

**O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA
O‘RTA MAXSUS TA‘LIM VAZIRLIGI
MIRZO ULUG‘BEK NOMIDAGI
O‘ZBEKISTON MILLIY UNIVERSITETI**

KARABAYEV M. A.

MOLEKULYAR FIZIKA

(Darslik)

**Toshkent
“Universitet”
2014**

УДК: 539.19 (075.8)

22.36

К 24

М.А. Karabayeva. «MOLEKULYAR FIZIKA». Toshkent: “Universitet” nashriyoti. Toshkent, 240 bet. 2014. 2014.

КБК 22.36. я 73

Molekulyar fizika bo'yicha taqdim etilayotgan ushbu darslik universitetlar fizika fakultetlari talabalari uchun mo'ljallangan. Kitobdan maqsad talabalar tomonidan termodinamika va molekulyar fizika asoslarini o'rganish doirasida fizik hodisalarni ilmiy anglash usullarini ochishdir.

Darslikda ko'chish hodisalari, sirt taranglik hodisalari, fazaviy o'tishlar va gazodinamikaning ayrim masalalarini ta'rif etishda nashr etilgan ilmiy ishlar o'z aksini topgan. Termodinamikaning ikkinchi qonuni ikki qismda – ayrim holda qaytar va qaytmas jarayonlar uchun namoyish etilgan.

Molekulyar-kinetik tasavvurlarni shakllantirish asosida klassik statistikani qo'llash sharoitida Bolsman taqsimoti olingan.

Materiallarning boblar bo'yicha taqsimlanishida shu kursning namunaviy va ishchi dasturi asos qilib olingan. Talabalar o'zlarini tekshirishlari uchun savollar, masalalar va testlar berilgan. Barcha masalalarning javobi keltirilgan. Darslikda ko'rgazmali materiallar-grafiklar, rasmlar keng qo'llanilgan.

Taqrizchilar: f.-m.f.d., prof. Ganiyev F.S.

f.-m.f.d., prof. Iliyev X.M.

p.f.n., dos. Maxmudova X.M.

f.-m.f.n., Abdullaev R.M.

p.f.n. Nurillayev B.N.

O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligining 2013 – yil 20-dekabrdagi 484-sonli buyrug'iga muvofiq darslik sifatida tavsiya etilgan.

ISBN-978-9943-305-96-0

SO‘Z BOSHI

Taqdim etilayotgan darslik universitetlar fizika fakulteti talabalari uchun mo‘ljallangan. Undan maqsad talabalar uchun termodinamika va molekulyar fizika asosini o‘rganish doirasida fizik hodisalarni ilmiy bilish usullarini ochish, ularga chuqur va mustahkam darajada makrotizimlarning termodinamik va statistik asosiy qonuniyatlarini yetkazishdan iboratdir. Darslikda shuning bilan birga, talaba olgan bilimlarini amaliyotda qo‘llay bilish darajasiga erishishi kerakligi maqsad qilib qo‘yilgan.

Ma’lumki, bu fan nazariy fizikaning asosiy tarkibiy qismlaridan biri bo‘lib, juda ko‘plab zarralardan tashkil topgan tizimlar xususiyatlarini o‘rganish bilan shug‘ullanadi, makrotizimlarni o‘rganishda ularni tashkil etgan zarralar xususiyatiga asoslanadi. U jism zarralarining xususiyatlariga asoslangan holda jismlarning makroskopik xususiyatlarini keltirib chiqaradiki, bu xususiyatlarni, ya’ni ularga tegishli bo‘lgan makroskopik parametrlarni bevosita o‘lchash imkonini beradi.

Sakkiz bobdan iborat darslik jahonda bu sohada qilingan ishlar etiborga olingan holda yozilgan. Undagi mavzular universitet fizika hamda astronomiya yo‘nalishlari uchun umumiy fizikaning “Molekulyar fizika” bo‘limi o‘quv dasturi bo‘yicha mavzular bilan muvofiqlashtirilgan. Darslikda talabalar olgan bilimlarini mustahkamlash uchun mavzular so‘ngida savollar va har bir bob ketidan misollar hamda bilimlarini sinash maqsadida test savollari berilgan. Masalalar dastur qismlariga binoan tartibga solingan. Mavzularda ko‘rgazmali materiallar, grafik va rasmlardan unumli foydalanilgan, fan sohasidagi ko‘pgina masalalarga javob berilgan. Darslikda fan taraqqiyotiga ulkan hissa qo‘shgan olimlarning tajribalaridan misollar keltirilgan.

Muallif

I BOB. ASOSIY TERMODINAMIK TUSHUNCHALAR VA IDEAL GAZ XOSSALARI

1-§. FIZIK HODISALARNI O'RGANISHNING IKKI USULI

Hozirgi kunda jism xossalarining o'zgarishiga bog'liq bo'lgan hodisalarni o'rganishning ikki usuli mavjud: makroskopik va molekulyar kinetik.

Makroskopik usul yana fenomenologik ham deyilib, u makroskopik jismlarning xossalarini ularning ichki tuzilishini hisobga olmagan holda o'rganadi. Bunda energiyaning saqlanish qonuni (termodinamikaning 1-qonuni), doimiy kuzatish natijalari, yetarlicha katta (makroskopik) jismlar ustida olib borilgan eksperimentlar katta rol o'ynaydi. Bu borada qattiq jism bikrligining makroskopik nazariyasini misol qilishimiz mumkin.

XIX asrning birinchi yarmida issiqlik va ishning o'zaro bog'liqligini o'rganuvchi termodinamika yuzaga keldi. Shu asrning oxirlarida bu bo'lim kengayib, bunda bug', suyuqlik va qattiq jismlarning xossalarini o'rganish asosiy bo'lib qoldi.

Molekulyar kinetik yoki mikrofizik usulning maqsadi, moddaning ichki tuzilishiga qarab, modda xossalarini chuqurroq o'rganishdir. Moddalar molekulalardan tuzilganligi haqidagi fikr moddaning uch holati (bug', suyuqlik, qattiq jism) orasidagi farqni tushuntiradi.

Molekulyar kinetik nazariyada jismning makroskopik xossalari (bosim, hajm, harorat, bikrlilik, qovushoqlik, issiqlik o'tkazuvchankik va h.k.) molekulalarning natijaviy ta'siri kabi qaraladi. Bu nazariyada statistik usul qo'llaniladi. Bu usul birgina molekulaning harakatini emas, ko'p sonli zarralar yig'indisining o'zaro ta'sirini va harakatini tavsiflovchi kattaliklarning qiymatini aniqlash imkonini beradi. Shuning uchun ham molekulyar kinetik nazariya statistik fizika deb ham yuritiladi. Statistik fizika ilmiy yo'nalish sifatida rivojlanishning uzoq tarixiga ega, lekin uning zamonaviy strukturasi XX asrning boshlarida Maksvell, Bolsman va Gibbsning ishlari natijasida rivojlandi.

Fizik hodisalarni o'rganishning ikkala usuli (makroskopik va mikroskopik) bir-birini to'ldiradi. Molekulyar fizika savollariga termodinamika tushunchalariga yondjshmay turib javob berib bo'lmaydi, shu bilan birga, termodinamikada u yoki bu hodisalarning tabiatini molekulyar tasavvurlarsiz bayon etib bo'lmaydi.

Molekulyar fizika qonunlarining mexanika qonunlaridan farqi shundaki, ular statistik ma'noga ega bo'lgan qonunlardir. Shu sababli molekulyar fizika masalalarini hal qilishda asosan statistik fizika usullari qo'llaniladi.

Statistik fizikada aniq molekulyar model tasavvur qilinadi va unga mexanikaning aniq qonunlari hamda ehtimolliklar nazariyasi qo'llanilib, tizimning xossalarini tavsiflovchi u yoki bu ma'lumot olinadi. Masalan, gazlar nazariyasida har bir molekula harakati mexanika qonunlari asosida ro'y beradi deb hisoblab, ehtimolliklar nazariyasi asosida gaz holati va ko'chish hodisalarining qonuniyatlari keltirib chiqariladi.

Molekulyar tizimga kiruvchi har bir zarrachaning harakati turli sabablarga bog'liq bo'lib, bu harakatlar mexanika qonunlari asosida ro'y beradi. Ammo, zarraning harakat yo'nalishi uning boshqa molekulalar va idish devorlari bilan to'qnashuvi natijasida qisqa vaqt ichida shunchalik ko'p o'zgaradiki, natijada uning oniy holati boshlang'ich shartlarga bog'liq bo'lmay qoladi. Bundan shu narsa kelib chiqadiki, statistik qonuniyatlar dinamik qonuniyatlar kabi boshlang'ich shartlarga bog'liq emas. Agar idishga biror miqdor gaz kiritsak, u holda muvozanat qaror topgandan keyin idishdagi gazning bosimi gaz molekulalarining boshlang'ich tezliklari va harakat yo'nalishlariga bog'liq bo'lmaydi. Ko'p sonli zarrachalar ichidan bittasini tanlab olib, uning harakatini kuzatib bo'lmaydi. Biz faqat moddani tashkil qilgan zarralarning kollektiv harakati bilan bog'liq bo'lgan hodisalarnigina kuzata olamiz.

Shunday qilib, **statistik usul** juda ko'p alohida (individual), bir-biriga o'xshash va bir-biridan mustaqil bo'lgan hodisalar to'plamiga tegishli bo'lgan, umumiy hodisalarni o'rganish uchun qo'llaniladi. Masalan, umumiy hodisaga misol qilib gazning bosimini olishimiz mumkin; har bir molekulaning idish devorlariga ko'rsatadigan ta'sirini esa, individual hodisa deb qarasa bo'ladi.

Statistik fizika va termodinamikaning usullarini birlashtirish moddalar tuzilishini, gaz, suyuqlik va qattiq jismlarda boradigan jarayonlarni o'rganishda keng imkon yaratadi.

Molekulyar fizika va termodinamika issiqlik hodisalari qonuniyatlarini yoki materiya harakatining issiqlik shaklini o'rganadi. Bu bo'limlar issiqlik hodisalar tabiatini va makroskopik jism fizik xossalarini o'rganishda turli usullarni qo'llash bilan farq'lanadi.

Molekulyar fizika issiqlik hodisalar, modda yoki jismning fizik xossalarini ularning molekulyar tuzilishi, o'zaro ta'siri va zarralarining harakati asosida o'rganadi.

Moddalarning ko'pgina fizik xossalari termodinamik (fenomenologik) usul bilan ham o'rganiladi. Bu usul makroskopik jismlar xossalarini ularning ichki tuzilishiga bog'liq bo'lmagan holda o'rganadi. Termodinamikaning asosida tajriba faktlariga tayanib o'rnatilgan prinsiplar yoki fundamental qonunlar yotadi. Birinchi qonun energiyaning bir turdan ikkinchisiga miqdoriy o'tishini o'rgatsa, ikkinchi qonun bu o'tishning sharoitlarini aniqlaydi. Bu qonunlar yordamida issiqlik hodisalarining mohiyatlari va turlari, agregat holatlardagi makroskopik jismlarning xossalari o'rganiladi.

2-§. TIZIMNI TERMODINAMIK BAYON ETISHNING ASOSIY TUSHUNCHALARI VA TASAVVURLARI

Termodinamikada o'rganish ob'ekti bo'lib, fizik jism xizmat qiladi va unga tizim deyiladi. Termodinamik tizimning ko'pincha issiqlik deb ataladigan holatini muvozanatli bosim tavsiflaydi. Bu P bosim atrof muhitdagi jismlar ta'siriga, tizim massasiga, uning hajmiga va haroratiga bog'liqdir. P, V, T kattaliklar tizim parametrlari deyiladi. Shunday qilib, harorat jism issiqlik holatini aniqlovchi parametrlardan biridir.

Tajribada Xalqaro amaliy harorat shkalasidan foydalanilib, unda harorat Selsiy graduslarida yoki Kelvinda belgilanadi. Bu shkala bo'yicha muzning erish harorati (suvning muzlash harorati) 0°C , suvning qaynash haroratsi esa 100°C dir.

XB tizimsida bosim H/m^2 (Paskal) larda aniqlanib, SGS tizimsida din/sm^2 da hisoblanadi ($1 \text{ Pa} = 10 \text{ din/sm}^2$). Ko'pincha bosim normal atmosferalarda (atm) va 1mm.sim.ust. da o'lchanadi:

$$1\text{atm} = 101325 \text{ Pa}, \quad 1\text{mm.sim.ust.} = 133,322 \text{ Pa}$$

Hamma qismlari bir xil xossalarga ega tizim **bir jinsli** deyiladi.

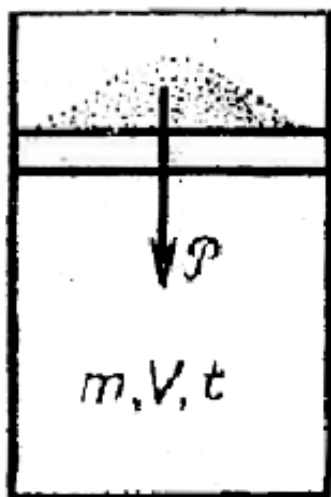
Termodinamik tizimning bir jinsli qismi **faza** deyiladi. Moddalar agregat holatlarining turli ko'rinishlariga qarab gaz holat, suyuq va qattiq fazalari mavjuddir.

Atrof jismlarning tizimga ta'sirini sxematik bayon etish uchun vertical holatdagi silindrni olamiz.

Silindrning devorlari silliq va u vaznsiz qo'zg'aluvchan porshen bilan yopilgan. Porshen ustiga po'kakchalar yuklangan.

Po'kakchalarning og'irligini $\mathcal{P}$, silindrning ko'ndalang kesim yuzasini S desak, tashqi jism (po'kakchalar) yuzaga keltirgan bosim : $p = \mathcal{P}/S$ gat eng bo'ladi. Muvozanat holatda tizim ham tashqi jismga xuddi shunday bosim bilan ta'sir etadi. Tashqi mexanik ta'sirning o'zgarishini bu misolda bosimni o'zgartirib, yani po'kaklarni kamaytirib, yoki ko'paytirib yuzaga keltirish mumkin. Bunda yangi mexanik muvozanat yuzaga kelmaguncha tizim hajmining o'zgarishi yuzaga keladi.

Agar tizim turgan idish devorlari issiqlik o'tkazuvchan bo'lsa (1-rasm), atrof muhit haroratini o'zgartirib turib (idish ichidagi haroratsdan yuqori yoki pastroq qilib) tizim va o'rab turgan muhit o'rtasida issiqlik almashinuvini yuzaga keltirish, shu bilan birga uning parametrlarini o'zgartirish mumkin (hajm va massa o'zgarishsiz bo'lganda, bosim va harorat o'zgarishi sodir bo'ladi).



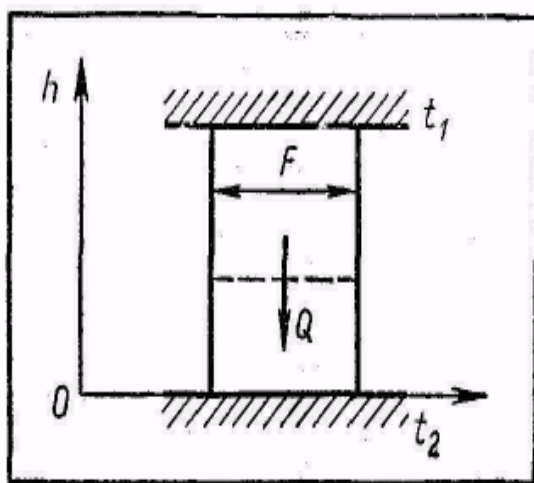
1- rasm

Agar termodinamik tizim boshqa jismlar bilan issiqlik almashinmasa, u adiabatik izolyasiyalangan tizim deyiladi.

O'zaro issiqlik ta'sirida bo'la olmaydigan qobiq adiabatik deyiladi.

Qattiq qobiqlar tizimning mexanik izolyasiyasini yuzaga keltiradi.

Agar vaqt o'tishi bilan termodinamik tizimning butun qismlari bo'yicha holati o'zgar-masa tizim muvozanat holatda yoki termodi-namik muvozanatda deyiladi. Muvozanat



2-rasm

holatda massa va energiya ko'chishi jarayonlari sodir bo'lmaydi.

Muvozanat holatdan ayrim parametrlari vaqt bo'yicha o'zgarmas bo'lgan stasionar holatni farqlash kerak.

Masalan, gaz bilan to'ldirilgan silindrni yuqori va pastki tomonidan thermostat bilan kontaktga keltiramiz (2-rasm).

Yuqori termostat harorati t_1 va pastki termostat harorati t_2 bo'lib, $t_1 > t_2$ bo'lsa, vaqt o'tishi bilan h bo'yicha harorat tushishi sodir bo'ladi.

Rasmda keltirilgan tizim mexanik muvozanat holatida (unda massalar aralashuvi yo'q) bo'lib, issiqlik muvozanati holatida emas.

Tashqi jismlar bilan energiya almashmaydigan tizim izolyasiyalangan deyiladi. Bunda izolyasiya ham mexanik, ham issiqlik izolyasiyadir.

Har kungi kuzatishlardan ko'rinib turibdiki, ixtiyoriy tizimni olib, uning ustida tajriba olib borilsa, uni tashqi ta'sirlardan izolyasiya qilinsa, vaqt o'tishi bilan unda termodinamik muvozanat o'rnatiladi. Issiqlik xossalari haqidagi bilimlarni birlashtirish asosida birinchi aksioma – termodinamikaning nolinchisi asosi yuzaga keldi. Vaqt o'tishi bilan izolyasiyalangan tizim muvozanat holatga keladi. Bunda uning hamma yerida bir xil harorat bo'lib, bu holatdan tizim o'z holicha chiqib keta olmaydi.

Termodinamik muvozanat tushunchasi molekulalar soni kam bo'lgan mikroskopik tizimlar uchun qo'llab bo'lmaydi. Bunday ob'ektlarda molekulalarning issiqlik harakati fluktuasiyaga – ayrim o'rtacha taqsimotdan chekinishlarga olib keladi.

Termodinamik muvozanat tushunchasini o'ta katta tizimlarga (astronomik) qo'llab bo'lmaydi. Gravitasion kuchlar ta'sirida bunday tizimlar muvozanatga kelishi ham, undan chiqib ketishi ham mumkin.

Termodinamikada termostat tushunchasi bilan to'qnashiladi. Termostat – katta issiqlik sig'imiga ega bo'lgan jism bo'lib, uning harorati boshqa jismlar bilan issiqlik kontaktida bo'lganda ham o'zgarmaydi. Agar tizim termostat bilan issiqlik kontaktiga keltirilib, u bilan birga yagona izolyasion tizimni tashkil qilsa, termodinamikaning nolinchisi prinsipiga asosan tizimning harorati vaqt o'tishi bilan termostat haroratiga teng bo'lib qoladi.

Termodinamikaning nolinchisi qonuniga asosan A va B tizimlar C tizim bilan issiqlik muvozanatda bo'lsa, A va B tizimlar bir xil haroratga egadir. Shunga asosan harorat o'lchanadi. Uchinchi C tizim termometrning termometrik jismi bo'lib xizmat qiladi va ikkinchi tizimning biri, masalan, A yordamida graduirlanadi. Graduirlangan termometr B tizim yoki boshqa jismlarning haroratini o'lchash uchun qo'llaniladi.

3-§. TERMODINAMIK HOLAT TENGLAMASI. MUVOZANATLI JARAYONLAR

O'zgarmas massada P, V, T lar tashqi ta'sirlar (mexanik, issiqlik) natijasida o'zgarishi mumkin. Agar fizik holatlari bo'yicha bir jinsli bo'lib, unda hech qanday kimyoviy reaksiyalar bormayotgan bo'lsa, parametrlaridan birining o'zgarishi natijasida boshqa parametrlarining o'zgarishi sodir bo'ladi. Bir jinsli tizimning parametrlari (massa doimiy bo'lganda) bir-biriga funksional bog'liq bo'ladi:

$$f(p, V, t) = 0 \quad (1)$$

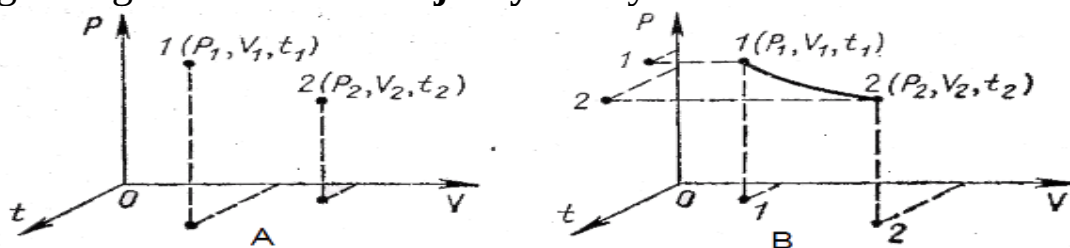
Bu (1) tenglama tizimning **termodinamik holat tenglamasi deyiladi** yoki oddiy qilib, **holat tenglamasi**, deb ataladi. Bu tenglamani topish molekulyar fizikaning asosiy masalalaridan biridir.

Molekulyar fizikada (1) tenglamani topishning molekulalararo o'zaro ta'sirni hisobga olgan holda, yagona usuli ishlab chiqilgan bo'lib, ma'lum tizimlar ko'rilayotganda ko'pgina matematik qiyinchiliklarga duch kelinadi.

Molekulyar kinetik usul yordamida molekulalararo ta'sirni hisobga olmasa bo'ladigan kichik bo'lgan siyraklashtirilgan (ideal) gaz uchun holat tenglamasi topiladi.

Molekulyar fizika yana uncha ko'p siqilmagan gazlarning xossalarini bayon etish imkonini beradi. Zichligi katta bo'lgan gazlar va suyuqliklar uchun holat tenglamasining nazariy hisoblash haqidagi savolga hali hamon olimlar tomonidan javob yo'q.

Parametrlarining o'zgarishiga bog'liq bo'lgan tizim holatining o'zgarishiga **termodinamik jarayon** deyiladi.



3-rasm

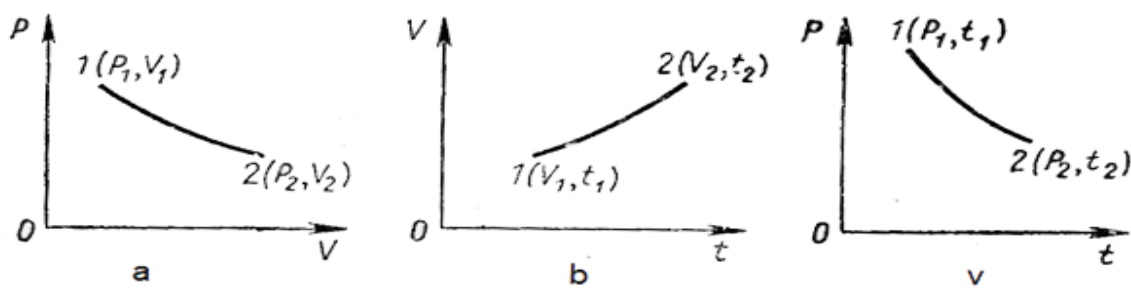
(1) tenglamaga muvofiq jism holatini t, V va P koordinatalar tizimsida nuqta bilan belgilash mumkin.

(3-rasm) da tizimning ikki holati $1 (P_1, V_1, t_1)$ va $2 (P_2, V_2, t_2)$ nuqtalar bilan belgilangan. 1 holatdan 2 holatga o'tish, bir qator bir-biriga ketma-ket almashinuvchi oraliq holatlar orqali amalga oshiriluvchi termodinamik jarayon bilan amalga oshiriladi.

Har qaysi oraliq holatlari muvozanatli bo'lgan 1 holatdan 2 holatga bunday o'tishni tasavvur etish mumkin. Bunday jarayonlar P, V, t koordinatalar tizimsida muvozanatli hisoblanadi va uzluksiz chiziq bilan belgilanadi (3.B-rasm). Laboratoriya masshtabida muvozanatli jarayonlar cheksiz sekin boradi va bu holda bosim va haroratni vaqtning har qaysi momentida o'zgarmas deb hisoblanadi.

Muvozanatli jarayonlar – ideallashtirilgan jarayonlardir. Bunday jarayonlarni o'rganish juda muhimdir, chunki ularning ko'p tavsiflari real jarayonlar uchun chegaraviy hisoblanadi.

(3.B- rasm) dagi egri chiziqni P, V ; t, V yoki t, P tekisliklarda proyeksiyalash mumkin. Shuning uchun amalda ko'pincha muvozanatli jarayonlarni ikki o'lchamli tasviridan foydalaniladi (4-rasm).



4-rasm

4-§. IDEAL GAZ XOSSALARI. IZOJARAYONLAR

Gaz holatidagi moddaning xossalari, ayniqsa juda katta bosim va uncha kichik bo'lmagan haroratlarda ancha oddiydir. Masalan, bir xil boshlang'ich bosim va haroratlarda olingan O_2 , N_2 va H_2 kabi gazlar katta bosim (100 atm dan katta) larda siqiluvchanligi va issiqlikdan kengayishi bo'yicha bir-biridan farq qiladilar. Atmosfera 1 atm ga yaqinlashganda gazlardagi bu farq kamayib ketadi. Shuning uchun real gazlarning chegaraviy holati kabi ideal gaz tushunchasi kiritiladi.

Atmosfera bosimidan deyarli farq qilmaydigan bosimlarda ayniqsa vodorod va geliy ideal gazga yaqindir.

Ideal gaz xossalarining umumiyliigi shu bilan tushuntiriladiki, o'lchamlari va o'zaro ta'sir kuchlariga bog'liq bo'lgan turli modda molekulalarining individual xususiyatlari gaz kuchli siyraklashtirilganda moddaning termik xossalariga bog'liq bo'lmay qoladi.

Holat tenglamasi $f(p, V, t) = 0$ dagi har bir parametрни boshqa ikki parametр funksiyasi kabi qarash mumkin: $V = V(p, t)$, $p = p(V, t)$ va

$$t=t(V,p).$$

Parametrlaridan biri o'zgarmas bo'lganda boradigan jarayonlar **izojarayonlar** deyiladi: izobarik $p=const$, izoxorik $V=const$ va izotermik $t=const$.

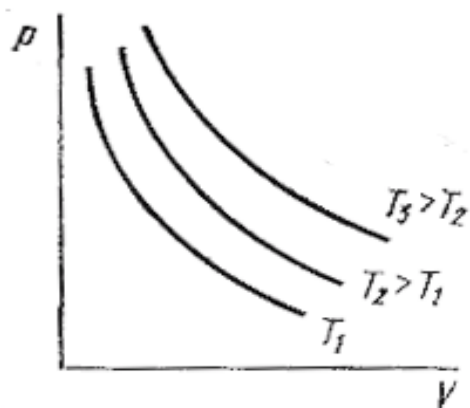
IZOTERMIK JARAYON. BOYL-MARIOTT QONUNI.

O'zgarmas haroratda boradigan jarayon izotermik jarayon deyiladi.

Gaz hajmining bosimga bog'liqligini angliyalik olim R. Boyle (1627—1691) va fransiyalik olim E. Mariott (1620—1684), bir-biriga bog'liq bo'lmagan holda, 1667 yilda eksperimental tarzda topdilar.

Boyle-Mariott qonuni: harorat o'zgarmas bo'lganda berilgan massali gaz uchun gaz hajmining bosimga ko'paytmasi doimiy kattalikdir:

$$PV=const \quad (m=const; T=const \text{ da}).$$



5-rasm

Gazning ixtiyoriy ikki holati uchun Boyle-Mariott qonunini $P_1V_1 = P_2V_2$ yoki $PV = P_0V_0$ ko'rinishda yozish mumkin. Bu yerda V_0 — normal bosim ($P_0 = 1,01 \cdot 10^5 \text{ Pa}$) da berilgan gaz massasining hajmi.

P, V koordinatalarda izotermik jarayon grafigi egri chiziqdan iboratdir. Bu egri chiziq izoterma deb ataladi.

Harorat oshishi $T_2 > T_1, T_3 > T_2$ bilan izoterma yuqoriga ko'tariladi.

IZOBARIK JARAYON. GEY-LYUSSAK QONUNI. Doimiy bosimda gaz holatining o'zgarishiga **izobarik jarayon** deyiladi. Agar gaz hajmi $T_0 = 273 \text{ K}$ haroratda V_0 , T haroratda esa V bo'lsa, u holda gazlarning hajmiy kengayish koeffitsiyenti

$$\beta = \frac{V - V_0}{V_0 \Delta T}$$

formula bilan aniqlanadi.

Gazlarning issiqlikdan kengayishini o'rgana turib, fransiyalik olim Gey-Lyussak (1778—1850) 1802-yilda doimiy bosimda gazlarning issiqlikdan kengayish koeffitsiyenti hamma gazlar uchun bir xil va u

$$\beta = \frac{1}{273} \text{ K}^{-1}$$

ga tengligini aniqladi.

Bu Gey-Lyussak qonunini ta'riflash imkonini beradi: doimiy bosimda gazlarning ayrim massasini 1 K ga qizdirishda bu gazning hajmi $T_0=273\text{ K}$ dagi gazning hajmidan $1/273$ ga oshadi.

Qonundan ko'rinib turibdiki, T_0 haroratdagi gazning hajmi V_0 ni bilgan holda, T haroratdagi gazning hajmi V ni aniqlash mumkin:

$$V = V_0(1 + \beta \Delta T).$$

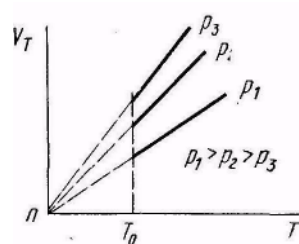
$T_0=273\text{ K}$, $\beta = (1/273)\text{ K}^{-1}$ ekanligini hisobga olgan holda, ixtiyoriy haroratdagi gazning hajmi

$$V = V_0 \beta T \quad (1)$$

ga tengligi topiladi va bu tenglamani quyidagicha yozish mumkin:

$$V/V = T/T_0$$

Doimiy bosimda gaz hajmining haroratga bog'liqlik grafigi 6-rasmda berilgan.



6-rasm

IZOXORIK JARAYON. SHARL QONUNI. O'zgarmas hajmda gaz holatining o'zgarishi jarayoniga izoxorik jarayon deyiladi. Tajribalar shuni ko'rsatadiki, izoxorik jarayonda gaz bosimi harorat ortishi bilan oshar ekan. Turli gazlarning bosimlarini isitilganda o'lchab, fransuz olimi J. Sharl (1746—1823) 1787-yilda quyidagi qonuniyatni o'rnatdi: o'zgarmas hajmda gaz bosimi 1 K ga isitilganda $T_0=273\text{ K}$ haroratdagi bosimdan $1/273$ qiymatga ortadi.

Gaz 1 K ga isitilganda bosim qanchaga kattalashishini ko'rsatuvchi γ koeffitsient bosimning termik koeffitsiyenti deyiladi:

$$\gamma = \frac{p - p_0}{p_0 \Delta T}$$

bu yerda p_0, p lar gazning T_0 va T haroratlardagi bosimlaridir.

Bosimning termik koeffitsiyenti γ barcha gazlar uchu bir xil va $(1/273)\text{ K}^{-1}$ ga teng.

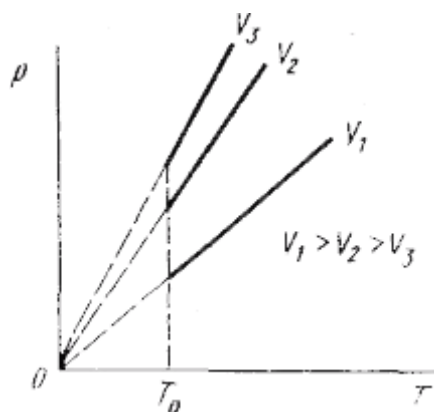
Gazlarning T haroratdagi P bosimini ularning T_0 haroratdagi P_0 bosimini bilgan holda topish mumkin:

$$P = P_0(1 + \gamma \Delta T).$$

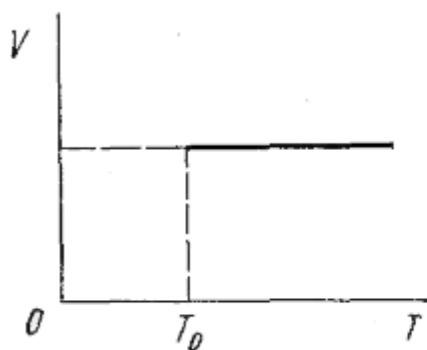
$T_0=273\text{ K}$ va $\gamma = (1/273)\text{ K}^{-1}$ ligini hisobga olgan holda, ixtiyoriy haroratdagi gazning bosimi $P = P_0 \gamma T$ yoki $P/P_0 = T/T_0$ deyish mumkin.

Doimiy hajmda gaz bosimining temperatura bog'liqlik grafigi 7-rasmda keltirilgan.

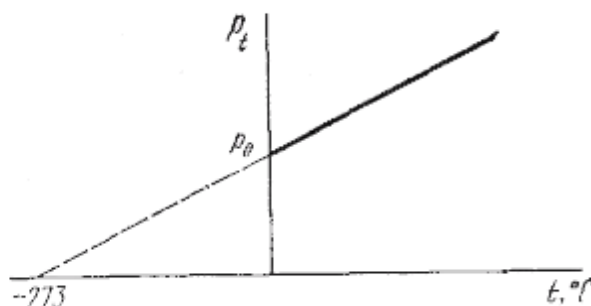
8-rasmda V , T koordinatada izoxorik jarayon grafigi T o'qqa parallel to'g'ri chiziq orqali keltirilgan.



7-rasm



8-rasm



9-rasm

HARORATNING ABSOLYUT NOLI. Selsiy shkalasidagi gaz bosimining haroratga bog'liqligi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$P = P_0(1 + \gamma t).$$

bu yerda P_0 — gazning $t = 0^\circ C = 273 K$ haroratdagi bosimi.

Bu bog'liqlikning grafik ko'rinishi 9-rasmda keltirilgan.

Agar izoxorani davom ettirsak, u harorat o'qi bilan $t = -273^\circ C$ nuqtada kesishadi va gaz bosimi bu nuqtada nolga teng bo'ladi.

$$P=0, \quad 0=P_0(1 + \gamma t).$$

Lekin $P_0 \neq 0$ emas. Demak, $1 + \gamma t = 0$.

Bundan $t = -1/\gamma = -273, 15^\circ C \approx -273^\circ C$ ekanligi kelib chiqadi.

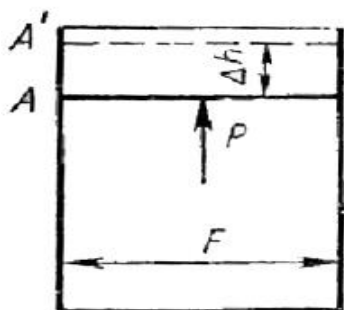
$t = -273^\circ C$ termodinamik shkalaning, yoki Kelvin shkalasining hisob boshi (noli) deb qabul qilingan. Bu shkala bilan hisoblanadigan harorat termodinamik deyiladi. Bu shkalaning noli nol Kelvin deyiladi: $0K = 273^\circ C$.

Amalda $0 K$ ga erishib bo'lmaydi, bu haroratga juda yaqin erishish mumkin. Hozirgi vaqtda $10^{-7} K$ ga teng haroratga erishilgan.

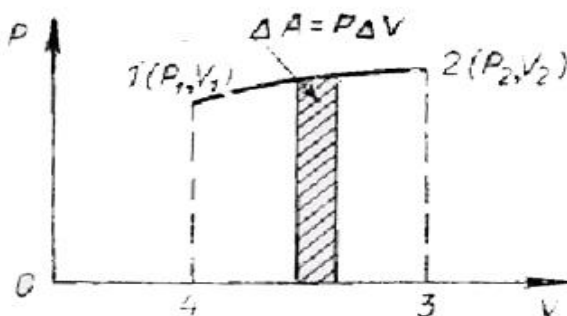
Hamma gaz qonunlari bu eksperimental qonunlardir. Bu yerda ilmiy bilimlar manbai kuzatish va eksperimental amaliyotdir. Hamma gaz qonunlari ma'lum sharoitlarda bajariladi, ya'ni ular qo'llanishning ma'lum chegaralariga ega.

Ixtiyoriy izojarayon diagrammada chiziq bilan belgilanadi. Bir xil izochiziqlar hech kesishmaydilar.

5-§. TIZIM KENGAYISHIDA BAJARILGAN ISH VA UNIVERSAL GAZ DOIMIYSINING FIZIK MA'NOSI



10-rasm



11-rasm

10-rasmda devorlar va vaznsiz qo'zg'aluvchan AA porshenga ega bo'lgan silindr va uning ichidagi tizim tasvirlangan.

