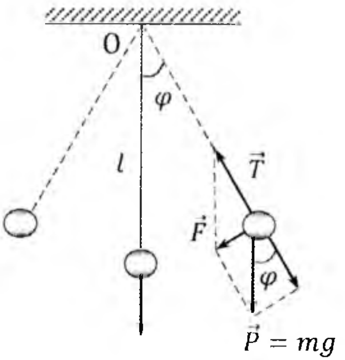


6.2-rasm. Tebranma harakat uchun yo‘l, tezlik va tezlanish grafigi

6.2. Garmonik ostilyator. Matematik va fizik mayatniklarning tebranishlari

Tebranishlari $\ddot{x} + \omega_0^2 x = 0$ tenglama bilan ifodalanadigan tizimlar **garmonik ostilyator** deyiladi.

Matematik mayatnik. Vaznsiz va cho'zilmaydigan ipga osilgan sharchadan iborat qurilma **matematik mayatnik** deyiladi. Bunda sharning diametri ipning uzunligidan juda kichik bo'lishi kerak. Bunda tebranishlar og'irlik kuchi tufayli ro'y beradi (6.3-rasm). P – og'irlik kuchi, T – taranglik kuchi, F – qaytaruvchi kuch. φ ni juda kichik (5-6°) qilib olish kerak.



6.3-rasm. Matematik mayatnikning tebranma harakati

Matematik mayatnikda qaytaruvchi kuch

$$F = -mgsin\varphi; \tag{6.17}$$

Kuch momenti esa

$$M = -mglsin\varphi. \tag{6.18}$$

Ikkinchi tomondan

$$M = J\varepsilon, \tag{6.19}$$

bunda $J = ml^2$, $\varepsilon = \frac{d^2\varphi}{dt^2}$ ligini hisobga olib, matematik mayatnik uchun differensial tenglamani quyidagi ko'rinishda yozamiz, $\varphi \approx sin\varphi$ deb qabul qilamiz:

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} + \frac{g}{l}\varphi = 0; \tag{6.20}$$

$\frac{g}{l} = \omega_0^2$ deb belgilaymiz:

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \omega_0^2\varphi = 0 \tag{6.21}$$

yoki:

$$\ddot{\varphi} + \omega_0^2\varphi = 0. \tag{6.22}$$

(6.22) Differensial tenglama aynan prujinaning mayatnikning tenglamasi bilan bir xil bo'lganligi uchun uning yechimi:

$$\varphi = \varphi_{max}\cos(\omega_0 t + \varphi) \text{ yoki } \varphi = A\cos(\omega_0 t + \varphi). \tag{6.23}$$

Matematik mayatnikning inersiya momenti:

$$J = ml^2. \tag{6.24}$$

Matematik mayatnikning tebranish davri:

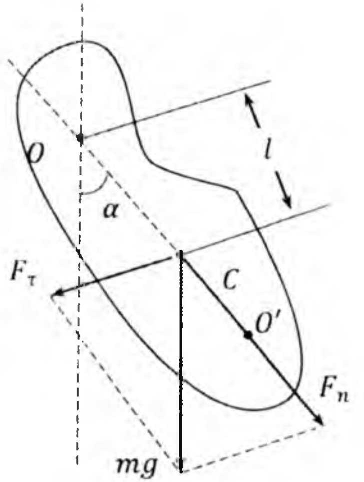
$$T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}. \tag{6.25}$$

Fizik mayatnik. Massa markazidan o'tmaydigan o'qqa nisbatan og'irlik kuchi ta'sirida tebranma harakat qiladigan qattiq jism fizik mayatnik deyiladi (6.4-rasm).

Fizik mayatnikda siljish o'rniga burilish burchagini (φ) qo'llash mumkin. U holda uning harakat tenglamasi quyidagicha ifodalanadi (φ juda kichik bo'lganligi uchun $sin\varphi = \varphi$ deb olamiz):

$$M = -mgl \cdot sin\varphi = -mgl\varphi;$$

$$M = J \cdot \frac{d^2\varphi}{dt^2} = J\ddot{\varphi};$$



6.4-rasm. Fizik mayatnikka ta'sir qiluvchi kuchlar

U holda

$$J\ddot{\varphi} + mgl\varphi = 0. \tag{6.26}$$

Bu ifodani J ga bo'lsak,

$$\ddot{\varphi} + \frac{mgl}{J}\varphi = 0. \tag{6.27}$$

Bu yerda $\omega_0^2 = mgl$

Yoki

$$\ddot{\varphi} + \omega_0^2\varphi = 0. \tag{6.28}$$

Bu tenglamaning yechimi:

$$\varphi = \varphi_0 \cos(\omega_0 t + \varphi). \tag{6.29}$$

φ_0 – eng katta og'ish burchagi.

Uning chastota va davri

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{mgl}{J}}; \tag{6.30}$$

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{J}{mgl}} = 2\pi\sqrt{\frac{L}{g}};\tag{6.31}$$

bu yerda

$$L = \frac{J}{ml}.\tag{6.32}$$

L – fizik mayatnikning keltirilgan uzunligi; J – inersiya momenti.

Fizik mayatnikning **keltirilgan uzunligi** – shu fizik mayatnik tebranish davriga ega bo'lgan matematik mayatnikning uzunligidir.

6.3. Garmonik tebranishlar energiyasi

Garmonik tebranishlar kinetik va potensial energiyaga ega bo'ladi

Kinetik energiya:

$$\begin{aligned} W_K = \frac{m\vartheta^2}{2} = \frac{mA^2\omega_0^2}{2}sin^2(\omega_0 t + \varphi) = \\ = \frac{mA^2\omega_0^2}{4}[1 - cos2(\omega_0 t + \varphi)]. \end{aligned}\tag{6.33}$$

Kinetik energiya maksimumi:

$$W_{Kmax} = \frac{mA^2\omega_0^2}{2}.\tag{6.34}$$

Potensial energiya:

$$\begin{aligned} W_p = -\int_0^x Fdx = \frac{mA^2\omega_0^2}{2}cos^2(\omega_0 t + \varphi) = \\ = \frac{mA^2\omega_0^2}{4}(1 + cos2(\omega_0 t + \varphi)); \end{aligned}\tag{6.35}$$

$$W_{pmax} = \frac{mA^2\omega_0^2}{2}.\tag{6.36}$$

To'la energiya W:

$$W = W_K + W_p = \frac{mA^2\omega^2}{2} = \frac{1}{2}K \cdot A^2.\tag{6.37}$$

7-MAVZU. MEXANIK TO‘LQINLAR

7.1. To‘lqin jarayoni. Bo‘ylama va ko‘ndalang to‘lqinlar. To‘lqin tenglamasi

Mexanik tebranishning fazoda tarqalishi **mexanik to‘lqinlar** deyiladi.

Umuman modda yoki maydonlarning har xil ko‘rinishdagi g‘alayonlanishlarining (tebranishlarining) fazoda tarqalishi **to‘lqin** deyiladi.

Tebranishlar elastik muhitda tarqalganda, aynan shu tebranishlar to‘g‘ridan-to‘g‘ri to‘lqin sifatiga o‘tadi deb qaraymiz. Tebranishlar garmonik bo‘lsa, to‘lqinlar ham garmonik bo‘ladi. Masalan, suvga tosh tashlansa, uning atrofida maksimum, minimumlar hosil bo‘ladi, ya’ni balandlik va chuqurlik hosil bo‘ladi.

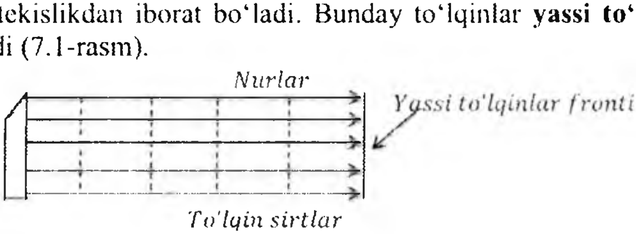
Xuddi shunday havodagi molekulaga bosim bersak yoki arqonni qattiq tebratsak, garmonik tebranishlar hosil bo‘ladi.

Bunday to‘lqinlarda zarralar ko‘chishi ro‘y bermaydi, ular faqatgina muvozanat vaziyatiga nisbatan tebranib turadi. Shunga qaramasdan zarralarning harakati bir-biriga uzatiladi. Natijada vaqt o‘tishi bilan to‘lqin manbadan uzoqlashib boradi. Bunday to‘lqinlar **yuguruvchi to‘lqinlar** deyiladi.

Biz tekshirayotgan vaqtda to‘lqin yetib kelgan nuqtalarning geometrik o‘rni **to‘lqin fronti** deyiladi. Demak, to‘lqin fronti to‘lqin yetib kelgan sohani to‘lqin yetib bormagan soha bilan ajratib turuvchi chegara ekan.

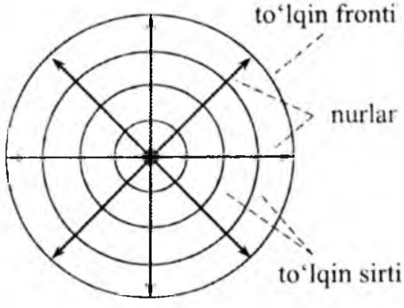
Bir xil fazada tebranayotgan nuqtalarning geometrik o‘rni **to‘lqin sirti** deyiladi.

To‘lqin tarqalayotgan yo‘nalishlar **nurlar** deyiladi. Agar manbadan chiqayotgan nurlar o‘zaro parallel bo‘lsa, uning to‘lqin fronti tekislikdan iborat bo‘ladi. Bunday to‘lqinlar **yassi to‘lqin**lar deyiladi (7.1-rasm).



7.1-rasm. Yassi to‘lqinning tarqalishi

Agar to'lqin fronti (sirti) sferadan iborat bo'lsa, **sferik to'lqin** deyiladi. Sferik to'lqinlarda nurlar bir nuqtadan chiqib, butun faza bo'yicha bir tekisda tarqalgan bo'ladi (7.2-rasm).



7.2-rasm. Sferik to'lqinning tarqalishi

Mexanik to'lqinlar 2 turga ajratiladi: 1. ko'ndalang to'lqin; 2. bo'ylanma to'lqin.

Agar to'lqinning tarqalish yo'nalishlariga zarralarning harakati perpendikulyar bo'lsa, **ko'ndalang to'lqin** parallel bo'lsa, **bo'ylanma to'lqin** deyiladi (7.3-rasm).

Demak, to'lqinning tebranishi ham mos ravishda grafiklari ham tebranishlar bilan bir xil bo'lar ekan.

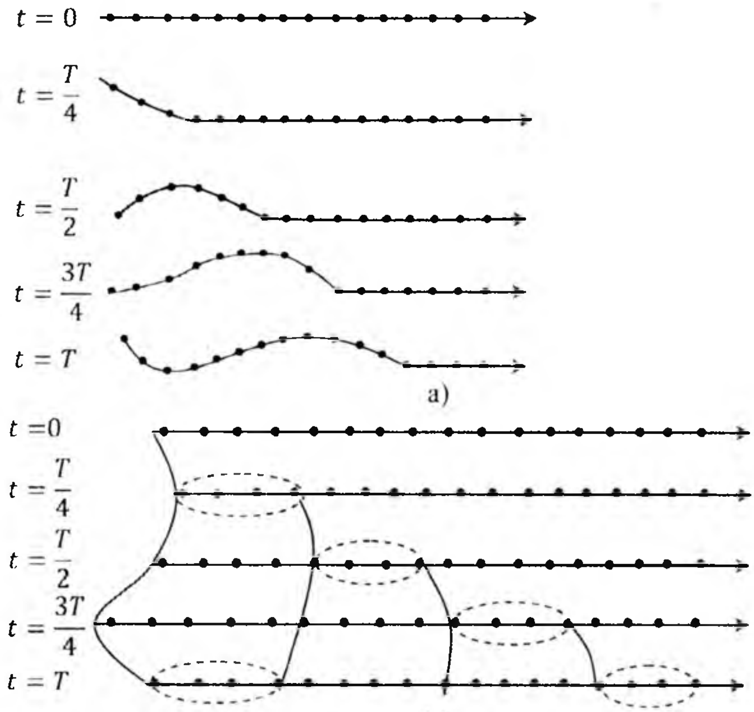
To'lqinning (garmonik) x o'qi bo'ylab va t vaqt bo'yicha tarqalish grafigini chizamiz. Ularning ko'rinishi aynan bir xil bo'ladi (7.4-rasm).

$x = 0$ tekislikda tebranayotgan zarra uchun to'lqin tenglamasi quyidagi ko'rinishga ega:

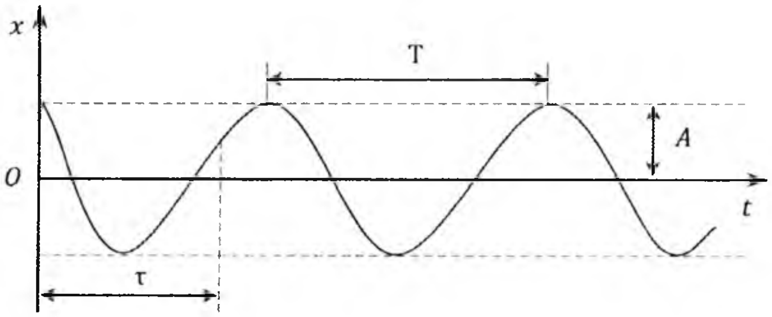
$$\xi = A\cos\omega t. \tag{7.1}$$

τ vaqtdan keyin to'lqin yetib kelgan nuqtaning vaziyat quyidagi formuladan aniqlanadi:

$$\xi = A\cos\omega\,(t - \tau). \tag{7.2}$$



7.3-rasm. Bo‘ylama (a) va ko‘ndalang (b) to‘lqinlarda zarralar harakati



7.4-rasm. To‘lqinning tarqalishi
A – to‘lqin amplitudasi; T – tebranish davri.

To'lqin tezligi – u va bosib o'tilgan masofa x bo'lsa:

$$\tau = \frac{x}{u}. \tag{7.3}$$

Bu ifodani birinchi formulaga qo'yib:

$$\xi = Acos(\omega t - \frac{x}{u}) \tag{7.4}$$

ω – siklik (doiraviy) chastota.

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \tag{7.5}$$

ekanligini hisobga olib va

$$\lambda = uT \tag{7.6}$$

ni qo'yib, (7.4) formulani quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$\xi = Acos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}x\right). \tag{7.7}$$

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – to'lqin soni deyiladi.

Yuguruvchi yassi to'lqinning tenglamasi:

$$\xi = Acos\,(\omega t - kx). \tag{7.8}$$

Bu to'lqin biror to'siqqa urilib orqaga qaytsa, qaytayotgan to'lqinning tenglamasi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\xi = Acos(\omega t + kx). \tag{7.9}$$

(7.8) tenglama yassi to'lqin uchun, sferik to'lqin uchun esa bu tenglama quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\xi(x,t) = \frac{A}{r}\cos(\omega t - kr). \tag{7.10}$$

r – to'lqin markazidan muhitdagi kuzatilayotgan nuqtagacha bo'lgan masofa.

To'lqinning differensial tenglamasini hosil qilish uchun (7.4) formuladan x va t bo'yicha 2 marta hosila olamiz:

$$\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2} = -A\omega^2 cos\omega\left(t - \frac{x}{u}\right);$$

$$\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2} = -A\frac{\omega^2}{u^2} cos\omega\left(t - \frac{x}{u}\right). \tag{7.11}$$

Bu tenglamalarni taqqoslab, x o'qi bo'ylab tarqalayotgan to'lqinning tenglamasini hosil qilamiz:

$$\frac{\partial^2\xi}{\partial x^2} = \frac{1}{u^2}\cdot\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2} \tag{7.12}$$

x o'qi bo'ylab tarqalayotgan to'lqinning differensial tenglamasi.

Umumiy holda differensial tenglama:

$$\frac{\partial^2\xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\xi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\xi}{\partial z^2} = \frac{1}{u^2}\cdot\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2} \tag{7.13}$$

yoki

$$\Delta\,\xi = \frac{1}{u^2}\cdot\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2}. \tag{7.14}$$

Δ – Laplas operatori.

7.2. To'lqinlarning fazaviy va guruhli tezliklari

Bizga ma'lumki, yassi to'lqinning tenglamasi quyidagi ko'rinishga ega:

$$\xi = Acos\omega\left(t - \frac{x}{u}\right); \tag{7.15}$$

bu yerda $\omega = const$ bo'lsa, $t - \frac{x}{u}$ ham o'zgarmas bo'ladi. Ya'ni to'lqin fazasi o'zgarmas bo'larkan. Oxirgi ifodadan hosila olsak

$$dt - \frac{dx}{u} = 0 \tag{7.16}$$

bo'ladi. Bundan

$$u = \frac{dx}{dt} \tag{7.17}$$

Demak, $\omega = const$ bo'lganida to'lqinning tezligi fazaning siljishiga proparsional bo'lar ekan. Ya'ni $\omega = const$ bo'lgan holdagi tezlik **fazaviy tezlik** deyiladi.

Ko'p hollarda to'lqinlar chastotalari bir-biridan katta farq qilmaydigan to'lqinlar yig'indisidan iborat bo'ladi. Bunda alohida-alohida to'lqinlarning chastotalari har xil bo'ladi. Demak, ularning tezliklari ham har xil bo'ladi.

Chastotalari har xil bo'lgan to'lqinlar majmuasi **to'lqin guruhi** yoki **to'lqin paketi** deyiladi. Bunday to'lqinlarning chastotasi uchun

$$\omega_r = \omega_f \pm \Delta\omega. \tag{7.18}$$

To'lqin tezligining chastotaga bog'liqligi **to'lqin dispersiyasi** deyiladi va u quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$u_r = u_f - \lambda \frac{du}{d\lambda}. \tag{7.19}$$

Agar

$$\frac{du}{d\lambda} > 0$$

normal dispersiya,

$$\frac{du}{d\lambda} < 0$$

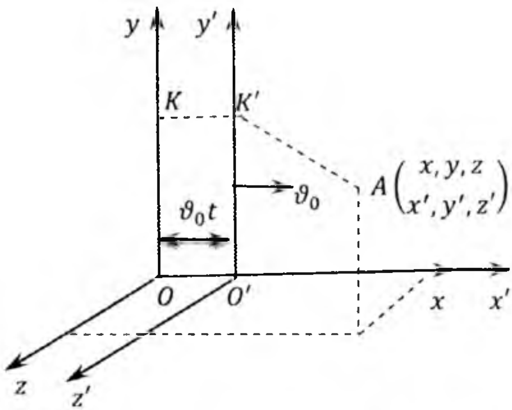
bo'lsa, anomal dispersiya.