Tashqi jismlar porshenga P bosim bilan ta'sir qilsin, bu rasmda ko'rsatilmagan. Bunda, albatta, tizim ham porshenga xuddi shunday bosim bilan ta'sir ko'rsatadi. Endi tizim kengayishi ro'y berib, buning natijasida porshen kichik Δh masofaga ko'tarilsinki, bunda bosim o'zgarmas bo'lib qolsin. (Kengayish isitish hisobiga ham, porshen ustidagi yukning o'zgarishi hisobiga ham o'zgarishi mumkin). Bunda tizim tashqi jismlar qarshiligini yengishda ish bajaradi:

$$\Delta A = f \Delta h,$$

bunda $f = F/P$ — porshenga ta'sir etayotgan tizim kuchi (F -porshen yuzasi). U holda:

$$\Delta A = p F \Delta h$$

Lekin $F \Delta h$ kattalik ΔV hajmga teng. Kengayishda bajarilgan elementar ishni quyidagicha yozamiz:

$$\Delta A = p \Delta V \quad (1)$$

Yoki cheksiz kichik kattaliklarga o'tib,

$$dA = p dV \quad (2)$$

ko'rinishda yozishimiz mumkin.

Umumiy holda hajmning V_1 dan V_2 gacha muvozanatli o'zgarishida ish quyidagi integral orqali aniqlanadi:

$$A_{1,2} = \int_{V_1}^{V_2} p dV \quad (3)$$

$p=const$ bo'lganda $A=p(V_2-V_1)$ bo'ladi.

11-rasmda P,V koordinatalar tizimsida jismning 1 (p_1, V_1) holatdan 2 (p_2, V_2) holatga muvozanatli o'tishi keltirilgan. Unda elementar ish

$$\Delta A = p\Delta V$$

ga taaluqli yuza shtrixlab ko'rsatilgan. Ko'rinib turibdiki, kengayishda bajarilgan ish (3) grafik tarzda P,V diagrammadagi shakl yuzasi kabi tasvirlanadi. Bu 1 2 3 4 bilan chegaralangan yuzaga tengdir.

Ko'p amaliy masalalarni yechishda gazlarning molekulyar soni birday bo'lgan porsiyalari olinadi. Shuning uchun turli hisoblashlarda mol tushunchasidan foydalaniladi. Grammlar hisobida olingan, massasi nisbiy molekulyar massasiga (m_{nis}) teng bo'lgan modda miqdoriga mol deyiladi.

Bu tarifdan ko'rinadnki, ixtiyoriy moddaning bir mol massasi (molyar massa)

$$\mu = m_{nis} [g / mol] = m_{nis} 10^{-3} [kg / mol]$$

bo'ladi.

XBS da mol asosiy birliklardan biridir. Ko'pincha, moddaning kilomol tushunchasidan ham foydalaniladi: $1\text{kmol}=1000 \text{ mol}$.

1811 – yilda italiya kimyogari A. Avogadro shunday tasavvurni aytgan: bir xil bosim va bir xil haroratlarda olingan bir xil hajmli turli gazlar bir xil molekula soniga teng (Avogadro qonuni). Bu qonun kinetik nazariya natijasidir. Bir xil molekulalar soniga ega bo'lgan modda miqdori kabi, Avogadro qonuniga muvofiq, turli gazlar moli bir xil sharoitda bir xil hajmga egadir. Bundan ixtiyoriy ideal gazning bir moli uchun yozilgan doimiy C kattalik barcha gazlar uchun universal ekanligi kelib chiqadi:

$$(PV/T)=C \quad (4)$$

bu yerda $C=const$. Uni universal gaz doimiysi deb ataymiz va R bilan belgilaymiz. Mos holda bir mol ideal gaz uchun holat tenglamasi quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$PV=RT \quad (5)$$

Agar gaz massasi m , uning molyar massasi μ bo'lsa, ixtiyoriy gaz massasi uchun holat tenglamasi

$$PV = \frac{m}{\mu} RT \quad (6)$$

ko'rinishni oladi. Bu yerda m/μ - gazdagi mollar soni. (6) tenglama

fanga XIX asrning ikkinchi yarmida fransuz olimi B. Klapeyron va rus olimi D.N. Mendeleyev ishlari natijasida kirib keldi. Ideal gazlar Klapeyron - Mendeleyev tenglamasi orqali tasvirlash mumkin bo'lgan gazlardir.

1 mol gaz uchun Klapeyron Mendeleyev tenglamasini yozamiz:

$$PV=RT$$

Doimiy bosimda bu tenglamani differensiallab:

$$PdV=RdT \quad (7)$$

ga ega bo'lamiz. Biroq (2) ga muvofiq $PdV=dA$ ga teng. Shuning uchun

$$R=(dA/dT)_p \quad (8)$$

Shunday qilib, universal gaz doimiysi son qiymat jihatidan bir mol gazni bir gradus Kelvinga qizdirganda izobarik kengayishda bajarilgan ishga teng. Bu kattalik $J/(mol \cdot K)$ larda o'lchanadi. R kattalikni normal sharoit uchun yozilgan (5) tenglama bo'yicha hisoblash qulay:

$$R=p_0V_0/T_0 \quad (9)$$

Normal sharoitda 1 mol gazning bosimi, harorati va hajmi quyudagi qiymatlarga teng:

$$p = 101\,325\,Pa, T_0=273,15\,K \text{ va } V=0,022414\,m^3/mol.$$

R ning qiymati XBS va SGS tizimsida:

$$R=8,314\,J/(mol \cdot K), R=8,314 \cdot 10^7\,erg/(mol \cdot K) \text{ ga teng.}$$

(1 kal=4,1868 J) ligidan,

$$R = 1,987 \approx 2\,kal/(mol \cdot K) \quad (10)$$

deb yoza olamiz.

6-§. XALQARO AMALIY HARORAT SHKALASI

Izobarik jarayonda hajm va harorat funksional bog'liqdir: $t=t(V)$. Shuningdek, izoxorik jarayonda $t=t(P)$. Izojarayonlarda V va P larning o'zgarishi bo'yicha haroratning o'zgarishini aniqlash mumkin.

Haroratni o'lchash uchun ishlatiladigan asboblari termometrlar deyiladi. Ixtiyoriy termometrda xossalariidan birining haroratga bog'liqligini oson belgilash mumkin bo'lgan jism (termometrik jism) bor. Harorat shkalasini aniqlash uchun hajmni, bosimni, uzunlikni (qattiq jismlar uchun), elektr tokiga qarshilikni, termoelektr yurituvchi kuchni va boshqa kattaliklarning haroratga bog'liqligidan foydalanish mumkin. Haroratni o'lchashda qulaylik uchun termometrik jism

shunday tanlanadiki, bunda haroratni o'lchashda tanlangan usul uchun xos bo'lgan yuqoridagi parametrlardan biri yetarlicha aniqlikda quyidagi ko'rinishdagi funksiya bilan aniqlansin:

$$x=a+bt \quad (1)$$

Agar ikki xil haroratda x ning qiymatini aniqlash mumkin bo'lsa, (1) tenglamadagi a va b o'zgarmaslarni topish mumkin. Xalqaro birliklar tizimsida muzning erish harorati $t=0^{\circ}\text{C}$, suvning qaynash harorati esa $t=100^{\circ}\text{C}$ (tashqi bosim bir atmosferaga teng bo'lganda) ga teng. Xossalari (1) tenglama bilan aniqlanadigan termometr eriyotgan muz bilan, so'ngra qaynayotgan suv bug'i bilan uzoqroq kontaktda ushlab turilsin. Uning harorati shu muzning yoki bug'ning haroratiga teng bo'lib qoladi. Bunda (1) ga muvofiq,

$$\begin{aligned} x_{\text{muz}} &= a+b \cdot 0, \\ x_{\text{bug}} &= a + b \cdot 100 \end{aligned} \quad (2)$$

bu yerda x_{muz} va x_{bug} —termometrning fiksirlangan parametrlarining keltirilgan ikki haroratdagi qiymatlari. (1) va (2) lardan

$$t = \frac{x - x_{\text{muz}}}{x_{\text{bug}} - x_{\text{muz}}} \cdot 100 \quad (3)$$

Bunda 1°C x ning xossalari

$$(x_{\text{bug}} - x_{\text{muz}})/100$$

qiymatga o'zgarishiga mos keladi.

Vodorod termometri bo'yicha belgilangan harorat shkalasida 0° -muzning erish haroratiga, 100°C - suvning qaynash haroratiga mos kelib, bu shkala Selsiy shkalasi deb ataladi.

Selsiy shkalasining noli shartli qabul qilingan. Gradus o'lchami ham ixtiyoriy olingan. Bundan, ilmiy asosda qaraganimizda harorat shkalasini boshqacha tuzish mumkinligi ko'rinadi.

Harorat shkalasining maqsadga muvofiq tanlab olinishi formulalarni soddalashtirishga va kuzatilayotgan qonuniyatlarning fizik ma'nosini chuqurroq o'rganishga imkon beradi. Shu maqsadda hozirgi vaqtda haroratning termodinamik shkalasi deb ataluvchi Kelvin tomonidan tavsiya etilgan harorat shkalasidan foydalaniladi. U Kelvin shkalasi deb ataladi. Bu shkala bo'yicha haroratning hisob boshi absolyut noldan boshlanadi va gradus o'lchami Selsiy gradusi bilan mos keladigan qilib aniqlanadi.

Haroratning XBS dagi o'lchov birligi Kelvin (K) deb ataladi.

Termodinamik harorat absolyut harorat ham deb atalib, T bilan belgilanadi. Absolyut harorat yuz gradus shkalali harorat bilan quyidagicha ifodalanab:

$$T = 273,15^{\circ}C + t$$

Odatda, taqribiy formuladan foydalaniladi:

$$T = 273^{\circ}C + t$$

Quyida turli moddalarning bir atmosfera bosimdagi qaynash va qotish haroratlari keltirilgan:

Muvozanat holati	$^{\circ}C$
Vodorodning uchtalik nuqtasi	-259,34
Vodorodning qaynash nuqtasi	- 252,87
Neonning qaynash nuqtasi	- 246,048
Kislorodning uchtalik nuqtasi	-218.789
Kislorodning qaynash nuqtasi	- 182,962
Suvning uchtalik nuqtasi	0,01
Suvning qaynash nuqtasi	100
Sinkning qotish nuqtasi	419,53
Kumushning qotish nuqtasi	961,93
Oltinning qotish nuqtasi	1064,43

Turli moddalarning uchtalik nuqtalari ularning turli, qattiq, suyuq va gaz holatlariga mos keladi.

7-§. HARORATNI O‘LCHASH USULLARI

1. **Suyuqlikli termometrlar.** Bunday tur termometrlarda termometrik jism sifatida suyuqlik xizmat qiladi, harorat parametri esa, uning hajmidir. Ularning tuzilishi hammaga ma’lum: suyuqlik shisha rezervuarining va shisha yoki kvars trubkaning bir qismini to‘ldiradi (12-rasm). Ularni qo‘llash sohasi -200 dan $+600^{\circ}C$ gachadir. Bunday termometrlarda ko‘pincha pentan (-200 dan $+20^{\circ}$ gacha), etil spiri (-80 dan $+80^{\circ}C$ gacha), toluol (-80 dan $+100^{\circ}C$ gacha) va simob (-30 dan $+600^{\circ}C$ gacha) ishlatiladi.

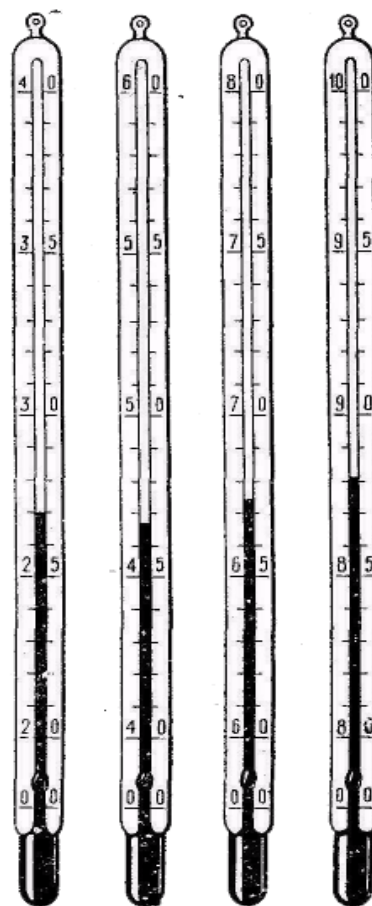
Suyuqliklarni tanlash ularning ishlatilish joylariga bog‘liq. Shunday, simob $-38^{\circ}C$ da qotadi va $557^{\circ}C$ dagi normal atmosfera bosimida qaynaydi.

(Yuqoriroq haroratlarni o'lchash uchun simobli termometrlarda simob ustida 70 atm bosimda inert gaz bo'lishi kerak).

Yuqori haroratlarni o'lchashga mo'ljallangan suyuqlikli termometrlar qalin devorli rezervuar va kapillyarga ega (yuqori haroratlarda suyuqlik bug'larining katta bosimi yuzaga keladi).

Bunday termometrlarning kamchiligi ular shkalasining teng o'lchamli emasligidir.

Bu suyuqlikni va u joylashgan rezervuar va kapillyar materialining issiqlikdan kengayishi xususiyatlari bilan bog'langan.



12-rasm

Haroratni o'lchash aniqligini oshirish uchun kaltalashtirilgan suyuqlikli termometrlar qo'llanilib, ularning shkalasi gradusning kichik sonlari uchun mo'ljallangan (12-rasm). Bunday termometrlar shkalalarining eng kichik bo'limi gradusning yuzdan bir bo'lagiga teng bo'lishi mumkin.

2. Gazli termometrlar. Termometrlarda qo'llaniladigan termometrik modda-o'zining xossalari bo'yicha ideal gazga yaqin bo'lgan gazlardir. Bunday termometrlarda ko'pincha H_2 , N_2 , He ishlatiladi. Haroratning o'zgarishi haqida yoki doimiy bosimda hajmning o'zgarishiga qarab (doimiy bosim termometrlari), yoki doimiy hajmda bosimning o'zgarishiga qarab (doimiy hajm termometrlari) xulosa chiqariladi. Gazli termometrlarda 2 dan 1300 K gacha haroratlari o'lchanadi. Xalqaro amaliy harorat shkalasining doimiy nuqtalari gazli termometrlar bilan aniqlangan.

3. Qarshilik termometrlari. Ularda termometrik jism tok o'tkazuvchi sim bo'lib, termometrik parametr-elektrik qarshilikdir. Bunda sim materiali shunday tanlanadiki, solishtirma qarshilik (ρ_e) o'lchanayotgan harorat intervalida bir gradusga qizdirilganda $d\rho_e/dt$

juda kichik o'zgarishga uchraydi (Metallar uchun $(d\rho_e/dt) > 0$).

Toza platina va mis qarshilik termometrlari uchun eng ko'p qo'llaniladigan materiallardir. Platinali termometr harorat intervali -259,34 dan +630,74°C gacha bo'lganda etalon bo'ladi, biroq uni yuqoriroq harorat intervalida (-263 dan +1063°C gacha) ham qo'llash mumkin, misli termometrlar esa -50 dan +150°C gacha haroratlarda qo'llaniladi.

Qarshilik termometrlarining asosiy xillari termorezistorlar (termistorlar) dir. Ularda termometrik jism ayrim yarimo'tkazgichlar bo'lishi mumkin (TiO_2 ning MgO bilan aralashmasi, Mn , Cu , Co , Ni oksidlari va boshqalar). Yarimo'tkazgichlar uchun $(d\rho_e/dt) < 0$. Yarimo'tkazgichlarning solishtirma qarshiligi metallarga qaraganda yuqoridir, $|d\rho_e/dt|$ ning qiymati metallarnikiga nisbatan bir tartibga kattadir. Termorezistorlarni, odatda, sezgirligi 10^{-3} °C dan past bo'lmagan kichik o'lchamli qilib yasaydilar.

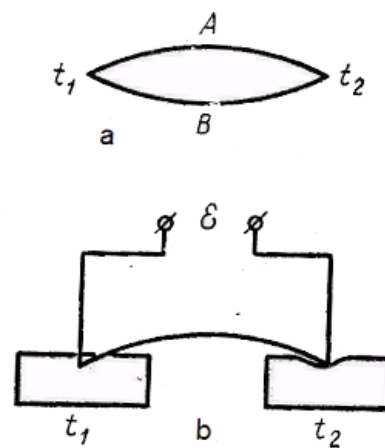
4. **Termojuftlar.** Agar ikkita o'tkazgich A va B larning kavsharlangan joylari haroratlari turlicha t_1 va t_2 bo'lsa (13,a-rasm), bu o'tkazgichlar hosil qilgan elektr zanjirda payvand harorati farqiga bog'liq bo'lmagan termo elektr yurituvchi kuch (termoeuyuk) ta'sir ko'rsatadi. Agar kavsharlarning biri haroratini doimiy, masalan, t_1 da saqlansa, termoEYuK faqatgina boshqa kavshar harorati - t_2 ga bog'liq bo'ladi.

Bunday qurilma (termoelement yoki termojuftlik) ning chizmasi 13,b-rasmda ko'rsatilgan. Kavsharlardan biri temperaturasining doimiyligi uni eriyotgan muzga solishturish bilan amalga oshiriladi va bunda ikkinchi kavshar esa tekshirilayotgan jism bilan kontaktga keltiriladi.

TermoEYuKni aniq o'lchash uchun ko'prik chizma qo'llaniladi. Termojuftlik materiali shunday tanlanadiki, bunda

termoeuyuk tekshirilayotgan harorat intervalida yetarlicha aniq holda kavsharlar harorati farqiga proporsional bo'lsin. Ularning qo'llanish sohasi xuddi qarshilik termometrlariniki kabidir.

5. **Yuqori va past haroratlarni o'lchash.** Termojuftlik va termoqarshiliklar yordamida 1000°C dan yuqori haroratlarni o'lchashda asbob xossalarining tez o'zgarishi sababli qiyinchiliklarga



13-rasm

duch kelinadi. Bunday sharoitlarda harorat pirometrlarni qo'llash bilan tekshirilayotgan jism nurlanish intensivligi bo'yicha aniqlanadi.

Juda past (-270°C dan kichik) haroratlarda harorat o'lchashning o'ziga xos qiyinchiliklari yuzaga keladi. Bu esa shuning bilan bog'liqki, bunday sharoitda ixtiyoriy turdagi termojuftliklar issiqlik o'tkazuvchanlik evaziga tekshirilayotgan jism haroratini o'zgartiradi. Juda yuqori harorat kabi past haroratlarda ham tekshirilayotgan ob'ekt xossalari bo'yicha aniqlanadi. Juda past haroratlarni jismning magnit xossalari bo'yicha aniqlash usuli shunday ishlab chiqilgan.

8-§. IDEAL GAZ ARALASHMALARI HOLAT TENGLAMASI

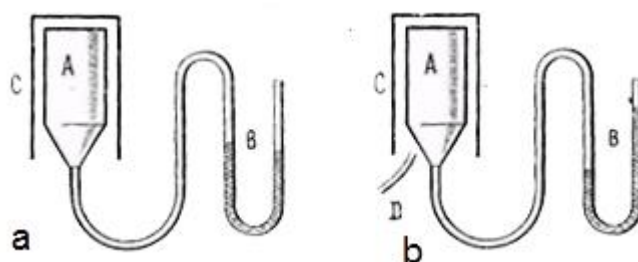
Ideal gaz aralashmalari uchun J. Daltonning (Angliya, 1801) qonuni o'rinalidir: kimyoviy reaksiyaga kirishmaydigan gazlarning umumiy bosimi ular parsial bosimlari yig'indisiga teng. Parsial bosim - bu gaz aralashmasining har bir komponentasining bu aralashma boshqa komponentalari ishtirok etmagandagi hosil qilgan bosimidir. Komponentalar soni z bo'lganda Dalton qonuniga asosan aralashma bosimi quyidagi yig'indi bilan aniqlanadi:

$$P = \sum_{i=1}^{i=z} P_i \quad (1)$$

bu yerda P_i -aralashmaning i -nchi tartib raqamli komponentasi bosimi. (1) tenglamani real gaz aralashmalari past bosimlarda ko'rilayotgan hol uchun qollasa bo'ladi. Biroq bosim yuqori bo'lsa, yuqori bosimlardagi toza gazlar holi kabi, ideal gaz holat qonunlaridan sezilarli chetlashish kuzatiladi.

(1) qonuniyatning yuzaga kelishini to'ntarilgan C idish ichiga kiritilgan kuydirilmagan sopoldan yasalgan A g'ovak idish va unga ulangan ochiq manometr B orqali namoyish etishimiz mumkin (14, a-rasm).

Tajriba o'tkazilguncha manometrda suyuqlik sathlari bir xil bo'ladi (g'ovak idish ichidagi bosim tashqi bosimga teng). Agar C



14-rasm

idishga D trubka orqali yengil gaz kiritsak (metan, vodorod yoki geliy), u holda A idishda (14,b-rasm) juda tez yuqori bosim vujudga keladi va bu manometrda suyuqliklar sathi farqini yuzaga keltiradi. Asbobda qo‘shimcha bosim yengil gaz komponentasini kiritish bilan hosil qilinadi. Bu gazning A idishga g‘ovak devorlar orqali kirish (diffuziya) tezligi A idishdan tashqariga chiqayotgan havo molekulalari tezligidan katta.

(1) qonuniyatning yuzaga kelishi shu bilan tushuntiriladiki, siyraklashtirilgan gazda molekulalarning o‘lchamlari ular orasidagi masofadan ancha kichik va aralashmaning ixtiyoriy komponentasi molekulasi boshqa komponentaning mavjudligiga bog‘liq bo‘lmagan holda harakatlanadi. Aynan shuning uchun qaysidir komponentaning idish devorlariga beradigan bosimi, xuddi birgina komponentadan boshqa gazlar bo‘lmay, shu komponenta butun idish hajmini egallab olganida hosil qiladigan bosimi kabi bo‘ladi.

Agar idish hajmi V bo‘lsa, u holda (1) bilan ifodalanuvchi aralashmaning har bir komponentasi uchun

$$P_i V = \frac{m_i}{\mu_i} RT \quad (2)$$

o‘rinlidir va bu yerda m_i va μ_i – i -nchi komponentaning massasi va molyar massasi. (2) turdagi munosabatni barcha komponentalar uchun yozib va uning chap va o‘ng tomonlarini yig‘ib:

$$V \sum_{i=1}^z P_i = \left(\sum_{i=1}^z \frac{m_i}{\mu_i} \right) RT \quad (3)$$

ni yozamiz.

(1) ni qo‘llab, (3) ni qayta yozamiz:

$$PV = \left(\frac{m_1}{\mu_1} + \frac{m_2}{\mu_2} + \dots + \frac{m_z}{\mu_z} \right) RT \quad (4)$$

Hosil bo'lgan tenglama ideal gaz aralashmalari uchun holat tenglamasini ifoda etadi. Yig'indi $\sum \frac{m_i}{\mu_i}$ — gaz aralashmalarining molar sonini aniqlaydi.

9-§. BOSIMNI O'LCHASH

Amalda fizik hodisalarni o'rganuvchi bosim diapazoni juda keng. Bunda katta bo'lmagan bosimlar $\sim 10^7 \text{ atm}$ ($\sim 10^{12} \text{ Pa}$), kichiklari $10^{-16} \text{ mm.sim.ust.}$ ($1,3 \cdot 10^{-14} \text{ Pa}$) qiymatga yetadi. Ham yuqori, ham past bosimlarni bir xil aniq o'lchay oladigan asbob mavjud emas. Ta'sir prinsipi bo'yicha, ham konstruktiv xususiyatlari bo'yicha bosim o'lchagichlarning juda katta turlari mavjud (manometrlar, barometrlar, maxsus bosim datchiklari). Odatda bosim o'lchagichlar vakuummetrlar 760 mm.sim.ust. bosimidan past bosimlarni o'lchashga mo'ljallangan asboblardan, yuqori bosimlarni (100 atm. gacha) o'lchashga mo'ljallangan manometrlar, o'ta yuqori bosimlarni (1000 atm. dan yuqori) o'lchashga mo'ljallangan manometrlar va atmosfera bosimiga yaqin bosimlarni o'lchashga mo'ljallangan manometrlar (barometrlar) ga ajratiladi.

Ham kichik, ham katta atmosfera bosimlarini o'lchashga mo'ljallangan eng soddamanometrlar ochiq simobli manometrlar bo'lib, ularning bukilgan shisha trubkalari yarmigacha simob bilan to'ldirilgan bo'ladi (14-rasm). Trubkaning bitta tirsagi o'lchanishi kerak bo'lgan hajm bilan ulangan. Agar manometrda simob sathlari farqi Δh ga teng bo'lsa, idishdagi bosim $p = p_0 + \Delta h \rho g$ munosabat bilan aniqlanadi, bu yerda p — atmosfera bosimi (barometr bilan o'lchanadi), ρ — simob zichligi, g — erkin tushish tezlanishi. Agar $\Delta h > 0$ (14,b-rasmda tasvirlangandek) bo'lsa, u holda asbobdagi bosim atmosfera bosimidan katta bo'ladi va aksincha.

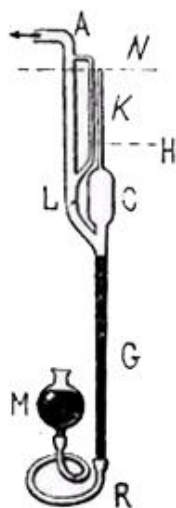
Agar U-simon manometr simob bilan emas, yengil suyuqlik bilan to'ldirilgan bo'lsa, u holda uning yordamida juda kichik bo'lgan ($0,1 \text{ mm.sim.ust.}$ gacha) bosimlar farqini o'lchash mumkin. 10^9 N/m^2 gacha bosimni o'lchash uchun oldindan graduirlangan qattiq elementli mexanik manometrlar qo'llaniladi. Bunday manometerlardan birining asosiy qismi uning o'ram shakliga ega bo'lgan trubkasidir (15-rasm).

Trubkaning bir uchi asbobning korpusiga va bosimi oʻlchanishi kerak boʻlgan idish bilan ulangan. Boshqa uchi esa yopiq boʻlib, strelkaga ulangan.

Bosim oshishi bilan oʻram buralib, strelkani asbob shkalasi boʻyicha siljitadi. Kichik $0,1$ dan $10^{-6} \text{ mm.sim.ust.}$ gacha bosimlarni oʻlchash uchun koʻpincha Mak-Leod (16- rasm) manometrlari qoʻllaniladi. Uning ishlash prinsipi Boyle-Mariott qonuniga asoslangan. Yuqorida keltirilgan kichik bosimlarni U-simon ochiq manometrlar bilan oʻlchab boʻlmaydi. Mak-Leod manometrida oʻlchash oldidan tekshirilayotgan gazning bir qismi yetarlicha bosim hosil qilingunga qadar siqiladi, soʻngra esa oddiy usul bilan oʻlchanadi. Mak-Leod manometrining A trubkasi (16-rasm) kichik bosimni oʻlchash kerak boʻlgan rezervuar bilan ulangandir. Natijada rezervuar M ni koʻtarish bilan simob rezina trubka R orqali shisha trubka G ga oʻtib, ballon C gacha koʻtariladi.



15- rasm



16-rasm

Simobni koʻtarishni davom ettirsak uning bir qismi trubka L orqali oʻtadi, bir qismi esa tepasiga kavsharlangan kapillyar K bilan tugovchi ballon C ga kiradi. Natijada ballon C dagi gaz tekshirilayotgan rezervuardan ajraydi va u trubka L ga kavsharlangan kapillyarda N sathga yetguncha simob bilan kuchli siqiladi.

Agar simob asbobning chap qismidagi qandaydir N sathgacha yetsa, oʻng kapillyar K da esa H sathda toʻxtasa, u holda ballonni toʻldiruvchi gaz H va N kapillyarlar orasidagi hajm ballon hajmidan qancha kichik boʻlsa shuncha marta siqiladi. Bunda bosim simoblar farqi $h=N-H$ boʻyicha oʻlchanadi. Ballon hajmi V boʻlsin. U holda, tekshirilayotgan p_0 bosim, h singari millimetrlarda (sim.ust.) oʻlchansa, u holda $p_0 V = \pi r^2 h^2$ boʻladi.

Shunday qilib,

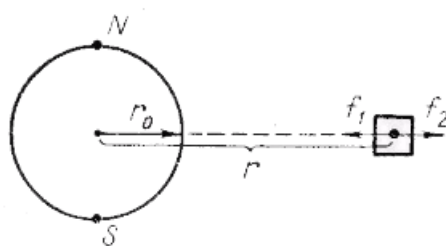
$$p_0 = \pi r^2 h^2 / V, \quad (1)$$

bu yerda r —kapillyar radiusi (mm). $\pi r^2/V = C$ kattalik asbob doimiysi bo'lib, uni ballon hajmi va kapillyar radiusini oldindan o'lchash bilan topish mumkin.

10-§. BAROMETRIK FORMULA

Yer atmosferasini o'rganish-muhim ilmiy muammodir. Uni analiz qilishning qiyinchiligi shundan iboratki, atmosferada havo massalarining uzluksiz harakati kuzatiladi. Real atmosferaning ayrim xossalari bilan yaqindan tanishish maqsadida, avvalo, ideallashtirilgan tizim mexanik muvozanat sharoitidagi izotermik atmosfera bilan tanishish foydali bo'ladi. 17-rasmda radiusi $r_0 \approx 6400$ km bo'lgan shar shaklidagi Yer va sayyora markazidan r masofada birlik hajmdagi atmosfera (ekvatorial tekislik yaqinida) keltirilgan.

Atmosfera bosimi P yer tortishishining (tortishish kuchining) atmosfera gazlariga ta'siri natijasida yuzaga keluvchi gidrostatik



17-rasm

bosimni namoyon etadi, u suyuqlik bosimi kabi Yerdan uzoqlashgan sari kamayadi. Shunday qilib, $p=p(r)$ va $dp/dr < 0$.

Ajratilgan birlik hajmga dp/dr gradiyent hosil qilgan va Yer markazidan radius bo'yicha yo'nalgan f_2 kuch ta'sir etadi (17-rasm).

dp/dr kattalik radius bo'yicha birlik uzunlikka siljishda bosimning o'zgarishi ekanligiga e'tiborni qaratib $f_2 = - dp/dr$ ekanligi oson tushuniladi. Boshqa tomondan, ajratilgan hajmga $f_1 = \rho g$ (g — erkin tushish tezlanishi) ga teng bo'lgan kuch ta'sir etadi.

Tinch atmosfera uchun $f_1 = f_2$ shart bajarilishi kerak, yoki

$$\rho g = - \frac{dp}{dr} \quad (1)$$

Atmosfera havosi Klapayron-Mendeleyev tenglamasi orqali yetarlicha aniqlikda topiladi. Bu tenglamani $\rho = \frac{m}{V}$ ga nisbatan yechib, zichlikni topamiz:

$$\rho = \mu \frac{p}{RT} \quad (2)$$

(1) va (2) dan zichlikni qisqartirib:

$$\frac{dp}{p} = - \frac{\mu}{RT} g dr \quad (3)$$

ga ega bo'lamiz.

(3) tenglama harorat T ayrim r ning funksiyasi bo'lganda yuzaga keluvchi mexanik muvozanatni ifodalaydi. Atmosfera izotermik ($T=const$) va $g=const$ deb, va (3) dan integrallash orqali

$$p = C e^{-\frac{\mu g}{RT} r} \quad (4)$$

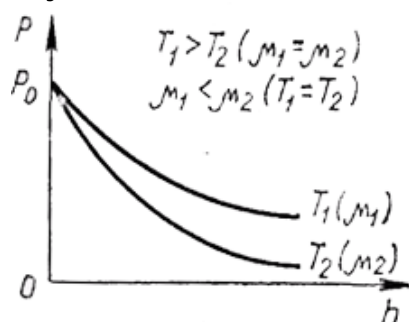
ni keltirib chiqaramiz. Bu yerda C -integrallash doimiysi (aniqrog'i, integrallash doimiysi $\ln C$ dir). Boshlang'ich $r=r_0$ va $p=p_0$ shartlarda

$$C = p_0 e^{\frac{\mu g}{RT} r_0}$$

bo'ladi. Shunday qilib $p = p_0 e^{-\frac{\mu g (r - r_0)}{RT}}$. Agar $r-r_0=h$ almashtirishlar bajarilsa (h -yerdan ko'tarilish balandligi),

$$p = p_0 e^{-\frac{\mu g h}{RT}} \quad (5)$$

(5) formula bilan izotermik atmosferada Yerdan uncha katta bo'lmagan balandlikda bosimning balandlikka bog'liqligi ifodalanadi. Bu formula **barometrik** deyiladi. Bundan atmosferada bosim gaz qanchalik og'ir va harorat qanchalik past bo'lsa, eksponensial qonun bo'yicha, shunchalik kamayishi kelib chaqadi.



18-rasm

18-rasmda ikkita harorat uchun (5) ko'rinishdagi ikkita bog'liqlik ko'rsatilgan: $T_1 > T_2$. (Ularni bir xil haroratda turli gazlar ($\mu_1 < \mu_2$) ga mos keluvchi egri chiziqlar talqin qilish mumkin).

(5) formulani keltirib chiqarishda

$g=const$ deb olingan.

Agar $g=g(r)$ bog'liqlikni e'tiborga olsak, aniqroq barometrik formulaga ega bo'lamiz. Ekvatorial tekislik uchun:

$$g = \gamma_0 \frac{M}{r^2} - \omega^2 r \quad (6)$$

deb yozish mumkin.

(6) munosabatda tortishish ta'siri (γ_0 — gravitasion doimiy, M — Yer massasi) va markazdan qochma kuch (ω — Yerning burchak tezligi) hisobga olingan. (3) va (6) dan:

$$\frac{dP}{P} = \frac{\mu}{RT} \left(\omega^2 r - \gamma_0 \frac{M}{r^2} \right) dr \quad (7)$$

$T = const$, hamda $\omega = const$ bo'lganda (7) ni integrallash quyidagi munosabatga olib keladi:

$$P = P_0 e^{-\frac{\mu}{RT} \left[\frac{\omega^2}{2} (r_0^2 - r^2) + \gamma_0 M \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r} \right) \right]} \quad (8)$$

(8) dan Yer markazidan cheksiz masofadagi atmosfera bosimi uchun aniq paradoksial natija kelib chiqadi: $p(r \rightarrow \infty) = \infty$. Bu aylanuvchi astronomic jism gravitasion maydonida ularning gaz holat atmosferasi muvozanat holatda bo'la olmasligi va u fazoda uzluksiz sochilishi kerakligini bildiradi.

Shunday qilib, tabiatda termodinamik muvozanat tushunchasi qo'llanib bo'lmaydigan tizim (sayyoralar, yulduzlar atmosferasi) mavjuddir. Chunki ular uchun har qanday termodinamik muvozanat uchun zarur bo'lgan mexanik muvozanat sharti bajarilmaydi.

Savollarga javob bering

1. Bir jinsli tizim deb qanday tizimga aytiladi?
2. Faza deb nimaga aytiladi va qanday fazalar bo'ladi?
3. Izolyasiyalangan tizim deb qanday tizimga aytiladi?
3. Adiabatik izolyasiyalangan tizim deb qanday tizimga aytiladi?
4. Berilgan gaz holati nimalar bilan aniqlanadi?
5. Holat tenglamasi deb qanday tenglamaga aytiladi?
6. Gaz bosimining oshishi molekulaga qanday ta'sir ko'rsatadi?
7. Termodinamik jarayon deb nimaga aytiladi?
8. Muvozanatli jarayonlar qanday jarayon?
9. Tizim qachon termodinamik muvozanat holatida bo'ladi?
10. Qachon gazni ideal deymiz?
11. Berilgan massali gaz holatini qanday parametrlar bilan

aniqlaymiz?

12. Izojarayonlar deb nimaga aytiladi?
13. Mikroskopik parametrlar deb nimaga aytiladi?
14. Makroskopik parametrlar deb nimaga aytiladi?
15. Izotermik, izobarik va izoxorik jarayonlar qanday jarayonlar va ular kimlar nomi bilan ataladi?
16. Bosimning termik koeffitsiyenti deb nimaga aytiladi?
17. Termodinamik harorat deb qanday haroratga aytiladi?
18. Avogadro qonuni nima deydi?
19. Universal gaz doimiysi nimaga teng?
20. Klapeyron - Mendeleyev tenglamasi qanday gazlar uchu holat tenglamasi hisoblanadi?
21. Bir mol ideal gaz uchun holat tenglamasi qanday?
22. Bir mol ideal gaz uchun holat tenglamasining differensial ko'rinishi qanday?
23. Universal gaz doimiysi nimada o'lchanadi?
24. Normal sharoitda ideal gaz parametrlarining son qiymatlari nechaga teng?
25. Qanday jismga termometr deyiladi?
26. Termometrik jism deb nimaga aytiladi?
27. Harorat shkalasini aniqlash uchun nimalardan foydalaniladi?
28. Suyuqlikli termometrlarning qo'llanish chegarasi?
29. Suyuqlikli termometrlarda qanday suyuqliklar qo'llaniladi va ular qanday tanlanadi?
30. Gazli termometrlarda qanday gazlar qo'llaniladi va ularning qo'llanish chegarasi qancha?
31. Qarshilik termometrlarida termometrik jism va termometrik parametr nima?
32. Qarshilik termometrlarida sim materiali qanday tanlanadi?
33. Termojuftlik materiali qanday tanlanadi va ularning qo'llanish sohalari qanchagacha?
34. Ideal gaz aralashmalari uchun qanday qonun o'rinli?
35. Gaz aralashmasi bosimi qanday topiladi?
36. Dalton qonunining yuzaga kelishi nima bilan tushuntiriladi?
37. Ideal gaz aralashmalari uchun holat tenglamasini ifoda etuvchi munosabat qanday?
38. Bosim o'lchagichning qanday turlari mavjud?
39. Bosim o'lchagichlarning qaysi turlari qanday sohada

qo'llaniladi?

40. Qattiq elementli mexanik manometrlar qanday qonunga muvofiq ishlaydi?

41. Atmosfera bosimi nima va u Yerdan uzoqlashganda qanday o'zgaradi?

42. Izotermik atmosferada Yerdan uncha katta bo'lmagan balandlikda bosimning balandlikka bog'liqligini ifodalovchi formula qanday yoziladi va u qanday ataladi?

43. Ekvatorial tekislik uchun erkin tushish tezlanishi qanday topiladi?

Masalalar

1-masala. Suvning bir grammida qancha atom bor? Javobi: 10^{23}

2-masala. Normal sharoitdagi ikki kub santimetr havoda qancha molekula bor? Javobi: $5,4 \cdot 10^{19}$

3-masala. Havosi so'rib olingan va ikki uchi kovsharlab qo'yilgan gorizonta kapillyarning o'rtasida 20 sm uzunlikdagi simob ustuni bor. Agar kapillyarni vertikal qilib qo'yilsa, simob ustuni 10 sm siljiydi. Kapillyarning uzunligi 1 m bo'lsa, undagi havo qancha bosimgacha so'rib olingan? Javobi: 375 mm. sim. ust.

4-masala. Havo massasining $23,6\%$ qismi kisloroddan va qolgan qismi azotdan tashkil topgan deb hisoblab, uning 750 mm. sim. ust. bosimda va 13°S haroratdagi zichligi topilsin. Javobi: $1,2\text{ kg/m}^3$.

5-masala. Idishda 10^{-13} mol kislorod va 10^{-6} g azot bor. Aralashmaning harorati 100°C ga teng. Bunda idishdagi bosim $1,33\text{ Pa}$ ga teng bo'lsa, idishning hajmi nimaga teng?

Javobi: $3,2 \cdot 10^{-3}\text{ m}^3$.

6-masala. Ikki tomoni berk silindrning hajmi qo'zg'aluvchan porshen bilan ikkiga ajratilgan bo'lib, porshenning bir tomonida 1 m massali gaz, ikkinchi tomonida esa 2 m massali xuddi shunday gaz joylashtirilgan. Muvozanat qaror topgandan so'ng 2 m massali gaz silindr hajmining qancha qismini egallaydi? Javobi: $2/3$ qismini.

7-masala. Devorlari issiqlik o'tkazmaydigan materialdan yasalgan V_1 va V_2 hajmli ikki ballonga P_1 va P_2 bosimli T_1 va T_2 haroratli ikki xil gaz qamalgan, ballonlar jumrakli nay vositasida bir-biriga tutashtirilgan. Jumrakni ochgach, yuzaga keluvchi barqarorlashgan harorat aniqlansin.

$$T = \frac{P_1 V_1 + P_2 V_2}{\left(\frac{P_1 V_1}{T_1} + \frac{P_2 V_2}{T_2} \right)}$$

Javobi:

8-masala. Faraz etaylik, balandligi 100 m bo'lgan vertikal nay ichida 500 K haroratli havo bo'lsin. Tashqaridan nay 150 K haroratli havo bilan o'ralgan bo'lsin. Nayning usti ochiq, past tomoni yuzi 300 sm^2 bo'lgan qopqoq bilan berkitilgan. Agar nayning yuqori uchidagi havo bosimini 740 mm.sim.ust.ga teng bo'lsa, qopqoqqa qancha kuch ta'sir qiladi? Javobi: 20 N

9-masala. 160 g kislorod bilan 120 g azot aralashmasining xossasiga o'xshash xossali gazning molyar massasi aniqlansin.

Javobi: $30,2\text{ g/mol}$.

10-masala. Ikki elektrodli lampada (diodda) katoddan chiqayotgan termoelektronlar anodning tormozlovchi maydoniga tushgach, anodga faqat yetarlicha katta tezlikka ega elektronlar yetib keladi. Katodning harorati 1190 K ga teng va elektronlar tezligi Maksvell qonuniga muvofiq taqsimlangan, deb hisoblab, 1) $0,2\text{ V}$; 2) $0,4\text{ V}$ to'xtatuvchi potentsiallarni yengib o'tuvchi elektronlar ulushini toping. Javobi: $\alpha=13,5\%$; $\alpha=1,8\%$.

11-masala. Havodagi muallaq chang zarrasining o'rtacha kvadratik tezligi havo molekulalarining o'rtacha kvadratik tezligidan necha marta kam. Changning massasi 10^{-8} g . Javobi: $1,44 \cdot 10^7$ marta.

12-masala. Qanday haroratda azotning 299 m/s bilan 30 m/s intervaldagi tezliklarga ega bo'lgan molekulalari soni 599 m/s bilan 601 m/s intervaldagi tezliklarga ega bo'lgan molekulalar soniga teng bo'ladi Javobi: $T=328\text{ K}$.

13-masala. Qandaydir miqdor gazning o'rtacha kvadratik tezlikdan kichik, ammo o'rtacha arifmetik tezlikdan katta tezlikka ega bo'lgan molekulalari soni har qanday haroratda birday bo'lishini ko'rsating.

II BOB. TERMODINAMIKANING BIRINCHI ASOSI

11-§. ENERGIYANING SAQLANISH VA AYLANISH QONUNI

Termodinamikaning asosiy tushunchalari. Termodinamika materiya harakati issiqlik shaklining energiyaning boshqa turlariga aylanishi asosida gazlar, suyuqliklar va qattiq jismlardagi issiqlik hodisalarni o'rganadigan fizikaning bo'limidir.

Termodinamikada maxsus terminologiyalar qo'llaniladi: jismning ichki energiyasi, termodinamik tizim, izolyasiyalangan (yopiq) tizim, termodinamik muvozanat, termodinamik jarayon, qaytuvchi (qaytmas) jarayon.

Jismning ichki energiyasi deb, zarralar issiqlik harakati kinetik energiyasi va ular o'zaro ta'sir potensial energiyasi yig'indisiga aytiladi:

$$U = \sum_N E_{kN} + \sum_N E_{nN}$$

bu yerda N — zarralar soni.

Termodinamik tizim deb, ichki energiyaning o'zgarishi bilan bog'liq bo'lgan jarayonlar boradigan jism yoki jismlar yig'indisiga aytiladi.

Termodinamik tizimga gaz, suyuqlik, qattiq jism, odam organizmi va h.k.lar misol bo'la oladi.

Izolyasiyalangan (yopiq) termodinamik tizim deb, tashqi muhit bilan hech qanday energiya almashmaydigan tizimga aytiladi.

Termodinamik muvozanat deb, tizimning shunday holatiga aytiladiki, bu holatga izolyasiyalangan tizim vaqt o'tishi bilan erishadi.

Termodinamik muvozanat holatda tizimning makroskopik parametrlari doimiy qoladi.

Termodinamik jarayon deb, tizimning bir termodinamik holatdan ikkinchisiga o'tishiga aytiladi.

Qaytuvchi termodinamik jarayon deb, shunday jarayonga aytiladiki, bu jarayon natijasida tizim barcha oraliq holatlar orqali, to'g'ri jarayon kabi, dastlabki holatiga qaytadi. Barcha real termodinamik jarayonlar qaytmasdir. Masalan, ikki xil gaz aralashmasi termodinamik muvozanat holatida o'z holicha (tashqi ta'sirsiz) ikkita gazga ajrala olmaydi. Qaytar jarayon tushunchasi — ideallashtirilgandir.

12-§. IDEAL GAZNING ICHKI ENERGIYASI

Ideal gaz termodinamik tizim bo'la oladi.

Ideal gazning ichki energiyasi molekulalar issiqlik harakati kinetik energiyalari yig'indisiga teng:

$$U = E_{k_1} + E_{k_2} + E_{k_3} + \dots + E_{k_N} = \sum_N E_{kN}$$

bu yerda N — molekulalar soni.

Ideal gaz molekulalari o'rtacha kinetik energiyasi

$$\langle E_k \rangle = \frac{3}{2} kT$$

munosabat bilan aniqlanadi. Agar gazdagi molekulalar soni N bo'lsa, ularning umumiy energiyasi

$$U = \frac{3}{2} kTN$$

bo'ladi.

Formuladan ko'rinib turibdiki, ideal gazning ichki energiyasi faqatgina harorat va molekulalar soniga bog'liq bo'lib, hajm va bosimga bog'liq emas.

Termodinamik jarayonda ideal gaz ichki energiyasining o'zgarishi faqat uning harorati o'zgarishi bilan aniqlanib, jarayonning xususiyatiga bog'liq emas:

$$\Delta U = U_2 - U_1 = \frac{3}{2} Nk(T_2 - T_1)$$

Gazning ichki energiyasining o'zgarishini ikki usul bilan amalga oshirish mumkin:

- 1) ish bajarish bilan (gazni siqish yoki kengaytirish bilan);
- 2) issiqlik almashinishda (gazni qizdirish yoki sovutish bilan).

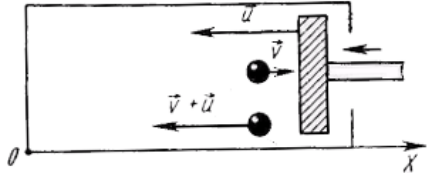
Agar jism tashqi jismlarga nisbatan ish bajarsa, jismning ichki energiyasi kamayadi. Agar ish tashqi kuchlar tomonidan jism ustida bajarilsa, jismning ichki energiyasi oshadi. Barcha hollarda izolyasiyalangan tizimda uning boshlang'ich holatdan oxirgi holatga o'tishida tashqi kuchlarning tizim ustidan bajargan ishi jismning ichki energiyasining oshishi bilan boradi. Agar U_1 va U_2 orqali ichki energiyaning boshlang'ich va oxirgi holatlarini belgilasak, tashqi kuchlar ishi:

$$A_{\text{sh}} = U_2 - U_1$$

ga teng bo'ladi.

Tizim ichki energiyasining o'zgarishi hech qanday issiqlik almashinuvisiz borsa, bunday jarayon **adiabatik** deyiladi.

Agar tashqi kuch jismga ta'sir etsa, masalan, uni siqsa, u holda u uning ustidan ish bajaradi. Qo'zg'aluvchan porshenli silindrda gazni tez siqamiz (19-rasm).



19-rasm

Porshen harakatlenganda molekullarning porshen bilan to'qnashishlari sodir bo'ladi. Porshen tezligi u bo'lsin, molekulaning tezligi esa v .

To'qnashgunga qadar molekulaning porshenga nisbatan tezligi $v' = v - u$, uning moduli esa $v' = u + v$ bo'ladi.

Porshen bilan to'qnashgandan so'ng porshenga nisbatan molekula tezligi faqat yo'nalishi bo'yicha o'zgaradi va $v'' = -v'$ ga teng bo'lib qoladi. Silindr devorlariga nisbatan uning tezligi $-(v' + u)$ ga teng bo'lib, moduli $v' + u = v + u + u = v + 2u$.

To'qnashgunga qadar molekulaning kinetik energiyasi $mv^2/2$ ga teng, to'qnashgandan keyin uning kinetik energiyasi to'qnashgunga qadar qiymatidan katta $[m(v + 2u)^2/2]$ bo'ladi.

Berilgan misolda mexanik energiyaning uzatilishi – bu porshenning ilgari harakat kinetik energiyasining gaz molekulasiga xotik harakati kinetik energiyasiga o'tishidir. Agar molekulaning potensial energiyasini hisobga olmasak, gazning ichki energiyasi oshadi. Bu misolda ichki energiyaning o'zgarish o'lchami mexanik ishdur.

Jismlar hech qanday ish bajarmasdan turib o'zaro kontaktga kelganda ham ichki energiyaning o'zgarishi sodir bo'ladi, masalan turli haroratli ikkita jism kontaktga kelganda. Birinchi jism harorati ikkinchisidan yuqori bo'lsin.

Bu jarayonda birinchi jism molekulalari xotik harakati kinetik energiyasi ikkinchi jism molekulalari xotik harakati kinetik energiyasiga o'tadi. Bu jarayon issiqlik almashinish deyiladi. Issiqlik almashinish jarayonida jismlar ichki energiyalarining o'zgarishi sodir bo'ladi.

Issiqlik almashinishda ichki energiyaning o'zgarishi o'lchoviga issiqlik miqdori deyilib, Q xarfi bilan belgilanadi.

Issiqlik miqdori energiya birliklarida ifodalanadi (Joullarda). Jism

ichki energiyasining o'zgarishi jismning issiqlik almashinuvida olgan yoki bergan issiqlik miqdori bilan ifodalanadi:

$$Q = \Delta U = U_2 - U_1$$

bu yerda U_1 va U_2 — ichki energiyaning dastlabki va oxirgi qiymatlari.

Shunday qilib, jism qandaydir issiqlik miqdorini olganda, mexanik ish bajarilganda bir xil kattalik – jismning ichki energiyasi o'zgaradi.

13-§. SOLISHTIRMA ISSIQLIK SIG'IMI

Agar termodinamik tizimga qandaydir miqdorda issiqlik berilsa, u holda uning holati, yoki tizimning ichki energiyasi o'zgaradi. Bunday o'zgarishlarning tavsiflari turli solishtirma issiqlik sig'imaridir.

Solishtirma issiqlik sig'imi deb, 1 kg moddaning haroratini 1 K ga oshirganda, uning ichki energiyasining o'zgarishini ko'rsatuvchi fizik kattalikka aytiladi.

$$c = Q / (m \Delta T)$$

bu yerda c — solishtirma issiqlik sig'imi.

Solishtirma issiqlik sig'imining o'lchov birligi: $[J/(kg \cdot K)]$.

Jismni ma'lum Kelvin soniga qizdirish uchun, jismni doimiy hajmda yoki doimiy bosimda qizdirilayotganiga qarab, turli miqdorda issiqlik sarflash kerak. Shuning uchun solishtirma issiqlik sig'imi qizdirishda bosim va hajm qanday o'zgarishiga bog'liq. $P = const$ dagi c_p issiqlik sig'imiga doimiy bosimdagi issiqlik sig'imi, $V = const$ dagi c_v issiqlik sig'imiga esa doimiy hajmdagi issiqlik sig'imi deyiladi.

Agar jism doimiy hajmda qizdirilsa, barcha issiqlik uning ichki energiyasining o'zgarishiga sarflanadi, agar qizdirish doimiy bosimda olib borilsa, u holda issiqlik miqdori ish bajarish uchun sarflanadi va shuning uchun $c_p > c_v$ bo'ladi. Qattiq jism va suyuqliklar uchun deyarli doimo doimiy bosimdagi issiqlik sig'imi ko'rib chiqiladi.

M massali jismni T_1 haroratdan T_2 haroratgacha qizdirish uchun zarur bo'lgan issiqlik miqdorini:

$$Q = cm(T_2 - T_1)$$

formula bilan aniqlash mumkin.

Agar jism sovutilayotgan bo'lsa, u holda $T_1 > T_2$, shuning uchun jismni sovutishda ajralgan issiqlik miqdori

$$Q = cm(T_1 - T_2) \quad \text{ga teng.}$$

14-§. TERMODINAMIKANING BIRINCHI QONUNI

Termodinamikaning birinchi qonuni – issiqlik harakati katta rol o'ynaydigan tizimlarda energiyani saqlanish va aylanish qonunining xususiy holidir. Energiya u yoki bu shaklda barcha moddiy ob'ektlarga taaluqli bo'lgan harakatning o'lchamlaridan biridir. Materiya harakatining mexanik, ichki (issiqlik), elektromagnit, yadroviy va boshqa shakllarga mos keladigan energiyani turlari mavjuddir.

Materiya saqlanish qonunlarining va harakatning mavjudligini M.V. Lomonosov (XVIII asr) aytib o'tgan. Energiyaning saqlanish qonunining o'rnatilishi yirik olimlar D.Joul (Angliya), R.Mayer (Germaniya) va E.X.Lens (Rossiya) ishlari bilan bog'liq.

Agar izolyasiyalangan tizim z sonli energiya tashkil etuvchilaridan iborat bo'lsa, uning uchun energiyani saqlanish qonuni o'rinalidir:

$$\sum_{i=1}^z W_i = \text{const} \quad (1)$$

bu yerda W_i — energiyani i -nchi tashkil etuvchisi.

(1) ni differensiallab:

$$\sum_{i=1}^z \Delta W_i = 0 \quad (2)$$

ni hosil qilamiz.

(ΔW_i — energiyani i -nchi tashkil etuvchisining o'zgarishi). (1) va (2) formulalar bilan energiyani saqlanish va aylanish qonunining umumiy shakli ifodalanadi. (1) ga muvofiq: izolasiyalangan tizimning barcha ko'rinishdagi energiyalari yig'indisi doimiy kattalikdir, (2) ga muvofiq: izolasiyalangan tizimning barcha ko'rinishdagi energiyalari o'zgarishlarining algebraik yig'indisi nolga teng.

XIX asrning o'rtalarida olimlar R. Mayer (1814—1878), G. Gelmgols (1821 — 1894), J. Joul (1818—1889) ishlarida eksperimental tarzda mexanik ish miqdori bilan unga ekvivalent bo'lgan issiqlik orasida munosabat o'rnatilgan. Tajribalar shuni ko'rsatdiki, tizim ichki energiyasining bir xil o'zgarishiga ish bajarishda va unga ekvivalent bo'lgan issiqlik miqdorini uzatishda erishish mumkin. Masalan, tizim ustidan $4186 J$ ish bajarganda, tizimning ichki energiyasi unga $4186 J$ issiqlik uzatilgandagi kabi

o'zgaradi. Ish bilan issiqlik miqdori orasidagi ekvivalentlik issiqlik va mexanik hodisalar o'rinli bo'lgan energiya saqlanish qonunini ta'riflash imkonini beradi.

Termodinamik jarayonda gaz ustidan ish bajarilganda va bunda gaz ayrim issiqlik miqdorini olganda, uning ichki energiyasining o'zgarishini ko'rib chiqamiz. Buning uchun termodinamik jarayonni ikki etapga ajratamiz.

Birinchi etapda doimiy hajmda gaz issiqlik miqdori Q ni oladi. Uning ichki energiyasining o'zgarishi $\Delta U_1 = Q$.

Ikkinchi etapda adiabatik jarayonni ($Q = 0$) ko'rib chiqamiz. Gaz ustidan ish bajaramiz. Adiabatik jarayonda tashqi kuchlar ishi uning ichki energiyasining oshishi hisobiga bajariladi:

$$\Delta U_2 = A_{\text{tash}}.$$

Issiqlik jarayonida ichki energiya to'liq o'zgarishi ΔU har bir etapdagi ichki energiyalar o'zgarishi yig'indisiga teng:

$$\Delta U = \Delta U_1 + \Delta U_2 = Q + A_{\text{tash}}. \quad (1)$$

Tizim ichki energiyasining o'zgarishi olingan ($Q > 0$) yoki berilgan ($Q < 0$) issiqlik miqdori bilan va tashqi kuchlar ishi (A_{tash}) bilan aniqlanadi. Bu ish siqishda musbat va kengayishda manfiydir. Termodinamikada (1) tenglamani yozishning boshqa shakli qo'llaniladi:

$$Q = \Delta U + A \quad (2)$$

bu yerda A -tashqi kuchlarga qarshi tizim bajargan ishi (kengayishda $A > 0$, siqilishda $A < 0$).

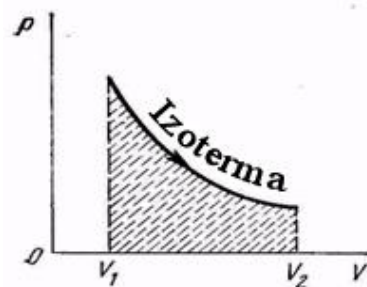
$Q = \Delta U + A$ munosabat energiya saqlanish qonunini ifodalaydi va termodinamikaning birinchi qonuni deyiladi: ***tizimga berilgan issiqlik miqdori uning ichki energiyasining o'zgarishi bilan ish bajarishga sarflanadi.***

ΔU kattalik tizim holati o'zgarishini bu o'zgarish usuliga bog'liq bo'lmagan holda tavsiflaydi. Q va A kattaliklar aynan holat o'zgarish jarayonini tavsiflaydi. Tizim holatining bir xil o'zgarishida bu kattaliklar tizim bir holatdan ikkinchi holatga o'tishi usuliga bog'liq holda turlicha bo'ladi:

1. Izotermik kengayishda ($T = \text{const}$, $\Delta U = 0$) issiqlik miqdori Q gazning kengayish ishiga teng: $Q = A$. Izotermik kengayishda gazning ishi P , V diagrammada izoterma va izoxora bilan chegaralangan shakl yuzasi bilan tasvirlanadi (20-rasm).

2. Izobarik kengayishda $Q = \Delta U + A$ issiqlik miqdori gazning ichki energiyasining o'zgarishi va ular tomonidan ish bajarilishiga sarflanadi.

3. Izoxorik isitishda $V = \text{const}$ ligidan $A = 0$. Shuning uchun $Q = \Delta U$. Tizim tomonidan olingan issiqlik miqdori tizimning ichki energiyasining oshishiga sarflanadi.



20-rasm

Q va A kattaliklarning ekvivalentligidan termodinamikaning birinchi qonunini quyidagicha ta'riflash mumkin: energiya paydo ham bo'lmayda va yo'qolmaydi ham, u faqat bir turdan ikkinchisiga aylanadi.

Termodinamikaning birinchi qonuni – energiyaning saqlanish va aylanish qonuni tabiatning umumiy qonunlaridan biridir.

15-§. ISSIQLIK BALANS TENGLAMASI

Jism ichki energiyasining o'zgarishi faqat issiqlik almashinuvi $\Delta U = Q$ jarayonida ro'y beradigan izolyasiyalangan termodinamik tizimni ko'rib chiqamiz.

Bunday termodinamik tizimda ayrim jismlarning ichki energiyasi oshsa, boshqalariniki kamayadi. Tizimda energiyaning saqlanish va aylanish qonunini issiqlik balans tenglamasi ko'rinishida yozish mumkin:

$$\sum_{i=1}^n Q_{iber} = \sum_{o=1}^m Q_{jolin}$$

bu yerda n — issiqlik beruvchi jismlar soni; m — issiqlik oluvchi jismlar soni.

Issiqlik balans tenglamasi: ichki energiyasi kamayuvchi jismlar bergan issiqlik miqdori ichki energiyasi oshuvchi jismlar olgan issiqlik miqdoriga teng.

Q_{ber} va Q_{olin} kattaliklar (1) va (2) tenglamalardan topiladi.

Issiqlik almashinishdagi issiqlik balans tenglamasi izolyasiyalangan termodinamik tizimda bajariladi.

16-§. JISM SOLISHTIRMA ISSIQLIK SIG'IMINI ANIQLASH

Issiqlik balans tenglamasidan jismning solishtirma issiqlik sig'imini aniqlash mumkin. Issiqlik miqdorini o'lchashga mo'ljallangan asbob kalorimetr deyiladi (Kalorimetr metal stakandan

iborat boʻlib, bu stakan boshqa stakan ichiga shunday joylashtiriladiki, ular bir-biriga tegmasin. Ichki stakan issiqlikdan izolyasiyalovchi jism ustida turadi, bunday qurilma issiqlikning kamroq sarf boʻlishi uchun zarur, yaʼni izolyasiyalangan tizim hosil qilish uchun). Qattiq jismlarning solishtirma issiqlik sigʻimini aniqlash usuli quyidagichadir: jism, masalan, metal boʻlagini maʼlum haroratgacha qizdiriladi, soʻngra sovuq suvli kalorimetrga solinadi. Issiqlik muvozanatidan soʻng kalorimetrdagi umumiy harorat oʻlchanadi.

Issiqlik balans tenglamasiga binoan jism sovushida ajragan issiqlik miqdori kalorimetr va suv olgan issiqlik miqdoriga tengdir, agar m_1 —kalorimetr massasi, c_1 —uning solishtirma issiqlik sigʻimi, m_2 —suv massasi, c_2 —suvning solishtirma issiqlik sigʻimi, t_1 —suv va kalorimetrning boshlangʻich harorati, m —jism massasi, t va Θ — jismning boshlangʻich harorati va kalorimetrdagi umumiy harorat boʻlsa,

$$C_x m(t - \Theta) = c_1 m_1(\Theta - t_1) + c_2 m_2(\Theta - t_1)$$

tenglamadan issiqlik sigʻimini topish mumkin:

$$C_x = (c_1 m_1 + c_2 m_2) (\Theta - t_1) / m(t - \Theta)$$

17-§. YONISHNING SOLISHTIRMA ISSIQLIGI

Jismni turli usullar bilan qizdirish mumkin: ishqalishda, kimyoviy reaksiyada va h.k. Kimyoviy reaksiyalar ichida issiqlik manbai sifatida koʻpincha yonish reaksiyasi qoʻllaniladi. Yoqilgʻi sifatida koʻpgina moddalar xizmat qiladi: koʻmir, neft, oʻtin, yonuvchi gazlar.

Turli xil yoqilgʻilar yonganda turlicha issiqlik miqdori ajraladi.

1 kg yoqilgʻi toʻliq yonganda ajraladigan issiqlik miqdori yoqilgʻi yonishining solishtirma issiqligi deyiladi:

$$q = Q/m$$

bu yerda q — yoqilgʻi yonishining solishtirma issiqligi, yoki yoqilgʻining issiqlik ajratishi deyiladi.

Yoqilgʻi yonishining solishtirma issiqligini oʻlchov birligi: (J/kg).

Yoqilgʻi yonishining issiqligini kalorimetrga joylashtirilgan yopiq idishda yoqilgʻining kichik porsiyasini yondirishda aniqlanadi.

Doimiy yoqilgʻi yonishida tizimda foydali maqsadlarda ishlatiladiganga qaraganda koʻproq issiqlik ajraladi.

Foydali issiqlikning Q_n yoqilg'ining to'liq yonishida ajragan issiqlik miqdori Q ga nisbati isitgichning foydali ish koeffitsiyenti deyiladi:

$$\eta = Q_n/Q = cm_1\Delta T/(mq)$$

bu yerda: η — foydali ish koeffitsiyenti; c — isitilayotgan jism solishtirma issiqlik sig'imi; m_1 — uning massasi; ΔT — isitishda haroratning o'zgarishi; q — yoqilg'ining issiqlik ajratishi; m — yoqilg'i massasi.

Odatda, foydali ish koeffitsiyenti foizlarda ifodalanadi:

$$\eta = \frac{Q_n}{Q} 100 \%$$

18-§. IDEAL GAZLAR UCHUN TERMODINAMIKANING BIRINCHI QONUNI

Umumiy holda differensial termodinamikaning birinchi asosi:

$$dQ = dU + pdV \quad (1)$$

ga kiruvchi ichki energiya harorat va hajmning funksiyasidir $U = U(T, V)$ va taxminan biri faqat haroratga, ikkinchisi faqat hajmga bog'liq bo'lgan ikkita qo'shiluvchining yig'indisi kabi ifodalanadi:

$$U = U(T) + W(V) \quad (2)$$

Ichki energiya zarralar issiqlik harakati va ular o'zaro ta'sir potensialining mavjudligiga asoslangan. Energiyaning potensial tashkil etuvchisi o'z navbatida tizim hajmiga bog'liq bo'lgan zarralar orasidagi o'rtacha masofaga bog'liq (hajm oshishi bilan zarralar orasidagi masofa oshadi va aksincha). (2) dagi $W(V)$ kattalik ichki energiyaning potensial tashkil etuvchisini aniqlaydi. Shuni qayd etish kerakki, molekulalar kinetik va potensial energiyalari bir-biri bilan bog'liqligidan, ichki energiyaning tashkil etuvchilarga ajratilishi shartlidir.

Molekulyar nazariyada zarralar issiqlik harakati energiyasi harorat orqali aniqlanishini ko'rsatadi va bu (2) tenglamaning o'ng tomonidagi birinchi qo'shiluvchi orqali hisobga olingan.

Ideal gazda molekulalar o'lchami ular orasidagi o'rtacha masofadan ancha kichik, buning natijasida ularning o'zaro ta'sir energiyasini hisobga olmasa bo'ladi. $W(V) = 0$ deb, ideal gazlar uchun to'g'ri bo'lgan (2) ni:

$$U = U(T) \quad (3)$$

ko‘rinishda qayta yozamiz. (3) ning haroratga bog‘liqligini molekulyar nazariya doirasida olish mumkin, bunda $U \sim T$ ekanligi kelib chiqadi (ichki energiya haroratga proporsionaldir). Proporsionallik koeffitsiyentini kiritib:

$$U = C_v T \quad (4)$$

bu yerda

$$C_v = dU/dT \quad (5)$$

ni hosil qilamiz va buning o‘lchov birligi issiqlik sig‘imi birligi bilan o‘lchanadigan doimiydir (J/K).

$dU = C_v dT$ munosabatni qo‘llab, (1) ni qayta yozamiz:

$$dQ = C_v dT + p dV \quad (6)$$

(6) tenglama ideal gazlar uchun termodinamikaning birinchi qonunini ifoda etadi.

Izoxorik jarayonni ko‘rib chiqamiz ($V = \text{const}$, $dV = 0$). (1) ga muvofiq, izoxorik jarayonda issiqlik faqat ichki energiyaning oshishiga sarflanadi (ish nolga teng): $dQ = dU$. Mos holda doimiy hajmda issiqlik sig‘imi tushunchasini kiritish mumkin:

$$C_v = (dQ/dT)_v \quad (7)$$

Yozilgan munosabatdagi dQ/dT kattalik jism yutgan cheksiz kichik issiqlik miqdorining issiqlik yutilishi jarayoni kuzatiladigan haroratning cheksiz kichik o‘zgarishiga nisbatidir. ΔT differensial bo‘lsada, umumiy holda dQ qandaydir funksiyaning to‘liq differensial emasligidan, dQ/dT nisbatni hosila deb hisoblab bo‘lmaydi.

(7) va $dQ = dU$ dan (doimiy hajmda):

$$C_v = (dU/dT)_v \quad (8)$$

ega bo‘lamiz.

(8) dagi dU/dT munosabat cheksiz kichik kattaliklar nisbatidir, lekin umumiy holda $U = U(T, V)$ ligidan, (8) issiqlik sig‘imini doimiy hajmda ichki energiyaning harorat bo‘yicha xususiy hosilasi kabi aniqlaydi.

(8) munosabat $V = \text{const}$ da ixtiyoriy tizimning issiqlik sig‘imini aniqlaydi. Ideal gaz uchun ichki energiya faqat haroratga bog‘liq $U = U(T)$, shuning uchun

$$C_v = (dU/dT)_v = dU/dT$$

Shunday qilib, avval kiritilgan (5) kattalik doimiy hajmda ideal gaz issiqlik sig‘imi ma’nosiga ega.

(6) tenglama, odatda, ixtiyoriy massali gaz uchun yoziladi. Agar molyar issiqlik sig'imini kiritsak:

$$dQ = \frac{m}{\mu} C_v dT + p dV \quad (9)$$

deb yozish mumkin.

19-§. IDEAL GAZDA IZOBARIK JARAYON

Izobarik jarayonni 21-rasmda ko'rsatilgan qurilma yordamida namoyish etamiz. Bunday asbobda (termoskopda) gazni qizdirganimizda uning hajmi oshadi (suyuqlik A gorizontaal trubkada o'ng tomonga siljiydi), tashqi bosim esa o'zgarishsiz qoladi.

Ideal gaz uchun termodinamikaning birinchi asosini yozamiz:

$$dQ = C_v dT + p dV \quad (1)$$

Agar massa bir molga teng bo'lsa, ideal gaz moli uchun holat tenglamasi $pV = RT$ ni differentsiallab, $p dV = R dT$ ni hosil qilamiz, bu ko'rilayotgan holda termodinamikaning birinchi qonunini $dQ = C_v dT + R dT$ shaklda yozishga imkon beradi. Buni dT ga bo'lib:

$$(dQ/dT)_p = C_v + R \quad (2)$$

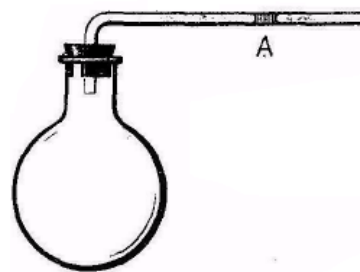
ni hosil qilamiz.

$(dQ/dT)_p$ kattalik doimiy bosimda gazning issiqlik sig'imini tavsiflaydi va shartga binoan bir mol gaz olingani uchun, ko'rilayotgan holda $(dQ/dT)_p$ kattalik doimiy bosimdagi molyar issiqlik sig'imidir. Bu kattalikni C_p orqali belgilab, (2) ni quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$C_p = C_v + R \quad (3)$$

(3) munosabat siyraklashtirilgan (ideal) gazlar nazariyasining muhim natijalaridan biri bo'lib, uni kiritilishi shu qonun asosida energiya saqlanish qonunini o'rnatishda issiqlikning mexanik ekvivalentini hisoblagan nemis olimi Robert Mayer (1842) nomi bilan bog'liq.

Aytilganlar asosida ideal gazlarda izoxorik va izobarik jarayonlarda molyar issiqlik sig'imi qo'llanilganda issiqlik samaralari ushbu formulalar bilan aniqlanishi kelib chiqadi:



21-rasm

agar $V = const$ bo'lsa, u holda $\Delta Q = \frac{m}{\mu} C_v \Delta T$,

agar $P = const$ bo'lsa, u holda $\Delta Q = \frac{m}{\mu} C_p \Delta T$ (4)
bo'ladi.

Termodinamikada shu bilan birga ideal gazlarning kalorik xossalarini tekshirish nihoyasiga yetadi. Olingan natija juda muhim, biroq u unchalik to'liq emasligi bilan ma'lum: termodinamika usullari bilan C_v ning qiymatini hisoblab bo'lmaydi. Bunda molekulyar-kinetik nazariya termodinamik nazariyani to'ldiradi, u doimiy hajmda issiqlik sig'imining molekulaning ichki tuzilishi bilan bog'liqligini ochib beradi.

Izobarik jarayonda gaz ishini ko'rib chiqamiz. Hajmning V_1 dan V_2 gacha bir tekis o'zgarishida ish:

$$A_{1,2} = \int_{V_1}^{V_2} p dV$$

integral bilan aniqlanadi. Shunga muvofiq, doimiy bosimda

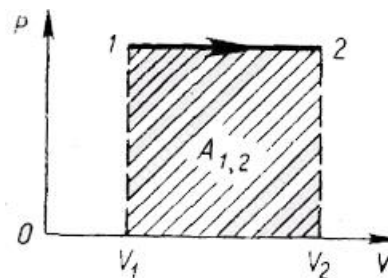
$$A_{1,2} = P(V_2 - V_1) \quad (5)$$

bu yerda V_2 va V_1 — tizimning oxirgi va boshlang'ich hajmlari. 22-rasmda P , V koordinatalar tizimida izobara va bajarilgan $A_{1,2}$ ishini tasvirlovchi to'g'ri burchak yuzasi berilgan.

Ideal gaz holat tenglamasini qo'llab, (5) munosabatni

$$A_{1,2} = \frac{m}{\mu} R(T_2 - T) \quad (6)$$

shaklda yozish mumkin.



22-rasm

20-§. IDEAL GAZDA IZOTERMIK JARAYON

Izotermik jarayonni 23-rasm orqali ko'rsatish qulaydir. Tasvirlangan ideallashtirilgan qurilmada gaz ishqalishsiz qo'zg'aluvchan AA porshenli silindrda joylashgan. Silindrning tubi issiqlik o'tkazuvchan bo'lib, BB thermostat bilan issiqlik kontaktidadir.