8-MAVZU. NISBIYLIK NAZARIYASI ELEMENTLARI

8.1. Nisbiylik nazariyasi asoslari. Galileyning nisbiylik prinspi va almashtirishlari

Sanoq sistemasida klassik mexanika nuqtayi nazaridan voqealar bir xil, o'lchamlar ham bir xil bo'ladi. G. Galiley ikkita sanoq sistemasini taqqoslab o'rganadi. Bunda K sanoq sistemasi qo'zg'almas, K' sanoq sistemasi esa unga nisbatan ϑ_0 o'zgarmas tezlik bilan harakatlanadi, deb qaraladi. Soddalik uchun K' sistema x' o'qi bo'ylab harakat qiladi, deb qaraladi. $t = 0$ vaqtda K va K' ustma-ust tushadi. $t > 0$ bo'lsa, K' ning koordinata boshi O' bo'ladi (8.1-rasm).

$$x = \vartheta_0 t, \qquad y = 0, \qquad t = 0.$$



8.1-rasm. Inersial sanoq tizimlari

Buni hisobga olsak, K' da joylashgan A nuqtaning istalgan paytdagi holati K va K' sistema uchun quyidagi munosabatlar orqali aniqlash mumkin:

$$\begin{cases} x = x' + \vartheta_0 t \\ y = y' \\ z = z' \\ t = t' \end{cases} \qquad (8.1)$$

Bu tengliklar **Galileyning almashtirishlari** deyiladi. Demak Galiley prinsipi asosida K va K' sistemasidagi soatlar bir xil vaqtni ko'rsatadi. Endi l uzunlikda sterjen uzunligi K va K' sistema qanday bo'lishini aniqlaymiz (8.2-rasm).

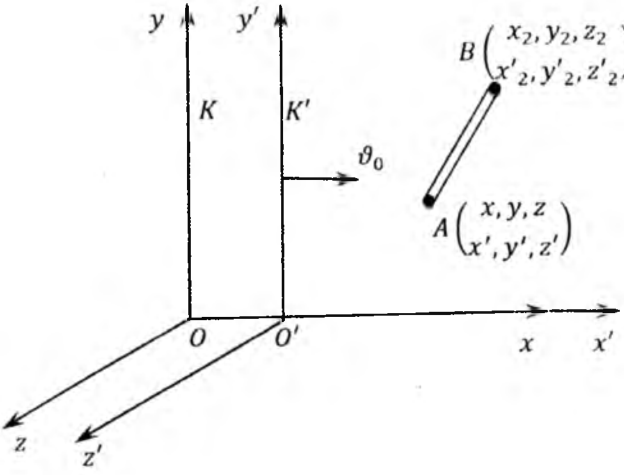
K sistemasi uchun

$$l = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2}, \qquad (8.2)$$

K' sistemasi uchun

$$l' = \sqrt{(x_2{}' - x_1{}')^2 + (y_2{}' - y_1{}')^2 + (z_2{}' - z_1{}')^2} \qquad (8.3)$$

bo'lsa $x_1' = x_1 - \vartheta_0 t$; $x_2' = x_2 - \vartheta_0 t$ ni hisobga olsak, $l = l'$ ekanligi kelib chiqadi.



8.2-rasm. K va K' inersial sanoq tizimlarida sterjen uzunligi

Bunday uzunlik Galiley almashtirishlariga invariant ekanligi kelib chiqadi. (8.1) formuladagi x, y, z lardan hosila olamiz va tezliklarni topamiz:

$$\vartheta_x = \frac{dx}{dt} = \frac{d}{dt}(x' + \vartheta_0 t) = \vartheta_x' + \vartheta_0;$$

$$\vartheta_y = \frac{dy}{dt} = \vartheta_y'; \qquad (8.4)$$

$$\vartheta_z = \vartheta_z{}'.$$

Bundan ko'rinadi:

$$\vec{\vartheta} = \vec{\vartheta} + \vec{\vartheta}_0 \qquad (8.5)$$

(8.5) tenglik tezliklarni **qo'shish qonuni** deyiladi. (8.5) ifodadan yana hosila olamiz va aniqlaymiz:

$$a_x = \frac{d\vartheta_x}{dt} = \frac{d}{dt}(\vartheta'_x + \vartheta_0) = \frac{d\vartheta'_x}{dt} = a'_x;$$

$$a_y = \frac{d\vartheta_y}{dt} = \frac{d}{dt}(\vartheta'_y) = a'_y; \qquad (8.6)$$

$$a_t = \frac{d\vartheta_t}{dt} = \frac{d}{dt}(v'_z) = a'_z;$$

$$t = t'.$$

Bundan $a_x = a'_x$. Demak, tezlanish K va K' sistemalarda bir xil bo'ladi.

Tajribada ko'rsatilishicha, barcha inersial sanoq sistemalarida jism massasi bir xil qiymatga ega va u harakat tezligiga bog'liq emas:

$$m = m'.$$

Dinamikaning asosiy qonunidan K sanoq sistemasiga nisbatan ϑ_0 tezlik bilan harakatlanayotgan K' sanoq sistemasidagi kuchning matematik ifodasi:

$$F' = m'a'.$$

Bu kuch K sanoq sistemasidagi kuchning ifodasiga to'liq mos keladi, ya'ni $F = F'$. Demak, barcha inersial sanoq sistemalarida ayni bir mexanik hodisa bir xil tarzda sodir bo'ladi va mazkur inersial sanoq sistemasida o'tkaziladigan mexanik tajribalar davomida sanoq sistemasi tinch turganligini yoki to'g'ri chiziqli tekis harakat qilganligini aniqlab bo'lmaydi.

8.2. Lorens almashtirishlari

XX asr boshlarida elektrodinamikaning asosiy qonunlarini umumlashtirib, Maksvell o'z tenglamalarini yaratdi.

Bu tenglamalarni Galiley almashtirishlariga invariant emasligi aniqlandi. Bu yangi almashtirishlarni ishlab chiqishni taqozo qildi. Bu almashtirishlardan foydalanganda **Maksvell tenglamalari** o'z ko'rinishlarini o'zgartirmasligi kerak edi. Bu muammoni hal qilish uchun Eynshteyn 2 ta prinsip taklif qildi.

Nisbiylik prinsipi. Barcha fizika qonunlari (mexanika, elektromagnitizm, optika va boshqalar) barcha inersial sanoq sistemalarida o'rinlidir.

Yorug'lik tezligining doimiyligi prinsipi. Yorug'likning vakuumdagi (bo'shliqdagi) tezligining qiymati barcha sanoq sistemalarida bir xil bo'ladi.

Bu tezlik yorug'lik tarqalish yo'nalishiga hamda yorug'lik chiqaruvchi jism va kuzatuvchining harakatiga bog'liq emas. Bu prinsip klassik mexanikadagi tezliklarni qo'shish qoidasiga mutlaqo zid. Enshteyn nisbiylik nazariyasini rivojlantirib, uning bir-biriga nisbatan tezlanuvchan harakat qiladiga sistemalarga qo'llash yo'llarini qidirdi va "tortishish nazariyasi" deb atalgan umumiy nazariyani yaratdi. Bu nazariyani nisbiylik nazariyasining **umumiy holi** deb, faqat inersial sistemalarga taalluqli bo'lgan nazariyani esa nisbiylik nazariyasining **xususiy holi** deb ataladi. Binobarin "nisbiylik nazariyasi" deganda shu xususiy holni tushunamiz. Nisbiylik nazariyasi zamirida yotuvchi **Lorens almashtirishlari** quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$x = \frac{x' + \vartheta_0 t'}{\sqrt{1 - \frac{\vartheta_0^2}{c^2}}};$$

$$y = y' \qquad z = z';$$

$$t = \frac{t' + \frac{\vartheta_0}{c^2} x'}{\sqrt{1 - \frac{\vartheta_0^2}{c^2}}}. \tag{8.7}$$

Lorens almashtirilishi katta tezliklar uchun o'rinli. Kichik tezliklarda u Galiley almashtirilishga o'tib qoladi.

8.3. Lorens almashtirishlaridan kelib chiqadigan natijalar

Klassik mexanikada Galiley almashtirishlari nisbiylik nazariyasidan Lorens almashtirishlarida foydalaniladi. Galileyga asosan tinch turgan va harakatdagi sanoq sistemalarida vaqt uzunlik (vaqt intervali) o'zgarmaydi, Lorensda esa o'zgaradi.

Bu kattaliklarni jadvalda ko'rsatamiz:

K va K' sistemasida	Klassik mexanikada (Galiley almashtirilishida)	Nisbiylik nazariyasida (Lorens almashtirishida)
vaqt	$t = t'$	$t \neq t'$; $t = \dfrac{t' + \frac{\vartheta_0}{c^2}x'}{\sqrt{1 - \frac{\vartheta_0^2}{c^2}}}$
uzunlik	$l = l'$	$l' = l\sqrt{1 - \dfrac{\vartheta_0^2}{c^2}}$ Harakatdagi jism uzunligi kamayadi
Interval (vaqt oralig'i)	$\Delta t = \Delta t'$	$\Delta t' = \dfrac{\Delta t}{\sqrt{1 - \frac{\vartheta_0^2}{c^2}}}$ Harakatdagi jismda vaqt sekin o'tadi
Massa	$m = m' = m_0$	$m' = \dfrac{m_0}{\sqrt{1 - \vartheta_0^2/_{c^2}}}$

III BOB. MOLEKULYAR FIZIKA VA TERMODINAMIKA

9-MAVZU. MOLEKULAR-KINETIK NAZARIYA ASOSLARI

9.1. Molekulyar-kinetik tasavvurlar. Termodinamik parametrlar

Moddalarni zarralardan (atom va molekulalardan) tashkil topgan, degan tasavvurlar molekulyar-kinetik nazariyaning asosini tashkil qiladi. Bu asos quyidagilarga tayangan bo'ladi:

1. Barcha moddalar atom va molekulalardan tashkil topgan;
2. Atom va molekulalar uzluksiz hamda tartibsiz (xaotik) harakatda bo'ladi;
3. Bu zarrachalar o'zaro ta'sirlashadilar.

Juda ko'p moddalardan tashkil topgan tizimni **moddalar sistemasi** yoki **tizim** deb ataymiz. Tizimning holati o'zgarmas bo'lsa, 3 ta parametr bilan aniqlanadi:

Harorat. Jismning haroratini, ya'ni qiziganlik darajasini aniqlaydi. Haroratni o'lchaganda Kelvin (K) va selsiy (°C) shkalalaridan foydalaniladi [1, 368-b].

$$T = 273 + t \tag{9.1}$$

T – Kelvin shkalasi bo'yicha; t – Selsiy shkalasi bo'yicha.

Bosim. Birlik yuzaga tik ta'sir qilayotgan kuch bilan o'lchanadigan kattalik bosim deyiladi.

$$[P] = \frac{F}{S} \tag{9.2}$$

Uning asosiy birligi: Paskal (Pa).

$$[P] = [Pa] = \frac{N}{m^2}$$

bu yerda P – bosim, S – yuza, F – kuch.

Atmosfera bosimi – 760 mm simob ustuni ≈ 10^5 Paga teng.

Hajm. Suyuqlik va qattiq jismlarda hajm shu moddalardagi zarralarning o'zlari egallagan hajmga teng bo'ladi. Gazlarda esa atom va molekulalar berilgan idishni to'liq egallaydi. Shuning uchun, ko'pincha gazning hajmi deganda, idishning hajmi tushuniladi.

Har qanday jism juda ko'p atom va molekulalardan tashkil topganligi uchun uning barchasining harakatlarini o'rganish, hisoblash mumkin emas. Shuning uchun molekulyar kinetik nazariyada gazdagi ayrim atomlarning harakatlari o'rganiladi va uni butun tizimga tatbiq etadi. Shuning uchun ko'pincha molekulyar kinetik nazariya **statistik fizika** deb ham ataladi.

Moddaning holatini aniqlash uchun termodinamik usul ham qo'llaniladi. Bu usul tizimning makroskopik kattaliklari (P, V, T) orqali modda holatini aniqlaydi. Termodinamikaning asosini uning bosh qonunlari tashkil qiladi.

Jismning holatini aniqlashda 3 ta parametrdan tashqari undagi molekulalar sonini bilish ham katta ahamiyatga ega.

Moddaning miqdori mol degan kattalik bilan xarakterlanadi.

1 mol gazdagi atomlar soni 0.012 kg ugleroddagi atomlar soniga teng deb olinadi.

Har qanday moddaning 1 molida $6\cdot10^{23}$ dona molekula (atom) bo'ladi. Bu son **Avogadro soni** deyiladi [1, 372-b].

$$N_A = 6{,}02 \cdot 10^{23} \frac{1}{mol} \quad (9.3)$$

N_a – 1 mol moddadagi atom yoki molekulalar soni.

Agarda N – istalgan miqdordagi m massali moddadagi atomlar soni bo'lsa, unda bu moddadagi molar soni:

$$\nu = \frac{N}{N_A} = \frac{m}{M}, \quad (9.4)$$

bu yerda ν – modda miqdori (molar soni); m – modda massasi; M – molyar massa.

Istalgan gazning 1 moli normal sharoitda ($t = 0$ °C, $P = 10^5$ Pa) $22.4\cdot10^{-3}$ m^3 hajmni egallaydi. $V_M = 22.4 \cdot 10^{-3} m^3$

9.2. Ideal gaz qonunlari. Ideal gazning holat tenglamasi

Umuman olganda ideal gaz mavjud emas, ammo quyidagi soddalashtirishlarga muofiq keladigan gazlarni ideal gaz deb qarash mumkin.

1) Gaz molekulalarining o'z hajmlari yig'indisi idishning hajmidan juda kichik;

2) Gaz molekulalari orasidagi o'zaro ta'sir kuchlari hisobga olinmaydı;

3) Gaz molekulalarining o'zaro va idish devorlari bilan to'qnashuvi absolyut elastik, sharlar to'qnashuvlari kabi ro'y beradi;

4) Molekulalarning o'zaro to'qnashuvlar tufayli vujudga keladigan bosimning idish devorlari bilan to'nashuvida beradigan bosimiga nisbatan juda kam.

Tizimning hamma nuqtalarida harorat bir xil, tizimning bosimi va hajmi o'zgarmas bo'lsa, bu tizimning holati **muvozanat holat** deyiladi. Agar shu uchta parametrdan loaqal bittasi hamma nuqtalarda bir xil bo'lmasa, **nomuvozanat holat** deyiladi.

Tizimdagi moddalar o'zaro yoki tashqi muhit bilan ta'sirlashib turadi. Shuning uchun uning parametrlari o'zgarib bir holatdan ikkinchi holatga o'tadi. Gazlarning parametrlari orasidagi bog'lanishlarni o'rganish uchun ulardan bittasini o'zgarmas deb olinadi. Bunday jarayonlar **izojarayonlar** deyiladi [1, 367-b].

1. $T = const$ bo'lgan jarayon **izotermik jarayon** deyiladi (9.1-rasm).

Agar $T = const$ bo'lsa, quyidagicha bo'ladi (Boyl Marriot qonuni):

$$P_1V_1 = P_2V_2 = P_3V_3 = \cdots = const \qquad (9.5)$$
$$PV = const$$

(9.5) ning grafik ravishdagi ko'rinishi.

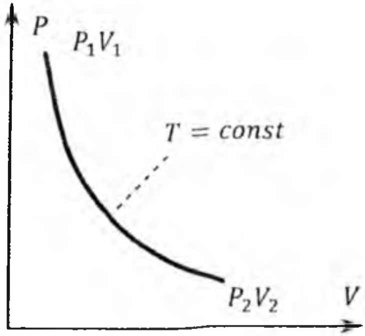
2. $P = const$ bo'lgan jarayon **izobarik jarayon** deyiladi.

Agar $P = const$ bo'lsa:

$$\frac{V_1}{T_1} = \frac{V_2}{T_2}. \qquad (9.6)$$

Bu holda gazning istalgan haroratdagi hajmi quyidagi formuladan topiladi (Gey Lyussak formulasi):

$$V = V_0(1 + \alpha_V t). \qquad (9.7)$$

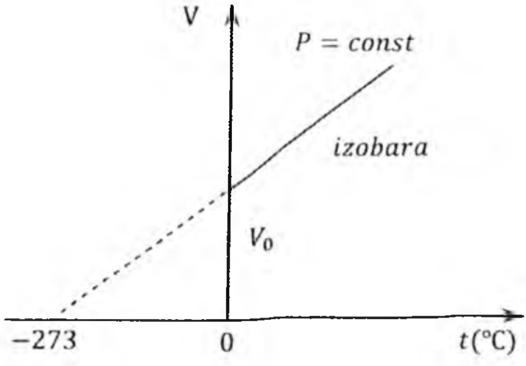


9.1-rasm. *PV* koordinatalar tekisligida izoterma

V_0 – gazning $t = 0\,°C$ dagi hajmi; V – t haroratdagi gaz hajmi. α – gazning hajmiy, termik koeffitsiyenti deyiladi.

$$\alpha_V = \frac{1}{273} \cdot k^{-1}$$

Gey Lyussak qonunining grafik ko'rinishi (9.2-rasm).



9.2-rasm. Izobaraning grafik tasviri

3. $V = const$ bo'lgan jarayon **izoxorik jarayon** deyiladi. Izaxorik jarayonlarni Sharl o'rgangan.

Agar $V = const$ bo'lsa,

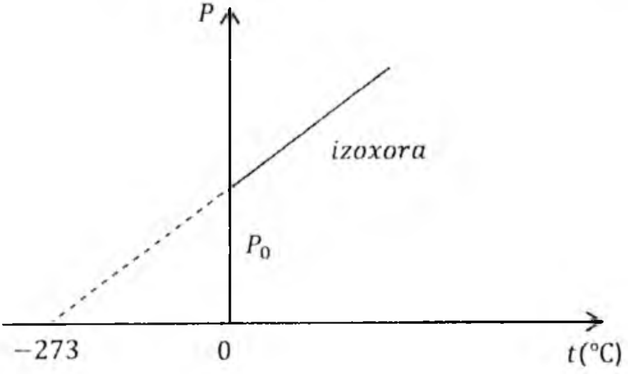
$$\frac{P_1}{T_1} = \frac{P_2}{T_2} \tag{9.8}$$

bo'ladi. **Sharl qonuni:** Hajm o'zgarmas bo'lganda, o'zgarmas massali gazning bosimi o'zgarishi uchun hajm haroratga bog'liq ravishda quyidagi qonun bo'yicha o'zgaradi (9.3-rasm):

$$P = P_0(1 + \alpha_p t);$$

$$\alpha_v = \alpha_p = \frac{1}{273\text{K}}; \tag{9.9}$$

bu yerda $P_0 - t = 0$ °C dagi bosim; $P - t$ haroratdagi bosim; α_p – termik koeffitsiyenti.