Stasionar holatda ko'rsatilgan sharoitda gaz va thermostat harorat-

lari teng, gazga yukli porshenning ko'rsatayotgan bosimi gaz bosimi bilan tenglashadi.

Agar, porshendagi yuklarni kamaytirsak, mexanik muvozanat buziladi-yukli porshen bosimi kichik qiymatga kamayadi.

Natijada bosimlar tenglashguncha gazning cheksiz kichik kengayishi sodir bo'ladi.

Ideal gaz uchun $dQ = C_v dT + dA$ shaklda yozilgan termodinamikaning birinchi qonunidan ($dA = p dV$ —elementar ish) izotermik jarayonda ($dT = 0$):

$$a) dQ = dA,$$

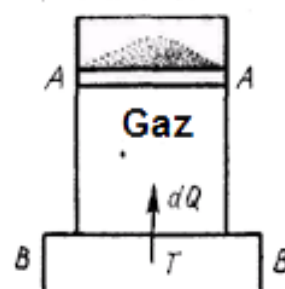
$$b) \Delta Q = \Delta A \quad (2)$$

ekanligi kelib chiqadi. (2, a) tenglik porshenning cheksiz kichik siljishiga taalluqlidir, (2, b) ga kiruvchi kattaliklar esa porshenning chekli siljishlaridagi izotermik jarayonni tavsiflaydi (gaz holatining chekli o'zgarishlarida).

Gazlarda izotermik jarayon termostat bilan issiqlik almashinishi bilan boradi, bunda gaz termostatdan olingan issiqlik hisobiga ish bajaradi (23-rasmda gaz kengayishida issiqlik uzatilishi yo'nalishi ko'rsatilgan).

(2) dan issiqlik ishorasi ish ishorasi bilan mos kelishi ko'rinib turibdi. Kengayishda $\Delta A > 0$ issiqlik termostatdan yutiladi ($\Delta Q > 0$). Gazning siqilishda esa, $\Delta A < 0$ va $\Delta Q < 0$ tashqi kuchlar ishi evaziga termostatda issiqlik ajraydi. Shuni aytish kerakki, izotermik o'zgarishlarda ideal gazning ichki energiyasi o'zgarishsiz qoladi.

Ideal gazning izotermik muvozanatli kengayishida issiqlikning ishga o'tishi sodir bo'ladi, bunda jarayonlar teskari yo'nalishda ham bajarilishi mumkin (ishning issiqlikka aylanishi). Issiqlikning ishga aylanishi mexanizmi faqatgina kinetik nazariya doirasida tushuntirilishi mumkin. Agar 23-rasmda tasvirlangan chizmada silindr tubini adiabatik (issiqlik o'tkazmaydigan) deb qabul qilsak, u holda kengayishda gaz molekulalarining harakat energiyasi (ichki energiya) evaziga yukli porshenni ko'tarib ish bajarar edi, bunda molekulalar energiyasi kamayar (gaz harorati tushar) edi. Izotermik kengayganda molekulalarning harakatlari (urilishlari) ta'sirida porshen ko'tariladi, bunda molekulalar energiyasini yo'qotadi, biroq bu yo'qotish termostatdan kelayotgan termostat va gaz orasida hosil bo'ladigan



23-rasm

cheksiz kichik haroratlar farqi evaziga yuzaga keladigan issiqlik oqimi bilan uzluksiz to'lib boradi.

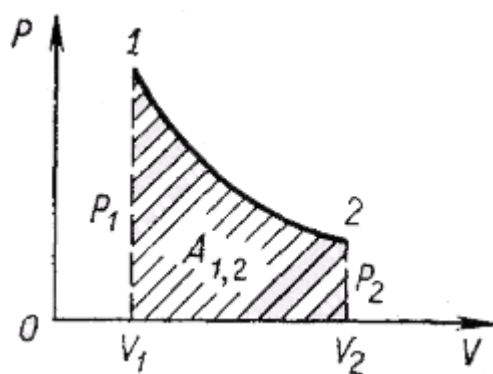
Izotermik jarayonda ish umumiy munosabat bilan aniqlanishi mumkin:

$$A_{1,2} = \int_{V_1}^{V_2} p dV \quad (3)$$

$$pV = \frac{m}{\mu} RT \quad \text{munosabatni qo'llab:} \quad A_{1,2} = \frac{m}{\mu} RT \int_1^2 \frac{dV}{V} \quad \text{ni yozamiz.}$$

Integrallab:

$$A_{1,2} = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{V_2}{V_1} \quad \text{ni hosil qilamiz.}$$



24-rasm

$p_1 V_1 = p_2 V_2$ ligidan gazning izotermik kengayishdagi ishining ikki ko'rinishini yozish mumkin:

$$A_{1,2} = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{V_2}{V_1}$$

$$A_{1,2} = \frac{m}{\mu} R \ln \frac{p_1}{p_2} \quad (4)$$

(4) formulaning ixtiyoriy bittasi bilan hisoblangan ish son qiymat jihatidan

24-rasmdagi p_1 va p_2 koordinatalar, hamda hajmlar o'qi bilan jarayonni ifoda etuvchi, izoterma bilan chegaralangan shtrihlangan yuzaga teng.

Izotermik jarayonda issiqlik almashinuvi gaz va termostat orasida hosil bo'ladigan cheksiz kichik haroratlar farqi evaziga yuzaga kelganligidan, tizim issiqlik sig'imi $\Delta Q \neq 0$ bo'lganda $\Delta Q / \Delta T$ nisbat bilan aniqlanadi:

$$C = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} \frac{\Delta Q}{\Delta T} = +\infty \quad (5)$$

Izotermik jarayonda issiqlik almashinuvi tekshirilayotgan tizim haroratining o'zgarishi bilan bormaydi, aynan shuning uchun uning

issiqlik sigʻimi cheksizlikka tenglashtiriladi (kengayganda $C=+\infty$, siqilganda $C=-\infty$).

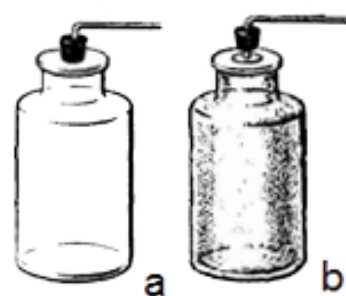
21-§. IDEAL GAZDA ADIABATIK JARAYON

Adiabatik jarayon deb, tizim tashqarisidan issiqlik olmaydigan va uni tashqariga bermaydigan jarayonga aytiladi. Adiabatik jarayonda ish ichki energiyaning kamayishi hisobiga boradi. Ideal gazlar uchun $dQ=0$ da (adiabatiklik sharti)

$$dQ = C_V dT + p dV$$

dan, $p dV = -C_V dT$ ligi kelib chiqadi. Gaz adiabatik kengayganda dV va dT orttirmalar ishorasi qarama-qarshidir.

Shunday, adiabatik kengayganda $dV > 0$, haroratning oʻzgarishi $dT < 0$ (kengayishda gaz soviydi). Siqilganda teskari haroratli samara roʻy beradi (adiabatik qizish). Havoning adiabatik sovushi 25-rasmda koʻrsatilgan qurilma yordamida oson namoyish etiladi.



25- rasm

Tagida kam miqdorda suv va spirt

aralashmasi boʻlgan shisha idishga rezina probka orqali oʻrnatilgan trubkadan havo kiritiladi.

Idish ogʻzidagi rezina probka sugʻurilsa, idishda bugʻning sovutilishida kondensasiyalanishi natijasida tuman hosil boʻladi. Muvozanatli adiabatik jarayonni 23-rasmda keltirilgan ideallashtirilgan qurilma yordamida amalga oshirsa boʻladi. Bu qurilmada adiabatiklik uchun gazli silindr termostatdan uzilgan boʻlishi kerak (Silindr tagi adiabatik boʻlishi kerak). Agar bunday qurilmada porshen ustidagi yukni olib tashlansa, molekulalarning porshenga urilishi tufayli porshen siljiydi va bunda molekulalar ulardan uzoqlashayotgan porshenga urilishida kinetik energiyasining bir qismini yoʻqotadi. Gazning siqilishda (porshendagi yuklarni oshirganda), aksincha, gaz molekulalari, ularga yaqinlashayotgan porshenga urilib, qoʻshimcha energiya oladilar.

Adiabatik jarayon, ideal gazdagi ixtiyoriy jarayon kabi Klapeyron-Mendeleyev tenglamasi bilan ifodalanadi, u gazning harorati, hajmi va bosimining oʻzgarishi bilan tavsiflanadi. Adiabatik jarayonda termodinamikaning birinchi qonunining qoʻllanilishi faqat ikkita termik parametрни bogʻlovchi funksiyani topishga imkon beradi:

$$f(p, V) = 0, \quad f(V, T) = 0 \quad \text{yoki} \quad f(p, T) = 0.$$

Funksional bog‘lanishning uchchala turi **Puasson tenglamasi** deb ataladi. (p, V) , (V, T) , (p, T) koordinatalarda ko‘rsatilgan funksiyani tasvirlovchi chiziqlarga **adiabatalar** deyiladi. Puasson tenglamasini keltirib chiqaramiz.

$dQ=0$ bo‘lganda ideal gazlar uchun termodinamikaning birinchi qonuni

$$C_v dT + p dV = 0 \quad (1)$$

ko‘rinishni oladi.

Holat tenglamasi

$$pV = RT \quad (2)$$

ga va (1) tenglamaga uchta o‘zgaruvchan kattaliklar kiradi. Bu munosabatlardan bitta o‘zgaruvchini qisqartirib, ikkita o‘zgaruvchini bog‘lovchi tenglamani hosil qilamiz. Shunday, (2) ni differensiallab:

$$V dp + p dV = R dT \quad (3)$$

va (1) da $dT = -\frac{1}{C_v} p dV$ kabi o‘zgartirish kiritib:

$$\frac{C_v + R}{C_v} p dV + V dp = 0 \quad (4)$$

ni topamiz.

Hosil qilingan tenglamaga issiqlik sig‘imlari nisbati

$$\gamma = \frac{C_v + R}{C_v} = \frac{C_p}{C_v} \dots > 1 \quad (5)$$

kirib, u gaz, suyuqlik va qattiq jismlarning termodinamik xossalarini ifodalashda juda katta rol o‘ynaydi. (4) ni pV ko‘paytmaga bo‘lib

$$d(\ln p V^\gamma) = 0$$

munosabatga kelimiz. Bu munosabatdan

$$p V^\gamma = \text{const.} \quad (6)$$

ekankigi kelib chiqadi. (6) tenglamaga p va V o‘zgaruvchilarda **ideal gaz adiabatasi tenglamasi deyiladi (Puasson tenglamasi).**

Adiabata tenglamasi (6) ni izoterma tenglamasi $pV = \text{const}$ bilan solishtiramiz. Izoterma tenglamasini differensiallash

$$V dp + p dV = R dT = 0$$

ni beradi yoki

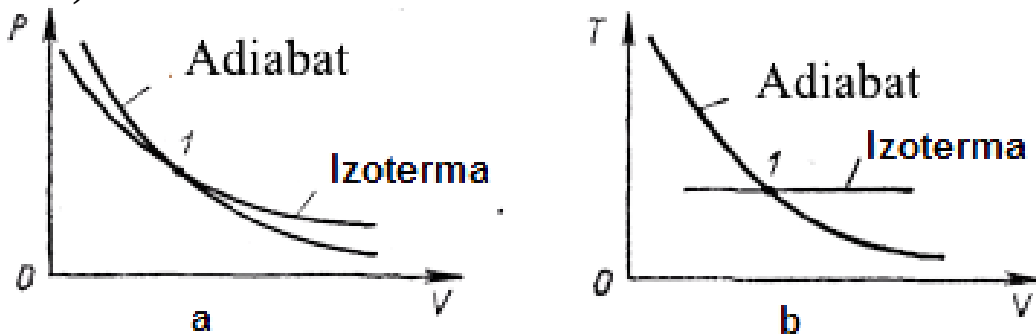
$$dP/dV = -p/V \quad (7)$$

(6) ni differensiallasak:

$$dP/dV = -\gamma p/V \quad (8)$$

ga ega bo'lamiz.

P, V parametrli fiksirlangan holatlar natijalari bo'yicha ham izoterma, ham adiabatani o'tkazish mumkin (26,a-rasm). Bunda (8) va (7) larni taqqoslashdan shu ko'rinib turibdiki, ko'rilayotgan egri chiziqlarning kesishish nuqtasida adiabat egriligi tangens burchagi izotermanikiga qaraganda γ marotaba katta (absolyut qiymati bo'yicha).



26-rasm

Hajmning oshishi bilan bosimning izotermaga nisbatan adiabataga bo'yicha sezilarli tushishi shuning bilan tushuntiriladiki, adiabatik o'zgarishlarda bosimga hajmning oshishi bilan birga haroratning kamayishi ham ta'sir qiladi. Izotermik o'zgarishlarda esa, bosim faqat hajmga bog'liq.

Puassonning ikkita boshqa tenglamasini bir necha usul bilan olish mumkin. Shunday, (2) va (6) dan parametr p ni qisqartirib:

$$TV^{\gamma-1} = \text{const} \quad (9)$$

ni olamiz. 26,b-rasmda adiabataga (9) ni izoterma bilan taqqoslash keltirilgan. Shunday yo'l bilan parametr V ni qisqartirib:

$$\frac{P^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}{T} = \text{const} \quad (10)$$

ni topamiz.

Gazning adiabatik kengayishdagi ishini ko'rib chiqamiz. Buning uchun (1) ni

$$dA = -C_V dT \quad (11)$$

shaklda yozamiz, bu yerda $dA = p dV$. Chekli adiabatik o'zgarishlar uchun integral olish kerak:

$$A_{1,2} = -C_v \int_1^2 dT$$

natijada

$$A_{1,2} = C_v (T_1 - T_2) \quad (12)$$

ga ega bo'lamiz.

(12) ni gazning ixtiyoriy massasi uchun taaluqli deb, va molyar issiqlik sig'imini kiritib, (12) ni quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$A_{1,2} = \frac{m}{\mu} C_v (T_1 - T_2) \quad (13)$$

(13) formula adiabatik jarayondagi ishni hisoblashda asosiy hisoblanadi. (9) va (10) ni qo'llab va T_1 ni qavsdan tashqariga chiqarib, gazning adiabatik kengayishi uchun xususiy hollarni ko'rishda foydali bo'lgan boshqa ikki formulani hosil qilish mumkin:

$$\begin{aligned} \text{a)} \quad A_{1,2} &= \frac{m}{\mu} C_v T_1 \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \right], \\ \text{b)} \quad A_{1,2} &= \frac{m}{\mu} C_v T_1 \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \end{aligned} \quad (14)$$

Avval aytib o'tilganidek, issiqlik sig'imi jarayon turiga bog'liq. Ideal gazning xossalari analiz qilishda doimiy hajmdagi C_v va doimiy bosimdagi issiqlik sig'implari kiritilgan edi. Izotermik jarayondagi issiqlik sig'imi $\pm\infty$ qiymatlarni qabul qiladi. Bu masalani yaxshilab analiz qilish shuni ko'rsatadiki, ixtiyoriy tizim issiqlik sig'imi jarayonga bog'liq holda nol orqali o'tib, $+\infty$ dan $-\infty$ gacha qiymatlarni qabul qiladi. Nol issiqlik sig'imi adiabatik o'zgarishlar yuz berayotgan barcha jismlar uchun taaluqlidir. Haqiqatda, $\Delta Q=0$ da (adiabatiklik sharti):

$$C = \Delta Q / \Delta T = 0$$

22-§. IDEAL GAZDA POLITROPIK JARAYONLAR

Politropik jarayonlar – bu tizim issiqlik sig'imi doimiy qolgan jarayondir. Bunday jarayonlarning xususiy holi, ma'lumki, avval o'rganilgan izojarayonlardir. Ideal gazlar uchun politropa tenglamasini keltirib chiqarish adiabat tenglamasini keltirib chiqarish

kabidir. Politropik jarayonlar uchun $dQ=CdT$ bo'lib, bu yerda issiqlik sig'imi $C=const$. Ideal gazlar uchun termodinamikaning birinchi qonunini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$CdT=C_vdT+pdV \quad (1)$$

Holat tenglamasini differensial shaklda qo'llaymiz:

$$Vdp+pdV=RdT \quad (2)$$

Yozilgan tenglamadan dT ni qisqartirib:

$$\frac{C - C_p}{C - C_v} pdV + VdP = 0 \quad (3)$$

ni topamiz, bu yerda $C_p=C_v+R$.

Hosil qilingan tenglamaga quyidagi kattalik kiradi:

$$n = \frac{C - C_p}{C - C_v} \quad (4)$$

va unga **politropa ko'rsatgichi** deyiladi. (3) tenglama $C=const$ ($n=const$) shartida

$d(\ln pV^n)=0$ ko'rinishga keladi va bundan

$$pV^n=const \quad (5)$$

ekanligi kelib chiqadi.

(5) ni (4) ni qo'llagan holda qayta yozamiz:

$$pV^{\frac{C-C_p}{C-C_v}} = const \quad (6)$$

Avval o'rganilgan jarayonlar (6) tenglama bilan ifodalanuvchi politropik jarayonlarning xususiy holi ekanligini ko'rsatamiz. Shunday, $C=C_p$ bo'lganida izobara uchun tenglama hosil bo'ladi: $p=const$. $C=\pm\infty$ bo'lganida (6) tenglama izotermalar oilasini ifoda etadi: $pV=const$. Adiabatik jarayonlar nolinchii issiqlik sig'imiga mos keladi: $C=0$ ($n=C_p/C_v=\gamma$). (6) tenglamadan izoxorik jarayon tenglamasini $C-C_p/C-C_v$ darajadan ildiz chiqarib hosil qilish mumkin:

$$Vp^{\frac{C-C_p}{C-C_v}} = const$$

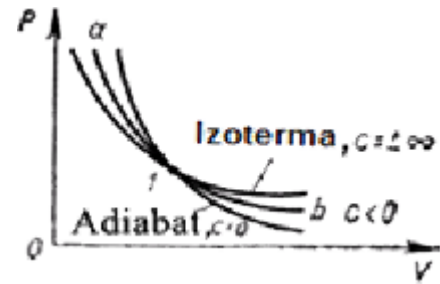
Bu tenglamaga muvotiq, $C=C_v$ bo'lganda $V=const$ bo'ladi.

Umumiy holda manfiy issiqlik sig'imli jarayonlar bo'lishi mumkin:

$$C=dQ/dT<0.$$

Bunday jarayonlarda issiqlik yutilishi haroratning pasayishi bilan kuzatiladi. Bunday jarayonlarning bo'lishi mumkinligi termodinamikaning birinchi qonuni bilan oson tushuntiriladi: $dQ = C_V dT + p dV$. Haqiqatda, agar $dQ > 0$ va $dV > 0$ bo'lsa yutilayotgan issiqlik $p dV$ ishdan kichik bo'ladi, u holda $dT < 0$ va $C = dQ/dT < 0$. Boshqacha aytganda, manfiy issiqlik sig'imli jarayonlarda jism issiqlikning kelishi va uning ichki energiyasining kamayishi hisobiga ish bajaradi.

P va V koordinatalar tizimsida manfiy issiqlik sig'imli politropik o'zgarishlar egri chizig'i kesishuvchi izoterma va adiabat orasida joylashgan (27-rasm). 1 nuqtadan b nuqtaga o'tishda jarayonni ifodalovchi egri chiziq adiabatadan yuqorida yotadi, bunday o'tishlarda issiqlik yutiladi ($dQ > 0$).



27-rasm

Biroq ko'rilayotgan soha izotermadan pastda yotganligi uchun jarayon haroratning pasayishi bilan boradi:

$$dT < 0 \text{ va } C = dQ/dT < 0.$$

23-§. ISSIQLIK SIG'IMLARI NISBATLARI C_p/C_V NI EKSPERIMENTAL ANIQLASH

Doimiy bosimdagi issiqlik sig'imini doimiy hajmdagi issiqlik sig'imiga nisbati gaz, suyuqlik va qattiq jismlarning xossalarini termodinamik ifodalashda katta rol o'ynaydi. Misol uchun bunday issiqlik sig'implari nisbati gazlarda tovushning tarqalish tezligiga va bikrlilik moduliga bog'liqligini, quvurlarda gazlarning oqish tezligi ham shu nisbatga bog'liqligini ko'rsatamiz.

$$\gamma = C_p/C_V$$

kattalikning qiymati ham C_p issiqlik sig'imi (suyuqlik va qattiq jismlar uchun uni o'lchash qulay) bo'yicha C_V aniqlanadi. Yyetarlicha siyraklashgan gazlar uchun (1) va Mayer tenglamasi

$$C_p = C_V + R \quad (2)$$

bo'yicha doimiy hajmdagi issiqlik sig'imini topish oson:

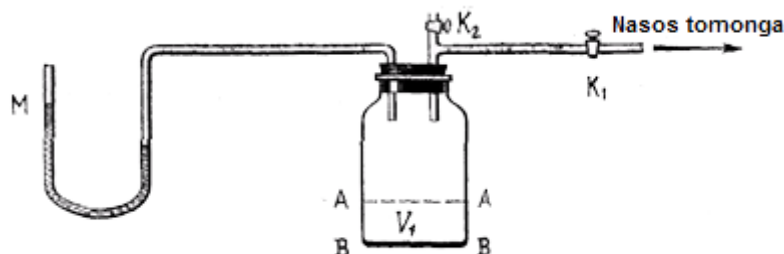
$$C_V = R/\gamma - 1 \quad (3)$$

$$A_{1,2} = \frac{m}{\mu} C_V (T_1 - T_2)$$

(3) tenglama xususan, adiabatik jarayondagi ishni quyidagi ko'rinishda yozishga imkon beradi:

$$A_{1,2} = \frac{m}{\mu} \cdot \frac{R}{\gamma - 1} (T_1 - T_2)$$

Gazlarda C_p/C_V nisbatni tajribaviy aniqlash uchun 28-rasmda ko'rsatilgan asbobdan foydalanish mumkin.



28-rasm

Bu rasmda manometr M bilan ulangan shisha idish tasvirlangan. Idish havo nasosi bilan K_1 kran orqali va atmosfera havosi bilan K_2 kran orqali ulanadi. Ishni K_1 ochiqligida idishga havoni damlash bilan boshlanadi, bunda K_2 kran yopiq turadi (Damlab bo'lingach K_1 kran ham yopib qo'yiladi). Idishdagi tekshirilayotgan gazning dastlabki holati – bu havo haroratiga teng bo'lgan yuqori bosim (atmosfera nisbatan) va haroratdagi holatdir. Siqilganida idishdagi havo qiziganligi tufayli, damlashdan keyin siqilgan havo harorati issiqlik almashinuvi tufayli yana xona haroratiga tenglashishi uchun bir oz vaqt kutiladi. Shundan keyin idishdagi boshlang'ich bosim o'lchanadi. U P_1 ga teng bo'lsin.

Tajribaning birinchi qismi quyidagidan iborat: K_2 kran ochilib, undagi bosim atmosfera bosimi P bilan teqlashgunga qadar, havoning idishdan chiqib ketishi (kengayishi) uchun imkon yaratiladi, so'ngra K_2 kran yana yopiladi.

Gazning kengayish jarayonini adiabatik deb hisoblash mumkin, chunki u juda tez boradi va devorlar orqali tashqi muhit bilan issiqlik almashinuvini hisobga olmasa ham bo'ladi.

K_2 kranning yopilishi bosimlar teqlashgan momentda olib boriladi. Adiabatik kengayish tufayli kranni yopish momentida idishdagi gaz sovugan bo'ladi.

Jarayonning ikkinchi qismi quyidagicha: issiqlik almashinuvi tufayli idishdagi gazning harorati dastlabki xona haroratiga teqlashgunga qadar kutiladi. Bunda idishdagi bosim qandaydir P_2 kattalikkacha oshadi va buni manometrdan ko'rish mumkin.

Tajribaning birinchi qismi oxirida xayolan idishda aynan kengayishdan keyin idishning barcha V qismini egallaydigan gazning V_1 hajmini ajratamiz (28-rasmda bu qism AA va BB tekisliklar bilan ajratilgan). U holda tajribaning birinchi qismidagi havoning ajratilgan qismidagi holatning o'zgarishi (K_2 kran yopilgunicha) Puasson tenglamasi bilan aniqlanadi:

$$P_1 V_1^\gamma = P V^\gamma \quad (4)$$

Idishda qolgan gazning oxirgi holatini uning dastlabki holati bilan solishtirib (K_2 kran ochilishidan oldin), bu ikkala holat birgina haroratga taaluqli ekanligini ko'rish mumkin va bu holatlar Boyle-Mariott qonuni bilan ifodalanadi:

$$P_1 V_1 = P_2 V \quad (5)$$

(4) va (5) dan o'lchashning iloji bo'lmagan V_1 ni qisqartiramiz. Buning uchun (5) tenglamani γ darajaga ko'tarib, so'ngra (4) ga bo'lish kerak.

$$\text{Natijada: } \left(\frac{P_1}{P_2} \right)^\gamma = \frac{P_1}{P} \text{ ga ega bo'lamiz, logarifmlab:}$$

$$\gamma = \frac{\lg \frac{P_1}{P}}{\lg \frac{P_1}{P_2}} \quad (6)$$

ni hosil qilamiz. Bu tajribada γ ni aniqlash P_1 , P_2 va P larni o'lchashga olb keladi.

γ ni aniqlashning boshqa usuli asosida qattiq muhitlarda ultratovushning tarqalishini tekshirish yotadi. Ultratovush deb, chastotasi $2 \cdot 10^4$ Gers dan oshadigan mexanik tebranishlar yuzaga keltirgan to'lqinlarga aytiladi.

Muhitda ultratovush tarqalayotganida muhitdagi o'zgarishlarni ifodalash uchun nuqtaviy usuldan foydalaniladi: muhit elementar hajmlarga bo'linib chiqiladi va bu hajmlarda bosim va haroratga ega bo'lgan yetarlicha miqdorda molekulalar mavjud. Muhitning ultratovush o'tadigan har bir elementar hajmida zichlik, bosim va harorat davriy ravishda o'zgarib turadi. Parametrlarning tez o'zgarishi tufayli ultratovushning tarqalishini adiabatik deb hisoblash mumkin. Bundan tashqari, o'lchamlarning kichikligidan elementar hajmlar

ichidagi harorat va bosimlar farqi haqida gapirib bo'lmaydi. Shuning uchun, tez o'zgarishlarda muhitning ixtiyoriy hajmi muvozanatli o'zgarish singari o'zgarishni boshdan o'tkazadi (kvazimuvozanatli jarayon). Tovush kvazimuvozanatli tarqalishida gaz va suyuqliklarda uning tezligi ν_0 :

$$\nu_0 = \sqrt{\gamma \frac{1}{\rho_0 \alpha_t}} \quad (7)$$

Formula bilan aniqlanadi va bu yerda ρ_0 - g'alayonlanmagan

muhit zichligi, $\alpha_t = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_t$ -siqilishning izotermik koeffitsiyenti.

(7) dah ν_0 , P_0 va α_t larni bilgan holda γ ni aniqlash mumkin.

Ideal gazlar uchun $\alpha_t = 1/P$ bolib, bu (7) ni quyidagi ko'rinishda yozishga imkon beradi:

$$a_0 = \sqrt{\gamma \frac{P}{\rho}}$$

$$\rho = \frac{\mu P}{RT}$$

Holat tenglamasidan zichlik $\rho = \frac{\mu P}{RT}$ ni topib:

$$a_0 = \sqrt{\gamma \frac{RT}{\mu}} \quad (8)$$

ko'rinishga kelimiz.

Bu formula ultratovush tarqalishidagi ultratovushning tezligi, molyar massasi, va harorat bo'yicha gazlar uchun γ kattalikni aniqlashga imkon beradi.

Quyidagi jadvalda $20^\circ C$ haroratda ayrim gazlar uchun ultraakustik usul bilan aniqlangan γ ning qiymatlari berilgan:

	γ	Gazlar	γ
<i>He</i>	1,630	O_2	1,410
<i>Ar</i>	1,667	H_2	1,408
<i>Ne</i>	1,642	CH_4	1,32
<i>Xe</i>	1,666	H_2O	1,33

Tajriba natijalariga binoan bir atomli gazlar uchun γ ning qiymati 1,6 ga, ikki atomli gazlar uchun- 1,4 ga va ayrim ko‘p atomli gazlar uchun -1,3 ga yaqin. Bu farqning sababini molekulyar-kinetik nazariya tushuntiradi.

24-§. GAZ ARALASHMALARI ISSIQLIK SIG‘IMI

Gaz aralashmalari issiqlik sig‘imi uning komponentalari issiqlik sig‘imlari yig‘indisi bilan aniqlanadi. Agar aralashma komponentalari soni Z , ular massalari $m_1, m_2, \dots, m_z$, komponentalar solishtirma issiqlik sig‘mlari mos holda $C_1, C_2, \dots, C_z$ bo‘lsa, u holda tizim issiqlik sig‘imi:

$$m_1 C_1 + m_2 C_2 + \dots + m_z C_z = \sum_{i=1}^z m_i C_i \quad (1)$$

yig‘indi bilan aniqlanadi.

$$\sum_{i=1}^z m_i C_i = \bar{C} \sum_{i=1}^z m_i \quad (2)$$

bo‘yicha gaz aralashmasi effektiv solishtirma issiqlik sig‘imi $\bar{C}$:

$$\bar{C} = \frac{\sum_{i=1}^z m_i C_i}{\sum_{i=1}^z m_i} \quad (3)$$

ga teng. (2) va (3) dan ko‘rinib turibdiki, solishtirma effektiv issiqlik sig‘imini, issiqlik xossalari bo‘yicha gaz aralashmalari xossalariiga ekvivalent bo‘lgan ayrim bir jinsli gazlar solishtirma issiqlik sig‘imi kabi qarash mumkin.

Aynan shunday holda effektiv molyar issiqlik sig‘imi tushunchasini kiritish mumkin. Agar komponentalar massasi $m_1, m_2, \dots, m_z$, ularning molyar massalari $\mu_1, \mu_2, \dots, \mu_z$ va ular molyar issiqlik sig‘imlari qiymatlari $C_1, C_2, \dots, C_z$ bo‘lsa, u holda tizimning issiqlik sig‘imi:

$$\frac{m_1}{\mu_1} C_1 + \frac{m_2}{\mu_2} C_2 + \dots + \frac{m_z}{\mu_z} C_z = \sum_{i=1}^z \frac{m_i}{\mu_i} C_i \quad (4)$$

yig‘indi bilan aniqlanadi.

$$\sum_i \frac{m_i}{\mu_i} C_i = \bar{C} \sum_i \frac{m_i}{\mu_i} \quad (5)$$

ga muvofiq molyar issiqlik sig'imi $\bar{C}$:

$$\bar{C} = \frac{\sum_i \frac{m_i}{\mu_i} C_i}{\sum_i \frac{m_i}{\mu_i}} \quad (6)$$

ga teng bo'ladi.

Shunday qilib, effektiv molyar issiqlik sig'imi, issiqlik xossalari bo'yicha gaz aralashmalari xossalariga ekvivalent bo'lgan ayrim bir jinsli gazlar molyar issiqlik sig'imidir.

Effektiv molyar massa tyshunchasi qo'llanilganda (4) munosabatni quyidagicha yozish mumkin:

$$\sum_i \frac{m_i}{\mu_i} C_i = \bar{C} \frac{\sum_i m_i}{\mu} \quad (7)$$

Suyuq aralashmalar uchun gazlar singari effektiv molyar massani kiritish mumkin, biroq ular uchun aralashma komponentalari issiqlik sig'imlari additivligidan kelib chiqib, effektiv issiqlik sig'imini aniqlash mumkin emas. Bunday aralashmalarda kuchli molekulalararo o'zaro ta'sir tufayli bir komponenta molekulalari harakatini boshqa komponenta molekulalari harakatiga bog'liq emas deb bo'lmaydi.

25-§. ENTALPIYA TIZIM HOLAT FUNKSIYASIDIR

Avval ichki energiya tizim holat tenglamasi ekanligi ko'rib chiqilgan edi. Yana bir gaz va suyuqliklar oqimi termodinamikasida holat funksiyasini kiritamiz. Bu funksiya entalpiya deb atalib, H bilan belgilanadi va

$$H = U + PV \quad (1)$$

munosabat bilan aniqlanadi.

Gohida entalpiyani issiqlik funksiyasi yoki issiqlik miqdori ham deyiladi. Biroq bu terminlardan hozirda foydalanilmaydi. $dH = dU + PdV + VdP$ ligidan, termodinamikaning birinchi qonunini hisobga olgan holda entalpiya differensialini quyidagicha yozish mumkin:

$$dH = dQ + VdP \quad (2)$$

Shunday qilib, doimiy bosimda ($dP=0$) dH orttirma tizimga berilgan issiqlik miqdoriga teng, shundan “issiqlik funksiyasi” nomi kelib chiqadi. (2) dan:

$$\left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_p = \left(\frac{dQ}{dT} \right)_p = C_p \quad (3)$$

kelib chiqadi.

Bu tenglik $C_v=(dU/dT)_v$ ga analogikdir, yani: $\left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_v = C_v$
 Ideal gazlar uchun ichki energiya harorat funksiyasidir:

$$U=C_vT, \quad (4)$$

va ular uchun $PV=RT$ bo‘lib, (1) ni $H=C_vT+RT$ ko‘rinishda yozish imkonini beradi. $C_p=C_v+R$ ekanligini hisobga olgan holda ideal gaz entalpiyasi uchun munosabatni oxirgi ko‘rinishda yozamiz:

$$H=C_pT. \quad (5)$$

Ideal gaz entalpiyasi ichki energiya kabi faqat harorat funksiyasidir.

(5) dan ideal gaz uchun doimiy bosimdagi issiqlik sig‘imi harorat bo‘yicha entalpiyadan olingan to‘liq hosila bilan aniqlanadi:

$$C_p=dH/dT \quad (6)$$

Xuddi shunday tarzda doimiy hajmda gazlar issiqlik sig‘imi ichki energiyadan olingan hosila kabi aniqlanadi: $C_v=dU/dT$

(5) tenglama bir mol gaz uchun o‘rinli bo‘lgan $PV=RT$ munosabatni qo‘llab hosil qilingan. Ixtiyoriy massadagi gaz uchun entalpiya ayni shunday tarzda aniqlanadi.

Savollarga javob bering

1. Termodinamika nimani o‘rganadi?
2. Tizimning ichki energiyasi deb nimaga aytiladi?
3. Termodinamik tizim deb nimaga aytiladi?
4. Izolyasiyalangan termodinamik tizim deb nimaga aytiladi?
5. Termodinamik muvozanat deb nimaga aytiladi?
6. Termodinamik jarayon deb nimaga aytiladi?
7. Qaytuvchi termodinamik jarayon deb nimaga aytiladi?

8. Ideal gazning ichki energiyasi nimaga teng?
9. Ideal gaz molekulalari o'rtacha kinetik energiyasi qanday munosabat bilan aniqlanadi?
10. Gazning umumiy energiyasini topish formulasi qanday?
11. Ideal gazning ichki energiyasi nimalarga bog'liq?
12. Gazning ichki energiyasining o'zgarishi qanday amalga oshiriladi?
13. Issiqlik miqdori deb nimaga aytiladi va u qanday ifodalanadi?
14. Solishtirma issiqlik sig'imi deb nimaga aytiladi va u qanday o'lchov birligi bilan o'lchanadi?
15. Jismni qizdirish uchun zarur bo'lgan issiqlik miqdorini qaysi formula bilan aniqlanadi?
16. Jismni sovutish uchun zarur bo'lgan issiqlik miqdori qaysi formula bilan aniqlanadi?
17. Energiyaning saqlanish va aylanish qonunining umumiy shaklini ifodalovchi formulalar qanday yoziladi?
18. Izolasiyalangan tizimning barcha ko'rinishdagi energiyalari yig'indisi qanday kattalik?
19. Izolasiyalangan tizimning barcha ko'rinishdagi energiyalari o'zgarishlarining algebraik yig'indisi nimaga teng.?
20. Tizim ichki energiyasining o'zgarishiga qanday erishiladi?
21. Tizim ichki energiyasining o'zgarishi nima bilan aniqlanadi?
22. Tizim ichki energiyasining o'zgarishida tashqi kuchlar bajargan ishining ishorasi nimaga bog'liq?
23. Izojarayonlarda issiqlik miqdori nimaga teng?
24. Issiqlik balans teglamasi ko'rinishi qanday?
25. Issiqlik balans teglamasi ta'rifi qanday?
26. Issiqlik balans teglamasi qanday tizimda amalga oshiriladi?
27. Issiqlik balans tenglamasidan jismning solishtirma issiqlik sig'imi qanday aniqlanadi?
28. Kalorimetr deb qanday asbobga aytiladi?
29. Kalorimetrik usul bilan issiqlik sig'imi qanday topiladi?
30. Yonishining solishtirma issiqligi deb nimaga aytiladi?
31. Yoqilg'i yonishining solishtirma issiqligi qanday o'lchov birligi bilan o'lchanadi?
32. Isitgichning foydali ish koeffisienti deb nimaga aytiladi?
33. Ideal gazlar uchun termodinamikaning birinchi qonunini ifoda etuvchi tenglama qanday ko'rinishga ega?

34. Agar molyar issiqlik sig'imi kiritilsa, ixtiyoriy massali gaz uchun termo-dinamikaning birinchi qonuni tenglamasining ko'rinishi qanday?
35. $C_v = dU/dT$ ifodaning ma'nosi qanday ta'riflanadi?
36. Gaz massasi bir mol bo'lgandagi termodinamika birinchi qonunining ko'rinishi qanday?
37. $V = const$ va $P = const$ bo'lsa molyar issiqlik sig'imi qo'llanilganda issiqlik samaralari aniqlanadigan formulalar qanday?
38. Izobarik jarayonda gaz ishi nimaga teng?
39. Izotermik o'zgarishlarda ideal gazning ichki energiyasi o'zgaradimi yoki o'zgarmaydimi?
40. Izotermik muvozanatli kengayishida issiqlik bilan ish orasida qanday hodisa sodir bo'ladi?
41. Izotermik jarayonda ish qanday formula orqali topiladi?
42. Izotermik jarayonda issiqlik almashinuvi nimaning hisobiga yuzaga keladi?
43. Izotermik jarayonda issiqlik almashinuvi sodir bo'lganda tizimning issiqlik sig'imi nimaga teng?
44. Nima uchun izotermik jarayonda issiqlik sig'imi cheksizlikka tenglashtiriladi?
45. Qanday jarayonga adiabatik jarayon deyiladi?
46. Adiabatik jarayonda ish nimaga teng?
47. Adiabatik jarayonni qaysi tenglama ifodalaydi?
48. Adiabatik jarayon nima bilan tavsiflanadi?
49. Puasson tenglamasi qanday yoziladi va adiabatalar deb nimaga aytiladi?
50. Hajmning oshishi bilan bosimning izotermaga nisbatan adiabat bo'yicha sezilarli tushishi nima bilan tushuntiriladi?
51. Adiabatik kengayishda gazning ishi nimaga teng?
52. Adiabatiklik shartida issiqlik sig'imi formulasi qanday?
53. Qanday jarayonga politropik jarayon deyiladi?
54. Politropik jarayonlarda ideal gazlar uchun termodinamikaning birinchi qonu-nining ko'rinishi qanday?
55. Politropa ko'rsatgichi nimaga teng?
56. Manfiy issiqlik sig'imli jarayonlarda jism nima hisobiga ish bajaradi?
57. Doimiy hajmdagi issiqlik sig'imini e'tiborga olgan holda adiabatik jarayondagi ishning formulasi qanday ko'rinishga keladi?

58. Mayer formulasi nimani ifodalaydi?
59. Turli gazlar uchun $\gamma = C_p/C_v$ kattalik qanday aniqlanadi?
60. Gaz aralashmalari issiqlik sig'imi nimaga teng?
61. Effektiv solishtirma issiqlik sig'imi nimaga teng?
62. Effektiv molyar issiqlik sig'imi nimaga teng?
63. Effektiv molyar issiqlik sig'imini qo'llaganda gaz aralashmasi issiqlik sig'i-mi formulasi qanday ko'rinishga keladi?
64. Qaysi funksiyaga entalpiya deyiladi?
65. Termodinamikaning birinchi qonunini e'tiborga olganda entalpiya differentsiali qanday ko'rinishga keladi?
66. Doimiy bosimda dH orttirma nimaga teng?
67. Ideal gazlar uchun ichki energiya, holat tenglamasi va Mayer tenglamasini hisobga olganda entalpiya formulasining ko'rinishi qanday bo'ladi?
68. Entalpiya nimaning funksiyasi?
69. Ideal gaz uchun doimiy bosimda issiqlik sig'imi qanday aniqlanadi?
70. Ideal gaz uchun doimiy hajmda issiqlik sig'imi qanday aniqlanadi?

Masalalar

1-masala. Agar tashqaridagi havoning bosimi o'zgarmas qolsa, u holda binodagi havoning ichki energiyasi haroratga bog'liq bo'lmasligini ko'rsating. Havoni ideal gaz deb hisoblang.

2-masala. Ideal gaz o'zgarmas bosimda kengaysa, u soviydimi yoki isiydimi?

3-masala. Agar azot uchun C_p/C_v nisbat 1,47 ga tengligi ma'lum bo'lsa, uning dissotsiatsiya darajasi nimaga teng. Javobi: $\alpha=23\%$.

4-masala. 16 g geliy va 32 g kisloroddan iborat bo'lgan gaz aralashmasi uchun C_p/C_v nisbat topilsin. Javobi: $\gamma = 1,59$

5-masala. Normal sharoitda 2 l hajmli yopiq idishda m gramm azot va m gramm argon bor. Bu gaz aralashmasini 100°C ga isitish uchun unga qancha issiqlik miqdori berish kerak. Javobi: $Q=155 \text{ J}$.

6-masala. Politropa ko'rsatkichining qanday qiymatlarida ideal gaz siqilishida qiziydi, qanday qiymatlarida soviydi?

Javobi: $N>1$ bo'lganda qiziydi, $N<1$ bo'lganda soviydi.

7-masala. Past tomoni berk uzun vertikal silindrik nayda massasi m ga teng bo'lgan porshen ishqalanishsiz harakatlanishi mumkin. Muvozanat holatida porshen bilan nayning tubi orasidagi masofa l ga teng bo'lsa, porshenning muvozanat holatidan chetlashishlarida paydo bo'ladigan kichik tebranishlar davrini toping. Gazni ideal, jarayonni izotermik deb faraz qiling. Nayning ko'ndalang kesim yuzi S ga teng,

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{ml}{mg + P_0' S}}$$

normal atmosfera bosimi P_0 . Javobi:

8-masala. 3000 kVt quvvatli turbogenetaratorni havo oqimi sovutib turadi. Agar generatorning f.i.k. ti 94% , generatordan qaytib chiqadigan havoning harorati 50°S dan ortmasligi kerak bo'lsa va mashina validagi havo harorati 20°S , havo bosimi 750 mm. sim.ust. ga teng bo'lsa, unda 1 sekund ichida generator ichiga qancha hajmdagi havo kirib chiqishi zarur. Javobi 5 m^3 va $5,5 \text{ m}^3$ atrofida.

9-masala. Kerosin bilan ishlaydigan dvigatel silindrida yonuvchi aralashma tez yonadi. Agar yonish kamerasining hajmi 10 l , yonishdan oldingi bosim $- 50 \text{ N/sm}^2$, harorat $- 210^\circ\text{S}$, aralashma tarkibida kerosin miqdori $- 0,9 \text{ g}$ yonish mahsulotlarining issiqlik sig'imi $- 0,17 \text{ kal/ggrad}$, yonuvchi aralashmaning o'rtacha molekulyar og'irligi $- 29,4 \text{ g/mol}$, kerosinning issiqlik berish qobiliyati 1000 kal/g bo'lsa, u holda yonishdan so'nggi harorat va bosimi qancha bo'ladi? Javobi: 1690°S 200 N/sm^2 .

10-masala. $t_1 = 15^\circ\text{C}$ haroratdagi qandaydir miqdorda azot qamalgan idish $V = 100 \text{ m}^3/\text{s}$ tezlik bilan harakatlanib boradi. Agar idish to'satdan to'xtab qolsa va idish devoriga beriladigan issiqlik miqdori nazarga olinmasa, unda idishdagi gazning harorati qancha bo'ladi? Javobi: 22°C .

11-masala. Argon uchun $\gamma = 1,68$ ga teng. Agar boshlang'ich bosim 1 atm bo'lsa, bu gazning 1 litr hajmdan 2 litr hajmgacha adiabatik kengayishi natijasida hosil bo'lgan bosimini aniqlang.

Javobi: $31,2 \text{ kPa}$.

12-masala. Ideal gaz adiabatik qobiq ichida P_1 bosim ostida bo'lib, T_1 haroratga ega. Gazga ta'sir etuvchi tashqi bosim sakrashsimon P_2 qiymatgacha o'zgarganda, qaror topadigan gaz

$$T = \left[\frac{1 + (\gamma - 1)(P_2 - P_1)}{\gamma P_2} \right] T_1$$

harorati T_2 ni aniqlang. Javobi:

III BOB. MOLEKULYAR-KINETIK NAZARIYA VA UNING IDEAL GAZLARDA QO‘LLANILISHI

26-§. MOLEKULYAR-KINETIK NAZARIYANING DASTLABKI HOLATLARI

Fizik hodisalar o‘rganilayotganda ular orasidagi o‘zaro ta‘sirinigina emas, balki bu bog‘liqlikni yuzaga keltiruvchi sabablarni o‘rganish muhimdir. Shu maqsadda fanga ilmiy tasavvur yoki gipoteza kiritiladi. Gipotezalar ko‘p sonli yangi tajribalar bilan tekshiriladi. Agar tajribalar gipotezalarni tasdiqlasa, ular ilmiy nazariya bo‘lib qoladi.

Moddalarning atom tuzilishi haqidagi tasavvurlar qadimdan yuzaga kelgan. Ikki ming yillar oldin qadimgi grek (yunon) faylasuflari dunyodagi hamma narsalar atomlardan tuzilgan deganlar. Bu fikr asrlar davomida ko‘pgina tadqiqotchilar tomonidan har xil shakllarda tasdiqlangan va rivojlangan.

Atom tuzilishi haqidagi tasavvurlar ulug‘ rus olimi M.V.Lomonosov (1711- 1765) tomonidan ta‘riflangan.

XIX asrning oxiri va XX asrning boshlarida D.Dalton (1766-1844), A.Avogadro (1776-1856), P.Klauzius (1822-1888), J.Maksvell (1831-1879), L.Bolsman (1844-1906) kabi olimlarning ishlari natijasida molekulyarkinetik nazariya yaratildi.

Molekulyarkinetik nazariya – issiqlik hodisalarini, jismlarning va turli agregat holatdagi moddalarning fizik xossalarini, ularning molekulyartuzilishiga, o‘zaro ta‘siriga va zarralarning harakatiga asosan, tushuntirib beruvshi ilmiy nazariyadir.

ASOSIY HOLATLAR

1. Fizik jismlar diskret tuzilishga ega. Ular zarralardan (molekula, atom, ionlardan) tuzilgan.

Zarralarning real mavjudligi ko‘p sonli tajribalarda aniqlangan omillar: moddalarning erishi, suyuqlik va qattiq jismlarning bug‘lanishi, modda hidining tarqalishi bilan tasdiqlanadi. Bularning hammasi fizik jism va moddalarning diskret tuzilishga ega ekanligidan dalolat beradi. Zamonaviy usullar yordamida olimlar ko‘pgina moddalarning molekulalarini suratga olishga muvaffaq bo‘ldilar.

Makroskopik jismda molekulalar (atomlar) soni qanchalik ko‘p bo‘lsa, bu jismda shunchalik ko‘p modda jamlangan bo‘ladi. Modda

miqdorini o'lchash uchun **mol** birligi kiritilgan.

Mol grammlar hisobida olingan, massasi nisbiy molekulyar massaga teng bo'lgan modda miqdoridir.

Har qanday moddaning bir molidagi molekulalar soni bir xildir.

Bir mol moddalar soniga Avogadro soni deyiladi va N_A bilan belgilanadi: $N_A = 6,02 \times 10^{23}$ molekula/mol ga teng. Normal sharoitda har qanday gazning bir moli $22,4 \times 10^{-3} m^3$ yoki $22,4 l$ ga teng hajmni egallagan. Demak, Avogadro qonuni bo'yicha birday bosim, birday haroratda teng hajmda olingan turli gaz molekulalarining soni bir xildir.

Normal sharoitda birlik hajmdagi gaz molekulalarining soniga Loschmidt soni deyiladi va n_L bilan belgilanadi:

$$n_L = (6,02 \times 10^{23} \text{ molekula/mol}) / (22,4 \times 10^{-3} m^3/mol) = 2,7 \times 10^{25} \text{ molekula/m}^3.$$

Bir mol moddaning massasi molyar massa deyiladi va M bilan belgilanadi. U molekula massasining Avogadro soniga ko'paytmasiga teng:

$$M = m_m \cdot N_A$$

U holda molekula massasi $m_m = M / N_A$ bo'ladi. Bu formuladan, masalan vodorod molekulasini massasi $m_{H_2} = 3,34 \times 10^{-27} kg$, suv molekulasini massasi

$$m_{H_2O} = 30 \times 10^{-27} kg \text{ ekanligi kelib chiqadi.}$$

Jismning ixtiyoriy miqdordagi modda massasi:

$$m_m = NM / N_A = nM$$

bu erda: N - berilgan moddadagi molekulalar soni, n - mollar soni.

Atom va molekulalar murakkab tuzilishga egadir. Har qaysi molekula intensivligi masofa oshishi bilan kamayadigan elektromagnit maydon bilan o'ralgan. Qandaydir $r = 10^{-10} m$ masofada maydon juda kichik bo'lib qoladi. Bu masofa molekula radiusi deb atalib, molekula shar shaklida deb tavsiflanadi.

Modda zichligini bilgan holda bitta molekula yoki bitta atomning hajmini topish mumkin. Masalan: bir mol suv $18 \cdot 10^{-6} m^3$ hajmga ega ekanligidan suvning bitta molekulasini

$$(18 \cdot 10^{-6} m^3/mol) / (6,02 \cdot 10^{23} \text{ molekula/mol}) = 30 \cdot 10^{-30} m^3 \text{ ga tengdir.}$$

Bir mol moddaning hajmi **molyar hajm (V_m)** deyiladi.

Jism hajmi:

$$V = V_m n$$

bu yerda $n=m/M$ ga tengdir.

Har qanday fizik jism ko'p sonli zarralardan iboratdir. Masalan, bir tomchi suvda $3 \cdot 10^{21}$ ta molekula, normal sharoitda 1 sm^3 gazda $3 \cdot 10^{19}$ ta molekula bor.

2. Zarralar tartibsiz va to'xtovsiz harakatdadir

Qattiq jism, suyuqlik va gazlar qizdirilganda hajmini o'zgartiradi. Bu hodisa zarralar orasidagi zarralararo masofa mavjudligidan dalolat beradi. Shu narsa aniqlandiki, normal sharoitda havo molekulalari orasidagi masofa 10^{-7} m dan 10^{-8} m gacha va qattiq jismlarda 10^{-10} m ekan. Jismlar to'qnashganda ularning birining zarralari ikkinchisining zarralari orasiga kiradi. Bu hodisa **diffuziya** deb ataladi. Diffuziya qattiq jismlarda ham, suyuqliklarda ham, gazlarda ham kuzatiladi. Diffuziya hodisasi zarralarning tartibsiz harakatiga bog'liq. Moddalarning tuzilishini o'rganishda broun harakatini o'rganish katta ahamiyatga egadir.

Broun harakati – suyuqlik va gazlarda kichik (10^{-6} m) o'lchamdagi qattiq jismning shu suyuqlik yoki gaz molekulalarining urilishidan yuzaga keladigan tartibsiz harakatidir. Molekulalarning tartibsiz harakati ta'sirida broun zarrasiga bir tomondan beriladigan impuls boshqa tomondan beriladigan impulsdan katta bo'lishi mumkin. Zarra olgan natijaviy impuls nolga teng bo'lmasligi mumkin. Shuning uchun zarra harakat yo'nalishiga ega bo'ladi. Broun harakati hech qachon to'xtamaydi, u molekulalarning tartibsiz harakati natijasidir.

Diffuziya hodisasi, broun harakati jism va modda zarralari to'xtovsiz va tartibsiz harakatda ekanligini isbotlaydi.

3. Zarralar orasida tortishish va itarishish kuchlari bilan tavsiflanuvchi o'zaro ta'sir sodir bo'lib turadi.

Qattiq jismlarning cho'zilishga qarshiligi, suyuqliklarning sirt taranglik kuchlarining mavjudligi, qattiq jismlarning suyuqlik bilan ho'llanishi kabi hodisalar turli agregat holatdagi moddalarning molekulalari orasida o'zaro ta'sir kuchlari mavjudligidan dalolat beradi.

Zarralar orasida tortishish kuchlari bilan bir vaqtda itarishish kuchlari mavjuddir. Bunga qattiq jism, suyuqlik va gazlarning siqilishga qarshiligi isbot bo'la oladi. Agar bu kuchlar bir vaqtda ta'sirlashmasalar, jismni tashkil etayotgan zarralar yoki uchib ketar edilar, yoki biri ikkinchisiga qo'shib ketar edi.

1. Molekula, atom va ionlarning real mavjudligi ko'p sonli tajribalar

natijasida aniqlangan dalillar orqali tasdiqlanadi.

2. Moddalarning erishi, suyuqlik va qattiq jismlarning bug‘lanishi fizik jismlarning diskretligi haqida guvohlik beradi.

3. Diffuziya hodisasi, broun harakati zarralar to‘xtovsiz va tartibsiz harakatda ekanligini bildiradi.

27-§. MOLEKULALARARO O‘ZARO TA’SIR KUCHI

Modda va jism molekulalari orasida, ularning qanday agregat holatda bo‘lishlaridan qat’iy nazar tortishish va itarishish kuchlari kombinatsiyasidan iborat bo‘lgan o‘zaro ta’sir kuchlari mavjuddir.

Zarralar tortishishsiz jism butun bo‘lmaydi, itarishsiz esa ular diskret strukturaga ega bo‘lmaydilar.

Nazariy va eksperimental tekshirishksr natijalari shuni ko‘rsatdiki, molekulalararo o‘zaro ta’sir kuchi zarralar orasidagi masofaga teskari proporsional.

$$F_{\text{tort}} = - \frac{b}{r^n}, \text{ tortishish kuchlari,}$$

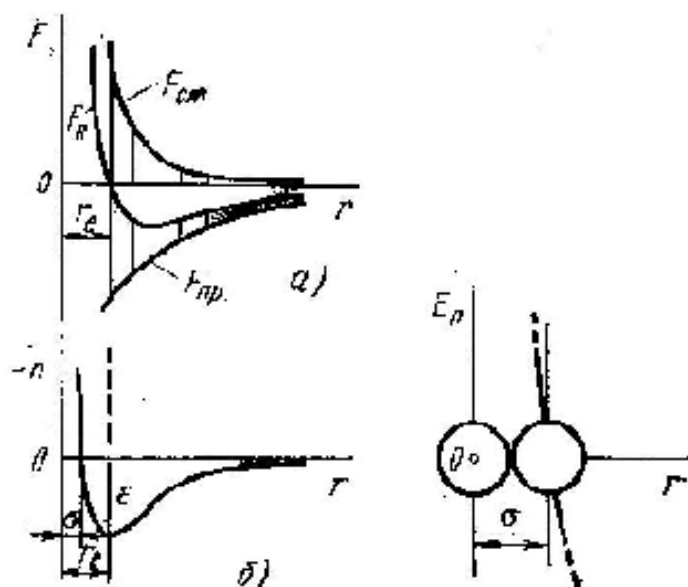
$$F = \frac{a}{r^m}, \text{ itarishish kuchlari,}$$

bu erda r -zarralar orasidagi masofa, a, b, m, n – berilgan modda uchun doimiylar, $m > n$. Bunda n ko‘pgina hollarda 6,7,8 qiymatlarga, m esa 9 dan 15 gacha qiymatlarga teng bo‘ladi. Shunday qilib, zarra molekulalari orasidagi o‘zaro ta’sir kuchi molekulalar orasidagi masofa o‘sishi bilan kamayar ekan, ayniqsa, itarishish kuchlari tez kamayadi.

Tortishish va itarishish kuchlarining mavjudligi moddaga teng ta’sir etuvchi molekulalararo o‘zaro ta’sir kuchi (F_R) mavjudligini bildiradi. Agar itarishish kuchlarini musbat deb, tortishish kuchlarini manfiy deb olsak, teng ta’sir etuvchi molekulalararo o‘zaro ta’sir kuchi $F_R = F_{\text{itar}} - F_{\text{tort}}$ ga teng bo‘ladi:

$$F_R = \frac{a}{r^m} - \frac{b}{r^n}$$

29,a- rasmda tortishish va itarishish kuchlarining zarralar orasidagi masofaga bog‘liqligi keltirilgan. Ko‘rinib turibdiki, $m \neq n$ ligidan F_R simmetrik emas. $r = r_e$ masofada molekulalar orasidagi teng ta’sir etuvchi kuch 0 ga teng.



29-rasm

$F_{itar}=F_{tort}$ ga teng bo'lgan r_e masofa **muvozanat masofasi** deyiladi.

Molekulalar orasidagi muvozanatli bu masofa $3 \cdot 10^{-10} m$ ga teng. Agar $r < r_e$ bo'lsa, itarishish kuchlari ustun keladi ($F_R > 0$), agar $r > r_e$ bo'lsa, tortishish kuchlari ustun bo'ladi ($F_R < 0$). $r = 1,5 \cdot 10^{-9} m$ bo'lganda molekulalararo o'zaro ta'sir yo'qoladi ($F_R \rightarrow 0$). Bu masofa **molekulalararo ta'sir sferasi radiusi** deyiladi. Shunday ekan, molekulalararo o'zaro ta'sir molekulaning o'zini o'lchamiga teng bo'lgan masofada yuzaga kelar ekan.

1. Molekulalarning o'zaro ta'siri tortishish va itarishishdan iborat.
2. Molekulalar orasidagi masofaning kamayishi itarishish kuchlarining oshishiga olib keladi.
3. O'zaro ta'sirlashuvchi molekulalarning joylashuvi, tortishish va itarishish kuchlarining tengligiga mos keladi.
4. Itarishish va tortishish kuchlari bir vaqtda ta'sir etadi, masofaning ortishi bilan juda tez kamayadi va $10^{-9} m$ masofada deyarli yoqoladi.

28-§. ZARRALAR O'ZARO TA'SIR POTENSIAL ENERGIYASI

Markazlari orasidagi masofaga bog'liq bo'lgan ikki molekula tizimi energiyasi **o'zaro ta'sir potensial energiyasi** deyiladi. Molekulalar bir-biridan cheksiz uzoqlashganda ular orasidagi o'zaro ta'sir yoqoladi. Shuning uchun molekulalar potensial energiyasi cheksizlikda 0 ga teng. Potensial energiya molekulalar orasidagi masofa r dan ∞ gacha o'zgarishida F kuch bajargan ish bilan

o'lganadi.

29-rasmda ikki molekulaning potensial energiyasining bog'liqligi keltirilgan. Molekulalarning biri 0 nuqtada joylashgan bo'lib, harakatsizdir. Ikkinchisi Or o'qi bo'ylab harakatlanadi.

Agar molekula $r > r_e$ masofada bo'lsa, ular tortishish kuchlari ishi evaziga yaqinlashadilar. Molekulalarning potensial energiyasi kamayib, $r = r_e$ da minimal qiymatga (E_m) ega bo'ladi. Bu nuqtada molekulalar orasidagi teng ta'sir etuvchi kuch 0 ga teng. Bu tizim muvozanat holatida ekanligini bildiradi va ikkala molekula tizimsi potensial energiyasi minimumga teng. Eng kichik potensial energiya molekulalarning bog'lanish energiyasi (ε) deyiladi: $E_m = \varepsilon$.

Bog'lanish energiyasi (ε) tashqi kuchlar ta'sirida molekulalar orasidagi bog'lanishni buzish kerak bo'lgan ishga teng. Molekulalar orasidagi o'zaro ta'sir qanchalik kichik bo'lsa, bog'lanish energiyasi shunchalik katta bo'ladi. Shuning uchun bog'lanish energiyasi qattiq jismlarda juda katta, suyuqliklarda unchalik sezilarli emas, gazlarda esa kichik bo'ladi.

Molekulalarning eng katta yaqinlashishi $r = \sigma$ masofada sodir bo'lib, bu masofa molekulalar to'qnashishining effektiv diametri deyiladi. Bu masofa molekulalarning haqiqiy o'lchamini aniqlamasada, boshqa molekula kira olmaydigan ($\sigma/2$) sohaning chiziqli o'lchamini aniqlaydi.

$F(r)$ va $E_p(r)$ egri chiziqlari simmetrik emas.

$r = r_e$ da molekulalararo o'zaro ta'sir kuchi nolga teng, molekulalar o'zaro ta'sir potensial energiyasi minimumga ega.

29-§ MOLEKULYAR TIZIMLARNI IFODALASHDA O'RTACHA QIYMATLAR

Molekulyar-kinetik nazariyaning asosiy masalasi fizik tizimlarning makroskopik xossalari (siqiluvchanligi, bosimi, harorati va h.k.) va tizimni hosil qiluvchi molekulalar issiqlik harakatining xususiyatlari orasida miqdoriy bog'liqlikni o'rnatishdan iborandir.

Ayrim olingan jismni mexanik ifodalash, uning harakatining tashqi kuchlar ta'siriga bog'liqligini o'rnatishga olib keladi. Molekulyar fizikada ko'p sonli zarralarning harakati va o'zaro ta'siriga bog'liq hodisalar ko'rib chiqiladi. Shunday normal sharoitda 1 sm^3 gazda taxminan $2,7 \cdot 10^{19}$ ta molekula mavjuddir. Ularning har biri bir sekundda boshqa molekulalar bilan milliard marotaba

to'qnashadi. To'qnashishda molekulalar tezligi o'zgaradi (kattaligi va yo'nalishi bo'yicha), molekulalar traektoriyasi murakkab siniq chiziqdan iboratdir. Barcha ayrim olingan molekulalar traektoriyalari va tezliklarini oldindan aytib bo'lmaydi va buning uchun zaruriyat ham yo'q. Gap shundaki, ulkan sonli zarralar o'zaro ta'siri va harakatiga bog'liq bo'lgan tizimning xossasini mexanik ifodalab bo'lmaydi: ko'p sonli zarrali tizimda mexanikaga yot bo'lgan yangi xislat va xossalar yuzaga keladi. Masalan, fazodagi bitta molekulaning harakati to'liq mexanika termini va tushunchasi bilan ifodalanadi. Agar ko'p sonli zarralardan tashkil topgan tizimni olsak, uni ifodalash uchun endi ayrim molekula uchun ma'noga ega bo'lmagan harorat va holat tenglamasi kabi tushuncha va tasavvurlar talab etiladi.

Molekulyar fizika masalalarini echish uchun statistik fizika usullaridan foydalanamiz. Statistik fizika ayrim molekulalar xossalarini tavsiflovchi kattaliklarning o'rtacha qiymatlari bilan ish ko'radi: molekulalarning o'rtacha o'lchami, ular orasidagi o'rtacha masofa va molekulalarning o'rtacha tezligi.

Zarralar to'qnashishining o'rtacha manzarasini ifodalash uchun murakkab molekulalarni (benzol, geksan molekulalari kabi) diametri d bo'lgan sferik deb tasavvur etiladi. Molekulalar, ikki atomlardan boshlab, ilgarilanma harakatdan tashqari yana aylanma harakat (molekulalarning ular massalari markazi orqali o'tuvchi o'q atrofida aylanishi) ham qiladilar. Aylanishning mavjudligi molekulalarga to'qnashishda orientirlanishga umkon bermaydi: to'qnashishda bir molekulaning boshqasiga nisbatan turlicha orientasiyalari yuzaga keladi. Molekulalar diametri - bu ularning to'qnashishlaridagi eng yaqinlashgan o'rtacha masofasidir.

Agar tizim hajmi V va undagi zarralar soni N ma'lum bo'lsa, ular orasidagi o'rtacha masofani topish oson. V/N nisbat bitta zarrachaga to'g'ri keladigan hajmni bildiradi. Bu V/N elementar hajmlar ichida bittadan molekulasini bo'lgan kubchalar deb hisoblab, zarralar orasidagi o'rtacha masofani topamiz:

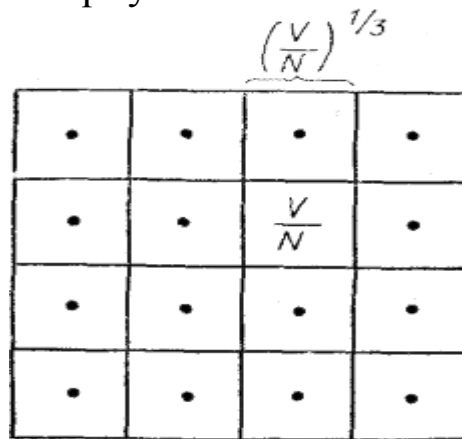
$$\bar{l} = \left(\frac{V}{N} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (1)$$

(1) bo'yicha molekulalararo masofani topishni namoyish etuvchi yassi model 30-rasmda tasvirlangan. Bu rasmda katta kvadrat V

hajmni, kichik kvadratchalar – elementar V/N hajmlarni bildiradi. Elementar kubchalarning qirralari, agar molekulalar kubchalar markazida joylashgan bo'lsalar, ular orasidagi masofani (1) aniqlaydi. Shuni aytish kerakki, (1) ixtiyoriy ikkita fiksirlangan zarrachalar orasidagi haqiqiy masofani aniqlamaydi. Shunday, agar gazni olib, uni n ta elementar hajmlarga V/N bo'lib chiqsak, ko'p elementar hajmlar bo'sh bo'lishi (ushbu momentda), boshqa hajmlarda ikkita, uchta va undan ko'proq molekulalar bo'lishi mumkin.

Bunda vaqt o'tishi bilan elementar hajmlarning egallanish manzarasi o'zgaradi. Shuning bilan birga (1), kattalik molekulalarning fazoda taqsimlanishining o'rtachalashgan tavsifi bo'ladi. Murakkabroq – bo'sh yoki ikkita va undan ortiq molekulalar bilan egallangan elementar hajmni izlash masalasini qo'yish mumkin.

Gaz va suyuqliklar xossalarini taqqoslash shuni ko'rsatdiki, gazlarda molekulalararo o'rtacha masofa suyuqliklardagiga qaraganda ancha katta, aynan shuning uchun gazlar suyuqliklarga qaraganda oson siqiladi. Birinchi yaqinlashishda suyuqliklarda molekulalar bir-biriga shunday zich joylashgan, ular orasida bo'sh oraliqlar e'tiborga olmasa bo'ladigan darajada



30-rasm

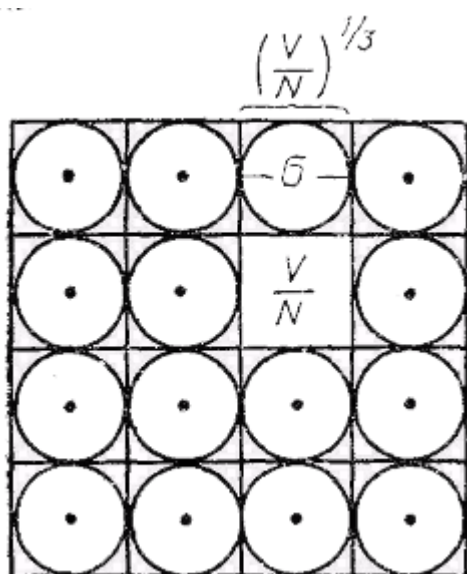
kichik, deb tasavvur etamiz (haqiqatda ham shunday). Suyuqlikni N ta V/N hajmli elementar kublarga bo'lganimizda, har bir kubda bittadan molekula joylashgan bo'ladi va bunda uning diametri taxminan kub qirrasiga (1) teng bo'ladi.

Shunday qilib, suyuqlik hajmi bo'yicha molekulalar o'lchami haqida hukm chiqarish mumkin:

$$d = \left(\frac{V}{N} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2)$$

31-rasm (2) munosabatning ma'nosini ochib beradi. Qo'pol o'rtachalashtirishlarga qaramay, bu rasm molekulalarning o'lchamlarini to'g'ri baholashga imkon beradi.

Xona haroratida suvning zichligi 1 g/sm^3 ga yaqin, mos holda suv massasi bir mol bo'lganda uning molyar hajmi: $V = 18 \text{ sm}^3/\text{mol}$ ga



31-rasm

teng.

Moddaning bir molida $N_0 = 6,022 \cdot 10^{23}$ ta molekula borligidan, (2) ga binoan suv molekulasi diametri taxminan:

$$d = \left(\frac{18}{6 \cdot 10^{23}} \right)^{\frac{1}{3}} \approx 3 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$$

ga teng bo'lib, bu qiymat shu kattalikning boshqa usullar bilan aniqlangan qiymatiga teng.

Odatdagi moddalar molekulasi 10^{-8} sm

tartibidagi o'lchamga ega va moddalar gaz holatdan suyuq holatga o'tishida ularning o'lchamlari deyarli o'zgarishsiz qoladi.

Normal sharoitda ($p=101325 \text{ Pa}$, $T_0=273,15\text{K}$) ixtiyoriy gazning moli $V_0=22\,414 \text{ sm}^3$ hajmni egallaydi. Bunday sharoitda molekulalar orasidagi masofa (1) ga muvofiq:

$$l \approx \left(\frac{22400}{6 \cdot 10^{23}} \right)^{\frac{1}{3}} \approx 3,3 \cdot 10^{-7} \text{ cm}$$

ga teng bo'ladi.

Olingan natijalar asosida gazlarda molekulalar orasidagi masofa molekulalar o'lchamidan katta deb xulosa chiqarishga imkon beradi.

Molekula tezliklari kattaligi va yo'nalishi jihatidan tez o'zgarishi mumkin, bunda belgilangan molekulaning tezliklar bo'yicha taqsimoti vaqt o'tishi bilan to'qnashishlar evaziga o'zgaradi. Muvozanatli holatda o'zgarishsiz qoladigan, molekulalar issiqlik harakatining o'rtacha tezligini kiritish mumkin.

Berilgan vaqt momentida barcha molekulalar tezliklari ma'lum bo'lsa, tezlikning o'rtacha arifmetik qiymati yoki oddiy o'rtacha tezligi

$$C_a = (v_1 + v_2 + v_3 + \dots + v_N)/N, \quad \text{yoki}$$

$$C_a = \frac{1}{N} \sum_i v_i \quad (3)$$

bo'ladi, bu yerda v_i — i-tartib raqamli molekula tezligi.

Oʻrtacha tezlikdan tashqari, issiqlik harakatni tavsiflash uchun yana molekulaning oʻrtacha kvadratik tezligi kiritilib, kvadrati:

$$C^2 = (v_1^2 + v_2^2 + v_3^2 + \dots + v_N^2)/N, \quad \text{yoki}$$

$$C^2 = \frac{1}{N} \sum_i v_i^2 \quad (4)$$

bilan aniqlanadi.

(4) munosabatning maʼnosini tushuntirish uchun barcha molekulalarning ilgariylanma harakat energiyasini topamiz. Bu kattalik tizim ayrim molekulalarining kinetik energiyalari yigʻindisiga teng:

$$W_k = \frac{m}{2} (v_1^2 + v_2^2 + \dots + v_N^2)$$

bu yerda m —bitta molekula massasi, yoki

$$W_k = \frac{m}{2} \sum_i v_i^2 \quad (5)$$

(4) ni qoʻllab, (5) ni qayta yozamiz:

$$W_k = N \frac{mc^2}{2} \quad (6)$$

Shunday qilib, barcha molekulalar ilgariylanma harakati yigʻindi energiyasi ular issiqlik harakati oʻrtacha kvadratik tezligi orqali ifodalanadi. (6) dan:

$$\frac{mc^2}{2} = \frac{W_k}{N}$$

ekanligi kelib chiqadi, yani molekulalarning ilgariylanma harakat oʻrtacha kinetik energiyasi W_k/N molekulalarning oʻrtacha kvadratik tezligi orqali aniqlanadi.