9.3-rasm. Izoxoraning grafik taviri

4. Ideal gazning holat tenglamasi

Yuqoridagi uchala qonundan foydalanib, 1 mol ideal gazning holat tenglamasini Mendeleyev-Klapeyron aniqlaydi:

$$\frac{PV}{T} = const \quad \text{yoki} \quad \frac{P_1 V_1}{T_1} = \frac{P_2 V_2}{T_2}.$$

Keyinchalik quyidagi formula yaratildi:

$$PV = RT. \tag{9.10}$$

Bu yerda R **universal gaz doimiysi**:

$$R = 8.31 \frac{J}{mol \cdot K}.$$

Istalgan miqdordagi m massali gaz uchun Mendeleyev-Klayperon formulasi:

$$PV = \frac{m}{M} RT. \tag{9.11}$$

M – molyar massa, ya'ni 1 mol gazdagi atomlar (molekulalar) massasi.

9.3. Ideal gaz bosimi uchun molekulyar kinetik nazariyaning asosiy tenglamasi

Gaz holati uchun quyidagi formula o'rinli edi:

$$PV = \frac{m}{M} RT = \frac{N}{N_A} RT \tag{9.12}$$

Boltsman quyidagi doimiylikni kiritdi:

$$k = \frac{R}{N_A} = 1.38 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K} \tag{9.13}$$

k – Boltsman gaz doimiysi

U holda (9.12) formula

$$PV = NkT \tag{9.14}$$

(9.14) formulani ikkala tomonini V ga bo'lib, quyidagini hosil qilamiz:

$$P = \frac{N}{V} kT, \tag{9.15}$$

bu yerda $\frac{N}{V} = n$ – gaz konsentratsiyasi yoki birlik hajmdagi molekulalar soni.

U holda (9.15) formula quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$P = nkT \tag{9.16}$$

Agar gaz bir atomli molekulalardan iborat bo'lsa, uning kinetik energiyasi quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$E_K = \frac{3}{2}kT \tag{9.17}$$

Buni (9.16) formulaga qo'yib,

$$P = \frac{2}{3}nE_K = \frac{1}{3}n \cdot m\vartheta^2, \tag{9.18}$$

(9.16) va (9.18) formulalar ideal gaz **bosimining asosiy tenglamasi** deyiladi [1, 373-376 b].

Demak, ideal gaz bosimi uning konsentratsiyaga va haroratiga bog'liq ekan.

10-MAVZU. TERMODINAMIKANING ASOSLARI

10.1. Erkinlik darajasi. Ideal gazning ichki energiyasi

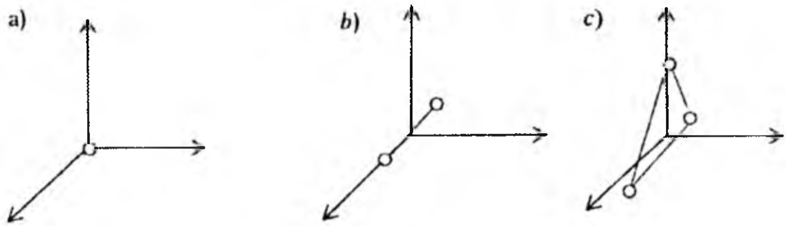
Termodinamik tizimning asosiy xarakteristikasi uning ichki energiyasidir.

Ichki energiya tizimdagi barcha zarralarning (atomlar, molekulalar, yadrolar, elektronlar) tartibsiz (issiqlik) harakati va ularning o'zaro ta'sirlashuv energiyalarining yig'indisidir.

Tashqi maydon ta'sirida gaz molekulalarining olgan kinetik va potensial energiyalari ichki energiyaga aloqador emas. Ideal gazda potensial energiya hisobga olinmasligi uchun uning ichki energiyasi, asosan kinetik energiya orqali aniqlanadi. Ichki energiyani hisoblashda erkinlik darajasi degan kattalik asosiy o'rinni egallaydi.

Molekulaning aylanma harakatini, o'rtacha kinetik energiyasini hisobga olish uchun jismning erkinlik darajasi tushunchasi kiritilgan. *Biror jismning yoki jismlar sistemasining fazodagi o'rnini aniqlaydigan bir-biriga bog'liq bo'lmagan parametrlar soniga sistemaning erkinlik darajasi deyiladi va u (i) harfi bilan belgilanadi.* Erkinlik darajasi (i) molekuladagi atomlar soniga bog'liq: bir atomli ideal gaz uchun $i = 3$ bo'ladi. Demak, bu vaqtda 3 ta (yo'nalish bo'yicha) ilgarilanma harakat mavjud bo'ladi. Ikki atomli gaz uchun $i = 5$. Bu vaqtda 3 ta ilgarilanma 2 ta aylanma harakat olinadi. Uchta va undan ortiq atomli molekula uchun $i = 6$ bo'ladi. Bu vaqtda 3 ta ilgarilanma, 3 ta aylanma harakat mavjud bo'ladi (10.1-rasm).

Bitta atom 3 ta o'q (x, y, z) bilan erkin ilgarilanma harakat qila oladi, ikki atomli molekula uchta o'q bo'yicha ilgarilanma, ikkita o'q bo'yicha aylanma harakat qiladi.



10.1-rasm. Bir, ikki va uch atomli gaz uchun erkinlik darajasi

Umuman olganda, erkinlik darajasi 3 ta qismdan iborat bo'lishi mumkin: ilgarilanma, aylanma va tebranma, ya'ni

$$i = i_{il} + i_{ayl} + i_{teb}.$$

Tizimdagi bitta molekulaning o'rtacha kinetik energiyasi:

$$E_K = \frac{i}{2} kT. \qquad (10.1)$$

Gazning ichki energiyasi undagi mavjud bo'lgan molekulalarning kinetik energiyalarining yig'indisidan iborat bo'ladi.

U holda 1 mol gazning ichki energiyasi:

$$U_\mu = \frac{i}{2} N_A kT \quad yoki \quad U_\mu = \frac{i}{2} RT. \tag{10.2}$$

m massali istalgan miqdordagi gaz uchun ichki energiya:

$$U = \frac{i}{2} \cdot \frac{m}{\mu} \cdot RT, \tag{10.3}$$

bu yerda U – ichki energiya; i – erkinlik darajasi; N_A – Avagardo soni; R – universal gaz doimiysi; k – Boltsman doimiysi; T – absolyut harorat.

Termodinamik muvozanatda turgan tizimda energiya har bitta erkinlik darajasi bo'yicha teng taqsimlanadi. Masalan, bir atomli molekulalardan iborat gazda har bir erkinlik darajasi bo'yicha $\frac{1}{2}kT$ energiya to'g'ri keladi (**Boltsman qonuni**).

10.2. Termodinamikaning birinchi – Bosh qonuni

Tizimga tashqaridan berilgan issiqlik miqdorining bir qismi uning ichki energiyasini, o'zgartirishga qolgan qismi esa tashqi kuchlarni yengib ish bajarishga sarf qiladi (**Termodinamikaning birinchi Bosh qonuni**).

$$Q = \Delta U + A = dU + A \tag{10.4}$$

Q – tashqaridan berilgan issiqlik miqdori; $\Delta U = dU = U_2 - U_1$ – ichki energiyaning o'zgarishi; A – bajarilgan ish.

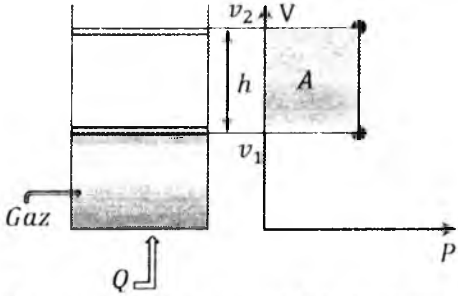
Misol uchun gaz kengayganda bajarilgan ishni aniqlaylik (10.2-rasm). Rasmdagi hol uchun bajarilgan ish formulasi quyidagicha:

$$dA = F \cdot dh \tag{10.5}$$

Bunda F kuchni bosim orqali aniqlaymiz:

$P = F/S$ dan $F = P \cdot S$ buni (10.5) ga qo'yib ishni topamiz:

$$dA = PSdh = PdV. \quad (10.6)$$



10.2-rasm. Gaz kengayganida bajarilgan ish

Endi izojarayonlarni termodinamika qonuni orqali tahlil qilamiz:

1. Izoxorik ($V = const$) [1, 415-b]. Bu jarayonda $dV = 0$ bo'lganligi uchun $A = 0$ bo'ladi va tashqaridan berilgan issiqlik miqdori to'laligicha ichki energiyani o'zgartirishga sarf bo'ladi. Ichki energiya o'zgarishi formulasi:

$$Q = dU. \quad (10.7)$$

2. Izotermik ($T = const$) [1, 414-b]. Bu holda ichki energiya o'zgarmaydi: $dU = 0$. Natijada tashqaridan berilgan issiqlik miqdori to'laligicha ish bajaradi. Izotermik jarayon uchun Termodinamikaning 1-qonuni formulasi:

$$Q = A. \quad (10.8)$$

3. Izobarik ($P = const$) [1, 415-b]. Bu jarayonda ham ichki energiya o'zgaradi ham ish bajaradi:

$$Q = dU + PdV = U_2 - U_1 + P(V_2 - V_1) =$$
$$= (U_2 + PV_2) - (U_1 + PV_1). \quad (10.9)$$

Bu yerda $U + PV = H$ **entalpiya** deyiladi. Entalpiya gazning holatini to'liq belgilovchi kattalikdir.

Demak, o‘zgarmas bosimda tashqaridan berilgan issiqlik miqdori gaz tizimining **entalpiyasini** o‘zgartirishga sarf qilar ekan. Izobarik jarayon uchun termodinamikaning 1-qonuni quyidagicha yoziladi:

$$Q = H_2 - H_1 \qquad (10.10)$$

H_1 – issiqlik berilishidan oldingi entalpiya. H_2 – tashqaridan Q issiqlik berilgandan keyingi entalpiya.

10.3. Issiqlik miqdori. Issiqlik sig‘imi. Adiabatik jarayon

Issiqlik almashish jarayonida bitta tizimdagi gazning ichki energiyasi kamaysa, ikkinchisiniki oshadi.

Issiqlik almashish jarayonida jism (tizim) yo‘qotgan yoki qabul qilgan ichki energiyaning bir qismi **issiqlik miqdori** deyiladi. Issiqlik miqdori Joullarda o‘lchanadi. Jismning issiqlik almashishida energiyani yo‘qotish yoki qabul qilish kattaligini baholash uchun **issiqlik sig‘imi** degan kattalik kiritiladi.

1 kg gazning haroratini 1 K ga oshirish uchun kerak bo‘ladigan issiqlik miqdori **solishtirma issiqlik sig‘imi** deyiladi:

$$C_C = \frac{dQ}{mdT} \qquad (10.11)$$

Uning birligi: $[C] = J/kg \cdot K$

1 mol gazning haroratini 1 K ga oshirish uchun kerak bo‘ladigan issiqlik miqdori **molyar issiqlik sig‘imi** deyiladi:

$$C = \frac{dQ}{vdT} = \frac{M}{m} \cdot \frac{dQ}{dT} \qquad (10.12)$$

Uning birligi: $[C] = J/mol \cdot K.$

C va C_C orasida quyidagi bog‘lanish mavjud:

$$C = M \cdot C_C \qquad (10.13)$$

bunda C – issiqlik (molyar) sig‘imi; C_C – solishtirma issiqlik sig‘imi; M – molyar massa.

Issiqlik sig'imi 2 xil bo'ladi: **o'zgarmas bosimda** va **o'zgarmas hajmda.**

Termodinamikaning 1-qonuniga asosan

$$Q = dU + A = dU + PdV \tag{10.14}$$

1 mol gaz uchun $m = M$, u holda (10.12) dan $C = \frac{dQ}{dT}$, u holda (10.14) formula

$$CdT = dU + PdV \tag{10.15}$$

ko'rinishda bo'ladi.

Hajm o'zgarmas bo'lsa, $V = const.$ $dV = 0$, u holda (10.15) formula:

$$C_V dT = dU$$

dU – ichki energiyaning o'zgarishi $dU = \frac{i}{2} RdT$ bo'lgani uchun o'zgarmas hajmdagi issiqlik sig'imi:

$$C_V = \frac{i}{2} R \tag{10.6}$$

i – erkinlik darajasi; R – Universal gaz doimiysi.

Xuddi shu usul bilan C_P ni topish mumkin. C_P – o'zgarmas bosimda issiqlik sig'imi:

$$C_P = C_V + R = \frac{i+2}{2} R \tag{10.17}$$

(10.17) formulaga Mayer formulasi deyiladi.

C_P ning C_V ga nisbati **Puasson koeffitsiyenti** deyiladi:

$$\gamma = \frac{C_P}{C_V} = \frac{i+2}{i} \tag{10.18}$$

i - eng kamida 3 bo'ladi.

Tashqi muhit bilan issiqlik almashmasdan ro'y beradigan jarayonlar **adiabatik jarayonlar** deyiladi. Bunday jarayonlarda ish ichki energiyaning kamayishi hisobiga ro'y beradi: $Q = 0$

$$A = -\Delta U \qquad (10.19)$$

Adiabatik jarayonlar uchun Puasson quyidagi formulani topdi:

$$PV^{\gamma} = const. \qquad (10.20)$$

11-MAVZU. GAZ MOLEKULALARINING STATISTIK TAQSIMOTI

11.1. Gaz molekulalarining tezliklar bo'yicha taqsimoti. Maksvell taqsimoti

Harorat, bosim, hajm va massa (T, P, V, m)larga tizimining makroskopik parametrlari deyiladi. Termodinamik muvozanatda bu parametrlar o'zgarmas bo'lib, tizimning har qanday nuqtasida bir xildir. Tizim ichida barcha molekulalar to'xtovsiz, uzluksiz va tartibsiz harakatda bo'ladi. Lekin bu harakatlar har xil tomonga teng taqsimlangan bo'lganligi uchun parametrlar o'zgarmay qolaveradi. 1 sekundda 1 ta molekula normal sharoitda 10^{10} marta to'qnashadi.

Nazariy va eksperimental tadqiqotlar asosida molekulalarning tezliklari har xil bo'lishi aniqlangan. Ayrim molekulalar tezroq, ayrimlari sekinroq, juda ko'plari esa o'rtacharoq tezliklarga ega ekan.

Maksvell gaz molekulalarining tezliklar bo'yicha taqsimlanishini aniqladi. U ehtimollik nazariyasiga asoslangan holda quyidagi funksiyani kiritdi:

$$f(\vartheta) = \frac{dN}{Nd\vartheta}$$

N – tizimdagi barcha molekulalar soni; dN – tezligi ϑ dan $\vartheta + d\vartheta$ gacha, ya'ni ($d\vartheta$ oraliqda) o'zgaradigan molekulalar soni.

Maksvell N ni juda mayda-mayda dN larning yig'indisi, deb qaradi va unga asoslanib taqsimot funksiyasining analitik ifodasini topdi. **Maksvellning taqsimot funksiyasi:**

$$f(\vartheta) = \frac{4}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{m_0}{2KT}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{m_0\vartheta^2}{2KT}} \cdot \vartheta^2. \qquad (11.1)$$

Maksvell bu ifodani differensiyallab va uni "0" ga tenglab, eng katta ehtimollik tezlikni (ya'ni bunday tezlikka ega bo'lgan eng ko'p molekulalar sonini) aniqladi. **Ehtimollik tezlik:**

$$\vartheta_э = \sqrt{\frac{2KT}{m_0}} \qquad (11.2)$$

m_0 – bitta molekulaning massasi; K – Boltsman doimiysi. Bundan tashqari, quyidagi tezliklar ham mavjud:

O'rtacha arifmetik tezlik:

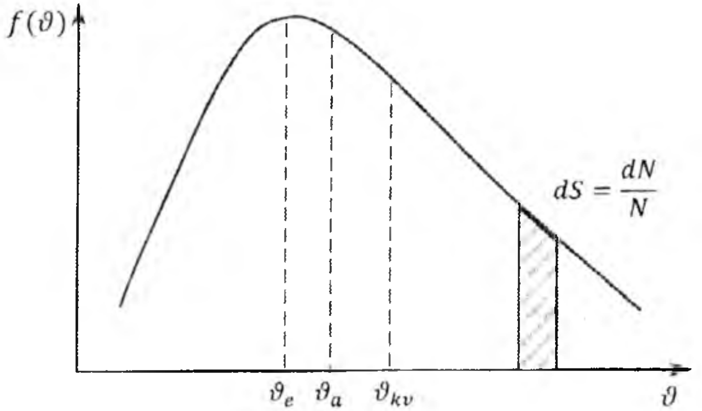
$$\vartheta = \sqrt{\frac{8KT}{\pi m_0}} \qquad (11.3)$$

O'rtacha kvadratik tezlik:

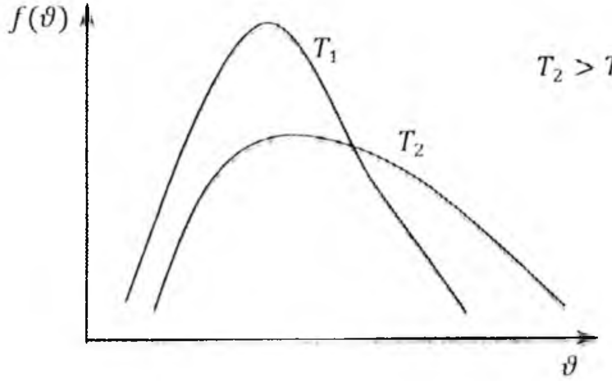
$$\vartheta_{kv} = \sqrt{\frac{3KT}{m_0}} \qquad (11.4)$$

(11.1) ifoda asosida taqsimot grafigini chizish mumkin (11.1-rasm).

Har xil haroratda bu egri chiziqning ko'rinishi har xil bo'ladi. Lekin egri chiziq ostidagi yuza o'zgarmay qolaveradi, chunki bu yuzaning kattaligi tizimdagi molekulalar soniga tengdir (11.2-rasm).