Zarralar ansamblining issiqlik harakatini oʻrtacha ifodalash uchun har bir molekula tezligining uchta oʻzaro perpendikulyar oʻq X, Y, Z lar boʻyicha uchta tashkil etuvchisi koʻrib chiqiladi. Unda i -nchi tartib raqamli molekula uchun:

$$v^2 = v_{ix}^2 + v_{iy}^2 + v_{iz}^2$$

deb yozish mumkin, bu yerda v_x, v_y, v_z —tanlangan molekulaning tashkil etuvchi tezliklari. (8) ni qoʻllab, (4) ni qayta yozamiz:

$$C^2 = \frac{(v_{1x}^2 + v_{1y}^2 + v_{1z}^2) + (v_{2x}^2 + v_{2y}^2 + v_{2z}^2) + \dots + (v_{Nx}^2 + v_{Ny}^2 + v_{Nz}^2)}{N}$$

Bu munosabat quyidagi ko‘rinishdagi yig‘indini namoyish etadi:

$$C^2 = \frac{1}{N} \sum_i v_{ix}^2 + \frac{1}{N} \sum_i v_{iy}^2 + \frac{1}{N} \sum_i v_{iz}^2 \quad (9)$$

Quyidagicha belgilashlar kiritamiz:

$$C_x^2 = \frac{1}{N} \sum_i v_{ix}^2$$

$$C_y^2 = \frac{1}{N} \sum_i v_{iy}^2$$

$$C_z^2 = \frac{1}{N} \sum_i v_{iz}^2 \quad (10)$$

c_x , c_y , c_z kattaliklar molekulalarning X , Y , Z o‘qlar bo‘yicha harakatining o‘rtacha kvadratik tezligi. Shunday qilib,

$$C^2 = C_x^2 + C_y^2 + C_z^2 \quad (11)$$

(11) ning o‘ng tomonidagi kattaliklar qandaydir tezlik komponentalari emas, ular molekulalarni X , Y , Z o‘qlar bo‘yicha o‘rtachalashgan harakatini tavsiflaydi.

Issiqlik harakati uchun hech bir yo‘nalish alohida afzallikka ega emas, shuning uchun ixtiyoriy o‘q bo‘yicha molekulalar harakatining o‘rtacha kvadratik tezligi bir xil bo‘ladi. Mos holda (11) ni quyidagi shaklda yozish mumkin:

$$C^2 = 3C_x^2 = 3C_y^2 = 3C_z^2. \quad (12)$$

Olingan natijalar murakkab issiqlik harakatini tartibli tasavvur etish mumkinligini isbotlash imkonini beradi va bu molekulyar fizikaning ko‘pgina aniq masalalarini ko‘rib chiqishni osonlashtiradi. (12) va (6) dan:

$$N \frac{mc_x^2}{2} = \frac{N}{3} \frac{mc^2}{2} \quad (13)$$

hosil qilinadi.

(13) ning chap qismi to‘g‘ri burchakli koordinatalar tizimsi o‘qlaridan biriga nisbatan issiqlik harakatni tavsiflaydi. Bu munosabatga binoan, muvozanat holatida molekulalarning murakkab issiqlik harakatini tartibli deb qarash mumkin, bunda molekulalar

oʻrtacha kvadratik tezlikka teng boʻlgan tezlikka ega deyiladi va ular hammasi uchta oʻzaro perpendikulyar yoʻnalish boʻyicha shunday harakatlanadiki, bunda oʻqlarning biri boʻyicha (ikkala yoʻnalishda) barcha zarralarning uchdan bir qismi harakat qiladi.

Tadqiqotlar diffuziya, broun harakati va molekular harakatining oʻrtacha tezligi haroratga bogʻliq ekanligini koʻrsatadi. Bu bogʻliqliklarni faqat statistik fizikaning murakkab usullarini qoʻllab oʻrganish mumkin.

30-§. EHTIMOLLIKLA NAZARIYASINING ASOSIY TUSHUNCHALARI

Kelgusida biz asosan statistik xususiyatga ega boʻlgan qonuniyatlar va kattaliklar bilan ish koʻramiz. Statistik qonuniyatlar tasodifiy voqealar va hodisalar toʻplamiga tegishli qonuniyatlar boʻlganligi uchun, bu qonuniyatlarni sof matematik jihatdan ehtimolliklar nazariyasi oʻrganadi. Shu sababi biz quyida kelgusi bayonimiz uchun zarur boʻlgan darajada ehtimolliklar nazariyasidan elementar maʼlumotlar berib oʻtamiz.

Ehtimolliklar nazariyasida amalga oshishi haqida oldindan aniq bir fikr aytib boʻlmaydigan hodisalarga **tasodifiy hodisalar** deb ataladi. Biror bir hodisaning roʻy berishiga sabab boʻladigan tajriba yoki shart – sharoitlar toʻplamiga ehtimolliklar nazariyasida **sinash** deb ataladi.

Tasodifiy hodisaning **ehtimolli**gining uning roʻy berish imkoniyatining miqdoriy oʻlchovidir. Tasodifiy hodisaning ehtimolli shu hodisani amalga oshirish bilan bogʻliq boʻlgan sinashlar yordamida topilishi mumkin.

Avval ehtimollikni teng imkoniyatli hodisalar uchun kiritaylik. Xoʻsh, qanday voqealar teng imkoniyatli voqealar boʻla oladi. Agar sinashlarda tasodifiy hodisalardan birining boshqalaridan koʻproq roʻy berishiga hech qanday asos boʻlmasa, bu hodisalar teng imkoniyatli yoki teng ehtimolli voqealar deb ataladi. Masalan, tanga tashlashda gerbli yoki raqamli tomonning tushishi teng ehtimolli hodisadir.

Teng imkoniyatli biror hodisaning ehtimolli, shu voqea uchun qulay boʻlgan teng imkoniyatli voqealar sonining sinashlarda uchrashi mumkin boʻlgan barcha teng imkoniyatli hollar soniga nisbatiga teng. Masalan, yuqoridagi tanga tashlash misolidagi tanganing gerbli yoki raqamli tomonining tushish ehtimolli $1/2$ ga teng. Chunki, teng

imkonli hollar soni 2 ta, har bir voqea amalga oshishi mumkin bo'lgan hollar soni esa bittadan.

Umumiy holda ehtimollik quyidagicha ta'riflanadi: Biror hodisaning ro'y berish ehtimolligi sinashlarda shu voqea amalga oshadigan hollar soni N_1 ning sinashlar soni N ga nisbatining sinashlar soni cheksizlikka intilgandagi limitiga teng bo'ladi:

$$P = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{N_1}{N} \quad (1)$$

Yana tanga tashlash bilan bog'liq misolga qaytadigan bo'lsak, tangani juda ko'p marta tashlab, uning deyarli yarmiga teng bo'lgan hollarda gerbli tomoni bilan tushishiga, ya'ni $P=1/2$ bo'lishiga ishonch hosil qilish mumkin.

Yana misol uchun gorizontall tekislikda tomonlari 1, 2, 3, 4, 5 va 6 sonlari bilan belgilangan kubni tashlash misolini ko'rib chiqamiz. Bu yerda hodisa deganda u yoki bu raqamlangan tomonning tushishi tushuniladi. Tashlash boshlanishidan toki biror raqamli tomonning tushishigacha hodisaning borishi deyarli ma'lum: u tashlashda tomonlarning holatiga, boshlang'ich impulsning yo'nalishiga va boshqalarga bog'liq. Bu kattaliklar turlicha bo'lishi va uni nazorat qilib bo'lmasligidan oldindan tashlash natijasini (u yoki bu nomerli tomonining tushishi) aytib bo'lmaydi. Shu bilan birga ko'p sonli tashlashlar bajarilsa, u holda tahminan barcha tashlashlarning $1/6$ qismida olti tomonining bittasi tushadi. Tashlashlar soni N qanchalik ko'p bo'lsa, ixtiyoriy fiksirlangan tomonining tushish soni $N_1=N/6$ ga yaqin bo'ladi.

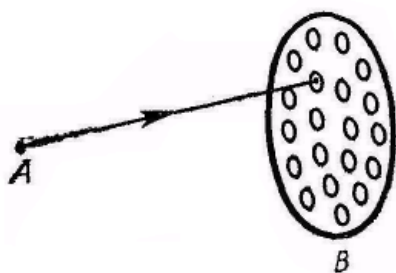
U yoki bu tasodifiy hodisalarning yuzaga kelish chastotasi ular ehtimolligi bilan tavsiflanadi. Demak: kutilayotgan hodisa ehtimolligi shu hodisaning yuzaga kelish sonining barcha umumiy hodisalar soniga nisbati (umumiy hodisalar soni cheksizlikka intilganda) bilan

$$P = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{N_1}{N} .$$

aniqlanadi

Keltirilgan misolda olti tomondan ixtiyoriy bir tomonining tushish ehtimolligi $1/6$ ga teng.

Boshqa bir misol keltiraylik: A nuqtadan turib teshiklari bor bo'lgan B diskka o'q otilsin (32-rasm).



32-rasm

Bunda otilgan o'qlarning har biri diskka tegadi, lekin boshlang'ich shartlarning turlichaligidan har bir ayrim tajribadagi otilgan o'q teshikka tegish yoki tegmasligini avvaldan aytib bo'lmaydi.

Teshikka tegish yoki tegmasligi (1) ga muvofiq deyarli to'liq aniqlanadi (ko'rilayotgan misolda N_1 -teshikka tegishlar soni) va barcha teshiklar yuzining disk yuziga nisbatiga teng: $P = S_{tesh}/S$.

Ikkala keltirilgan misollarda ko'rilgan hodisa ehtimolligini tajribalarning sonini ko'p marotaba o'tkazmay turib ham aniqlash mumkin. Haqiqatda kubni tashlash misolida shuni ta'kidlash mumkinki, biror bir raqamli tomonining tushishi uchun hech qanday ustunlik yaratilmagan va shuning uchun har bir tomonining tushish ehtimolligi $1/6$ ga teng. Ikkinchi hodisada, o'qning diskning u yoki bu qismiga tushishi uchun hech qanday ustunlik bo'lmaganligidan, diskning barcha qismlari bir xil imkoniyatga ega, shuning uchun o'qning teshikka tegish ehtimolligi yuqorida keltirilgan yuzalar nisbati bilan aniqlanadi.

Yana bir misol keltiramiz (gaz holatdagi moddalar uchun juda muhim bo'lgan). Yetarlicha katta V hajmdagi idishda bittagina molekula harakatlansin va uni V hajmning qismi bo'lgan v hajmda bo'lish ehtimolligini topish kerak bo'lsin. Agar barcha V hajmni teng $y = V/v$ bo'laklarga bo'lsak, yetarlicha katta vaqtdan keyin (bu vaqt molekulaning idish devorlaridan bir necha marotaba qaytishi uchun etarli bo'lishi kerak) molekula bir xil ehtimollikda ixtiyoriy y qismda bo'lishi mumkin, chunki uning V hajmning qandaydir qismida bo'lishi uchun hech qanday ustunlik mavjud emas. Aytilganlar asosida shuni ta'kidlash mumkinki, molekulaning ajratilgan hajmda bo'lish ehtimolligi $P = v/V$ bo'ladi.

Ehtimolliklarni aniqlash (1) dan ma'lumki, $0 \leq N_1 \leq N$ ligidan, $0 \leq P \leq 1$ bo'ladi. Shunday qilib, ehtimollik o'lchovsiz kattalik bo'lib, u manfiy ham bo'lmaydi va birdan ham katta bo'lmaydi. Agar $P=1$ bo'lsa, ixtiyoriy hodisa kutilgan natijani beradi (ishonarli hodisa). Agar $P=0$ bo'lsa, kutilgan hodisa yuzaga kelmaydi.

Agar bizni qiziqtirayotgan hodisa ehtimolligi P bo'lsa, u holda N ta hodisa yuz berganda, kutilayotgan hodisalar soni NP ga teng

bo‘ladi. Bunda kutilayotgan belgilangan hodisalar soni N ning qiymati qancha ko‘p bo‘lsa, shunchalik NP ga yaqin bo‘ladi. Shunday, kub tashlangan holda ham N marotaba tashlashda NP oltita tomondan bittasining tushishining kutilgan sonidir. O‘q otish misolida N marotaba o‘q otishda NP disk B ning teshigiga kutilayotgan tushish sonini beradi. Oxirgi misolda N molekulaning idish hajmining turli qismlarida bo‘lish sonini bildiradi va bunda NP molekulaning idish hajmining belgilangan qismida bo‘lishi sonini bildiradi.

Ehtimolliklarni qo‘shish teoremasi. Agar P_1, P_2, P_3 , va h. k. bir - birini istisno qiluvchi bir necha voqealarning ehtimolliklari bo‘lsa, u holda bu voqealardan birortasining (qaysi biri bo‘lishi farqsiz) amalga oshish ehtimolligi bu voqealarning ehtimolliklari yig‘indisiga teng bo‘ladi:

$$P = P_1 + P_2 + \dots + P_n \quad (2)$$

Misol. Yashikda bir-biridan faqat rangi bilan farq qiluvchi 100 ta shar yaxshilab aralashtirilgan: ulardan 30 tasi oq, 25 tasi qizil va 45 tasi ko‘k rangda bo‘lsin. Yashikdan qo‘l tiqib rangli sharni olish ehtimolligi qanday? Qizil sharni olish ehtimoligi $P_1 = 25/100$, ko‘k sharni olish ehtimolligi $P_2 = 45/100$, rangli sharni olish ehtimolligi $P = P_1 + P_2 = 7/10$.

Xuddi shunday, kubni tashlashda 1 yoki 2 raqamli tomonining tushish ehtimolligi ularning har birining tushish ehtimolliklarining yig‘indisiga teng:

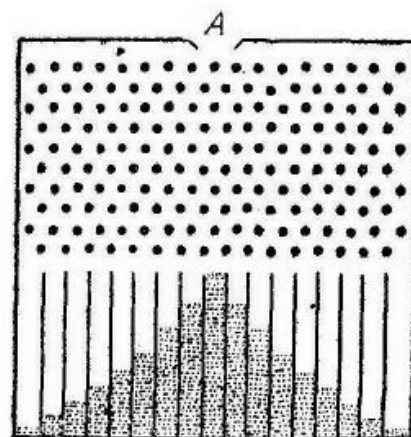
$$\frac{1}{6} + \frac{1}{6} = \frac{1}{3}$$

Ehtimolliklarni qo‘shish qoidasi bir-birini inkor etuvchi hodisalar soni ixtiyoriy bo‘lganda ham qo‘llaniladi va umumiy holda X ta bir-birini inkor etuvchi hodisalardan birining yuzaga kelish ehtimolligini

$$P(1 + 2 + 3 + \dots + X) = \sum_{i=1}^X P_i \quad (3)$$

deb yozish mumkin. Buni Galton doskasi deb ataluvchi qurilma orqali namoyish etish mumkin (33-rasm). Qurilma ikkita yassi va shaffof devorli bo‘lib, uning yuqori qismiga mixchalar o‘rnatilgan. Galton doskasining pastki qismida tepasi ochiq, bir xil, vertical kameralar o‘rnatilgandir.

Qurilmaning A tirqishidan po‘kakchalar tashlansa, ular mixlar bilan to‘qnashishi sababli avvaldan qaysi kameraga tushishini aytib bo‘lmaydi. Ketma-ket tashlanayotgan po‘kaklarning soni qanchalik ko‘p bo‘lsa, ularning kameralar bo‘yicha taqsimlanishi ma’lum qonuniyatga bo‘ysunadi: A tirqishning ostidagi kameralarda po‘kaklarning soni ko‘p bo‘ladi (bu kameralarga tushish ehtimolligi ko‘proq).



33-rasm

Agar N -po‘kaklar soni bo‘lsa, u holda

$$N = n_1 + n_2 + \dots + n_k$$

bo‘ladi. Bu erda n_1 — birinchi kameradagi po‘kaklar soni (masalan, chapdan birinchi kamera, n_2 —ikkinchi kameradagi po‘kaklar soni va huddi shunday k -nchi kameragacha. Bu tenglamani N ga bo‘lib:

$$\frac{n_1}{N} + \frac{n_2}{N} + \dots + \frac{n_k}{N} = 1 \quad (4)$$

ni hosil qilamiz.

N lar soni katta bo‘lganda n_1/N nisbat (1) ga muvofiq po‘kakchalarning birinchi kameraga tushish ehtimolligini aniqlaydi, n_2/N esa ikkinchi kameraga va h.k. (4) munosabat bilan po‘kakchalarning kameralar bo‘yicha ma’lum taqsimlanishiga olib keluvchi tasodifiy hodisalarning to‘liq tizimsini ifodalaydi.

Ehtimolliklarni ko‘paytirish teoremasi. Tasodifiy hodisalar orasida statistik mustaqil hodisalar muhim o‘rin tutadi. Tabiatda hodisalar o‘zaro bog‘liq, biroq hodisalar orasidagi bog‘liqlik shunchalik uzoqlashgan va shunchalik zaiflashtirilganki, bir hodisaning ro‘y berishi ikkinchisidan deyarli mustaqil tarzda ro‘y beradi.

Statistik bir-biriga bog‘liq bo‘lmagan hodisalar vaqt bo‘yicha mos tushishi mumkin. Murakkab hodisalar - bu bir necha sodda (statistik bog‘liq bo‘lmagan) hodisalarning yuz berishiga asoslangan. Murakkab hodisalarning yuz berish ehtimolligi u yuz berishi mumkin bo‘lgan mustaqil hodisalar ehtimolliklarining ko‘paytmasiga tengdir (ehtimolliklarni ko‘paytirish qonuni).

Masalan, ikkita sodda A va B hodisalarning mos tushishiga asoslangan murakkab hodisa uchun

$$P(A, B) = P(A) \cdot P(B) \quad (5)$$

tenglama o'rinlidir.

Xuddi shunday, shoshqol toshning 1 raqamli tomonining tushish ehtimolligi har bir kub uchun $\frac{1}{6}$ ga teng. Ikkala kublarda bu

$$\frac{1}{6} \cdot \frac{1}{6} = \frac{1}{36}$$

tomonlarning bir vaqtda tushish ehtimolligi ga teng. Agar turli raqamli, masalan 1 va 2 tomonlarning bir vaqtda tushish ehtimolligini kuzatsak, va bunda qaysi kubda qaysi raqam tushishi biz uchun farqsiz bo'lsa, bunday turdagi kutilayotgan hodisalar ehtimolligi bir xil raqamli tomonlarning tushish ehtimolligidan ikki marotaba katta bo'ladi.

(5) ni namoyish etish uchun ikkita a va b molekulalarning bir vaqtda V hajmning qismi bo'lgan v hajmda bo'lish ehtimolini ko'rib chiqamiz. Tahlil qilinadigan murakkab hodisa yuz berishi mumkin bo'lgan sodda hodisalar ehtimolliklari bir xil va ular bir-biriga teng: $P(b) = v/V$, $P(a) = v/V$. U holda

$$P(a, b) = P(a) \cdot P(b) = (v/V)^2 \quad (6)$$

bo'ladi.

Termodinamik tizimlarda doimo ko'p sonli (10^{20} va undan ko'p) molekulalar bilan ish ko'rishga to'g'ri kelib, ularning koordinatalari va tezliklari zarralarning nazorat qilib bo'lmaydigan ko'p sonli o'zaro ta'sirlar e'vaziga o'zgaradi. Mos holda ixtiyoriy belgilangan vaqt momentida ayrim olingan zarracha tezligi qiymati tasodifiy kattalik bo'ladi. Statistik fizikaning vazifasi – molekulyar parametrlar (tizimning mikroskopik holatlari) tasodifiy qiymatlari yig'indisini tavsiflovchi statistik qonuniyatlarni ochishdan va tizimning mikro holatlari va macro holatlari o'rtasida bog'liqlikni o'rnatishdan iboratdir.

Ehtimollilik va kattaliklarning o'rtacha qiymati ehtimolliklar nazariyasining tadbirlaridan biri bu o'zgarib turuvchi kattaliklarning o'rtacha qiymatlarini hisoblashdir (masalan, bitta molekulaning ilgarilanma harakati o'rtacha energiyasini va o'rtacha tezligini hisoblash). O'rtacha qiymat tushunchasi bilan ehtimollik orasida bog'lanishni konkret misolda tushuntiraylik. Tizimga tegishli biror a kattalik N marta o'lchandi, deylik. Bunda N ta o'lchashdan N_1 tasida

a kattalikning o'lgangan qiymati a_1, N_2 holda esa, a_2 qiymatga teng va hakozi. O'lgangan kattalikning o'rtacha arifmetik qiymati quyidagiga teng bo'ladi:

$$\bar{a} = \frac{N_1 a_1 + N_2 a_2 + \dots + N_n a_n}{N} = \sum_{i=1}^n \frac{N_i}{N} a_i \quad (7)$$

O'lgashlar soni N yetarli darajada ko'p bo'lsa, N_i / N deyarli a qiymatning a_i ga teng bo'lish ehtimoligiga teng bo'ladi. Demak, a kattalikning o'rtacha qiymati uning alohida qiymatlari $a_1, a_2, a_3, \dots, a_n$ larning tegishli ehtimolliklariga ko'paytmasining yig'indisiga teng:

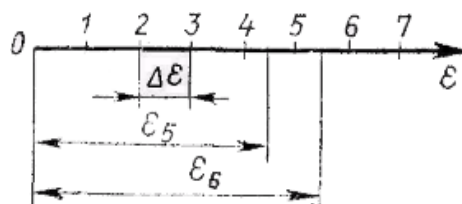
$$\bar{a} = \sum_{i=1}^n P_i a_i \quad (8)$$

31-§. ZARRALARNING ENERGIYA BO'YICHA TAQSIMOTI (BOLSMAN TAQSIMOTI)

Bir xil N ta zarralardan tashkil topgan va termodinamik muvozanatda bo'lgan tizimni ko'rib chiqamiz. Issiqlik harakati va molekulalararo o'zaro ta'sir tufayli har bir zarrachaning energiyasi (tizimning umumiy energiyasi o'zgarmas bo'lganda) vaqt o'tishi bilan o'zgaradi, molekula energiyasi o'zgarishining ayrim aktlari – bu tasodifiy hodisadir. Tizim xossalarini ifodalash uchun har bir zarraning energiyasi tasodifiy to'qnashuvlardan keyin 0 dan ∞ gacha o'zgaradi, deb faraz qilinadi. Zarralarning energiya bo'yicha taqsimotini ifodalash uchun koordinatalar o'qini ko'rib chiqamiz va unga zarralar energiyasini qo'yib chiqib uni $\Delta\varepsilon$ intervallarga bo'lib chiqamiz (34-rasm). Bu o'qning nuqtalari molekulalarning mumkin bo'lgan turli qiymatlariga mos keladi. Har qaysi interval atrofida energiya ε dan $\varepsilon + \Delta\varepsilon$ gacha o'zgaradi. Vaqtning berilgan momenti uchun fikran barcha N zarrachalarning taqsimlanishini belgilab chiqamiz. Tizimning belgilangan holati energiya o'qida N nuqtalarning ma'lum joylashuvi bilan tavsiflanadi. Bu nuqtalar nimasi bilandir ajralib tursin, masalan, yorishib tursin. U holda soni ko'pchilikni tashkil etgan qorong'u nuqtalarning yig'indisi bilan energiya o'qida molekulalarning yuzaga kelgan energetik holatlarini emas, faqat yuzaga kelishi mumkinlarini aniqlaydi. Belgilangan vaqt momenti natijasida molekula energiyasi tasodifiy o'zaro ta'sirlar

tufayli o'zgaradi: nuqtalar soni o'zgarmas qoladi, lekin ularning o'qdagi holati o'zgaradi.

Bunday fikran tajribada energiya o'qida nuqtalar sakrab va juda tez o'z o'rnini o'zgartiradi. Ma'lum vaqtlar oraliqlarida ularning o'rnini belgilab ushbu xulosaga kelinadi: termodinamik muvozanatda energiyaning ajratilgan har bir qismida nuqtalar soni yetarlicha aniqlikda bir xil qoladi.



34-rasm

Energetik intervallarning to'ldirilish soni tanlangan o'qda ularning holatlariga bog'liq.

Barcha ajratilgan energetik intervallar raqamlangan bo'lsin. U holda energiyasi ε dan $\varepsilon + \Delta\varepsilon$ gacha bo'lgan i -intervalga o'rtacha ΔN_i ta zarra to'g'ri keladi. U holda tizim zarralar soni N va ularning umumiy energiyasi U barcha energetik intervallar bo'yicha yig'ish orqali aniqlanadi:

$$\begin{aligned} N &= \sum_i \Delta N_i \\ a) \quad U &= \sum_i \varepsilon_i \Delta N_i \\ b) \end{aligned} \quad (1)$$

$\Delta N_i / N$ nisbat – bu energiyaning i -intervalining ehtimolli tavsifidir. Tabiiyki, berilgan haroratda $\Delta N_i / N$ ehtimollik molekular energiyasi funksiyasidir ($\Delta\varepsilon$ intervalning energiya o'qidagi holatiga bog'liq). Umumiy holda ko'rsatilgan ehtimollik faqat haroratga bog'liqdir. $\Delta N_i / N = f(\varepsilon_i, T)$ bog'liqlikni topish statistik fizikaning asosiy masalalaridan biridir.

$\Delta N_i / N = f(\varepsilon_i, T)$ funksiya zarralarning energiya bo'yicha taqsimot funksiyasi deyiladi. Statistik fizika usullari bilan ma'lum tasavvurlarni kiritish orqali

$$\Delta N_i = A e^{-\frac{\varepsilon_i}{kT}} \quad (2)$$

ekanligi topilgan va bu erda A -doimiy kattalik, $k=R/N_0$ - Bolsman doimiysi (R -universal gaz doimiysi, N_0 -Avogadro soni), $k=1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K.

(2) ga muvofiq, muvozanatda bo'lgan va klassik statistika qonunlariga bo'ysinuvchi ixtiyoriy tizim uchun $\varepsilon + \Delta\varepsilon$ energiyaga ega bo'lgan molekulalar soni eksponensial $e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}$ ko'paytmaga proporsionaldir.

(2) tenglamaning chap va o'ng tomonlarini barcha energetik intervallar bo'yicha yig'ib,

$$A = N / \sum_i e^{-\frac{\varepsilon_i}{kT}}$$

ni topamiz va bu (2) munosabatni quyidagi ko'rinishda yozish imkonini beradi:

$$\frac{\Delta N_i}{N} = \frac{e^{-\frac{\varepsilon_i}{kT}}}{\sum_i e^{-\frac{\varepsilon_i}{kT}}} \quad (3)$$

$\sum_i e^{-\frac{\varepsilon_i}{kT}}$ kattalik statistik yig'indi deyiladi. (2) kabi (3) ham statistik fizika usullari bilan fizik masalalarni yechish uchun fundamental qiymatga egadir. Agar (2) munosabat orqali berilgan haroratda termodinamik muvozanat holatidagi tizimda energetik intervallarning molekulalar bilan to'ldirilishi aniqlansa, (3) munosabat orqali bunday to'ldirishlar haqida ma'lumot olinadi. Har ikkala munosabatga Bolsman formulasi deyiladi.

(3) ni $\Delta\varepsilon/kT$ ga bo'lib:

$$\frac{\frac{\Delta N_i}{N} \frac{\Delta\varepsilon}{kT}}{\sum_i e^{-\frac{\varepsilon_i}{kT}} \frac{\Delta\varepsilon}{kT}} = \frac{e^{-\frac{\varepsilon_i}{kT}}}{\sum_i e^{-\frac{\varepsilon_i}{kT}}} \quad (4)$$

ni hosil qilamiz.

Agar $\Delta\varepsilon$ energiyaning tanlangan sohasi bo'lsa, u holda $\Delta\varepsilon/kT-kT$ birlikdagi energiya intervali, ya'ni energiyaning o'lchamsiz

intervali. Yuqorida qayd etilganidek, $\Delta N_i/N$ – ehtimollikdir, $\frac{\Delta N_i}{N} / N \frac{\Delta\varepsilon}{kT}$ kattalik esa ehtimollik zichligi deb ta'riflanadi, yani molekulalarning

birlik o'lchamsiz energetik interval $\left(\varepsilon_i / kT, \frac{\varepsilon_i}{kT} + 1 \right)$ da bo'lish ehtimolligidir. Chegaraviy $\frac{\Delta \varepsilon}{kT} \rightarrow d \frac{\varepsilon}{kT}$ holatga o'tib ($T = \text{const}$):

$$\frac{dN}{Nd \frac{\varepsilon}{kT}} = \frac{e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}}{\int_0^{\infty} e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} d \frac{\varepsilon}{kT}} \quad (5)$$

ni hosil qilamiz. (5) ga kiruvchi integral birga teng, shuning uchun

$$W = e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}, \quad (6)$$

bu yerda W -ehtimollik $\frac{dN}{Nd \frac{\varepsilon}{kT}}$ zichligining belgilanishi $W = e^{-\frac{\sum \varepsilon_j}{kT}}$ bo'lib qoladi yoki

$$W = e^{-\frac{\varepsilon_1}{kT}} \cdot e^{-\frac{\varepsilon_2}{kT}} \cdot \dots \cdot e^{-\frac{\varepsilon_z}{kT}} \quad (7)$$

Shunday qilib, zarralarning ularning to'liq energiyalari bo'yicha taqsimoti $W_x = e^{-\frac{\varepsilon_x}{kT}}$ kattalikning ko'paytmasi orqali aniqlanib, ularning har birini ehtimolliklarni ko'paytirish qonuniga muvofiq energiya yig'indilaridan biri bo'yicha ($x=1,2,3,\dots,z$) taqsimot funksiyasi sifatida ta'kidlash mumkin. Xulosa quyidagicha ta'riflanadi: termodinamik muvozanat holatida zarralarning energiyalar yig'indisi bo'yicha taqsimoti statistik mustaqil bo'lib Bolsman formulasi bilan ifodalanadi.

Qilingan xulosa asosida molekular harakati va o'zaro ta'sirining murakkab tasvirini qismlarga ajratish va energiyaning ayrim tashkil etuvchilarini ajratib ularni qismlar bo'yicha ko'rib chiqish mumkin. Xuddi shuningdek, gravitasion maydon ishtirokida bu maydonda zarralar taqsimotini ularning kinetik energiya bo'yicha taqsimotiga bog'liq bo'lmagan holda ko'rish mumkin. Shuningdek, mustaqil holda murakkab atomlarning aylanma harakatlari va ular atomlarining tebranma harakatlarini ko'rsatsa bo'ladi.

Bolsman formulasi (2) zarralar energiyasi cheksiz qiymatlar qatorini qabul qiladi deb hisoblaydigan klassik statistik fizikaning

asosidir. Gaz va suyuqliklar (suyuq geliydan tashqari) molekulalarining ilgarilanma harakatlari klassik statistika orqali $1K$ ga yaqin harorat aniqligigacha ifodalanar ekan. Qattiq jismlarning ayrim xossalari ham yetarlicha yuqori haroratlarda Bolsman formulasi yordamida aniqlanadi. Klassik taqsimot umumiyroq kvant statistik qonuniyatlarning xususiy holidir. Bolsman formulasining qo'llanilishi xuddi klassik mexanikaning mikrodunyo hodisalarida qo'llanilishi kabi kvant hodisalardagidek o'lchamda chegaralangandir.

Bolsman statistikasi asosida molekula energiyasining o'zgarishi tasodifiy hodisa ekanligi va molekulaning u yoki bu energetik intervalga tushish ehtimolligi intervalning boshqa zarralar bilan to'ldirilishiga bog'liq emasligi haqidagi tasavvurlar yotadi. Shunga mos holda Bolsman formulalarini keltirilgan shartlar bajariladigan masalalarni yechish uchun qo'llash mumkin.

(5) munosabatni energiyasi ε/kT ga teng yoki undan katta molekulalarning sonini aniqlash uchun qo'llaymiz. Buning uchun quyidagi integralni aniqlash kerak:

$$\frac{\Delta N}{N} = \int_{\varepsilon/kT}^{\infty} e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} d\frac{\varepsilon}{kT} \quad (8)$$

Integrallash

$$\frac{\Delta N}{N} = e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} \quad (9)$$

munosabatga olib keladi.

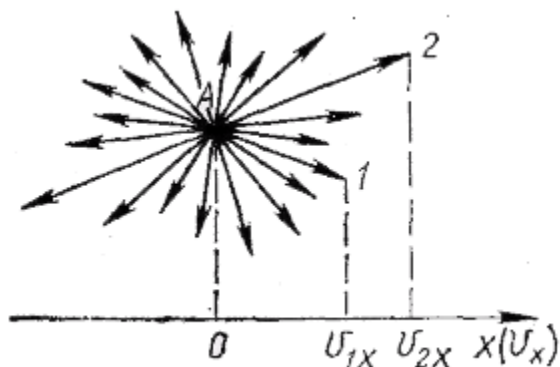
Shunday qilib, ehtimollik zichligi bo'yicha energiyasi $\geq \varepsilon$ bo'lgan molekulalar sonini aniqlash mumkin.

32-§. MOLEKULALAR ISSIQLIK HARAKATLARINING TEZLIK KOMPONENTALARILARI BO'YICHA TAQSIMOTI (MAKSVELL TAQSIMOTI)

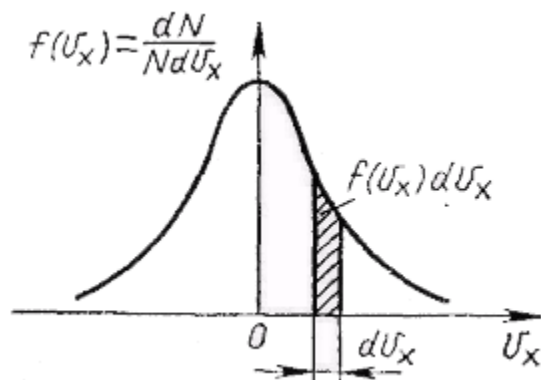
Ixtiyoriy molekulaning ilgarilanma harakat kinetik energiyasi koordinataning uchta o'qiga nisbatan harakatiga mos keluvchi uchta qo'shiluvchi bilan tasvirlanadi:

$$\frac{m v^2}{2} = \frac{m v_x^2}{2} + \frac{m v_y^2}{2} + \frac{m v_z^2}{2}$$

Bu ($W = e^{-\frac{\varepsilon_1}{kT}} \cdot e^{-\frac{\varepsilon_2}{kT}} \dots e^{-\frac{\varepsilon_z}{kT}}$) ga muvofiq, koordinataning ixtiyoriy X , Y va Z o'qlari molekula harakatini tavsiflovchi taqsimotni keltirib chiqarishga imkon beradi. Taqsimotni X o'q bo'yicha ko'rib chiqamiz. Buning uchun berilgan vaqt momentida molekulalar tezliklari vektorini belgilab, ular boshini A nuqtaga olib kelamiz (35-rasm).



35-rasm



36-rasm

Bu nuqta atrofida fazoviy “tezliklar tikoni”, “ignalar” hosil bo‘ladi. Ular kichik ham, katta ham bo‘lishi mumkin. Molekulalar tartibsiz harakatlanadilar, ularning harakatlari uchun barcha yo‘nalishlar teng ehtimollikka ega. Aynan shuning uchun “tezliklar tikoni” sferik simmetriyaga ega bo‘lishi kerak. Buning uchun nuqta atrofida ixtiyoriy v radiusga va Δv qalinlikka ega bo‘lgan shar qatlam ajratish kerak (uning hajmi $4\pi v^2 \Delta v$ ga teng). Bunda vektorlarning bir qismi shar qatlamda tugaydi, bunda bu qatlamning ixtiyoriy joyida uning birlik hajmiga tezlik vektorlari uchlarining tahminan bir xil soni to‘g‘ri keladi.

Boshi bir nuqtaga keltirilgan tezlik vektorlari uchlarini X o‘qiga proyeksiyalaymiz (35-rasm). Agar molekulalar soni N ta bo‘lsa, vektorlar proyeksiyasi v_x ham N ta bo‘ladi (35-rasmda faqat 1 va 2 molekulaning proyeksiyasi belgilangan). Shu yol bilan $x(v_x)$ o‘qida hosil qilingan nuqtalar yig‘indisi X o‘qi bo‘ylab molekulalarning issiqlik harakatlari tezlik komponentalari bo‘yicha taqsimotini tavsiflaydi.

v_x o‘qida v_x dan $v_x + \Delta v_x$ gacha interval ajratamiz. Bu tezliklar intervaliga ayrim ΔN molekulalar soni to‘g‘ri keladi. $\Delta N/N$ nisbat molekulalarning ajratilgan tezlik intervalida bo‘lish ehtimolidir.

$$\frac{\Delta N_i}{N} = \frac{e^{-\frac{\varepsilon_i}{kT}}}{\sum_i e^{-\frac{\varepsilon_i}{kT}}}$$

ga muvofiq ε_i ni $mv_x^2/2$ ga almashtirganda

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}}}{\sum_i e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}}} \quad (1)$$

deb yoza olamiz.

(1) ning chap va o'ng tomonlarini Δv_x ga bo'lib va chegaraviy qiymatlarga o'tib

$$\frac{1}{N} \cdot \frac{dN}{dv_x} = \frac{e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}}}{\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}} dv_x} \quad (2)$$

ni hosil qilamiz. (2) dagi integral

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-ax^2} dx = \left(\frac{\pi}{a} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ ga teng.}$$

Bizning misolda $a = m/2kT$, shuning uchun

$$f(v_x) = \frac{dN}{N dv_x} = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}} \quad (3)$$

Bu munosabat tezliklar bo'yicha izlanayotgan taqsimotdir (Maksvell taqsimoti). Berilgan haroratda $dN/N dv_x$ funksiya faqat molekula tezligiga bog'liq va molekularning v_x dan v_x+1 gacha bo'lgan birlik intervalda bo'lish ehtimolligini bildiradi (ehtimollik zichligi). Molekulalar tezliklarining boshqa komponentalari uchun (X ni Y va Z ga almashtirganda) (3) ga analogik bo'lgan munosabat hosil bo'ladi.