11.1-rasm. Maksvellning gaz molekulali tezliklar bo'yicha taqsimotining grafigi



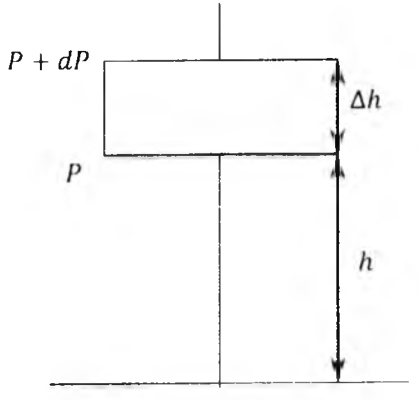
11.2-rasm. Tezliklar taqsimotining haroratga bog'liqligi

11.2. Barometrik formula. Boltsman taqsimoti

Tashqaridan ta'sir bo'lmasa, termodinamik muvozanatdagi gaz tizimining hamma nuqtalarida molekulalar soni bir xil, bosim bir xil, harorat bir xil bo'lar edi. Lekin juda ko'p hollarda tizimga tashqi maydon ta'sir qiladi. Masalan, havo molekulalarining taqsimotiga Yerning tortishishi ta'sir qiladi. Shuning uchun ham Yerning yuzasidagi molekulalar soni va bosim yuqoridagiga nisbatan ko'proq bo'ladi, ya'ni Yer sirtidan balandga ko'tarilgani sari molekulalar soni va bosim kamayib boradi (11.3-rasm). Bosimning balandlikka qarab o'zgarishini quyidagi **Barometrik formula** bilan ifodalash mumkin:

$$P = P_0 e^{\frac{-m_0 g h}{KT}} \tag{11.5}$$

$P - h$ balandlikdagi bosim, P_0 – Yer yuzasidagi bosim ($h = 0$), m_0 - bitta molekula massasi, k – Boltsman doimiysi, T – absolyut harorat.



11.3-rasm. Gaz bosimining balandlik bo'yicha taqsimlanishi

Bosim molekulalar soniga bog'liq, ya'ni Yer ustida:

$$P_0 \sim n_0$$

H balandlikda esa:

$$P \sim n$$

bo'lganligi uchun (11.5) formulaga asoslanib, quyidagini topamiz. **Botsman taqsimoti:**

$$n = n_0 e^{\frac{m_0 g h}{KT}} \tag{11.6}$$

$n - h$ balandlikdagi molekulalar soni, n_0 – Yer yuzasidagi ($h = 0$) molekulalar soni.

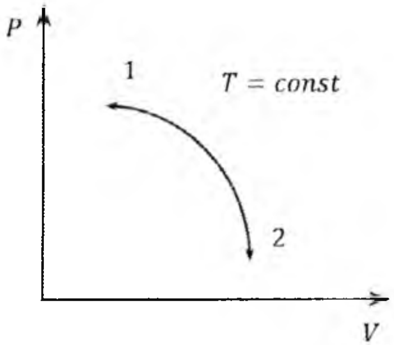
Gaz molekulasining bitta molekula bilan to'qnashib, ikkinchisiga to'qnashguncha bosib o'tgan yo'li uning erkin yugurish yo'li deyiladi.

12-MAVZU. AYLANMA JARAYONLAR. KARNO SIKLI

12.1. Qaytar va qaytmas jarayonlar. Aylanma jarayonlar

Har qanday izolyatsiyalangan tizimda sodir bo'layotgan jarayonlar ikki sinfga bo'linadi: qaytar va qaytmas jarayon.

Agar tizim birinchi holatdan ikkinchi holatga o'tganda qanday holatlar orqali o'tgan bo'lsa, orqaga qaytganda ham aynan shu holatlar orqali o'tib birinchi holatga qaytsa, **qaytar jarayon** deyiladi (12.1-rasm), aks holda **qaytmas jarayon** deyiladi.



12.1-rasm. Qaytar jarayon grafigi

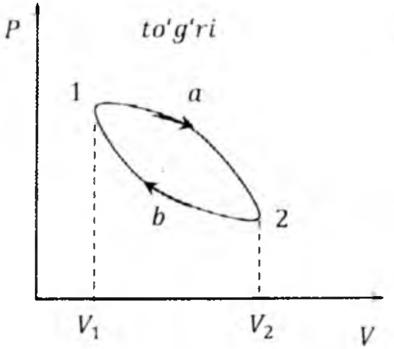
Hayotda to'liq qaytuvchi jarayonlar ro'y bermaydi. Ammo unga juda yaqin bo'lgan jarayonlar ro'y berishi mumkin. Bunday jarayonlar **kvazi qaytar jarayonlar** deyiladi.

Bunga misol: yuqoridan maxsus platformaga kelib tushgan elastik shar orqaga qaytib tushgan balandlikka qadar ko'tarilishi mumkin.

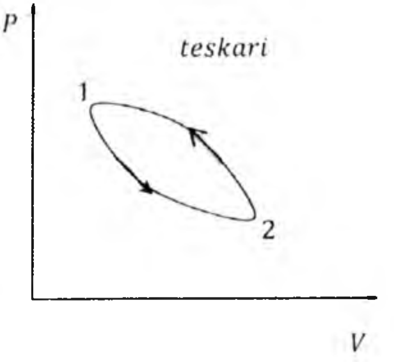
Barcha jarayonlarda ishqalanish va nur tarqatish hisobiga va boshqa energiya yo'qotishlar hisobiga, asosan qaytmas jarayonlar ro'y beradi.

Agar jism (gaz) birinchi holatdan ikkinchi holatga a yo'l bilan o'tsa, ikkinchi holatdan birinchi holatga esa b yo'l bilan qaytib kelsa, bunday jarayon **aylanma jarayon** yoki **sikl** deyiladi.

Agar sikl soat strelkasi bo'ylab ro'y bersa, **to'g'ri sikl** deyiladi (12.2-rasm). Soat strelkasiga qarama-qarshi yo'nalishda ro'y bersa **teskari sikl** deyiladi (12.3-rasm).



12.2-rasm. To'g'ri sikl



12.3-rasm. Teskari sikl

To'g'ri siklda bajarilgan ishni ko'rib o'tamiz: jism birinchi holatdan ikkinchi holatga tashqaridan Q_1 issiqlik olib, kengayadi, ya'ni ish bajaradi. Termodinamikaning birinchi qonuniga asosan:

$$Q_1 = U_2 - U_1 + A_1 \qquad (12.1)$$

Q_1 – tashqaridan olingan issiqlik miqdori; U_1 – birinchi holatdagi gazning ichki energiyasi; U_2 – ikkinchi holatdagi gazning ichki energiyasi; A_1 – bajarilgan ish.

Umuman bu holda bajarilgan ish:

$$A_1 = S_{1a2V_2V_11}.$$

Ikkinchi holatdan birinchi holatga o'tishda gazni siqish jarayoni amalga oshiriladi. Bunda tashqaridan olingan issiqlik miqdori ham bajarilgan ish ham manfiy bo'ladi:

$$-Q_2 = U_1 - U_2 - A_2. \tag{12.2}$$

Bu holda bajarilgan ish:

$$A_2 = S_{2b1V_1V_2 2}.$$

Bu to'la siklda bajarilgan foydali ish:

$$A = S_{1a2b1}$$

ga teng bo'ladi.

(12.1) va (12.2) formulani hadma-had qo'shib, **foydali ishni** topamiz:

$$A = Q_1 - Q_2 = A_1 - A_2 \tag{12.3}$$

Issiqlik mashinasining bajargan foydali ishi **foydali ish koeffitsiyenti** degan kattalik bilan xarakterlanadi [1, 422-b]:

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{A}{Q_1}. \tag{12.4}$$

Demak, mashinaning foydali ish koeffitsiyenti bajarilgan foydali ishning tashqaridan berilgan issiqlik miqdoriga nisbati orqali aniqlanadi.

12.2. Karno sikli va uning foydali ish koeffitsiyenti [1, 422-b]

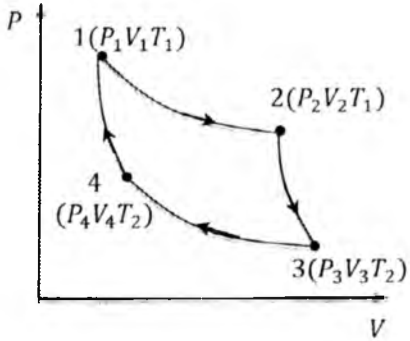
Karno 1 mol ideal gazning aylanma harakatini to'liq tushuntirib bera oladigan siklni nazariy jihatdan ishlab chiqdi. Bunday sikl faqatgina ideal gaz mashinasi uchun, ya'ni ishqalanish yo'li bilan, nur chiqarish yo'li bilan va boshqa yo'llar bilan tashqariga energiya chiqazmaydigan mashinalar uchun o'rinlidir. Quyida shunday issiqlik mashinasining to'liq siklini ko'rib o'tamiz. Karno bu siklni 4 ta bosqichga ajratadi (12.4-rasm):

I bosqich. Gaz birinchi holatdan ($P_1V_1T_1$) ikkinchi holatga ($P_2V_2T_1$) izotermik kengayib o'tadi.

Bu bosqichda tashqaridan olingan energiya to'laligicha ish bajarishga (gazning kengayishiga) sarf bo'ladi.

II bosqich. Gaz ikkinchi holatdan adiabatik kengayib uchinchi bosqichga o'tadi.

Bu bosqichda tashqaridan energiya olinmaydi, ish ichki energiyaning kamayishi hisobiga ro'y beradi. ($T_2 < T_1$)



12.4-rasm. Karno sikli

III bosqich. Gaz 3-holatdan 4-holatga izotermik siqilib o'tadi.

IV bosqich. Gaz 4-holatdan 1-holatga adiabatik siqilish yo'li bilan o'tadi.

Bu bosqichda gaz to'rtinchi holatdan birinchi holatga adiabatik jarayon bo'yicha qaytib keladi.

Karno siklida bajarilgan ish S_{1234} ga teng. Bu holda foydali ish koeffitsiyenti:

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \qquad (12.5)$$

Shunday qilib, ideal issiqlik mashinasining foydali ish koeffitsiyenti isitgich (T_1) va sovutgich (T_2) larning haroratlarining farqlariga bog'liq bo'lar ekan.

12.3. Termodinamikaning II bosh qonuni

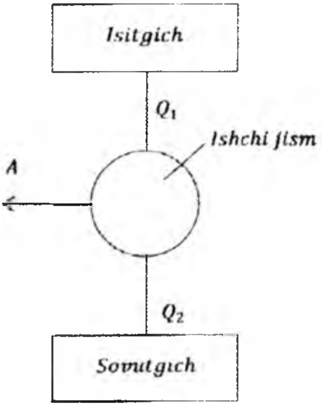
Termodinamikaning I qonunida tashqaridan berilgan issiqlik miqdori nimalarga sarf bo'lishi aniq aytib berilgan. Ammo bu jarayonlar qaysi yo'nalishda o'zgaradi, qaysi hollarda ro'y berishi aytib o'tilmagan. Shuning uchun ko'plab o'tkazilgan tajribalarga asoslanib, termodinamikaning II qonuni yaratildi. Bu qonun har xil olimlar tomonidan har xil ta'riflangan, ammo ma'nosi bir-biriga juda yaqin. Uni umumiy holda quyidagicha ta'riflash mumkin.

Termodinamikaning II bosh qonuni: berilgan barcha issiqlik miqdori to'laligicha ishga aylanadigan davriy jarayon ro'y bermaydi. Issiqlik mashinasining ish jarayonini ko'rib o'tamiz [1, 426-b] (12.5-rasm):

Bunday mashina uchun

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \cong \frac{T_1 - T_2}{T_1} < 1.$$

Bu qonundan ikkinchi turdagi abadiy dvigatel yaratib bo'lmasligi isbotlanadi. Chunki formuladagi T_2 xech qachon 0 Kelvinga bo'la olmaydi.



12.5-rasm. Issiqlik mashinasining tuzilishi

Birinchi abadiy dvigatel: tashqaridan bir marta energiya olib cheksiz ko'p vaqt ishlaydigan dvigatellar mavjud emas.

Ikkinchi abadiy dvigatel: tashqaridan olingan issiqlik miqdorini to'laligicha ishga aylantiradigan davriy ishlaydigan abadiy dvigatellar mavjud emas.

13-MAVZU. REAL GAZLAR. VAN-DER-VAALS TENGLAMASI

13.1. Van-der-Vaals izotermalari. Kritik harorat

Shu vaqtgacha biz ideal gaz xossalari bilan tanishdik. Tabiatda deyarli barcha gazlar real gazlar hisoblanadi. Shu real gazlarning xossalari bilan tanishib chiqaylik. O‘z suyuqligi bilan dinamik muvozanatda bo‘lgan bug‘ga **to‘yingan bug‘** deyiladi. Bug‘lanishga teskari bo‘lgan hodisa **kondensatsiyalanish** deyiladi.

To‘yingan bug‘ holatda bug‘lanayotgan molekulalar soni kondensatsiyalanayotgan molekulalar soniga teng bo‘ladi. To‘yingan bug‘ning bosimi quyidagi formuladan topiladi:

$$P = nkT. \tag{13.1}$$

Harorati o‘zgarmas bo‘lgan to‘yingan bug‘ning bosimi hajmga bog‘liq emas. Agar harorat ortib borsa, bug‘lanish tezligi ortib boradi. Bu esa bug‘ning konsentratsiyasi ham oshganligini ko‘rsatadi. Suyuqlik butunlay bug‘ga aylangandan so‘ng bug‘ yana isitilsa u to‘yingan bug‘ bo‘lmay qoladi. Uning bosimi esa xuddi ideal gazning bosimidek harorat chiziqli bog‘liq ravishda ortadi.

Molekulalarning xususiy o‘lchamlari va ular orasidagi ta’sir kuchlari mavjud bo‘lgan gazlarga **real gazlar** deyiladi. Bosimi normal atmosfera bosimiga yaqin va harorati uncha katta bo‘lmagan gazlarning xossalari ideal gazlarning ideal xossalariga yaqin bo‘ladi. Shuning uchun ularning holatini ifodalash uchun Mendeleyev-Klapeyron tenglamasidan foydalaniladi:

$$PV = \frac{m}{\mu} RT. \tag{13.2}$$

Real gazlarning holat tenglamasi Van-der-Vaals tomonidan aniqlanganligi uchun uning nomi bilan ataladi. Biz ideal gazlarni o‘rganganimizda molekulalarning xususiy hajmini, molekulalar orasidagi ta’sir kuchlarini inobatga olmagan edik. Lekin real gazlarning holat tenglamasini keltirib chiqarishda yuqoridagi kattaliklar inobatga olinadi.

1. Real gazlarning molekulalarining xususiy hajmini hisobga olish kerak. Agar atomning o'lchamini taxminan 10^{-10} m desak, va u shar shaklda ekanligini inobatga olsak, u holda

$$V_A = \frac{4}{3}\pi R^3. \tag{13.3}$$

$V_A = 4 \cdot 10^{-30} m^3$ga teng bo'ladi.

N ta atomning xususiy hajmi:

$$V_{xususiy} = N \cdot V_A \tag{13.4}$$

$$V_{xususiy} = 4N \cdot 10^{-30} m^3$$

Shuning uchun real gaz molekulalarining erkin harakat qiladigan hajmi gaz qamalgan idish hajmidan $V_{xususiy}$ ga kam bo`ladi. U holda quyidagi tenglik o'rinli bo'ladi:

$$P(V - V_{xususiy}) = \frac{m}{\mu} RT, \tag{13.5}$$

bunda

$$V_{xususiy} = NV_a = \frac{m}{\mu} N_a V_a.$$

bo`lsa, unda

$$N_a V_a = b'$$

deb belgilasak, u holda

$$P\left(V - \frac{m}{\mu} b'\right) = \frac{m}{\mu} RT.$$

Bu yerda $b' = b$ ga almashtirsak,

$$P\left(V - \frac{m}{\mu} b\right) = \frac{m}{\mu} RT. \tag{13.6}$$

2. Gaz molekulalari orasidagi o'zaro tortishish kuchi, o'z navbatida, tashqi bosimiga qo'shimcha ichki bosimni yuzaga keltiradi. Shu sababli real gazlarning haqiqiy bosimi $P + P_u$ ga teng bo'ladi. U holda m massali real gazlar uchun quyidagi tenglama o'rinli hisoblanadi:

$$(P + P_u)\left(V - \frac{m}{\mu}b\right) = \frac{m}{\mu}RT, \tag{13.7}$$

bu yerda P_u – ichki bosim.

Ichki bosimning qiymati, o'z navbatida, idish devoriga yaqin turgan molekulalar soniga, molekulalar soni esa konsentratsiyaga to'g'ri proporsional. Shu sababli ichki bosim konsentratsiyaning kvadratiga to'g'ri proporsional bo'ladi, ya'ni

$$P_u = a'n^2. \tag{13.8}$$

a' – gazning turiga bog'liq bo'lgan koeffitsiyent. Bu yerda $n = \frac{N}{V}$ yoki

$$n = \frac{m \cdot N_a}{\mu \cdot V}, \tag{13.9}$$

u holda

$$P_u = a'\frac{m^2 {N_a}^2}{\mu^2 V^2}.$$

Bu yerdan $a' \cdot {N_a}^2 = a$ deb belgilasak, u holda

$$\left(P + a\frac{m^2}{\mu^2 V^2}\right)\left(V - \frac{m}{\mu}b\right) = \frac{m}{\mu}RT. \tag{13.10}$$

Bir mol real gaz uchun

$$\left(P + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT. \tag{13.11}$$

a – molekulalar to'qnashuvi tufayli hosil bo'ladigan bosim qo'shimchasi. Umuman a va b Van-der-Vaals tuzatmalari deyiladi.

Mazkur tenglama V ga nisbatan uchinchi darajali bo'lgani uchun uchta ildizga ega bo'ladi. Ildizlar Kardano formulalari bo'yicha hisoblanadi, bunda quyidagi hollar amalga oshishi mumkin:

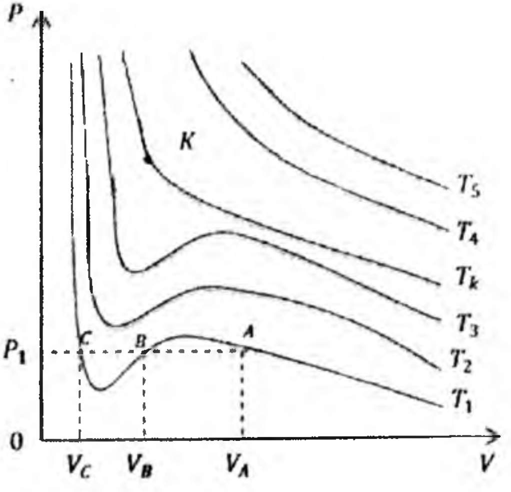
1. Ildizlarning biri haqiqiy, ikkitasi mavhum;
2. Uchala ildizlar haqiqiy va ular turli qiymatlarga ega;
3. Uchala ildizlar haqiqiy va ular birday qiymatlarga ega.