$f(v_x)$ bog'liqlik grafik tarzda 36-rasmda ko'rsatilgan. v_x ning qiymati ham musbat, ham manfiy bo'lishi mumkin. Juda katta tezliklarni ikkala yo'nalish uchun topish ehtimolligi juda kam. ($f(v_x)$ funksiyaning grafigi koordinata boshidan uzoqlashgan sari pasayadi).

dN/N ga teng bo'lgan $f(v_x)dv_x$ ko'paytma (molekularning v_x dan v_x+dv_x gacha intervalda bo'lish ehtimolligi) grafik tarzda asosi

dv_x bo'lgan va yuqoridan $f(v_x)$ funksiya grafigi bilan chagaralangan elementar shakl yuzasi bilan tasvirlanadi (36-rasm).

$\frac{\Delta N}{N} = \int_{v_{1x}}^{v_{2x}} f(v_x) dv_x$ integral tezliklari v_{1x} dan v_{2x} gacha bo'lgan tezlik intervalida yotuvchi molekulalarning nisbiy sonini beradi. $-\infty$ dan $+\infty$ gacha olingan bunday ko'rinishdagi integral birga tengdir:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(v_x) dv_x = 1 \quad (4)$$

(Molekulalarning $-\infty$ dan $+\infty$ gacha tezlik intervalida bo'lish ehtimolligi birga teng).

Tizim haroratini oshirish (3) funksiya maksimumining kamayishiga olib keladi, $f(v_x)$ bog'liqlik grafigi katta tezlikli molekulalar sonining oshishi evaziga deformasiyalanadi, biroq bunda (2) egri chiziq bilan chegaralanuvchi yuza saqlanadi.

Tezliklar bo'yicha taqsimotni (2) bilgan holda tezlik v_x ning o'rtacha qiymatini, shuningdek tezlik funksiyasi bo'lgan, masalan v_x^2 kabi ixtiyoriy kattalikni topish mumkin.

Berilgan o'qda, masalan, X o'qida tezliklar komponentalari kvadratlarining o'rtacha qiymatini topamiz (berilgan o'q bo'yicha molekula issiqlik harakatining o'rtacha kvadratik tezligini):

$$\overline{v_x^2} = c_x^2 = \frac{1}{N} \sum_i v_{ix}^2, \quad c_y^2 = \frac{1}{N} \sum_i v_{iy}^2, \quad c_z^2 = \frac{1}{N} \sum_i v_{iz}^2 \quad \text{ga muvofiq:}$$

$$C_x^2 = \frac{1}{N} \sum_i v_{ix}^2 \quad (5)$$

v_x o'qni kichik v_x intervallarga bo'lib chiqamiz. Bunday har bir intervalga dN zarralar soni to'g'ri keladi. $v_x^2 dN$ ko'paytma X o'qi bo'yicha ularning belgilangan dN qiymati uchun molekulalar tezlik komponentalari kvadratlari yig'indisini aniqlaydi (Bu molekulalar uchun tezliklar komponentalari v_x dan $v_x + dv_x$ gacha intervalda yotadi). $\int v_x^2 dN$ integral barcha molekulalar tezlik komponentalari kvadratlari yig'indisini beradi va uni N ga bo'lsak (5) uchun boshqacha munosabatni olamiz:

$$C^2_x = \frac{1}{N} \int v^2_x dN \quad (6)$$

(3) ni qo'llab

$$C^2_x = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{1}{2}} \int_{-\infty}^{+\infty} v^2_x e^{-\frac{m v^2_x}{2kT}} dv_x \quad (7)$$

ni hosil qilamiz.

(7) dagi integralning qiymati

$$\int_{-\infty}^{+\infty} v^2_x e^{-\frac{m v^2_x}{2kT}} dv_x = \frac{1}{2} \left(\frac{\pi 8 k^3 T^3}{m^3} \right)^{\frac{1}{2}}$$

ga teng.

Shunga muvofiq,

$$C^2_x = \frac{kT}{m} \quad (8)$$

36-rasmga e'tiborni qaratib, uning simmetrikligini payqash oson. Teng qiymatli intervallardagi molekular tezliklari musbat va manfiy komponentalari ($\pm v_x$) ni topish ehtimolliklari bir xildir. Bu qandaydir o'qqa nisbatan (masalan, X o'qiga) zarralarning yarmi musbat yo'nalishda, boshqalari esa manfiy yo'nalishda harakatlanishini bildiradi. Aynan shuning uchun ixtiyoriy o'qqa nisbatan zarralarning o'rtacha tezligi (u yoki bu tomonga harakatni e'tiborga olgan holda) doimo nolga tengdir (issiqlik harakati uchun barcha yo'nalishlar teng ehtimollikka ega).

Berilgan yo'nalish bo'yicha molekular tezlik komponentalarining o'rtacha qiymatini topamiz (berilgan yo'nalish bo'yicha o'rtacha arifmetik tezlik). Berilgan yo'nalish sifatida X o'qining musbat yo'nalishni olamiz. Ko'rilayotgan holda $v_x > 0$ deb,

($C_a = \frac{1}{N} \sum_i v_i$) munosabat asosida

$$C_{ax} = \frac{1}{N} \int_0^{\infty} v_x dN \quad (9)$$

ni topamiz.

(3) asosida

$$C_{ax} = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{1}{2}} \int_0^{\infty} v_x e^{-\frac{m v_x^2}{2kT}} dv_x \quad (10)$$

ni hosil qilamiz.

$$\text{Integral} \quad \int_0^{\infty} v_x e^{-\frac{m v_x^2}{2kT}} dv_x = \frac{kT}{m}, \text{ u holda}$$

$$C_{ax}^2 = \left(\frac{kT}{2\pi m} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (11)$$

33-§. MOLEKULALARNING ISSIQLIK HARAKATLARI TEZLIK LARI BO‘YICHA TAQSIMOTI (MAKSVELL TAQSIMOTI)

Tezliklar bo‘yicha molekula-larning taqsimotini keltirib chiqarish uchun quyidagi misoldan foydalanamiz: molekular tezliklarini Dekart koordinatalar tizimsi markazidan boshlanuvchi v_x , v_y , v_z vektorlar bilan tasvirlaymiz (37- rasm).

Bu tizimda tezlik vektorining kattaligi va yo‘nalishi vector tugaydigan nuqtaning holati bilan aniqlanadi. Tezlik moduli

$$|v| = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}, \text{ yoki}$$

$$|v|^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \quad (1)$$

v_x , v_y , v_z koordinatalar tizimsi bilan tezliklar fazosi deb ataluvchi $dv_x \cdot dv_y \cdot dv_z$ ga teng bo‘lgan hajm elementi ajratiladi.

$$f(v_x) = \frac{dN}{Nd v_x} = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{m v_x^2}{2kT}} \quad \text{ko‘rinishidagi uchta funksiya}$$

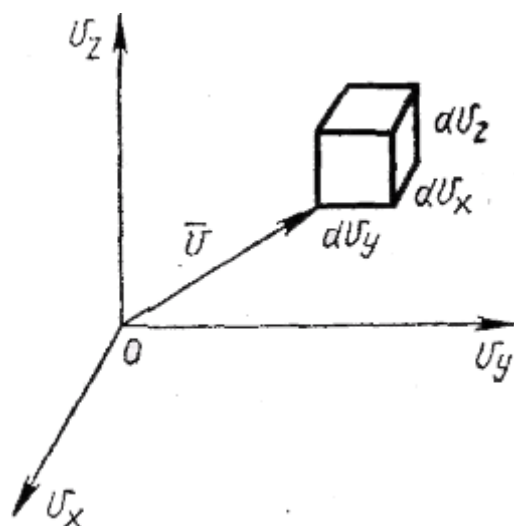
ko‘paytmasi

$$f(v_x) \cdot f(v_y) \cdot f(v_z)$$

molekulaning tezliklar fazosi hajmiga tushish ehtimolligini aniqlaydi:

$$f(v_x) f(v_y) f(v_z) = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m}{2kT}(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)} \quad (2)$$

Bu funksiya faqat tezlik moduliga bog'liqligidan, uning o'ng tomonini aniqlash uchun quyidagicha ish tutamiz: koordinata boshi atrofida tezliklar fazosida radiuslari v va $v+dv$ bo'lgan ikkita sfera ajratamiz. Ko'rsatilgan sferalar orasidagi shar qatlam hajmi $4\pi v^2 dv$ ga teng. Ajratilgan shar qatlamda ma'lum sonli molekulalar tezlik vektorlari tugaydi. Bu sonni dN bilan belgilab, (2) kabi tezliklar fazosining birlik hajmiga molekulalarni tushishi



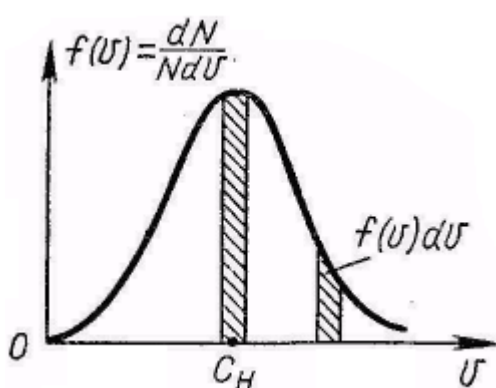
37- rasm

ehtimoligini aniqlaydigan $\frac{dN}{N 4\pi v^2 dv}$ nisbatni kiritamiz. (2) ning o'ng tomonini hosil qilingan nisbatga tenglab va (1) ni hisobga olgan holda,

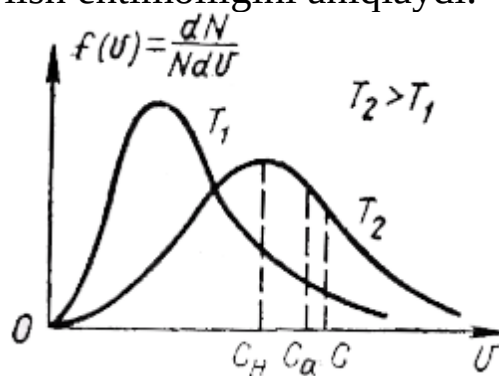
$$f(v) = \frac{dN}{N dv} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{v^2}{\left(\frac{2kT}{m}\right)^{\frac{3}{2}}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \quad (3)$$

ekanligini topamiz.

(3) tenglamani birinchi bo'lib Maksvell keltirib chiqargan va u gazsimon va suyuq holatdagi moddalar molekulyar nazariyasida fundamental qiymatga egadir. (3) funksiya molekulaning birlik tezlik intervali (v dan $v+1$ gacha) da bo'lish ehtimoligini aniqlaydi.



38-rasm



39-rasm

3) funksiya grafigi 38-rasmda ko'rsatilgan. (2) tenglama tezlik vektorlari uchlarining X o'qidagi proyeksiyalarining taqsimlanishini

ifodalaydi, (3) tenglama esa tezlik vektorlarining, ularning boshi bir nuqtaga keltirilganida va ularning hammasi v o'qda musbat yo'nalishga aylantirilganda, chekka nuqtalari proyeksiyalarining taqsimotini ifodalaydi. Kutilganidek, (3) funksiya $v \rightarrow 0$ va $v \rightarrow \infty$ da nolga intiladi, yani tinchlangan molekulalarni yoki juda katta tezlik bilan harakatlanuvchi molekulalarni topish ehtimolligi nolga yaqinlashadi. 38- grafikdan taqsimot funksiyasining maksimumiga to'g'ri keladigan shunday tezlik mavjudligi ko'rinib turibdi. Bu tezlik eng katta ehtimollik tezlik deyilib, C_e bilan belgilanadi. (3) funksiyaning ekstremumiga tekshirib

$$C_H = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad (4)$$

ekanligini topamiz. (4) ni hisobga olgan holda (3) ni boshqacha ko'rinishda yozamiz:

$$\frac{dN}{Nd v} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{v^2}{C_H^3} e^{-\left(\frac{v}{C_H}\right)^2} \quad (5)$$

Maksvell taqsimoti egri chizig'idan (38-rasm) foydalanib, grafik tarzda tezliklari berilgan v dan $v+dv$ gacha intervalda yotuvchi molekulalarning nisbiy soni $dN/N=f(v)dv$ ni aniqlash mumkin. Bu rasmda asoslari bir xil, lekin tezliklar o'qining turli yerlarida olingan ikkita shunday interval tasvirlangan (ulardan biri eng katta ehtimolli tezlikni o'z ichiga oladi). Shtrixlangan maydonlarni taqqoslash shuni ko'rsatadiki, agar interval o'z ichiga eng katta ehtimolli tezlikni olgan bo'lsa, bunday intervalda molekulalarni topish ehtimolligi maksimaldir.

Eng katta ehtimolli tezlik – bu molekulalarning ko'p ulushi ega bo'lgan tezlik degan ta'rif albatta noto'g'ridir. Haqiqatda, $dN/N=f(v)dv$ bo'lib, $dv \rightarrow 0$ da doimo $dN/N \rightarrow 0$ bo'ladi. Shunday qilib, aniq berilgan tezlikli molekulalarni topish ehtimolligi nolga tengdir. (3) ga muvofiq,

$$\int_0^{\infty} f(v) dv = 1 \quad (6)$$

(6) integral grafik tarzda Maksvellning taqsimot funksiyasi (3) bilan chegaralangan maydon orqali ifodalanadi (38-rasm). Mos holda

tezligi 0 dan ∞ gacha intervaldagi molekulalarni topish ehtimolligi birga teng. (4) va (6) dan harorat oshishi bilan Maksvellning taqsimot funksiyasi maksimumi katta tezliklar tomonga siljiydi, maksimumning balandligi esa bunda kamayadi (39-rasm).

(3) taqsimotni bilgan holda molekulalar issiqlik harakati tezliklarining o'rtacha qiymatini (o'rtacha arifmetik tezlik) va tezlik kvadratining o'rtacha qiymatini topish mumkin.

Molekulalar issiqlik harakatining o'rtacha tezligi :

$$C_a = \frac{1}{N} \sum_i v_i \quad (7)$$

$$C^2_x = \frac{1}{N} \int v^2_x dN$$

ni olish uchun qo'llanilgan muhokamalarni takrorlab:

$$C_a = \frac{1}{N} \int_0^{\infty} v dN \quad (8)$$

ni hosil qilamiz.

(3) dan dN ni qo'yib:

$$C_a = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{\frac{3}{2}} \int_0^{\infty} v^3 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv \quad (9)$$

ga ega bo'lamiz.

Integral $\int_0^{\infty} v^3 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv = \frac{1}{2} \left(\frac{2kT}{m} \right)^2$ bo'lgani uchun $C_a = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$ bo'ladi.

O'rtacha kvadratik tezlik uchun $C^2 = \frac{1}{N} \int v^2 dN$ (3) dan dN ning qiymatini qo'yib:

$$C^2 = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{\frac{3}{2}} \int_0^{\infty} v^4 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv$$

ga kelamiz.

Bu munosabatdagi integral $\frac{3\sqrt{\pi}}{8} \left(\frac{2kT}{m} \right)^{\frac{5}{2}}$ ga teng va shunga muvofiq,

$$C^2 = 3kT/m \quad (10)$$

(4), (9) va (10) dan

$$C : C_a : C_e = \sqrt{3} : \sqrt{\frac{8}{\pi}} : \sqrt{2} \approx 1,2 : 1,1 : 1 \quad (11)$$

kelib chiqadi.

Shunday qilib, $C > C_a > C_e$. Bunda o'rtacha kvadratik tezlik o'rtacha arifmetik tezlikdan 9% ga va eng katta ehtimollik tezlikdan 22% ga kattadir.

Avvalgi paragrafda berilgan yo'nalishda (X o'qi bo'yicha) molekulalar issiqlik harakatlarining o'rtacha kvadratik va o'rtacha

arifmetik tezliklarining qiymatlari topilgan edi. $C_x^2 = \frac{kT}{m}$ formulani

$$C_x^2 = \frac{kT}{m} \quad \text{bilan} \quad C_a^2 = \frac{kT}{m} \quad \text{formulani} \quad C_{ax} = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{1}{2}} \int_0^{\infty} v_x e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}} dv_x$$

formula bilan solishtirib:

$$\text{a) } C = \sqrt{3}C_x \quad \text{b) } C_a = 4C_{ax} \quad (12)$$

ga ega bo'lamiz.

Shuni eslatib o'tamizki, Maksvell taqsimotidan olingan (12,a) oldin o'rtacha qiymatlarni aniqlashda olingan edi.

Molekulyar-kinetik nazariyaning juda muhim natijasi harorat bilan molekulalar ilgarilanma harakati o'rtacha energiyasi orasida bog'liqlikni o'rnatishdir. Shunday (10) dan

$$\frac{mc^2}{2} = \frac{3}{2}kT \quad (13)$$

kelib chiqadi.

(13) ga binoan molekulalar ilgarilanma harakati kinetik energiyasining o'rtacha qiymati termodinamik haroratdan faqatgina $3/2 k$ ko'paytmaga farq qiladi. Shunday qilib, *termodinamik harorat – bu molekulalar ilgarilanma harakati o'rtacha energiyasiga proporsional kattalikdir.*

A va B jismlar bir xil haroratga ega ekanligi shuni bildiradiki, A va B jism molekulalarining issiqlik harakatlari o'rtacha energiyalari bir xil bo'ladi. A jism B jismdan ko'proq qizitilgan

deganda, A jism molekulasiga B jism molekulasiga nisbatan oʻrtacha kattaroq issiqlik harakati energiyasiga egaligi tushuniladi.

34-§. MAKSVELL TAQSIMOTINI TAJRIBADA TEKSHIRISH

Molekulalar issiqlik harakati eng katta ehtimollik, oʻrtacha arifmetik va oʻrtacha kvadratik tezliklar uchun munosabatlarni yozamiz:

$$\begin{aligned} \text{a)} \quad C_e &= \sqrt{\frac{2kT}{m}} \\ \text{b)} \quad C_a &= \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \\ \text{v)} \quad C &= \sqrt{\frac{3kT}{m}} \end{aligned} \quad (1)$$

Ildiz ostidagi surat va mahrajlarni Avogadro N_0 soniga koʻpaytirib ($kN_0=R$, $mN_0=\mu$), hisoblashlar uchun qulayroq boʻlgan formulalarni hosil qilamiz:

$$\begin{aligned} \text{a)} \quad C_e &= \sqrt{\frac{2RT}{\mu}} \\ \text{b)} \quad C_a &= \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}} \\ \text{v)} \quad C &= \sqrt{\frac{3RT}{\mu}} \end{aligned} \quad (2)$$

Keltirilgan munosabatlardan koʻrinib turibdiki, birgina haroratda turli gazlar molekularining oʻziga xos tezliklari $\sqrt{\mu}$ ga teskari

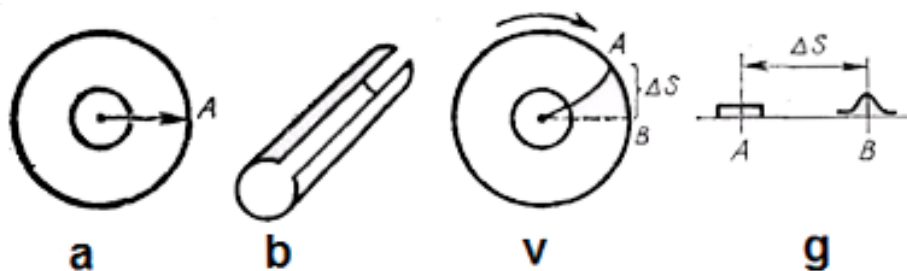
proporsionaldir: $T=const$ da tezliklar nisbati $\frac{C_1}{C_2} = \sqrt{\frac{\mu_2}{\mu_1}}$ ga teng boʻlib, C_1 va c_2 -molyar massalari μ_1 va μ_2 boʻlgan ikki gaz uchun tezliklar (2) dan ixtiyoriy ikkitasidir.

Xona haroratida ($T \approx 300\text{ K}$) kislorod va vodorod molekulari issiqlik harakatlari tezliklarini taqqoslaymiz. Kislorod uchun ($\mu_o = 32$) o'rtacha arifmetik tezlik

$$C_o = \sqrt{\frac{8 \cdot 8,31 \cdot 300}{3,14 \cdot 0,032}} \cong 500 \text{ (m / s)} \text{ ga teng.}$$

Shunday qilib, xona haroratida kislorod molekulasini 1 s da o'rtacha 0,5 km yo'l bosadi. Xususiylar molekulararo to'qnashishlar tufayli bu yo'l ko'p sonli to'g'ri chiziqlardan iborat sinuq chiziqni tashkil etadi.

Vodorod ($\mu_H = 2$) molekulasini massasi kislorod ($\mu_K = 32$) molekulasini massasidan 16 marotaba kichik bo'lib, buning evaziga uning o'rtacha tezligi o'sha haroratda kislorod molekulasini tezligidan 4 marotaba katta bo'ladi va xona haroratida 2000 m/s ni tashkil etadi.



40-rasm

Molekular tezligini aniqlashning birinchi tajribalari Shtern tomonidan (1920 y) bajarilgan. Bu maqsadda qo'llanilgan asbob ikkita koaksial, ichi bo'sh silindrdan iborat bo'lib (40, a-rasm), uning o'qi bo'ylab kumush bilan qoplangan platina sim o'tkazilgan, ichki silindrda esa tirqishi bor (40, b-rasm). Asbobda yuqori vacuum hosil qilingan (10^{-13} - 10^{-12} atm bosim).

Tajribaning birinchi qismida asbob tinchlikda turadi. Sim uning yarqirashi bilan aniqlanuvchi ma'lum haroratgacha elektr toki bilan qizdiriladi. Yetarlicha yuqori haroratda sim sirtidan kumush bug'lanib chiqadi. Ichki silindr bo'shlig'ida kumushning bir atomli gazi hosil bo'ladi. Kumush atomlarining bir qismi tirqish orqali silindrlararo fazoga chiqadi va molekulyar dasta hosil qiladi. Tashqi silindr sirtiga yetib kumush atomlari ingichka poloska ko'rinishidagi qatlam hosil qiladi va uning kengligi deyarli tirqish kengligiga tengdir (40, g-rasmdagi A nuqta).

Tajribaning ikkinchi qismida asbobning ikkinchi silindri aylantiriladi, bunda kumush atomlari 40, g-rasmda B nuqta bilan

ko'rsatilgan joyga yopishadi. Kumush polosalari holatlari A va B larning farqi ΔS kattalik bilan tavsiflanadi.

Tashqi silindr radiusini va uning aylanishi burchak tezligini r va ω bilan belgilab,

$$\Delta S = \omega r \Delta t \quad (3)$$

ni yozamiz, bu yerda Δt – tashqi silindr nuqtasining ΔS kattalikka siljish vaqti. Asbobning ichki silindri radiusi tashqi silindr radiusidan birmuncha kichikligidan, atomlarning silindrlararo fazodan o'tish vaqtini:

$$\Delta t = r/v \quad (4)$$

deb olish mumkin, bu yerda v — kumush atomlari tezligi.

Ma'lumki, ikkala tenglamaga kiruvchi vaqt oraliqlari bir xil bo'lishi kerak. Bu tenglamalardan Δt ni qisqartirib:

$$v = \omega r^2 / \Delta S \quad (5)$$

ga ega bo'lamiz.

Polosalar orasidagi ΔS masofani va asbobning aylanish tezligini o'lchab, kumush atomlari tezligini aniqlash mumkin. Haqiqatda vaziyat polosaning yoyilib ketganligi bilan qiyinlashadi. Buni tirqish orqali uchib chiqayotgan atomlar tezliklari turlicha ekanligi bilan tushuntiriladi. Bunda katta tezlikli atomlarga kichik va kichik tezlikli atomlarga katta siljishlar tegishlidir. Agar siljish ΔS ni A polosaning o'rtasidan B polosaning eng zichroq joyigacha o'lchasak (40, g-rasm), (3) formula bo'yicha molekulalar dastadagi molekulalarning eng katta ehtimolli tezligini topish mumkin. Tajriba natijalarini tushunish uchun molekulalar dastadagi molekulalarning tezliklar bo'yicha taqsimotini topish kerak.

Maksvell taqsimotini yozamiz:

$$\frac{dn}{n dv} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{\frac{3}{2}} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \quad (6)$$

Bu yerda $n = N/V$ – gaz zichligi. Oldin bu tenglama hosil qilinishida molekulalar yo'nalishlari ayrim afzallikka ega emas deyilgan edi, hozirgi holda esa, (6) qonun bilan aniqlanuvchi tezlikka ega bo'lib, qizigan sim sirtidan uchib chiqadilar va radial yo'nalish bo'yicha, xusisan, deyarli hech qanday to'qnashishlarsiz tirqish tomonga harakat qiladilar.

Tirqishning birlik yuzasidan birlik vaqtda z atomlar uchib chiqsin. Agar v dan $v + dv$ gacha tezlik intervaliga va tirqish oldidagi dastaning birlik hajmiga shunday turdagi atomlarning dn tasi to'g'ri kelsa, u holda tirqish orqali uchib chiqqan atomlar soni: $dz = vdn$ bo'ladi. (6) dan dn ni aniqlaymiz:

$$dz = n \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} v^3 dv$$

Bu tenglamani z ga bo'lib:

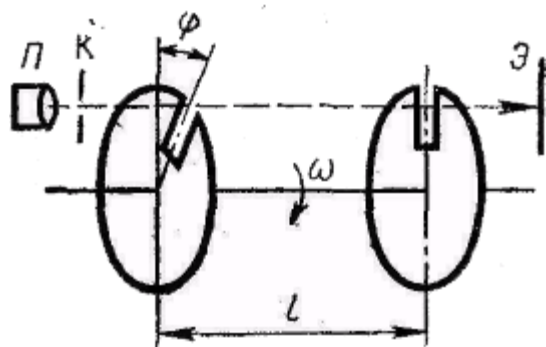
$$\frac{dz}{z dv} = \frac{n}{z} \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} v^3 \quad (7)$$

ni topamiz.

Hosil qilingan tenglama molekulyar dastada kumush atomlarining tezliklar bo'yicha taqsimotini aniqlaydi. (7) ni ekstremumga tekshirib, molekulyar dastada atomlarning eng katta ehtimolli tezligi quyidagiga tengligini topamiz:

$$C_e = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}} \quad (8)$$

Nazariy natijalar (8) ni tajriba natijalari (5) bilan solishtirish Maksvell taqsimotidan kelib chiqadigan atomlarning issiqlik harakati manzarasining to'g'riligini tasdiqladi.



41-rasm

Molekulyar dastada molekulalarning tezliklar bo'yicha taqsimoti qonunini tekshirishni Lamert (1929 y) to'liq amalga oshirgan. Lamert tajribasining g'oyasi quyidagicha: siyraklash-tirilgan fazoda umumiy o'qqa mahkamlangan ikkita radial qirqiqlari bo'lgan disk aylanadi. Bu

disklar bir-biridan ϕ burchakka siljigan (41-rasm).

Manba Π dan K diafragma orqali molekulyar dasta yo'nalgan bo'lib, uning bir qismi ekran $\mathcal{Z}$ ga yetib boradi. Ma'lumki, bular birinchi diskdan o'tib, ikkinchi disk tirqishi orqali ekranga yetib borgan molekulalardir. Tezroq zarralar diskka vaqtli yetib keladi, sekinroq harakatlanuvchi zarralar esa, tirqishdan o'tish uchun kechroq

yetib boradi. Tirqishning kengligi kattaroq bo'lishi tezlik intervali Δv bo'lgan molekulalar dastasini ajratish imkonini beradi. Ikkala tirqishdan o'tgan molekulalar uchun disklar orasida aralashish vaqti ($t_1 = l/v$) diskning φ ($t_2 = \varphi/\omega$) burchakka burilish vaqti bilan mos kelishi kerak. $t_1 = t_2$ ligidan

$$v = \omega l / \varphi \quad (9)$$

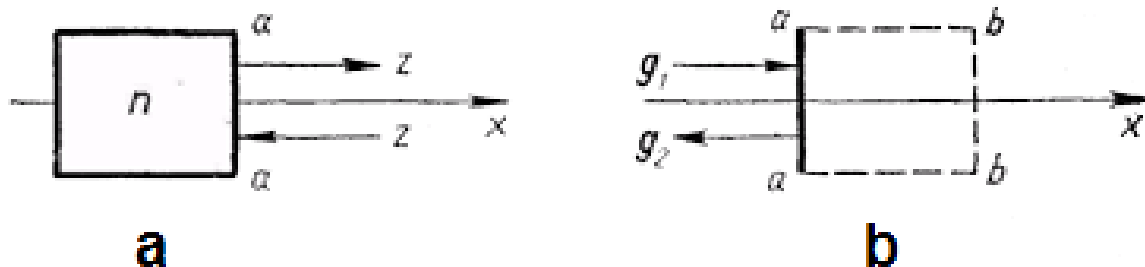
Asbobning aylanish tezligini, yoki tirqishlar orasidagi burchak φ ni o'zgartirib, turli tezlikli molekulalarni ajratish mumkin. Teng vaqt momentlaridagi turli tezlikli molekulalarni tutib, ularni dastadagi nisbiy qiymatini aniqlash mumkin va bu yuqori aniqlik bilan (7) – taqsimot qonunini tekshirishga imkon beradi.

35-§. KINETIK NAZARIYA BO'YICHA IDEAL GAZNING HOLAT TENGLAMASI

Molekulyar nazariyada moddaning soddaroq holati – o'zining xossalari bo'yicha ideal gazga yaqinlashuvchi siyraklashgan gazni tekshirishda katta muvaffaqiyatlarga erishilgan. Ideal gazning holat tenglamasini molekulyar nazariya doirasida topish uchun quyidagi soddalashtirishlar bajariladi: ideal gaz molekulalarining o'lchamlarini molekulalar orasidagi o'rtacha masofaga qaraganda hisobga olmasa bo'ladigan darajada kichik va molekulalararo o'zaro ta'sir mavjud emas deb hisoblanadi.

Termodinamik tizimni tashkil etuvchi, bir jinsli N ta zarralarning ilgarilanma harakat kinetik energiyasi uchun tenglama yozamiz:

$$W_k = N \frac{mc^2}{2} \quad (1)$$



42-rasm

bu yerda c - molekulalar issiqlik harakati o'rtacha kvadratik tezligi. $c^2 = 3c_x^2$ munosabatni qo'llab:

$$N \frac{mc_x^2}{2} = \frac{N}{3} \frac{mc^2}{2} \quad (2)$$

ni topamiz, bu yerda c_x — X o'qiga nisbatan molekulalar issiqlik harakati o'rtacha kvadratik tezligi. Molekulalarning o'rtachalashgan xususiyatlari c_x va c ni kiritish molekulalarning tartibsiz (issiqlik) harakatlarini barcha molekulalar uchta o'zaro perpendikulyar yo'nalish bo'yicha bir xil o'rtacha kvadratik tezlikka teng bo'lgan tezlik bilan harakatlanuvchi "tartibli" harakat kabi tasavvur etish imkonini beradi.

Birlik hajmida n ta molekulaga ega bo'lgan ($n=N/V$), m massali T haroratdagi ideal gazning muvozanatli holatini ko'rib chiqamiz. Buning uchun 42-rasmga murojaat etamiz. Bu rasmda birlik hajmdagi gaz ikkita qarama-qarshi tomonlari X o'qiga perpendikulyar bo'lgan kub shaklda tasavvur etilgan. Aytaylik barcha molekulalar bir xil o'rtacha kvadratik tezlikka ega bo'lgan tezlik bilan harakatlansin. U holda yuqorida aytilganiga muvofiq, birlik hajmda bo'lgan $n/3$ molekulani X o'q bo'yicha harakat qilmoqda deyish mumkin. Ularning yarmi (yani $n/6$) X o'qining musbat yo'nalishi bo'yicha harakatlanadi (42-rasmdagi aa tomot orqali). X o'qining musbat yo'nalishi bo'yicha harakatlanuvchi molekulalar oqim zichligini yuzaga keltiradi (birlik vaqtda birlik hajmdan o'tuvchi molekulalar soni):

$$Z = \frac{n}{6} c \quad (3)$$

Oqim (3) ning har bir molekulasi mc impuls (harakat miqdori) olib o'tadi. Shuning uchun ideal gazda impuls oqimining zichligi q (birlik vaqtda birlik yuzadan impuls o'tishi) Zmc ko'paytma bilan aniqlanadi:

$$q = \frac{1}{6} nmc^2 \quad (4)$$

(4) tenglama o'rtachalashtirilgan molekulyar xususiyatlarni qo'llab hosil qilingan va ideal gazlar uchun juda aniqdir. (3) ni keltirib chiqarishda qo'llanilganlar molekulalarning haqiqiy o'tishlarini aks ettirmaydi. Gap shundaki, (3) tenglama birlik vaqtda birlik yuzadan haqiqiy o'tishni aniqlamay, impuls oqimi zichligiga to'g'ri qiymat beruvchi ayrim effektiv kattalik (4) ni aniqlaydi.

(4) oqim ideal gazda ixtiyoriy yoʻnalish boʻyicha issiqlik harakatini tavsiflaydi. Agar X oʻqini olsak, uning ikki yoʻnalishi boʻyicha $q_1 = -q_2$ oqim mavjuddir (42, b-rasm): birlik yuza orqali musbat yoʻnalishda $-q$, oqim, qarama-qarshi yoʻnalishda $-q_2$ oqim. Agar yuza molekulalar uchun oʻtib boʻlmas boʻlsa, u holda termodinamik muvozanat holatda yuzaga kirayotgan va undan ketayotgan impuls oqimi teng boʻlishi kerak. Yuzaning molekulalar bilan oʻzaro taʼsirini sinchiklab tekshirish juda qiyin. Birinchidan, uning tekis emasligidan, undan qaytayotgan molekulalar diffuz boʻladi, ikkinchidan, molekulalar toʻqnashish akti koʻpincha elastik boʻlmaydi. (Ayrim hollarda gaz molekulalari devor molekulalari bilan toʻqnashib energiyasini yoʻqotsa, boshqa hollarda teskari holat yuz beradi). Oʻrtacha termodinamik muvozanat holatda devorning gaz bilan oʻzaro taʼsiri $q_1 = -q_2$ tenglikka egadir. Qattiq devordan qaytayotgan molekulalar impuls oqimi zichligining oʻzgarishi ($\Delta q = -q_2 - q_1$) ga teng boʻladi. Bu kattalikning moduli $|\Delta q| = 2q$ ga teng deb olib va (4) ni qoʻllab:

$$\Delta q = \frac{1}{3} n m c^2 \quad (5)$$

ni yozamiz. Bu formula orqali birlik vaqtda idishning birlik yuzasi bilan taʼsirlashayotgan gaz molekulalari impulsining oʻzgarishi aniqlanadi. Mexanikaning ikkinchi qonuniga muvofiq, kuch vaqt birligida harakat miqdorining oʻzgarishi bilan aniqlanadi, shuning uchun (5) tenglama gaz tomonidan devorning birlik yuzasiga taʼsir etuvchi kuchni aniqlaydi (maʼlumki, shunday kuch bilan devor gazga taʼsir etadi). Maʼlumki, birlik yuzaga taʼsir etuvchi kuch – bosimdir. Shunday qilib (5) ga muvofiq, ideal gaz bosimi:

$$p = \frac{1}{3} n m c^2 \quad (6)$$

$$C^2 = 3kT/m \text{ munosabatni qoʻllab:}$$

$$p = nkT \quad (7)$$

ni topamiz.

Hosil qilingan tenglamadan ideal gaz bosimi gaz zichligi va haroratga proporsional ekanligi kelib chiqadi.

Agar (7) ni molyar hajm V ga koʻpaytirsak, $pV = N_0 k T$ munosabatni hosil qilamiz, bu yerda $N_0 = nV$ - Avogadro soni. $N_0 k = R$

ekanligini hisobga olgan holda, mol ideal gaz uchun holat tenglamasini quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$pV=RT \quad (8)$$

Gaz bosimi uchun tenglama (7) shunisi bilan qiziqki, unda molekulaning hech qanday individual tavsifi ishtirok etmaydi. Aynan shuning uchun, uni gaz aralashmalari uchun ham qo'llasa bo'ladi. Aralashma uchun molekularning umumiy konsentrasiyasi aralashmaning ayrim komponentalarining konsentrasiyalari yig'indisi bilan aniqlanadi:

$$n = n_1 + n_2 + \dots + n_z = \sum n_i \quad (9)$$

bu yerda n_i — i - tartib raqamli komponenta konsentrasiyasi. (7) ni:

$$p = (n_1 + n_2 + \dots + n_z)kT,$$

yoki

$$p = n_1kT + n_2kT + \dots + n_zkT \quad (10)$$

ko'rinishda qayta yozamiz.