Haroratning turli, lekin o'zgarmas qiymatlari uchun (13.3) tenglamaning (p, V) diagrammadagi grafiklari quyidagi rasmda keltirilgan. Ularning Van-Der-Vaals tenglamasining bitta ildizi haqiqiy, ikkitasi mavhum bo'lgan hol yuqori haroratlarga mos bo'lgan izotermalarda kuzatiladi (rasmda T_4). Mavhum ildizlar fizik ma'noga ega emas. Binobarin, bunday hollarda P ning har bir qiymatiga V_m ning ham bitta qiymati mos keladi va izoterma grafigi giperbolasimon chiziqdan iborat bo'ladi.

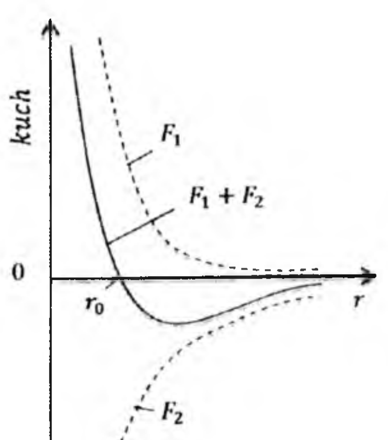
Past haroratlarda Van-Der-Vaals tenglamasining uchala ildizi haqiqiy, lekin turli qiymatlarga ega bo'ladi. Mazkur hol T_1, T_2, T_3, haroratlardagi izotermalarda aks etgan. Bunda bosimning bitta qiymatiga hajmning uchta qiymati mos keladi. Xususan, p_1 nuqtadan absissa o'qiga parallel tarzda o'tkazilgan to'g'ri chiziq T_1 haroratga mos bo'lgan izotermani A, B, C nuqtalarda kesadi. Bu uch nuqta turli izotermik holatlarni ifodalaydi. Mazkur holatlar bosimning birday p_1 qiymati, hajmning esa turli V_A, V_B, V_C qiymatlari bilan xarakterlanadi. Yuqoriroq T_2, va T_3, haroratlarga mos bo'lgan izotermalarda esa bunday uch holatni ifodalovchi nuqtalar bir-biriga yaqinroq joylashadi. Yana-da yuqoriroq biror T_K haroratga taalluqli izotermada uchala nuqta ustma-ust tushadi (13.1-rasm). Odatda T_K ni **kritik harorat** deb, unga mos bo'lgan izotermani esa **kritik izoterma** deb ataladi. Demak, kritik temeraturada Van-Der-Vaals tenglamasining uchala ildizi haqiqiy bitta qiymatga ega bo'ladi.

Molekulalar orasidagi o'zaro ta'sir kuchi o'zaro potensial energiya maydoni bilan xarakterlanadi, $r = r_0$ da potensial energiya $E_p = 0$ bo'ladi. $r = r_0$ bo'lganda, kuchlar bir-birini muvozanatlaydi. $E_p = 0$ (13.2-rasm).

Kinetik energiya butunlay potensial energiyaga aylanganda molekulalarning yaqinlashishi tugallanadi. Mana shundan so'ng molekulalar orasidagi masofa **molekulaning effektiv diametri** deyiladi.



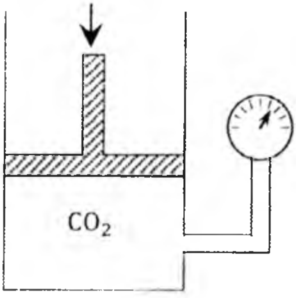
13.1-rasm. Van-der-Vaals izotermalari



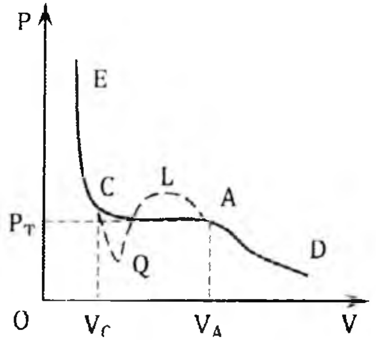
13.2-rasm. Molekulalar orasida o'zaro ta'sir kuchlari

13.2. Eksperimental izotermalar. Real gazning ichki energiyasi. Joul-Tomson

Ideal gaz real gazga o'tadigan harorat **kritik harorat (K)** deyiladi. Real gazning izotermasi 1866-yilda Endryus tomonidan tajribada amalga oshirilgan (13.3-rasm). U rasmda ko'rsatilgan qurilma yordamida 1 mol CO_2 gazini sekin-asta siqish yo'li bilan $T = const$ haroratda P va V orasidagi bog'lanishni aniqladi. Gazning hajmini porshenli silindr ichida pastga tushira borib kamaytirib bordi. Bunda avvaliga hajm kamayishi bilan P monoton oshib bordi (13.4-rasm, DA – chiziq).



13.3-rasm. Endryus tajribasi sxemasi



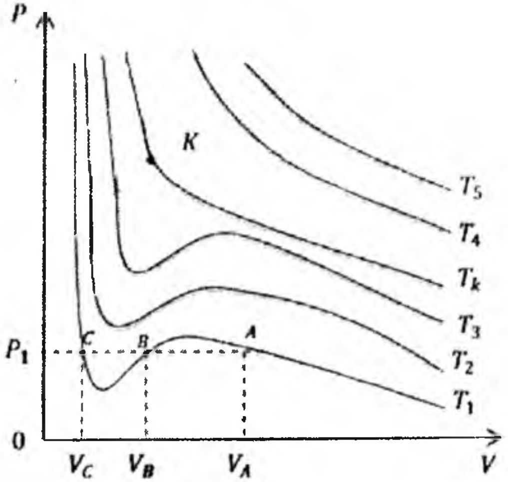
13.4-rasm. Real gaz eksperimental izotermasi

Keyin hajm V_A dan V_C gacha kamayganda P o'zgarmay qoladi (AC – chiziq) V_C dan boshlab hajm kamayganda P keskin oshib ketadi (CE – soha). DA sohada CO_2 ning xossalari ideal gazga yaqin desak, AC sohada gazning bir qismi suyuqlikka aylana boshlaydi. C nuqtadan boshlab gaz to'liq suyuqlikka aylanadi.

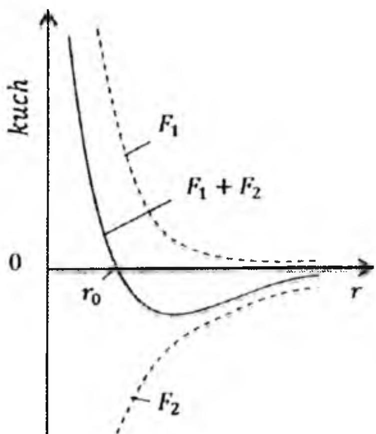
Real gazning ichki energiyasini hisoblashda molekulalarning o'zaro ta'sirlanish potensial energiyasini ham e'tiborga olish kerak. Bu energiyani quyidagi mulohazalar asosida topish mumkin. Ichki bosim ($P_i = a/V^2$) kuchlari 1 mol gazning hajmi V_{m1} dan V_{m2} gacha kengayganda bajargan ish

$$A = \int_{V_{m1}}^{V_{m2}} p_i \, dV_m = \int_{V_{m1}}^{V_{m2}} \frac{a}{V_m^2} dV_m = -\frac{a}{V_{m2}} - \left(-\frac{a}{V_{m1}}\right) \qquad (13.12)$$

molekulalar orasidagi masofa **molekulaning effektiv diametri** deyiladi.



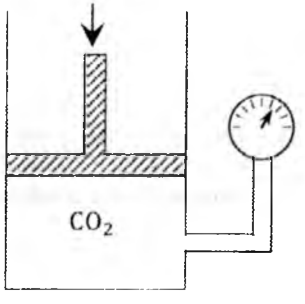
13.1-rasm. Van-der-Vaals izotermalari



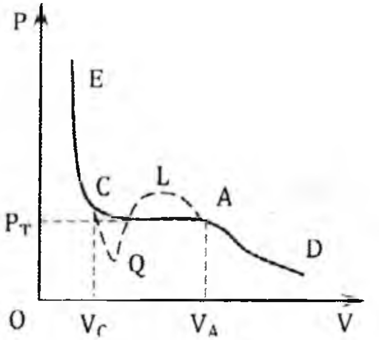
13.2-rasm. Molekulalar orasida o‘zaro ta’sir kuchlari

13.2. Eksperimental izotermalar. Real gazning ichki energiyasi. Joul-Tomson

Ideal gaz real gazga o'tadigan harorat **kritik harorat (K)** deyiladi. Real gazning izotermasi 1866-yilda Endryus tomonidan tajribada amalga oshirilgan (13.3-rasm). U rasmda ko'rsatilgan qurilma yordamida 1 mol CO_2 gazini sekin-asta siqish yo'li bilan $T = const$ haroratda P va V orasidagi bog'lanishni aniqladi. Gazning hajmini porshenli silindr ichida pastga tushira borib kamaytirib bordi. Bunda avvaliga hajm kamayishi bilan P monoton oshib bordi (13.4-rasm, DA – chiziq).



13.3-rasm. Endryus tajribasi sxemasi



13.4-rasm. Real gaz eksperimental izotermasi

Keyin hajm V_A dan V_C gacha kamayganda P o'zgarmay qoladi (AC – chiziq) V_C dan boshlab hajm kamayganda P keskin oshib ketadi (CE – soha). DA sohada CO_2 ning xossalari ideal gazga yaqin desak, AC sohada gaznining bir qismi suyuqlikka aylana boshlaydi. C nuqtadan boshlab gaz to'liq suyuqlikka aylanadi.

Real gazning ichki energiyasini hisoblashda molekulalarning o'zaro ta'sirlanish potensial energiyasini ham e'tiborga olish kerak. Bu energiyani quyidagi mulohazalar asosida topish mumkin. Ichki bosim ($P_i = a/V^2$) kuchlari 1 mol gazning hajmi V_{m1} dan V_{m2} gacha kengayganda bajargan ish

$$A = \int_{V_{m1}}^{V_{m2}} p_i \, dV_m = \int_{V_{m1}}^{V_{m2}} \frac{a}{V_m^2} dV_m = -\frac{a}{V_{m2}} - \left(-\frac{a}{V_{m1}}\right) \qquad (13.12)$$

munosabat bilan aniqlanishi lozim. Mazkur ish sistema potensial energiyasining o'zgarishiga teng. Shu sababli, 1 mol gazning potensial energiyasi $-\frac{a}{V_m}$ ga teng, deya olamiz. U holda real gazning ichki energiyasi molekulalar kinetik energiyalari va potensial energiyalarining yig'indisi tarzida ifodalanadi. Lekin molekulalar kinetik energiyalarining yig'indisi – ideal gazning ichki energiyasidir. 1 mol ideal gaz uchun ichki energiya:

$$(U_m)_{ideal} = \frac{i}{2}RT = C_V T \qquad (13.13)$$

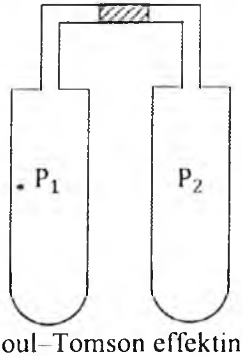
ifoda bilan aniqlanar edi. Binobarin, 1 mol real gazning ichki energiyasi uchun:

$$(U_m)_{real} = C_V T - \frac{a}{V_m} \qquad (13.14)$$

munosabat o'rinli bo'ladi.

Demak, real gazning ichki energiyasi haroratga ham, hajmga ham bog'liq.

XIX asr o'rtalarida Joul va Tomson amalga oshirgan tajribalar e'tiborga loyiq. Tajribalarda gaz bir idishdan ikkinchi idishga g'ovakli jismdan tayyorlangan to'siq orqali o'tgan (13.5-rasm).



13.5-rasm. Joul–Tomson effektining tajribasi

Idishlardagi gaz bosimlari $\Delta P = P_1 - P_2$ ga farqlanganligi uchun gaz to'siqning g'ovaklari orqali sekin oqib o'ta boshlaydi.

Mazkur kengayishda real gaz haroratining o'zgarishi qayd qilindi. Bu hodisa **Joul–Tomson effekti** deb nom oldi. Gazning harorati pasayganda ($\Delta T < 0$) musbat Joul–Tomson effekti, aksincha, harorat ortgan hollarda manfiy Joul–Tomson effekti sodir bo'ladi. Xona haroratidagi ko'pchilik gazlar uchun musbat Joul–Tomson effekti kuzatiladi. Faqat vodorod va geliy uchun manfiy Joul–Tomson effekti qayd qilindi.

Joul–Tomson effektining ishorasi (ya'ni mazkur hodisada gazning sovishi yoki isishi) Van-der-Vaals tenglamasidagi a va b tuzatmalarning nisbiy hissasi bilan bog'liq. Molekulalarning xususiy hajmini e'tiborga olmasa ham bo'ladigan hollarda (ya'ni $b = 0$, lekin $a \neq 0$) gaz soviydi. Molekulalarning o'zaro tortishish kuchlarini e'tiborga olmasa ham bo'ladigan hollarda, ya'ni $a = 0$, lekin $b \neq 0$) molekulalarning itarishishi muhim rol o'ynaydi. Bunday hollarda gaz kengayishi tufayli molekulalarning potensial energiyasi kamayadi. Lekin, gazning kengayishi issiqlik almashmay va tashqi ish bajarilmay sodir bo'layotganligi uchun ichki energiya o'zgarmasligi lozim. Shu sababli, kengayish jarayonida real gaz molekulalarining kinetik energiyasi ortadi, ya'ni gaz isiydi.

Umuman, Joul–Tomson effektining ishorasi gazning tabiatiga, haroratiga va bosimiga bog'liq. Ko'pchilik gazlar uchun yuqori haroratlarda manfiy effekt, past haroratlarda esa musbat effekt qayd qilindi. U holda shunday harorat mavjud bo'lishi kerakki, bu haroratda Joul–Tomson effekti ishorasini o'zgartirishi lozim. Haroratning bu qiymati **inversiya harorati** deb ataladi. Inversiya haroratida gaz kengayganda uning isishi ham, sovishi ham kuzatilmaydi. Ko'pchilik gazlarning inversiya harorati normal haroratdan yuqori bo'ladi. Shuning uchun gazlar normal haroratlarda kengaygan hollarda soviydi, yuqori haroratlarda kengayganda esa isiydi.

Kulon qonunii differensial formulasi:

$$d\vec{F} = \frac{dq_1 dq_2}{4\pi\varepsilon_0 r^3} \cdot \vec{r}. \qquad (14.4)$$

Makroskopik jismlarning to'la o'zaro ta'sir kuchi:

$$\vec{F} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \iint \frac{dq_1 dq_2}{r^3} \cdot \vec{r}. \qquad (14.5)$$

Bitta zaryadga bir nechta kuch ta'sir etsa, unga ta'sir etuvchi kuch har bir zaryad kuchining geometrik ifodasi.

Har bir zaryad atrofida maydon hosil bo'ladi. Qo'zg'almas zaryad atrofidagi maydon **elektrostatik maydon** deyiladi.

Zaryadlar orasidagi ta'sir ular atrofida hosil bo'lgan elektr maydoni tufaylidir.

Elektr maydonini uning biror nuqtasiga joylashtirilgan sinash zaryadi (q_0) ga ta'sir kuchi orqali aniqlash mumkin. Zaryadining miqdori juda kichik bo'lgan musbat zaryad sinash zaryadi deb qabul qilingan.

14.2. Maydon superpozitsiya prinsipi

Maydon kuchlanganligi deb elektrostatik maydonning biror nuqtasidan birlik zaryadga (q_0) ta'sir etuvchi kuchning shu zaryadga nisbatiga aytiladi [1, 453-b].

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0} \qquad (14.6)$$

Uning birligi: $[E] = \frac{N}{Kl} = \frac{V}{m}$

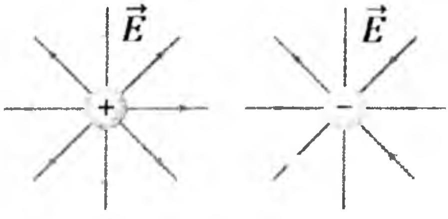
Nuqtaviy q zaryad hosil qilgan maydon kuchlanganligi skalyar ko'rinishda:

$$E = k\frac{q}{r} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{q}{r} \qquad (14.7)$$

Vektor ko'rinishda:

$$\vec{E} = k \cdot \frac{q}{r^2} \cdot \vec{r}. \qquad (14.8)$$

Nuqtaviy zaryad maydon kuchlanganligi chiziqlari radial chiziqlardan iboratdir (14.2-rasm):



14.2-rasm. Nuqtaviy zaryadlarda elektr maydon kuchlanganligining yo'nalishi a) musbat zaryad, b) manfiy zaryad

Maydonning barcha nuqtalarida kuchlanganlik bir xil bo'lsa, elektr maydon **bir jinsli** deb ataladi.

Maydonning berilgan nuqtasidagi zaryadlar tizimining kuchlanganligi har bir zaryadning alohida kuchlanganliklarining vektor yig'indisiga tengdir. Bu qoida **elektr maydonining superpozitsiya prinsipi** deyiladi. Masalan 14.3-rasmda ikkita bir xil musbat zaryadning A nuqtadagi natijaviy kuchlanganligi ko'rsatilgan:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2, \tag{14.9}$$

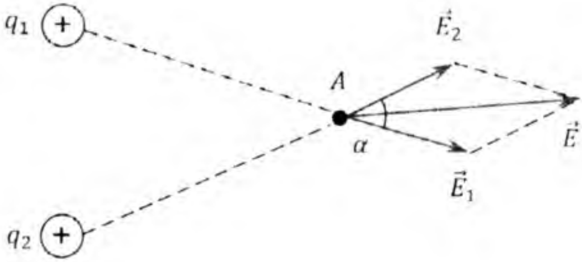
uning skalyar qiymati:

$$E = \sqrt{E_1^2 + E_2^2 - 2E_1E_2cos\alpha}. \tag{14.10}$$

Agar zaryadlar soni n ta bo'lsa:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \cdots + \vec{E}_n = \sum_{i=1}^{n} \vec{E}_n = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\sum_{i=1}^{n}\frac{q_i r_i}{r_i^3} \tag{14.11}$$

ε – muhitning dielektrik singdiruvchanligi, vakuum uchun $\varepsilon = 1$, umuman kuchlanganlik kuch chiziqlari musbat zaryaddan boshlanib manfiy zaryadda tugaydi.



14.3-rasm. Ikkita bir xil musbat zaryadlarning A nuqtada hosil qilgan maydon kuchlanganligi

15-MAVZU. ELEKTROSTATIK MAYDONNING BAJARGAN ISHI

15.1. Bir jinsli elektrostatik maydonda zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish

Ikkita parallel plastinka musbat va manfiy zaryadga ega bo'lsin. Bu plastinkalar orasiga q_0 zaryad kiritilgan bo'lsa, unga ta'sir etuvchi kuch quyidagiga teng bo'ladi (15.1-rasm):

$$\vec{F} = q_0\vec{E}. \qquad (15.1)$$

Zaryadni A nuqtadan B nuqtaga ko'chirishda elektrostatik maydonning bajargan ishi:

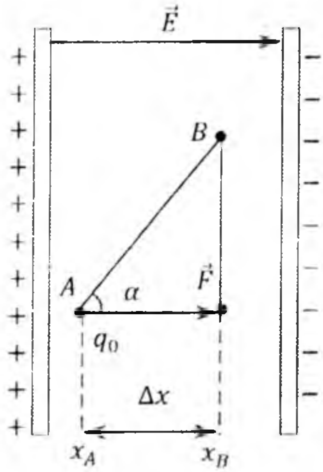
$$A = FScos\alpha = q_0EScos\alpha = qE(x_B - x_A) = q_0E\Delta x \qquad (15.2)$$

Bajarilgan ish trayektoriya shakliga bog'liq emas, u boshlang'ich va oxirgi nuqtalar orasidagi masofaga bog'liq bo'ladi.

Yopiq trayektoriyada bajarilgan ish nolga teng, ya'ni q_0 zaryad A nuqtadan chiqib biror masofaga siljitilib, yana istalgan yo'l orqali o'z joyiga olib kelinsa, natijaviy bajarilgan ish nolga teng bo'ladi:

$$\oint dA = 0. \qquad (15.3)$$

Demak, elektrostatik maydon kuchi konservativ kuch ekan va konservativ kuch bajargan ishi trayektoriyaning shakliga bog'liq emas, faqat zaryadning boshlang'ich va oxirgi holatigagina bog'liq.



15.1-rasm. Sinovchi q_0 zaryadning elektrostatik maydondagi harakat trayektoriyasi

Bitta zaryad hosil qilgan, ya'ni markaziy elektrostatik maydonda zaryadni ko'chirishda bajarilgan ishni ko'rib o'tamiz. q zaryad hosil qilgan maydonda bitta nuqtadan ikkinchi nuqtaga q_0 zaryadni ixtiyoriy trayektoriya bo'yicha ko'chirishda bajarilgan ish:

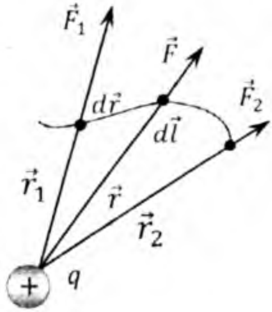
$$A = \int_{r_1}^{r_2} F(r)dr \qquad (15.4)$$

Cheksiz kichik dl kesmada bajarilgan elementar ish $E = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r^2}$ va $dr = dlcosa$ ni hisobga olsak,

$$dA = Fdlcos\alpha = q_0 Edlcos\alpha = \frac{q_0 q}{4\pi\varepsilon_0 r^2}dr; \qquad (15.5)$$

$$A_{12} = \int_2^1 dA = \frac{q_0 q}{4\pi\varepsilon_0}\int_2^1 \frac{dr}{r^2} = \frac{q_0 q}{4\pi\varepsilon_0}\left(-\frac{1}{r}\right) = \frac{q_0 q}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right). \qquad (15.6)$$

Bu formuladan ko'rinadiki, q_0 zaryadni 1-nuqtadan 2-nuqtaga ko'chirishda bajarilgan ish trayektoriyaga bog'liq emas, faqatgina r_1 va r_2 larning holatlarigagina bog'liq ekan (15.2-rasm).



15.2-rasm. Qo'zg'almas $+q$ zaryad maydonida nuqtaviy zaryadning harakat trayektoriyasi

q_0 zaryad yana 1-holatga olib kelinsa, umumiy bajarilgan ish nolga teng bo'ladi:

$$\oint F dr = 0 \qquad (15.7)$$

yoki

$$\oint E dl = 0. \qquad (15.8)$$

Bu **integral sirkulyatsiya** deb ataladi. E elektrostatik maydon kuchlanganligi vektorining istalgan yopiq kontur bo'yicha sirkulyatsiyasi nolga teng.

Bu ta'kidlashning fizik ma'nosi quyidagicha:

E vektor chiziqlari yopiq bo'lmaydi, ular musbat zaryaddan boshlanadi va manfiy zaryadda tugaydi, shu sababli elektrostatik maydon uyurmali bo'lmaydi.

15.2. Elektrostatik maydon potensiali

Bizga ma'lumki, ish potensial energiyaning kamayishi hisobiga bajariladi.

Bir tarafdan

$$A = -\Delta W_P = W_{P_1} - W_{P_2}. \qquad (15.9)$$

Bajarilgan ish potensial energiyaning minus ishorali o'zgarishiga teng.

Ikkinchi tarafdan

$$A_{12} = \frac{q_0 q}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) = \frac{q_0 q}{4\pi\varepsilon_0 r_1} - \frac{q_0 q}{4\pi\varepsilon_0 r_2}. \qquad (15.10)$$

Bu formulalarni solishtirib, sinovchi zaryadning potensial energiyasini aniqlaymiz:

$$W_P = \frac{q_0 \cdot q}{4\pi\varepsilon_0 r} = k\frac{q_0 \cdot q}{r}. \qquad (15.11)$$

Elektrostatik maydonning istalgan nuqtasidagi φ potensiali shu nuqtaga joylashtirilgan birlik musbat q_0 zaryad potensial energiyasining shu zaryad miqdoriga nisbatiga tengdir:

$$\varphi = \frac{W_P}{q_0}. \qquad (15.12)$$

q nuqtaviy zaryad hosil qilgan maydon potensialini aniqlaymiz:

$$W_P = \frac{q q_0}{4\pi\varepsilon_0 r}, \qquad (15.13)$$

bundan

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{q}{r}. \qquad (15.14)$$

Potensial skalyar kattalikdir. XBT tizimida potensial birligi bir voltga teng:

$$[\varphi] = [V] = \left[\frac{J}{Kl}\right].$$

Potensial orqali zaryadni bir nuqtadan ikkinchisiga ko'chirishda bajarilgan ishni topamiz:

$$A = W_{P_1} - W_{P_2} \qquad (15.15)$$

yoki

$$A = q_0(\varphi_1 - \varphi_2). \qquad (15.16)$$

Demak, bajarilgan ish sinash zaryadining potensiallar farqiga ko'paytmasiga teng bo'lar ekan.

Ikkinchi nuqta cheksizlikda bo'lsa, ikkinchi nuqtaning potensiali $\varphi_2 = 0$ bo'ladi. U holda birinchi nuqtadagi potensialni $\varphi = \varphi_1$ deb olsak,

$$\varphi = \frac{A}{q_0}. \qquad (15.17)$$

Maydonning berilgan nuqtadagi potensiali birlik musbat zaryadni shu nuqtadan cheksizlikka ko'chirishda elektr maydonning bajargan ishiga son jihatdan teng. Tekshirilayotgan tizimdan zaryadlar mavjud bo'lsa, ularning tekshirilayotgan nuqtadagi natijasining potensiali:

$$\varphi = \sum \varphi_i$$

15.3. Ekvipotensial sirtlar

Bizga ma'lumki, kuchlanganlik elektrostatik maydonning kuch xarakteristikasidir. U vektor kattalik bo'lib, zaryadga ta'sir qiluvchi kuch bilan bir xil yo'nalgan bo'ladi.

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0} \qquad (15.18)$$

Uning skalyar qiymatini quyidagicha aniqlash mumkin:

$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{qq_0}{r^2 q_0} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r^2}, \qquad (15.19)$$

bu yerda q – atrofida maydon hosil qilayotgan zaryad; q_0 – shu maydonga kiritilayotgan sinash zaryadi; F – ta'sir qiluvchi kuch; E – Elektr maydon kuchlanganligi.

Potensial esa elektrostatik maydonning energetik xarakteristikasi bo'lib, maydonning biror nuqtasidan sinash zaryadini cheksizlikka ko'chirishda bajarilgan ish bilan xarakterlanadi. U algebraik (skalyar) kattalik bo'lib, musbat va manfiy qiymatlarni olishi mumkin. Lekin yo'nalishga ega emas.

$$\varphi = \frac{A_1\infty}{q_0} = \frac{W_{P_1}}{q_0} \tag{15.20}$$

φ – bitta nuqtadagi potensial; W_{P_1} – bitta nuqtadagi potensial energiya. Shu formulani ikki ko'rinishda yozish mumkin:

$$A = q_0(\varphi_1 - \varphi_2) \tag{15.21}$$

x o'qi yo'nalishida:

$$A = F \cdot \Delta x = q_0 E_x \cdot \Delta x. \tag{15.22}$$

Ularni tenglashtirib

$$E_x = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{\Delta x} \tag{15.23}$$

ni hosil qilamiz.

(15.23) potensial va kuchlanganlik orasida bog'liqlikni ifodalaydi.

$$\varphi_1 - \varphi_2 = -d\varphi \tag{15.24}$$

bo'lganligi uchun

$$E_x = -\frac{d\varphi}{dx}; \tag{15.25}$$

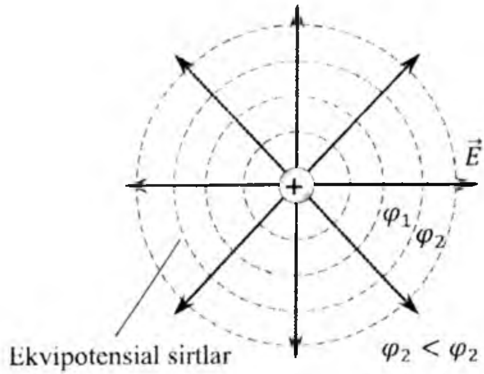
xuddi shunday:

$$E_y = -\frac{d\varphi}{dx}; E_z = -\frac{d\varphi}{dz}. \tag{15.26}$$

Umumiy holda:

$$\vec{E} = -\left(\frac{\partial\varphi}{dx}\vec{i} + \frac{\partial\varphi}{\partial y}\vec{j} + \frac{\partial\varphi}{\partial z}\vec{k}\right). \tag{15.27}$$

Potensiallari bir xil bo‘lgan nuqtalarning geometrik o‘rni **ekvipotensial sirtlar** deyiladi (15.3-rasm). Ekvipotensial sirtda $\varphi = const$ bo‘lganligi uchun zaryadni ko‘chirishda bajarilgan ish 0ga teng. Elektr maydonning kuch chiziqlari va ekvipotensial sirtlar har bir nuqtada o‘zaro perpendikulyar bo‘ladi.



15.3-rasm. Nuqtaviy zaryad atrofidagi ekvipotensial sirtlar

Har doim maydon kuchlanganligi potensialining kamayish tomoniga yo‘nalgan bo‘ladi. Ekvipotensial sirtda zaryadni ko‘chirganda bajarilgan ish nolga teng.

16-MAVZU. GAUSS TEOREMASI VA UNING TATBIQLARI

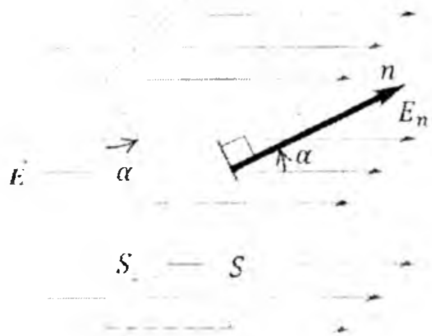
16.1. Elektrostatik maydon kuchlanganligi oqimi. Gauss teoremasi [1, 463-465 b]

dS yuzani tik ravishda kesib o‘tayotgan $\vec{E}$ ning kuch chiziqlari soni elektr maydon kuchlanganligi vektorining oqimi $d\Phi_E$ deyiladi:

$$d\Phi_E = E \cdot dS \cdot cos\alpha = E_n \cdot dS; \qquad (16.1)$$

$$E_n = E \cdot cos\alpha. \qquad (16.2)$$

E_n – E vektorning dS yuzaga o‘tkazilgan n normali yo‘nalishiga proyeksiyasidir (16.1-rasm).



16.1-rasm. S sirt orqali o'tayotgan kuchlanganlik oqimi

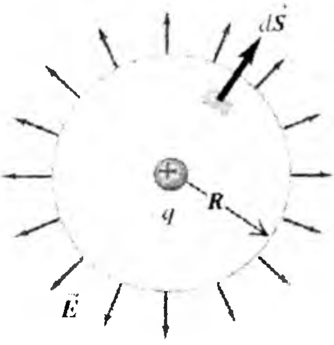
Butun S yuza uchun kuchlanganlik vektori oqimi:

$$\Phi_E = \int_S EdS = \int_S E_n dS. \qquad (16.3)$$

Markazida q nuqtaviy zaryad joylashgan S sferaning sirt yuzasidan o'tayotgan E vektor oqimi quyidagiga teng (16.2-rasm):

$$d\Phi_E = E \cdot dS, \qquad (16.4)$$

chunki sferik sirtning barcha nuqtalarida E va n yo'nalishlari bir-biriga mos tushadi, ya'ni $E = E_n$ bo'ladi.



16.2-rasm. Nuqtaviy zaryad hosil qilayotgan maydon kuchlanganlik oqimi

Nuqtaviy zaryadning maydon kuchlanganligi:

$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{q}{R^2}; \tag{16.5}$$

Sfera yuzasi:

$$S = 4\pi R^2$$

Yopiq sirt uchun kuchlanganlik vektor oqimi:

$$\Phi_E = \oint E dS = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{q}{R^2} \oint dS = \frac{q}{\varepsilon_0}. \tag{16.6}$$

Gauss teoremasi. Yopiq sirtdan chiqayotgan elektr maydon kuchlanganligi vektori oqimi shu sirt ichidagi zaryadlarning algebraik yig'indisining ε_0 ga nisbatiga teng:

$$\Phi_E = \frac{\sum q}{\varepsilon_0}. \tag{16.7}$$

16.2. Gauss teoremasining tatbiqlari

Gauss teoremasidan foydalanib har xil shakldagi zaryadlangan jismlarning elektr maydon kuchlanganliklarini oddiy usullarda hisoblash mumkin.

1. Tekis zaryadlangan sferaning atrofidagi elektr maydoni.

R radiusli sferik sirt tekis zaryadlangan bo'lsin (16.3-rasm). Bu zaryadlarning sirt zichligi:

$$\delta = \frac{q}{S} \tag{16.8}$$

Sferaning sirtiga va unga yaqin $r \geq R$ sirtlarda maydon kuchlanganligi vektorining oqimi:

$$\Phi_E = E_n S = ES \tag{16.9}$$

Sferada $E_n = E$. Soddalik uchun $R \approx r$ deb olsak, (16.9) formulani quyidagicha yozish mumkin:

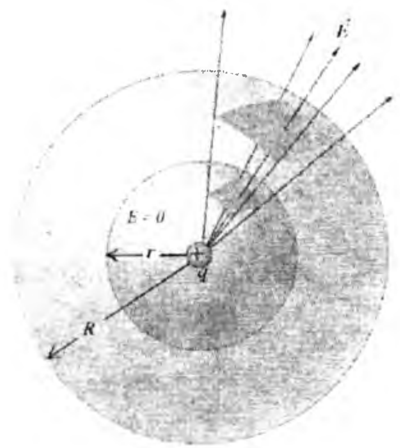
$$\Phi_E = E_n \cdot 4\pi r^2. \qquad (16.10)$$

Gauss teoremasiga asosan

$$\Phi_E = \frac{q}{\varepsilon_0} = \frac{\delta S}{\varepsilon_0} = \frac{\delta \cdot 4\pi r^2}{\varepsilon_0}. \qquad (16.11)$$

(16.10) va (16.11) formulalarni taqqoslab E ni topamiz:

$$E = \frac{\delta}{\varepsilon_0} \qquad (16.12)$$



16.3-rasm. Tekis zaryadlarning sfera orasidagi elektr maydoni

Zaryadlangan sferik sirt tashqarisidagi maydon kuchlanganligi zaryad zichligiga to'g'ri proporsional bo'ladi.

Sferik sirt ichida zaryad yo'qligi uchun maydon kuchlanganligi nolga teng, ya'ni $r < R$ bo'lganda $E = 0$.

2. Zaryadlangan cheksiz uzun o'tkazgichning atrofidagi elektr maydon kuchlanganligi (16.4-rasm).

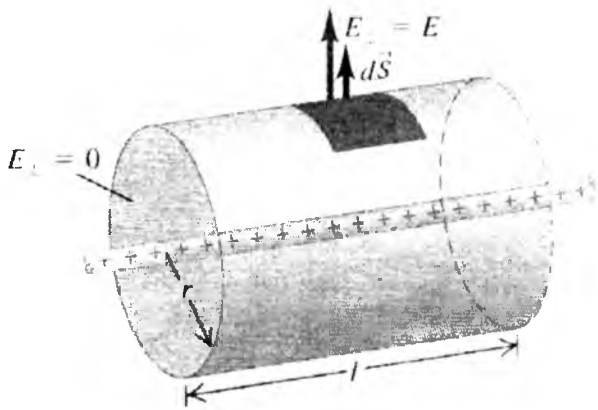
Bunday sim uchun zaryadlarning chiziqli zichligi (τ) degan kattalik kiritiladi:

$$\tau = \frac{q}{l} \qquad (16.3)$$

l - simning uzunligi.

Bu simning tashqarisidagi elektr maydon kuchlanganligini topish uchun simni xayolan r radiusli, l uzunlikdagi silindr bilan o'raymiz. Φ_E ni ikki hol uchun yozamiz:

$$\Phi_E = ES = E \cdot 2\pi r \cdot l; \qquad (16.14)$$



16.4-rasm. Zaryadlarning cheksiz uzun o'tkazgich atrofidagi elektr maydoni

$$\Phi = \frac{q}{\varepsilon_0}. \qquad (16.15)$$

(16.14) va (16.15) ni tenglab

$$E = \frac{q}{2\pi r \cdot l \cdot \varepsilon_0} = \frac{\tau}{2\pi r \varepsilon_0}. \qquad (16.16)$$

Simning ichidagi maydon kuchlanganligi nolga teng.

3. Musbat zaryadlangan cheksiz tekislikning atrofidagi elektr maydon kuchlanganligi (16.5-rasm).

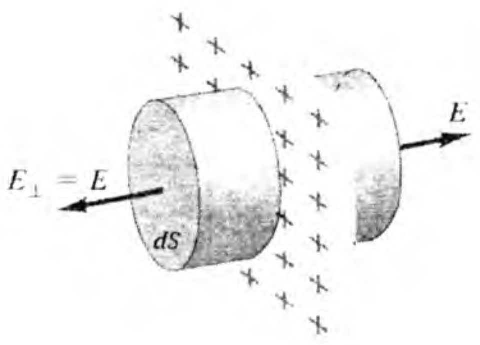
Bu holda maydon kuchlanganligi tekislikning ikkala tomoniga bir xilda tarqalganligi uchun

$$\Phi_E = 2 \cdot E \cdot S. \qquad (16.17)$$

S – plastinkaning sirti yuzasi. Gauss teoremasiga asosan:

$$\Phi_E = \frac{q}{\varepsilon_0} = \frac{\delta S}{\varepsilon_0} \qquad (16.18)$$

δ – zaryadlarning sirt zichligi.



16.5-rasm. Musbat zaryadlangan tekislik atrofida elektr maydoni

(16.17) va (16.18) ni o‘zaro tenglashtirsak, tekislik atrofidagi elektr maydon kuchlanganligi:

$$E = \frac{\delta}{2\varepsilon_0}. \qquad (16.19)$$

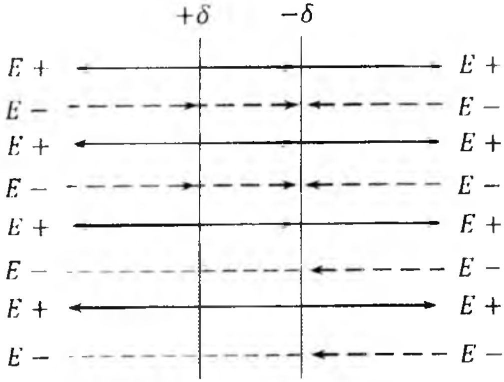
4. Ikki xil ishorali zaryadlangan 2 ta parallel tekisliklar atrofidagi elektr maydon kuchlanganligi (16.6-rasm).

Rasmdan ko'rinadiki, plastinkalar orasidagi maydon

$$\vec{E} = \vec{E}_+ + \vec{E}_-. \qquad (16.20)$$

Uning skalyar qiymati esa bitta plastinkaga nisbatan 2 marta katta bo'ladi. Plastinkalar orasidagi elektr maydon kuchlanganligi:

$$E = 2 \cdot \frac{\delta}{2\varepsilon_0} = \frac{\delta}{\varepsilon_0} \qquad (16.21)$$



16.6-rasm. Ikki xil ishorali zaryadlangan tekisliklar orasidagi va tashqarisidagi maydon

Parallel plastinkalar tashqarisidagi elektr maydon kuchlanganligi:

$$E = E_+ - E_- = 0.$$

16.3. Elektr dipoli

Elektr dipoli – bir-biridan l masofada joylashgan ikkita har xil ishorali nuqtaviy zaryadlar.

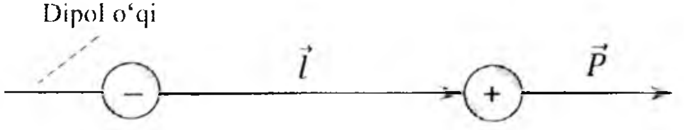
$$\vec{P} = q \cdot \vec{l}$$

Birligi: $P = [Kl \cdot m]$

Dipol P **dipol momenti** bilan xarakterlanadi. Bu q zaryadni l **dipol yelkasi**ga ko'paytmasiga teng bo'lgan, manfiy zaryaddan musbat zaryadga yo'nalgan vektordir.

Dipol yelkasi ham vektordir. U manfiy zaryaddan musbat zaryadga yo'nalgan bo'lib, zaryadlar orasidagi masofani belgilaydi (16.7-rasm).

Ikkala zaryadni tutashtiruvchi chiziq **dipol o'qi** deb ataladi va dipol hosil qiladigan maydonning simmetriya o'qi hisoblanadi.



16.7-rasm. Elektr dipoli

Dipol momenti:

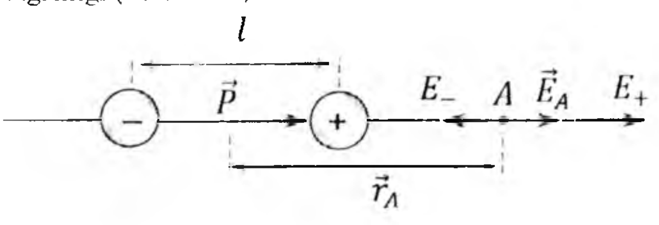
$$\vec{P} = q \cdot \vec{l} \tag{16.22}$$

Dipolning atrofidagi istalgan nuqtadagi maydon kuchlanganligining vektor ifodasi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\vec{E} = \vec{E}_+ + \vec{E}_-. \tag{16.23}$$

Quyidagi 2 ta hol uchun dipolning elektr maydon kuchlanganligini aniqlaymiz:

1. Dipol yelkasi yo'nalishida joylashgan A nuqtadagi maydon kuchlanganligi (16.8-rasm):

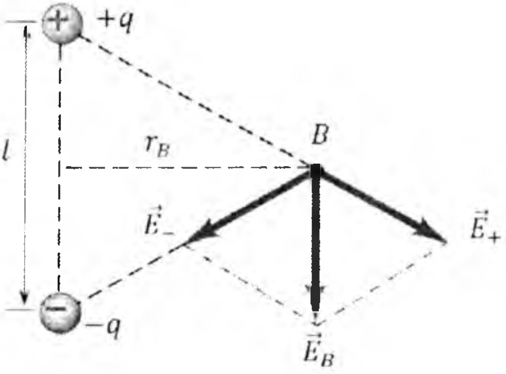


16.8-rasm. Elektr dipoli yelkasi bo'ylab yo'nalgan o'qdagi elektr maydon kuchlanganligi

Bu holda A nuqtadagi natijaviy maydon kuchlanganligining moduli:

$$E_A = E_+ - E_- = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{2ql}{r_A^3} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{2P}{r_A^3} \qquad (16.24)$$

2. Dipol o'qining o'rtasidan o'tkazilgan perpendikulyar chiziqda yotgan B nuqtadagi maydon kuchlanganligini hisoblash (16.9-rasm).



16.9-rasm. Dipol o'qi o'rtasidagi o'qning B nuqtadagi maydon kuchlanganligi

Bu holda B nuqtadagi natijaviy maydonning kuchlanganligi moduli:

$$E_B = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{ql}{r_B^3} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{P}{r_B^3}. \qquad (16.25)$$

17-MAVZU. ELEKTROSTATIK MAYDONDA DIELEKTRIKLAR

17.1. Dielektriklarning turlari [1, 485-b]

Oddiy sharoitda o'zidan elektr tokini umuman o'tkazmaydigan moddalar **dielektriklar** deyiladi. Dielektriklarda solishtirma qarshilik juda katta bo'ladi ($\rho = 10^8 \div 10^{16}$ Om·sm).

Boshqa moddalar kabi dielektriklar ham atom va molekulalardan (asosan molekulalardan) tashkil topgan bo'ladi. Molekulalar yadrolaridagi protonlar soni uning atrofida aylanayotgan elektronlar soniga aynan teng bo'lgani uchun dielektriklar har doim elektroneytraldir.

Dielektriklarni shartli ravishda 3 turga ajratamiz:

1. Qutbsiz dielektriklar;
2. Qutbli dielektriklar;
3. Ionli dielektriklar.

1. Qutbsiz dielektriklar. Agar zarralardagi musbat zaryadlar bir nuqtaga mujassamlangan deb qarasak, undagi manfiy zaryadlar uning atrofida bir xil masofada teng taqsimlanib joylashsa, bunday dielektriklar **qutbsiz dielektriklar** deyiladi, ya'ni qutbsiz dielektriklarda har bir zarradagi elektronlarning og'irlik markazlari musbat zaryad bilan ustma-ust tushadi (17.1, a-rasm).

Qutbsiz molekulalarga quyidagilar kiradi: N_2, H_2, O_2 va CO_2.

2. Qutbli dielektriklar. Bunday dielektriklarda elektronlarning og'irlik markazi musbat zaryad markaziga nisbatan siljigan bo'ladi, ya'ni musbat va manfiy zaryadlarning geometrik markazlari ustma-ust tushmaydi, ya'ni har bir molekula dipoldan iborat bo'ladi (17.2, a-rasm). Bularga misol: H_2O, NH_3, SO_2, CO_2.

3. Ionli dielektriklar. Bunday dielektriklar 2 xil elementdan tuzilib, bittasi musbat zaryad, ikkinchisi manfiy zaryadga ega bo'ladi va ular o'zaro ketma-ket almashinib keladigan davriy tizimdan iborat bo'ladi (17.3, a-rasm). Ionli dielektriklar molekulasidagi bitta atom ikkinchi atomga elektron bersa o'zi musbat, elektron olgani manfiy zaryadlanib qoladi. Bu atomlar bir-biri bilan Kulon kuchlari orqali bog'lanib boradi. Bunga deyarli barcha tuzlar (masalan NaCl), ba'zi kislota va asoslar ham kiradi.

17.2. Dielektriklarning qutblanishi

Tashqi elektr maydoni yo'q paytida har qanday dielektrik neytral va qutblanmagan bo'ladi. Dielektrik elektr maydoniga kiritilganda qutblanadi. Dielektrikdagi molekulalar yo'naltirilgan dipollar hosil qiladi.

Zaryad miqdorlari teng, ishoralari har xil bo'lgan, bir-biriga yaqin joylashgan 2 ta nuqtaviy zaryad **dipol** deyiladi.

Zaryad miqdorining dipol yelkasiga ko'paytmasi **dipol moment** deyiladi.

$$\vec{P} = q \cdot \vec{l} \tag{17.1}$$

Shunday qilib, dielektrik elektrostatik maydonga kiritilganda qutblanadi. Bunga sabab yo'naltirilgan dipollarning hosil bo'lishidir.

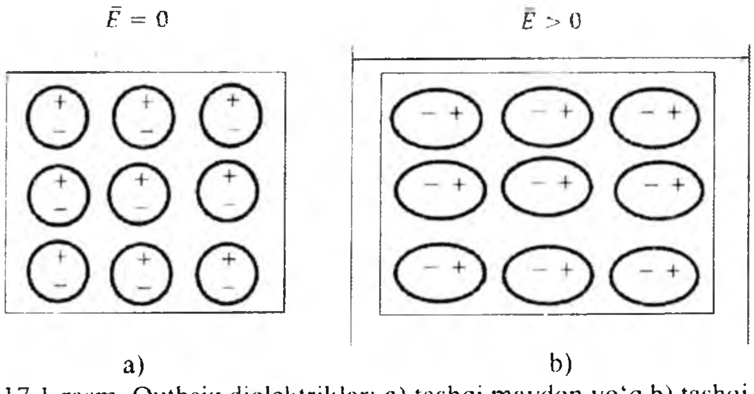
Dielektrikning qutblanish darajasini aniqlash uchun **qutblanganlik** degan kattalik kiritiladi. Birlik hajmda hosil bo'lgan yo'naltirilgan dipollarning yig'indisi **qutblanganlik** deyiladi.

$$\vec{P} = \frac{\sum P_i}{V} \tag{17.2}$$

Bu yerda

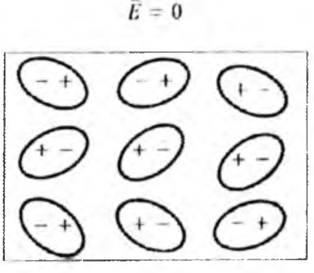
$$\sum P_i = P_1 + P_2 + P_3 + \ldots + P_n.$$

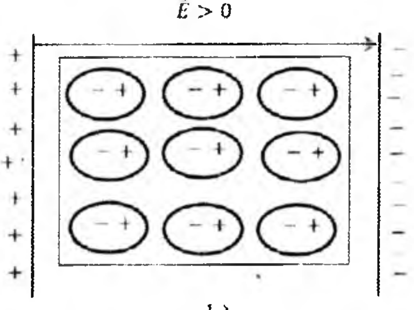
Qutbsiz dielektriklarning qutblanishi. Bunday dielektriklar elektrostatik maydonga kiritilganda undagi manfiy zaryadlar maydonning musbat qutbiga qarab siljiydi, ammo ajralib ketmaydi. Natijada dielektrik qutblanadi. Bunday qutblanishni elektron yoki dipolli qutblanish dielektriklar deyiladi (17.1, b-rasm).



17.1-rasm. Qutbsiz dielektriklar: a) tashqi maydon yo'q b) tashqi maydon ta'sir qiladi

Qutbli dielektriklarning qutblanishi. Tashqi maydon bo'lmaganda ham qutbli dielektriklarda dipollar mavjud, ammo bu dipollar har xil tomonga yo'nalganligi uchun natijaviy dipollarning yig'indisi nolga teng bo'ladi. Bunday dielektriklar maydonga kiritilganda bir tomonga yo'nalgan bo'lib qoladi. Dipollarning manfiy qutbi tashqi maydonning musbat tomoniga ($E > 0$), musbat qutbi esa tashqi maydonning manfiy tomoniga ($E < 0$) qarab qoladi (17.2. b-rasm).





17.2-rasm. Qutbli dielektriklar: a) tashqi maydon yo'q, b) tashqi maydon ta'sir qiladi

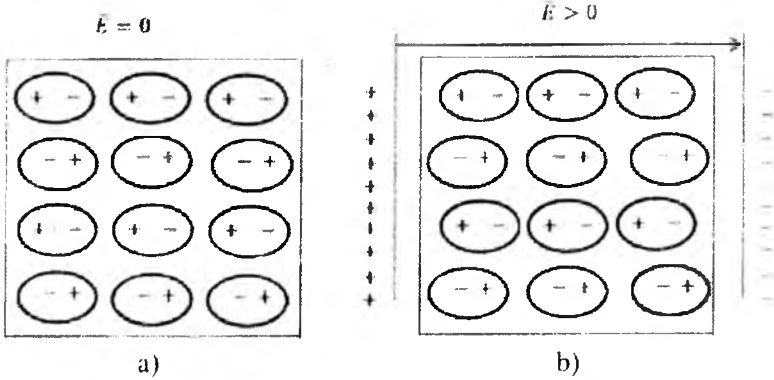
Ionli dielektriklarning qutblanishi. Ionli dielektriklarda musbat va manfiy qutblar galma-gal almashinib keladi va tashqi maydon bo'lmaganda qutblanish nolga teng bo'ladi.

Tashqi maydon ta'sirida bunday dielektriklarning cho'zilishi yoki qisilishi ro'y beradi va natijada u qutblanadi (17.3-rasm).

Demak har qanday dielektriklar elektrostatik maydonga kiritilganda qutblanar ekan. Natijada dielektriklarning ichki qismida tashqi kuchlanganlikka qarama-qarshi yo'nalgan elektr kuchlanganligi hosil bo'lar ekan. U holda dielektrik ichidagi natijaviy maydon quyidagiga teng:

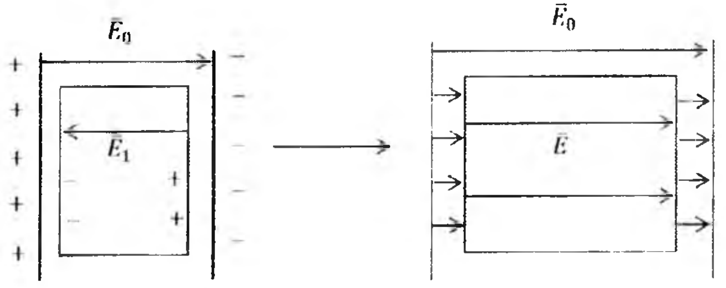
$$E = E_0 - E_1 \tag{17.3}$$

bu yerda E_0 – tashqi maydon kuchlanganligi; E_1 – dielektrikning ichida qutblanishdan hosil bo'lgan maydon; E – natijaviy maydon.



17.3-rasm. Ionli dielektriklar. a) qutblanishdan oldin, b) qutblanishdan keyin

17.4-rasmdan ko‘rinadiki, dielektrik ichidagi qo‘shimcha maydon tashqi maydon kuchlanganligidan ancha kichik bo‘lar ekan, ya’ni kuch chiziqlari soni kam bo‘ladi.

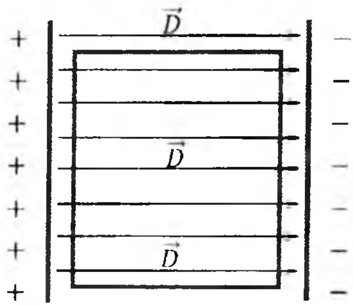


17.4-rasm. Dielektrik ichida qo‘shimcha maydon hosil bo‘lishi

Bundan shunday xulosa kelib chiqadiki, kuchlanganlik kuch chiziqlari dielektrik ichida uzulishga ega bo‘ladi. Bu hodisa E kuchlanganlik dielektriklarda asosiy xarakteristika bo‘la olmasligini ko‘rsatadi.

Shuning uchun dielektriklarda E ning o‘rniga **ko‘chish vektori** degan kattalik kiritiladi (17.5-rasm):

$$D = \varepsilon\varepsilon_0 E = \varepsilon_0 E - P. \qquad (17.4)$$



17.5-rasm. Ko'chish vektorining yo'nalishi

17.3. Segnetoelektriklar

Yuqorida dielektriklarning qutblanishiga oid mulohazalar yuritganimizda, hatto qutbli molekulalardan iborat bo'lgan dielektrikda ham dipollar tartibsiz joylashganligi tufayli tashqi elektr maydon ta'sir etmaguncha qutblanish vektori nolga teng bo'ladi, degan edik. Aksariyat dielektriklar uchun o'rinli bo'lgan bu hol segnetoelektriklar deb ataluvchi moddalar gruppasi uchun istisnodir. Bu gruppaning birinchi vakili – signet tuzidir, shuning uchun ham bu guruh moddalari **segnetoelektriklar** deb atalgan.

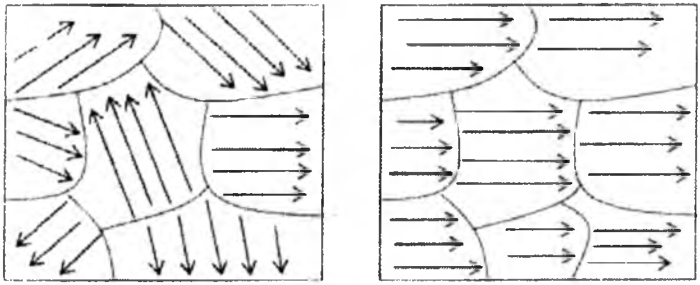
Segnetoelektriklar uchun xarakterli bo'lgan xususiyatlar quyidagilardan iborat:

1. Segnetoelektriklarning dielektrik singdiruvchanligi nihoyatda katta qiymatlarga ega bo'ladi;

2. Segnetoelektriklarning dielektrik singdiruvchanligi tashqi maydon kuchlanganligiga bog'liq. Shuning uchun qutblanish vektori P ning E ga bog'liqligi chiziqli emas;

3. Segnetoelektriklarning qutblanish vektori P ning qiymati bu segnetoelektrik dastlab qanday sharoitda bo'lganligiga ham bog'liq.

Segnetoelektriklarning bu xarakterli xususiyatlari ularda **domenlar** deb ataluvchi spontan (o'z-o'zidan) qutblanish sohalari mavjudligi bilan tushuntiriladi. Tashqi elektr maydon ta'sir etmaganda ham domenlar tarkibidagi barcha dipollar bir tomonga yo'nalgan bo'ladi. Lekin turli domenlarning elektr momentlari tartibsiz yo'nalganligi uchun bir-birini kompensatsiyalaydi. Shuning uchun segnetoelektrik parchasi qutblanmagan bo'ladi. Tashqi elektr maydon ta'sirida har bir domendagi barcha dipollar xuddi yaxlit dipoldek maydon yo'nalishiga mos ravishda joylashadi. Tashqi elektr maydonning biror qiymatida barcha domenlar maydon yo'nalishiga moslashadi, natijada qutblanish vektorining to'yinishi sodir bo'ladi (17.6-rasm).



17.6-rasm. Segnetoelektriklarning qutblanishi

Segnetoelektriklarning bu ajoyib xususiyatlari faqat har bir segnetoelektrik uchun xos bo'lgan haroratlar oralig'ida namoyon bo'ladi. Bu haroratlar **Kyuri nuqtalari** deyiladi. Masalan, segnet tuzining Kyuri nuqtalari 258 K va 298 K. Boshqacha qilib aytganda signet tuzining 258 K dan 298 K gacha bo'lgan haroratlar oralig'idagina segnetoelektriklarga xos xususiyatlari sodir bo'ladi.

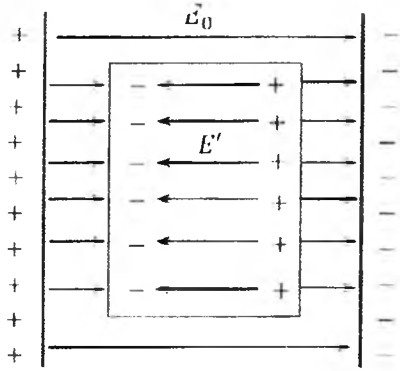
18-MAVZU. ELEKTR MAYDONIDA O'TKAZGICHLAR

18.1. Elektrostatik maydonda o'tkazgichlar. Zaryadlarning taqsimlanishi. Elektr sig'imi

O'zlaridan elektr tokini yaxshi o'tkazadigan materiallar **o'tkazgichlar** deyiladi. Ularning solishtirma qarshiligi $\rho = 10^{-6}$-10^{-8} Om·m. Ularga metallar va metal qotishmalari misol bo'la oladi. O'tkazgich elektr maydoniga kiritilganda undagi elektronlar maydonning musbat qutbiga to'planadi, ikkinchi tomoni esa musbat zaryadlanib qoladi. Bunda o‘tkazgich ichida hosil bo‘lgan qarama-qarshi maydon kuchlanganligi E' tashqi maydon kuchlanganligi E_0 ga aynan teng bo‘ladi va o‘tkazgich ichidagi natijaviy maydon kuchlanganligi $E = 0$ bo‘ladi (18.1-rasm), ya’ni

$$E = E_0 - E' = 0, \qquad (18.1)$$

chunki $E_0 = E'$.



18.1-rasm. Elektr maydonida o‘tkazgichlar

O‘tkazgich ichida maydon nolga teng bo‘ladi, shuning uchun bu hodisadan elektrdan himoyalanish uchun foydalaniladi. Biror sferik sirt berilgan bo‘lsin. Uni q zaryadgacha zaryadlaymiz. Sirtning yuza qismida φ potensial hosil bo‘ladi. q qancha katta bo‘lsa, φ ham shuncha katta bo‘ladi. Ammo ularning nisbati o‘zgarmas bo‘ladi.

O‘tkazgichning o‘zida zaryad to‘play olish qobilyatini ko‘rsatuvchi kattalikka **o‘tkazgichning elektr sig‘imi** deyiladi. Agar bizga sfera berilgan bo‘lsa, berilgan zaryad sferaning sirti bo‘ylab tekis taqsimlanadi (18.2-rasm). U holda elektr sig‘im quyidagiga teng bo‘ladi:

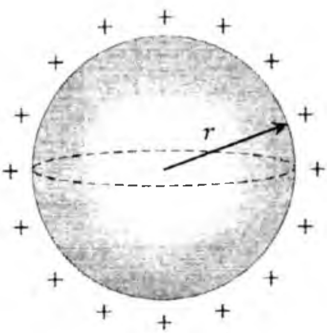
$$C = \frac{q}{\varphi} \qquad (18.2)$$

Sig'imning birligi **Farada**: $C = [F] = [\frac{Kl}{V}]$.

1 F juda katta birlik bo'lganligi uchun amalda $mF, \mu F, nF, pF$ lar ishlatiladi. Sfera uchun

$$C = 4\pi\varepsilon\varepsilon_0 r. \quad (18.3)$$

ε – moddaning dielektrik singdiruvchanligi.



18.2-rasm. Sfera sirtida zarralarning taqsimlanishi

Zaryadlangan sferaning energiyasi quyidagicha:

$$W = C\varphi^2/2 = q \cdot \varphi^2/2. \quad (18.4)$$

Umuman o'tkazgichning elektr sig'imi juda kichik bo'ladi. Masalan Yer sharining elektr sig'imi $C = 700$ μF.

Sig'imni oshirish uchun **kondensatorlar** ishlatiladi.

18.2. Kondensatorlar. Elektr maydon energiyasi

Kondensatorlar [1, 482-b] elektr tokini sozlashda, pulsatsiyalashni yo'qotishda, shovqinlarni kamaytirishda ishlatiladi. Eng oddiy kondensator ichiga dielektrik joylashtirilgan 2 ta metall plastinkadan iborat. Ularni geometrik tuzilishiga qarab yassi kondensatorlar, sferik kondensatorlar, silindirik kondensatorlar turlariga bo'linadi. Bir-birini dielektrik bilan ajratilgan ikkita o'tkazgichdan iborat tizimga **kondensator** deyiladi.

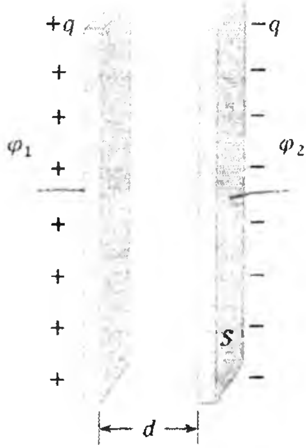
Kondensatorning elektr sig'imi yakkalangan o'tkazgichning elektr sig'imidan kattadir. Bunday kondensatorlar **yassi kondensatorlar** deyiladi (18.3-rasm). Uning sig'imi:

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} \tag{18.5}$$

yoki

$$C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d}, \tag{18.6}$$

bu yerda $U = \varphi_1 - \varphi_2$, U – kuchlanish, d – plastinkalar orasidagi masofa.



18.3-rasm. Yassi kondensatorlarning tuzilishi

Uning energiyasi

$$W = \frac{CU^2}{2} = \frac{q^2}{2C} = \frac{qU}{2}. \tag{18.7}$$

Yassi kondensatordan tashqari sferik va silindrsimon kondensatorlar ishlatiladi.

Sferik kondensatorlarning qoplamalari konsentrik sferalardan iborat (18.4-rasm). Agar shu qoplamalarni qarama-qarshi ishorali zaryadlar bilan zaryadlasak, u holda qoplamalar orasida potensiallar farqi vujudga keladi, ya'ni:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right), \quad (18.8)$$

bundan

$$\frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = C; \quad (18.9)$$

$$C = 4\pi\varepsilon\varepsilon_0 \frac{r_1 \cdot r_2}{r_2 - r_1}. \quad (18.10)$$

Silindrik kondensatorlar o'qlari bitta o'qda joylashgan silindrlardan iborat bo'ladi (18.5-rasm). Agar silindr uzunligi l, radiuslari r_1 va r_2 deb olsak, qoplamalar orasidagi potensiallar farqi quyidagiga teng bo'ladi:

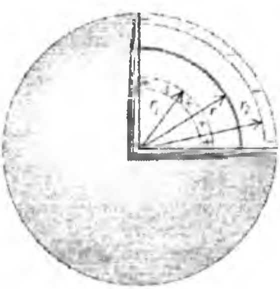
$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\tau}{2\pi\varepsilon\varepsilon_0} \cdot ln\frac{r_2}{r_1}, \quad (18.11)$$

bu yerda

$$\tau = \frac{q}{l};$$

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{2\pi\varepsilon\varepsilon_0 l} \cdot ln\frac{r_2}{r_1}; \quad (18.12)$$

$$C = \frac{2\pi\varepsilon\varepsilon_0 l}{ln\frac{r_2}{r_1}}. \quad (18.13)$$



18.4-rasm. Sferik kondensatorning tuzilishi

18.5-rasm. Silindrik kondensatorning tuzilishi

Agar kondensator plastinkalari bir-biriga nisbatan surilsa, uning elektr sig'imi o'zgaradi. Radiopriyomniklarni sozlashda keng qo'llaniladigan o'zgaruvchan sig'imli kondensatorlarning tuzilish va ishlash prinsipi shunga asoslangan bo'lib, unda izolator o'rnida ko'pincha havo bo'ladi. Bunday kondensatorlar bir-biridan izolyatsiya qilingan metall plastinkalardan tashkil topgan bo'lib, bir sistema plastinkalari qo'zg'almaydi, ikkinchi sistema plastinkalari esa o'q atrofida burila oladi. Qo'zg'aluvchan sistemani burab, plastinkalarning bir-birini qoplaydigan yuzasini o'zgartirib, kondensator sig'imini bir tekis o'zgartirish mumkin. O'zgaruvchan sig'imli kondensatorlarning elektr zanjirdagi shartli belgisi ko'rsatilgan.

Odatdagi texnik kondensatorlar bir-biridan va metall korpusdan parafin shimdirilgan qog'oz tasmacha bilan izolyatsiyalangan ikkita staniol tasmachadan iborat bo'ladi. Staniol tasmacha bilan qog'oz tasmacha kichikroq paket shaklida zich qilib o'raladi. Sig'imi juda katta bo'lgan kondensatorlardan biri elektrolitik kondensatorlardir. Bunday kondensatorning aluminiy qoplamalaridan biriga yugurtirilgan yupqa aluminiy oksidi dielektrik vazifasini bajaradi. Ular o'zgarmas kuchlanishli qurilmalardagina ishlatilishi mumkin. Kondensator qoplamalarida zaryad to'plash jarayoni uni **zaryadlash** deyiladi. Kondensator zaryadlanganda uning ikkala qoplamasida ishoralari har xil va miqdor jihatdan teng zaryad to'planadi. Agar kondensator qoplamalarini o'tkazgich orqali ulasak, zaryadlar uning bir qoplamasidan ikkinchi qoplamasiga o'tib, o'zaro neytrallanadi. Bu hodisa kondensatorni **zaryadsizlantirish** deyiladi. Har bir kondensator muayyan potensiallar farqiga mo'ljallangan bo'ladi. Agar kondensator qoplamalari orasidagi potensiallar farqi juda ortib ketsa, kondensator bevosita dielektrik orqali zaryadsizlanishi mumkin, ya'ni dielektrik teshiladi va yaroqsiz bo'lib qoladi.

Zaryadlangan har qanday o'tkazgich ma'lum energiyaga ega bo'ladi. Zaryadlangan o'tkazgich energiyasi o'tkazgichni zaryadlashda bajarilgan ishga teng bo'ladi, ya'ni:

$$W = A = q\varphi. \qquad (18.14)$$

Agar zaryadlangan o'tkazgich o'rnida kondensatorni olsak, bu formuladagi φ potensial kondensator qoplamalaridagi potensiallar farqi bilan almashadi va zaryadlangan kondensatorning energiyasi quyidagi formuladan topiladi:

$$W = \frac{q(\varphi_1 - \varphi_2)}{2} = \frac{qU}{2}. \qquad (18.15)$$

Zaryadlangan kondensator uchun $q = CU$ ekanligini hisobga olsak, bu formula quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$W = CU^2/2. \qquad (18.16)$$

Bu formulaga yassi kondensator sig'imining va potensiallar farqining maydon kuchlanganligi orqali ifodalarini qo'ysak, kondensator energiyasi quyidagi formula orqali ifodalanadi:

$$W = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2 Sd}{2} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2 V}{2}. \qquad (18.17)$$

Bu formulani maydon egallab turgan $V = Sd$ kondensator hajmiga bo'lib, birlik hajmga to'g'ri kelgan energiyani, ya'ni energiya zichligini topamiz:

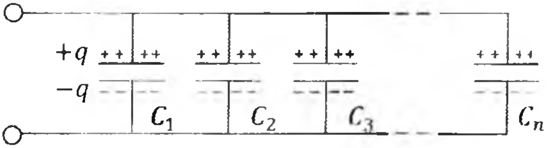
$$\omega = \frac{W}{V} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2}{2}. \qquad (18.18)$$

Hosil qilingan formula yassi kondensatorning bir jinsli maydoni uchungina emas, balki har qanday elektrostatik maydon uchun ham energiya zichligidir. Shu bilan birga energiya zichligining bu ifodasi o'zgaruvchan elektr maydon uchun ham o'rinli bo'ladi.

18.3. Kondensatorlarni parallel, ketma-ket va aralash ulash

Kerakli sig'imli kondensatorlar olish uchun ko'pincha kondensatorlar bir-biriga ulanadi:

1. Parallel ulash.



18.8-rasm. Kondensatorlarni parallel ulash

Parallel ulanganda zaryad miqdori:

$$q_{um} = q_1 + q_2 + \ldots q_n; \qquad (18.19)$$

Kuchlanish:

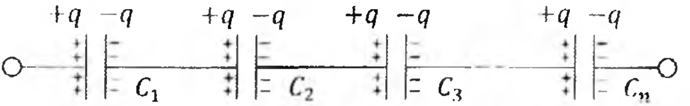
$$U = U_1 = \ldots U_n = const; \qquad (18.20)$$

U holda umumiy sig'im:

$$C_u = C_1 + C_2 + \ldots C_n = \sum_{i=1}^{n} C_n; \qquad (18.21)$$

$$C_1 = C_2 = \ldots = C_n \text{ bo'lsa } C = nC_1. \qquad (18.22)$$

2. Ketma-ket ulash.



18.9-rasm. Kondensatorlarni ketma-ket ulash

Ketma-ket ulanganda har bir kondensatordagi potensiallar ayirmalarining yig'indisi natijaviy potensialni beradi:

$$\sum\Delta\varphi = \Delta\varphi_1 + \Delta\varphi_2 + \ldots + \Delta\varphi_n = \sum_{i=1}^{n} \Delta\varphi_i \qquad (18.23)$$

Bu yerda $\Delta\varphi = U$, $\Delta\varphi_1$ – birinchi kondensatordagi potensiallar farqi:

$$\Delta\varphi = \frac{q_1}{C_1} + \frac{q_2}{C_2} + \ldots + \frac{q_n}{C_n} \tag{18.24}$$

Bundan

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \ldots + \frac{1}{C_n} = \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{C_i}. \tag{18.25}$$

Agar $C_1 = C_2 = C_3 = \ldots = C_n$ bo‘lsa, umumiy sig‘im:

$$C = \frac{C_1}{n} \tag{18.26}$$

n – kondensatorlar soni.

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR RO'YXATI

Asosiy adabiyotlar

1. D. Giancoli. PHYSICS (PRINCIPLES WITH APPLICATIONS) – Published by Pearson Education, Inc. All rights reserved. Manufactured in the United States of America, 2014
2. Hugh d. Young, Roger A. Freedman. UNIVERSITY PHYSICS with modern physics (13th Edition) Copyright ©2012, 2008, 2004 Pearson Education, Inc., publishing as Addison-Wesley. Manufactured in the United States of America, 2012
3. Abduraxmonov Q., Egamov O'. Fizika, Darslik. – T.: "O'quv-ta'lim metodikasi" DUK., 2015.
4. Савельев И.В. Общий курс физики, т.1-3, – М.: Наука., 1998.
5. Трофимова Т.И. Курс физики – М.: Высшая школа, 2007.
6. Сафаров А.С. Умумий физика курси. Электромагнетизм ва тўлқинлар. – Т.: Ўқитувчи., 1992.

Qo'shimcha adabiyotlar

1. Детлаф А.А., Яворский Б.М., Курс физики. – М.: Высшая школа, 2007.
2. Назаров У.К. ва бошқ. Умумий физика курси, 1 к. – Т.: Ўзбекистон, 1992.
3. Зайнабидинов С.З., Тешабоев А. Ярим ўтказгичлар физикаси. – Т.: Ўқитувчи., 1999.
4. Камолходжаев Ш.М., Гаибов А.Г., Химматкулов О. Механика ва молекуляр физикадан маърузалар матни. – Т.: ТошДТУ., 2003.

MUNDARIJA

QAYDLAR UCHUN

Umirzakov Baltoxodja Yermatovich
Abduvayitov Akbarjon Abdumajidovich
Boltayev Xurshid Xamidovich

FIZIKA fanidan ma'ruzalar to'plami

I qism

o'quv-uslubiy qo'llanma

Muharrir *Sidikova K.A.*
Musahhih *Miryusupova Z.M.*

Bosishga ruhsat etildi 21.04.2017 y. Bichimi 60x84 1/16.
Shartli bosma tabog'i 7,75. Nusxasi 50 dona. Buyurtma № 244.

TDTU bosmaxonasida chop etildi. Toshkent sh, Talabalar ko'chasi 54.