Biroq n_1kT ko'paytma gaz aralashmasi birinchi komponentasi hosil qilgan p_1 bosim bo'lib, $n_2kT = p_2$ -esa ikkinchi komponenta bosimi va h. k. (10) ni Dalton qonunini ifoda etuvchi quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

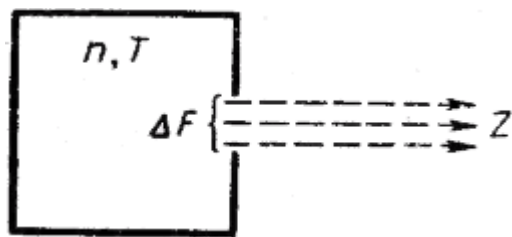
$$P = p_1 + p_2 + \dots + p_z = \sum p_i \quad (11)$$

Bu formulaga muvofiq, ideal gaz aralashmasi bosimi uning komponentalari parsial bosimlari yig'indisiga tengdir.

36-§. IDEAL GAZ MOLEKULALAR OQIMI ZICHLIGI

Ideal gazda berilgan o'q, masalan, X o'qi bo'yicha issiqlik harakatini ko'rib chiqamiz (43-rasm). Xaotik issiqlik harakatini tartibli deb faraz qilaylik va unda molekular X o'qiga nisbatan o'rtacha

$$C_{ax}^2 = \left(\frac{kT}{2\pi m} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ tezlik bilan harakatlansin.}$$



43-rasm

Bunday tasavvurda gazning birlik hajmidagi n ta zarrachadan $n/2$ tasi X o'qining musbat yo'nalishi bo'yicha harakatlanadi (43-rasm). Bu molekular

$$Z = nC_{ax} \quad (1)$$

ga teng bo'lgan oqim zichligi (birlik vaqtda birlik yuzadan o'tuvchi molekular soni) ni hosil qiladi.

$c_{ax}=c_a/4$ munosabatni hisobga olgan holda,

$$Z = \frac{1}{4} n c_a \quad (2)$$

deb yozamiz va bu yerda $C_a = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$ — molekulalar issiqlik harakati oʻrtacha tezligidir. Avvalgi paragrafda impuls oʻtishini toʻgʻri koʻrsatib beruvchi molekulalar oqimining taʼsirchan zichligi formulasi

$$Z = \frac{n}{6} c$$

6 kiritilgan edi, bu yerdagi (2) formula esa birlik vaqtda birlik yuzadan oʻtuvchi zarralar sonining haqiqiy manzarasini aks etadi. Shuning bilan birga (2) molekulalarning birlik vaqtda qattiq jismning birlik yuzasiga toʻgʻri keluvchi toʻqnashishlar sonini aniqlaydi.

(2) formula daniyalik fizik M. Knudsen tomonidan (1909) tekshirilgan boʻlib, tekshirish usuli quyidagichadir: Vakuum hosil qilingan fazoga gazli idish joylashtiriladi. Agar idishda tirqish ochsak, u holda gaz chiqayotganini kuzatamiz (43-rasm). Tirqish orqali gazning chiqishi murakkab jarayondir. Agar tirqish yetarlicha katta boʻlsa, u holda gazning chiqishi tirqishning ikkala tomonining idish devorlariga berayotgan bosimlari farqi orqali yuzaga keladi. Biroq bosim statistik maʼnoga ega va bu haqda idish devorlari yuzasi yetarlicha katta boʻlgandagina gapirish mumkin. Bu holda ajratilgan yuzaga bir vaqtda molekulalarning yetarlicha koʻp soni kelib uriladi, bunda impulslarning oʻzgarishi bilan birlik yuzada toʻgʻri keluvchi doimiy kuch singari bosim hosil boʻladi. Agar idishning yetarlicha kichik yuzasi olinsa va unga ayrim molekulalargina yoki juda kam sonli molekulalar urilsa, u holda bunday yuzachaga beriladigan bosim haqida gap yuritish toʻgʻri boʻlmaydi. Bunday sharoitda yuzachaga ayrim molekulalar urilib, doimiy taʼsir etuvchi kuch mavjud emas va shunga muvofiq ajratilgan yuzachaga bosim taʼsir etmaydi. Gazning berilgan zichligida maydonning shunday chegaraviy qiymati mavjudki, undan kichik qiymatlarda gaz bosimi taʼsir etmaydi. Knudsen tajribalarida idish devoridagi tirqish yuzasi F belgilangan chegaradan ham kichik olingan boʻlib, u gazning bosimga bogʻliq boʻlmagan molekulyar oqishini kuzatgan. Knudsen tomonidan olingan natijalar (2) formulaga juda mos keladi.

37-§. OG'IRLIK KUCHI MAYDONIDA IDEAL GAZ MOLEKULARINING TAQSIMOTI

Zarralarning energiya bo'yicha taqsimoti uchun Bolsman formulasini yozamiz:

$$\Delta N_i = Ae^{-\frac{\varepsilon_i}{kT}} \quad (1)$$

bu yerda ΔN_i —energiya ε_i dan $\varepsilon_i + \Delta\varepsilon_i$ gacha intervalga ega bo'lgandagi zarralar soni, A - doimiy kattalik. Mos holda $\Delta N_1 = Ae^{-\frac{\varepsilon_1}{kT}}$ va $\Delta N_2 = Ae^{-\frac{\varepsilon_2}{kT}}$ zarralar yotuvchi ikkita ε_1 va ε_2 energetik sathlarni ajratamiz.

$\Delta N_2 / \Delta N_1$ munosabatdan:

$$\Delta N_2 = \Delta N_1 e^{-\frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{kT}} \quad (2)$$

ni topamiz. (2) dan og'irlik kuchi maydonidagi izotermik tizim molekulalari taqsimotini ko'rib chiqishda foydalanamiz. Bu holda, ε —molekulalarning potensial energiyasidir. Og'irlik kuchi maydoni bir jinsli (ko'rilayotgan balandlik diapazonida erkin tushish tezlanishi-doimiy kattalik) deb hisoblab: $\varepsilon_1 = mgh_1$ va $\varepsilon_2 = mgh_2$ ni yozish mumkin. Ko'rilayotgan hol uchun (2) quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\Delta N_2 = \Delta N_1 e^{-\frac{mg(h_2 - h_1)}{kT}} \quad (3)$$

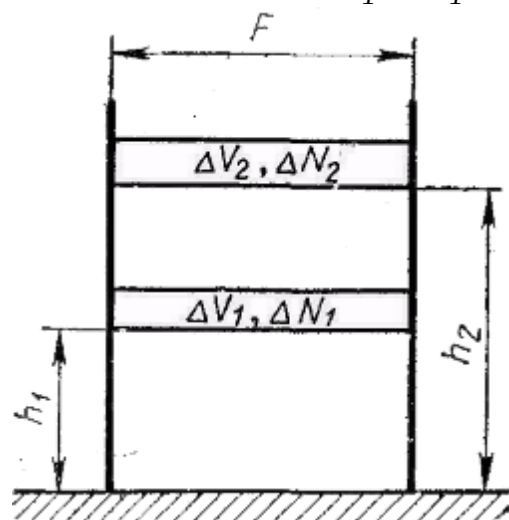
Bolsman formulasini shunday masalalarni ko'rish uchun qo'llash mumkinki, bunda molekulalarning u yoki bu energetik sathga tushishi sathlarning egallanishi bilan bog'liq bo'lmasin. (3) dagi ΔN_2 va ΔN_1 - h_2 va h_1 balandliklardagi molekulalar soni. Biroq bu molekulalar ma'lum hajmda bo'lishi kerak. Faraz qilaylik, tekshirilayotgan tizim asosi Yerda bolgan F kesimli cheksiz silindrni to'ldiruvchi vertikal gaz ustunidan iborat bo'lib, uning ikkita kichik qismi (3) munosabat bilan bog'langan (44-rasm). Silindrga N ta molekula qamalgan bo'lib, uning ΔN_1 qismi h_1 balandlikdagi ΔV_1 hajmda, ΔN_2 qismi esa h_2 balandlikdagi ΔV_2 hajmda joylashgandir. Molekulalarning mgh_1 va mgh_2 energetik sathlarda bo'lish ehtimolligi faqatgina ularning qiymatlarigagina

emas, ΔV_1 va ΔV_2 hajmlarning kattaliklariga ham bog'liqdir. Bu hajmlar bir-biriga teng bo'lsin: $\Delta V_1 = \Delta V_2$. Endi masalaning yechimiga yaqinlashgandekmiz, lekin biz mavjud bir holatni nazardan chetlashtirdik: bitta molekula ΔV_1 hajmga tushganda o'zining o'lchami bilan shu hajmning qandaydir qismini egallaydi va bu egallangan joyga endi boshqa molekula joylashishi mumkin emas.

Real hollarda molekulalarning ajratilgan teng hajmlarga tushish ehtimolligi ularning to'ldirilishiga bog'liq.

Biz hozircha (3) munosabat orqali og'irlik kuchi maydonida real hollarda molekulalarning joylashishini ko'rib chiqishda undan qanday foydalanishni bilmaymiz. U holda real tizimni, masalan zich gazlarni qo'yib, molekulalari e'tiborsiz darajada kichik o'lchamga ega bo'lgan ideal gazni ko'rib chiqamiz.

Ma'lumki, bu holda $\Delta V_1 = \Delta V_2 \equiv \Delta V$ bo'lganida nuqtaviy zarralarning teng hajmlarga tushish ehtimolligi, bu hajmlarning boshqa zarralar bilan egallanishiga bog'liq bo'lmaydi. Aytilganlardan, (3) formuladan turli balandliklarda joylashgan bir xil elementar hajmlardagi zarralar sonini solishtirish asosida ideal gazdan tashkil topgan izotermik atmosferadagi molekulalar taqsimotini ifodalash uchun foydalanish mumkinligi kelib chiqadi. (3) ni ΔV ga bo'lib va teng hajmlardagi molekulalar soni $\Delta N_1 / \Delta V_1 = n_1$ va $\Delta N_2 / \Delta V_2 = n_2$ ni aniqlab:



44-rasm

$$n_2 = n_1 e^{-\frac{mg(h_2 - h_1)}{kT}} \quad (4)$$

ni yozamiz.

$h_1 = 0$ holi uchun :

$$n = n_0 e^{-\frac{mgh}{kT}} \quad (5)$$

ga egamiz. Bu yerda: n_0 — Yer sirtidagi birlik hajmdagi molekulalar soni, n — h balandlikdagi birlik hajmdagi molekulalar soni.

Oxirgi formulalar bir jinsli tortishish maydonidagi ideal gaz molekulalarining balandlik bo'yicha taqsimlanishini aniqlaydi. (5) ni kT ga ko'paytirib va $nkT=p$ va $n_0kT=p_0$, ekanligini nazarda tutib, tortishish maydonini bir jinsli deb tasavvur qilgan holda, izotermik atmosferada bosimning balandlik bo'yicha taqsimotini topamiz:

$$p = p_0 e^{-\frac{mgh}{kT}} \quad (6)$$

Bu formulaga barometrik formula deyiladi.

38-§. BROUN HAKAKATI. PERREN TOMONIDAN AVOGADRO SONINING TOPILISHI

Molekulyar-kinetik nazariya asosan XIX asrning ikkinchi yarmida J.K.Maksvell va L.Bolsmanning ishlari tufayli tez rivojlanib ketdi. Bu nazariya ko'pgina hodisalarni qoniqarli tarzda tushuntirgan bo'lsa-da, molekulalar mavjudligi va ularning harakatlari to'g'risida real isbotlarning mavjud emasligidan bu nazariya XX asrning boshlarigacha ko'pchilik tomonidan tan olinmagan edi. Molekulyar nazariyaning to'liq tan olinishi Broun harakatining to'liq o'rganilishi bilan bog'liqdir.

Angliyalik botanik Robert Broun 1827 yilda mikroskop ostida suyuqlikda o'simlik changlarining va boshqa zarrachalar harakatlarini kuzatdi. Harakat tartibsiz bo'lib, zarralar murakkab zigzaksimon traektoriyani chizgan holda, bir-biriga bog'liq bo'lmay harakat qiladilar. Broun harakati intensivligi muhit haroratining oshishi, uning qovushoqligi va zarralar o'lchamining kamayishi bilan oshadi. Muhitning kimyoviy tabiati zarralar harakatiga ta'sir ko'rsatmaydi. XIX asrning birinchi yarmida hukmronlik qilayotgan fizik dunyo qarash bilan Broun harakatini tushuntirib bo'lmadi. XIX asrning ohiriga kelib, molekulyar-kinetik nazariyaning taraqqiy etishi arafasida qator olimlar broun zarrachasi tartibsiz harakati tabiatini to'g'ri tushuntirdilar. Shu davr fiziklaridan biri Delso (1877) Broun harakatini quyidagicha tushuntirdi: "Agar yuza katta bo'lsa, bosimning sababchisi bo'lgan molekulyar to'qnashuvlar tashqi jismga hech qanday ta'sir ko'rsatmaydi, chunki umumiy holda ular jismni har tomondan bir xil turtadilar. Agar yuza kichik bo'lsa, turtkilarning to'g'ri bo'lmasligi endi muvozanatlasha olmaydi va biz nuqtadan nuqtaga o'zgaruvchi bosim bilan ish ko'rishimizga to'g'ri keladi. Endi katta sonlar qonuni bosimning tenglashishiga olib kelmaydi va ularning teng ta'sir etuvchisi endi nolga teng bo'lmaydi; u doimo ham kattaligi bo'yicha, ham yo'nalishi bo'yicha o'zgarib turadi".

Broun harakatining birinchi miqdoriy nazariyasi 1905 yilda paydo bo'ldi va uning muallifi A.Eynshteyn edi. Eynshteyn nazariyasining

va shuning bilan birga molekulyar-kinetik nazariya tajribaviy isboti fransuz fizigi J. Perren va uning hamkasblari tomonidan berilgan. Bu olimning 1906 yilda boshlangan va bir necha yil davom etgan buyuk tajribasi kinetik nazariyaga qarshi tarafdorlarni atom va molekulalarning realligiga ishonishga majbur etdi.

A. Eynshteyn nazariyasini tajribada asoslash imkonini Perren quyidagicha ifodaladi: “Agar, haqiqatda molekulyar harakat broun harakatining sababchisi bo‘lsa, agar bu hodisa bizni molekula dunyosi bilan bog‘lovchi hodisa bo‘lsa, u holda bizni ularga yaqin borishimizga imkon beruvchi holatlar mavjud bo‘lishi kerak”. Agar gaz yoki suyuqliklarda mikroskop bilan kuzatish mumkin bo‘lgan darajada kattalikda tashqi zarra bo‘lsa, muhitning ko‘zga ko‘rinmaydigan zarralarining unga urilishlari tufayli, bu tashqi zarra issiqlik harakatida ishtirok etadi. Tabiiyki, broun zarrasi tezligiga molekulalar tezligiga qo‘llanilgani kabi Maksvell taqsimoti qo‘llaniladi. Molekulalar ilgarilanma harakati o‘rtacha energiyasi:

$$\frac{mc^2}{2} = \frac{3}{2}kT \quad (1)$$

dan aniqlanishidan, broun zarrachasi o‘rtacha kinetik energiyasi ham shunday munosabat bilan aniqlanishi kerak. Berilgan haroratda broun zarrachasi o‘rtacha kinetik energiyasi $m_b c_b^2/2$ muhit molekulasi o‘rtacha kinetik energiyasi $mc^2/2$ ga teng. Mos holda, Broun zarrachasi va molekulalar o‘rtacha kvadratik tezligi $C_b / C = \sqrt{m / m_b}$ munosabat bilan bog‘langandir. Broun harakati haqidagi bunday tasavvurlar Perrenga broun zarralari o‘lchami ular orasidagi masofadan ancha kichik bo‘lsa, u holda ularga ideal gaz holat qonunlarini qo‘llash mumkin degan xulosa qilishga imkon berdi.

Bunday g‘oyaga binoan broun zarralari yig‘indisi og‘irlik kuchi maydonida quyidagi qonun bo‘yicha taqsimlanishi kerak:

$$n_2 = n_1 e^{-\frac{mg(h_2 - h_1)}{kT}} \quad (2)$$

bu yerda mg —molekula og‘irligi. Agar (2) ni broun zarrachasi uchun qo‘llasak, ular joylashgan muhit tomonidan bu zarrazalarga ta’sir etuvchi, itaruvchi kuchni hisobga olish kerak. Boshqacha aytganda,

(2) formuladagi mg o‘rniga $\frac{4}{3}\pi r^3(\rho - \rho_0)g$ ni qo‘yish kerak, bu

yerda: ρ —broun zarrasi zichligi, r —ular radiusi, ρ_0 —suyuqlik zichligi. Endi $k=R/N_0$ tenglikni qo‘llab, (2) munosabat quyidagicha yozamiz:

$$n_2 = n_1 e^{-\frac{\frac{4}{3}\pi r^3 (\rho - \rho_0) g (h_2 - h_1) N_0}{RT}} \quad (3)$$

Bundan

$$N_0 = \frac{3RT \ln \frac{n_1}{n_2}}{4\pi r^3 (\rho - \rho_0) g (h_1 - h_2)} \quad (4)$$

kelib chiqadi.

Avogadro sonini topishning bunday usuli Perren tomonidan ishlab chiqilgan. Uning tajribalaridagi asosiy qiyinchilik bir xil zarralardan emulsiyalar tayyorlash bo‘ldi. Bu qiyinchilik bartaraf etilgan: bir jinsli emulsiya smolali moddalardan sentrifugirlash orqali olingan. Emulsiyani shaffof devorli yassi kyuvetaga joylashtirilgan va yaxshilab termostatlangan. Mikroskop yordamida zarralarning balandlik bo‘yicha taqsimoti o‘rganilib, o‘lchashlar natijasiga ko‘ra Avogadro soni topildi. Shunday tajribalar natijasida Perren Avogadro soni $N_0 \sim 6,5 \cdot 10^{23}$ ga tengligini topdi. Bu qiymat boshqa usullar bilan topilgan Avogadro soni bilan yaxshi mos tushadi.

O‘z ishlari xulosasida Perren shunday ifodaladi: “Atom nazariyasi g‘alaba qozonadi. Unga qarshi bo‘lgan ko‘pchilik o‘zlarini mag‘lub sezadilar va birining ketidan ikkinchilari ko‘p yillar davomida ular uchun qonuniy bo‘lgan noto‘g‘ri tasavvurdan voz kechadilar”.

39-§. TENG TAQSIMOT HAQIDAGI TEOREMA VA IDEAL GAZNING ICHKI ENERGIYASI

Molekulyar-kinetik nazariyaning asosiy vazifalaridan biri ichki energiyaning tizim parametrlariga bog‘liqligini aniqlashdan iboratdir: $U=U(V, T)$.

Bunday masala kam sonli erkinlik darajasiga ega bo‘lgan ideal gaz uchun soddaroq yechimga egadir.

Mexanik tizimning erkinlik darajasi soni deb, fazoda uning holati (albatta, harakati ham) aniqlanadigan bir-biriga bog‘liq bo‘lmagan koordinatalar soniga aytiladi.

Agar moddiy nuqta faqat bitta o'q , masalan, X o'qi bo'yicha harakat qilsa, u holda bu o'qda uning holati bitta koordinata bilan aniqlanadi. Shunga muvofiq, bunday moddiy nuqta ilgarilanma harakat bitta erkinlik darajasiga ega.

Agar o'zining harakati davomida moddiy nuqta tekislikni tark etmasa (ikki o'lchamli harakat), u holda Dekart koordinatalar tizimsidagi tekislikda uning holati X va Y koordinatalar bilan aniqlanadi. Bunday moddiy nuqta ilgarilanma harakat ikkita erkinlik darajasiga ega.

Fazoda moddiy nuqtaning erkin harakati uchta koordinataning berilishi bilan, masalan Dekart koordinatalar tizimsida X , Y va Z qiymatlar bilan aniqlanadi. Shunga muvofiq, erkin moddiy nuqta ilgarilanma harakat uchta erkinlik darajasiga ega.

Erkin absolyut qattiq jismning harakatini ko'rib chiqamiz. 45-rasmda X , Y va Z koordinatalar tizimsi tasvirlangan bo'lib, unga nisbatan qattiq jism A ning massalar markazi holati aniqlanadi. Shu rasmda qo'zg'aluvchan X' , Y' va Z' tizim ko'rsatilgan bo'lib, uning O' boshi A jismning massalar markazi bilan birlashtirilgan. Umumiy holda erkin qattiq jismning harakati davomida inersiya markazi orqali o'tuvchi o'q atrofida aylanishi mumkin. Ko'rsatilgan rasmda qattiq jismning aylanish o'qi bilan mos tushuvchi qattiq jism aylanishining burchak tezligi tasvirlangan. Bu tezlikni uchta komponentalar orqali ifodalash mumkin:

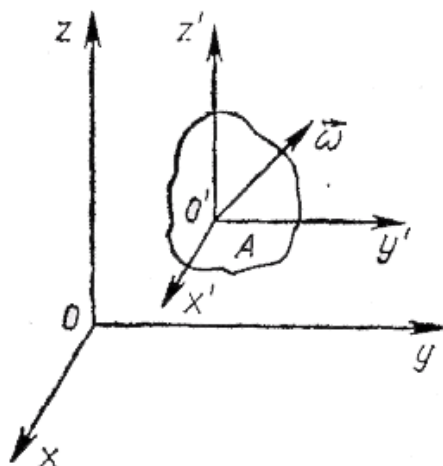
$$\vec{\omega} = \vec{\omega}_x + \vec{\omega}_y + \vec{\omega}_z \quad (1)$$

bu yerda $\vec{\omega}_x, \vec{\omega}_y, \vec{\omega}_z$ — X , Y va Z o'qi bo'yicha burchak tezlik komponentalari. Aylanuvchi qattiq jism uchta aylanma erkinlik darajasiga ega. Jism inersiyasi markazi uchta X , Y va Z koordinatalari bilan uning uchta ilgarilanma erkinlik darajasi aniqlanadi. Shunday qilib, absolyut qattiq jism oltita erkinlik darajasiga ega bo'lib, uning uchtasi ilgarilanma va uchtasi – aylanmadir. Moddiy nuqta aylanma erkinlik darajasiga ega emas, u faqat ilgarilanma harakatda ishtirok etadi.

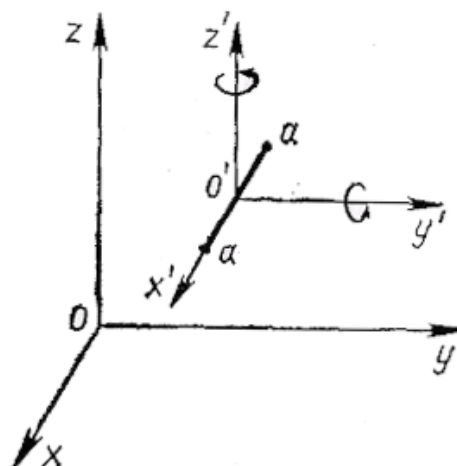
Gazlar issiqlik sig'imini o'lchash tajribalari bo'yicha shu narsa kelib chiqadiki, molekulalar erkinlik darajalari sonini aniqlashda atomlarni moddiy nuqtalar kabi qarash kerak. Aynan shuning uchun,

bir atomli molekula uchta ilgarilanma harakat erkinlik darajasiga egaligi kelib chiqadi.

Ideal gazning ikki va ko'p atomli molekulalari absolyut qattiq (atomlararo masofa o'zgarmas) deb hisoblaymiz. Bunday turdagi tasavvurlar gazlarning taxminiy (klassik deb ataluvchi) kalorik xossalari nazariyasini yaratishga imkon beradi.



45-rasm



46-rasm

46-rasmda X , Y va Z koordinatalar tizimsida ikki atomli aa molekula tasvirlangan. Bunday molekulaning inersiya markazlari ilgarilanma harakati X , Y va Z koordinataning o'zgarishi bilan bog'liq. Molekulaning aylanishini ifodalash uchun qo'zg'aluvchan va boshi molekula inersiya markazida bo'lgan X' , Y' , Z' koordinatalar tizimsi kiritilgan bo'lib, X' molekula o'qi bilan mos tushadi. Bu o'q atrofida molekulaning aylanishi ma'noga ega emas (aylanish o'qida joylashgan moddiy nuqtaning aylanishi haqida gapirib bo'lmaydi). Molekulaning aylanma erkinlik darajalari faqat Y' va Z' o'qlari atrofidagi mumkin bo'lgan aylanishlarga mos keladi.

Shunday qilib, ikki atomli qattiq molekulalar beshta erkinlik darajasiga ega bo'lib, ularning uchtasi ilgarilanma, ikkitasi-aylanmadir. Ikki atomli molekulalar vodorod (H_2), azot (N_2), kislorod (O_2), uglerod oksidi (CO) va boshqa gazlar uchun xosdir. Shuni qayd qilish kerakki, uch atomli chiziqliy qattiq molekulalar ham beshta erkinlik darajasiga ega. Bunday molekulalarga, masalan, karbonat anhidrid gazi (CO_2) kiradi.

Qattiq uch atomli nochiziqliy molekulalar (ular atomlari markazlari bir to'g'ri chiziqda yotmaydi) oltita erkinlik darajasiga ega; ulardan uchtasi ilgarilanma va uchtasi aylanmadir. Bu oltita erkinlik

darajasi uchdan ortiq atomga ega bo'lgan barcha molekulalar uchun taaluqlidir.

Molekulaning erkinlik darajasi nechta bo'lsa ham uning uchtasi ilgarilanmadir.

v —molekulalardan bittasining ilgarilanma harakati oniy tezligi. Tezlikni v_x , v_y , v_z komponentalar orqali ifodalab, molekulaning kinetik energiyasini yig'indi ko'rinishida yozish mumkin:

$$\frac{m v^2}{2} = \frac{m v_x^2}{2} + \frac{m v_y^2}{2} + \frac{m v_z^2}{2}$$

Shunday qilib, molekulaning ilgarilanma harakat energiyasini uchta yig'indi orqali ifodalash mumkin bo'lib, ularning har biri mos erkinlik darajasiga to'g'ri keluvchi kinetik energiyani namoyish etadi. Shunday $mv_x^2/2$ molekulaning ilgarilanma harakati x -nchi erkinlik darajasiga to'g'ri keluvchi kinetik energiyadir. Molekula ilgarilanma harakati erkinlik darajasining hech biri boshqasiga nisbatan afzallikka ega emasligidan, ularning har biriga o'rtacha bir xil energiya mos keladi.

Bitta molekulaga to'g'ri keluvchi o'rtacha kinetik energiya

$$\frac{m v^2}{2} = \frac{3}{2} kT \quad (2)$$

munosabat bilan aniqlanadi.

Molekulaning to'liq kinetik energiyasini uchga bo'lib

$$\varepsilon_1 = \frac{1}{2} kT \quad (3)$$

ni hosil qilamiz, bu yerda ε_1 — molekulaning bitta ilgarilanma harakat erkinlik darajasiga to'g'ri keluvchi o'rtacha energiya.

Ilgarilanma va aylanma harakat energiya taqsimotiga nisbatan hech qanday afzallikka ega emas, deb tasavvur etish mumkin. Bunday tasavvurda molekula harakatining har bir erkinlik darajasiga o'rtacha $1/2 kT$ ga (erkinlik darajasi bo'yicha energiyaning teng taqsimoti qonuni) teng energiya to'g'ri keladi.

Bitta molekula erkinlik darajasi sonini i bilan belgilaymiz. Teng taqsimot qonuni asosida bitta molekulaga to'g'ri keladigan o'rtacha energiya:

$$\varepsilon_1 = \frac{i}{2} kT \quad (4)$$

ga teng.

(4) ni Avogadro soni N_0 ga ko'paytirib, $kN_0=R$ almashtirish kiritib, bir mol ideal gaz (qattiq molekulali gaz) ichki energiyasi uchun quyidagi munosabatni hosil qilamiz:

$$U = \frac{i}{2} RT \quad (5)$$

Mos holda ideal gazning ixtiyoriy massasi uchun

$$U = \frac{m}{\mu} \frac{i}{2} RT \quad (6)$$

bo'ladi.

Oxirgi tenglamadan ko'rinib turibdiki, ideal gaz ichki energiyasi termodinamik haroratga proporsionaldir.

Doimiy hajmda ideal gazning issiqlik sig'imi quyidagi hosila bilan topiladi:

$$C_v = \frac{dU}{dT} \quad (7)$$

(5) va (7) dan doimiy hajmda gazlarning molyar issiqlik sig'imi:

$$C_v = \frac{i}{2} R \quad (8)$$

ga tengligi kelib chiqadi.

Mayer munosabatini qo'llab, issiqlik sig'imi uchun tenglamani doimiy bosimda yozamiz:

$$C_p = \frac{i}{2} R + R = \frac{i+2}{2} R \quad (9)$$

(8) va (9) tenglamalardan

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{i+2}{i} \quad (10)$$

nisbatni topamiz.

Hosil qilingan formulalardan ko'rinib turibdiki, qattiq molekulali gazlar uchun C_v va C_p issiqlik sig'imlari kabi ularning nisbatlari

C_p/C_V ham faqatgina molekulalarning erkinlik darajalari soni bilan aniqlanadi va haroratga bog'liq emas.

III jadvalda turli strukturadagi molekulali gazlar uchun (8), (9) va (10) formulalar yordamida hosil qilingan C_V , C_p va γ larning qiymatlari keltirilgan

III Jadval

**Molekulalari turlicha strukturaga ega bo'lgan gazlar uchun
 C_V , C_p va γ larning qiymatlari**

Molekulalar	i	C_V	C_p	γ
Bir atomli	3	$3/2R$	$5/2R$	1,67
Ikki atomli	5	$5/2R$	$7/2R$	1,40
Ko'p atomli	6	$3R$	$4R$	1,333

Savollarga javob bering

1. Molekulyar fizika va termodinamika nimani o'rganadi?
2. Fizikaning molekulyar fizika va termodinamika bo'limlari bir-biridan nimasi bilan farq qiladi?
3. Qanday maqsadda fanda ilmiy gipotezalar kiritiladi?
4. Qaysi faktlar fizik jismlar va moddalar diskretligi haqida guvohlik beradi?
5. Qanday hodisalar jism va modda zarrachalarining tartibsiz va uzluksiz harakatini isbotlaydi?
6. Zarralar orasida molekulyar o'zaro ta'sir kuchi mavjudligi haqida nima guvohlik beradi?
7. Molekulyar-kinetik nazariyaning asosiy holatlarini ta'riflang.
8. Azot molekulasini massasi qancha? ($M_{N_2} = 28 \cdot 10^{-3} \text{ kg / mol}$, $N_A = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$).
9. Normal sharoitda ($T=273K$, $P_0=1,01 \cdot 10^5 \text{ Pa}$) 5 sm^3 gazda nechta molekula bor?
10. Molekulalar orasida o'zaro ta'sir kuchi yuzaga kelishi haqida nima guvohlik beradi?
11. Molekulalararo o'zaro ta'sir kuchi molekulalar orasidagi masofaga qanday bog'liq?
12. Natijaviy o'zaro ta'sir kuchi molekulalararo masofaga qanday

bog'liq?

13. Qanday kuchlar – tortishish va itarishish – molekulalar orasidagi masofaning oshishi bilan kamayadi?
14. Nima uchun itarishish va tortishish kuchlari bir vaqtda ta'sir etadi?
15. Molekulyar ta'sir sfera radiusi nima?
16. Muvozanatli masofa nima?
17. O'zaro ta'sir potensial energiyasi deb nimaga aytiladi?
18. Qanday energiyaga bog'lanish energiyasi deyiladi?
19. Bog'lanish energiyasi nimaga teng?
20. Bog'lanish energiyasi molekulalar orasidagi o'zaro ta'sirga qanday bog'liq?
21. Effektiv diametr nima?
22. Molekulalar qachon bir-biriga eng yaqin keladi?
23. Nima uchun gazlar suyuqliklarga qaraganda oson siqiladi?
24. Normal sharoitda molekulalar orasidagi masofani topish formulasi qanday?
25. Tezlikning o'rtacha arifmetik qiymati qaysi formula bilan topiladi?
26. Molekulaning o'rtacha kvadratik tezligi qanday formula bilan topiladi?
27. Molekulalarning ilgarilanma harakati energiyasi nimaga teng?
28. Molekulalarning ilgarilanma harakat o'rtacha kinetik energiyasi qanday topiladi?
29. Qanday hodisalarga tasodifiy hodisalar deyiladi?
30. Ehtimolliklar nazariyasida sinash deb nimaga aytiladi?
31. Tasodifiy hodisaning ehtimolligi qanday topiladi?
32. Ehtimolliklarni qo'shish teoremasi va uning matematik ifodasi qanday?
33. Ehtimolliklarni ko'paytirish teoremasi va uning matematik ifodasi qanday?
34. O'lchangan kattalikning o'rtacha arifmetik qiymati qanday aniqlanadi?

Masalalar

1-masala. Yashikda 100 ta bir xil sharlar bo'lib, ulardan 40 tasi oq va 60 tasi qoradir. Sharlar yaxshilab aralashtirilgan. Yashikdan qo'l tiqib oq shar olish ehtimolligi qanday? Qora shar olish ehtimolligichi?

Javobi: 0,4 va 0,6

2-masala. Yashikda faqat rangi bilan farq qiluvchi yaxshilab aralashtirilgan 30 ta oq, 20 ta qizil va 50 ta ko'k sharlar yotibdi. Yashikdan qo'l tiqib rangli sharni olish ehtimolligi nimaga teng?

Javobi: $0,7$

3-masala. Yashikda A , B , C va D lar bilan belgilangan to'rtta shar yotibdi. Qo'l tiqib ikki sharni ketma-ket olganda A va B sharlarning chiqish ehtimolligi qanday?

Javobi: $1/6$

4-masala. Yashikda 5 ta oq va 4 ta qora shar bor. Yashikdan qo'l tiqib ketma-ket ikkita shar olganda qora sharlarning chiqish ehtimolligi nimaga teng?

Javobi: $1/6$

5-masala. Birdan oltigacha raqamlangan o'yin soqqasi besh marta tashlandi. Bunda uning bir bilan belgilangan qirrasining uch marta chiqish ehtimolligi nimaga teng? Bu va keyingi masalada o'yin soqqasining birdan oltigacha raqamlangan qirralarining chiqish ehtimolliklari bir xil deb faraz qilinsin.

Javobi: $125/3888$

6-masala. Bundan oldingi masalada qayd qilingan o'yin soqqasining beshtasi bilan o'yin olib borilmoqda deb faraz qilaylik. Soqqalar tashlanganda quyidagi holatlar uchun olti bilan belgilangan qirraning chiqish ehtimolligi topilsin: a) bitta soqqada, b) ikkita soqqada.

Javobi: a) $0,4$ b) $0,16$.

7-masala. Ikkita bir xil hajmli yacheykadan tashkil topgan berk idishda 10 ta gaz molekulasi bor. Yacheykalardan birida: 1) 1 ta; 2) 5 ta va 3) 10 ta molekula bir vaqtning o'zida bo'ladigan holatlarning statistik vaznlari (termodinamik ehtimolliklari) nimaga teng?

Javobi: 1) 10, 2) 252, 3) 1.

8-masala. Faraz etaylik balandligi 100 m bo'lgan vertikal nay ichida 500K haroratli havo bo'lsin. Tashqaridan nay 250K haroratli havo bilan o'ralgan bo'lsin. Nayning usti ochiq, past tomoni yuzi 300 sm^2 bo'lgan qalpoq bilan berkitilgan. Agar nayning yuqori uchidagi havo bosimi 740 mm.sim.ust. ga teng bo'lsa, qopqoqqa qancha kuch ta'sir etadi?

Javob: 20 N.

9-masala. 160 g kislorod bilan 120 g azot aralashmasining xossasiga o'xshash xossaligi gazning molyar massasi aniqlansin.

Javobi: 30,2 g/mol.

10-masala. V hajmli berk idishda N ta gaz molekulasini bor. Idish hajmining kichik qismi bo'lgan V_1 hajmdagi molekularning o'rtacha sonini va ularning nisbiy kvadratik fluktuatsiyalarini aniqlang?

Javobi:
$$\overline{N_1} = N \frac{V_1}{V}; \quad \frac{\overline{\Delta N_{\text{ке}}}}{N_1} = \sqrt{\frac{V}{N \cdot V_1}}$$

11-masala. Gaz molekulasini o'rtacha kvadratik tezligi bilan uning tashkil etuvchilari o'rtacha kvadratik qiymati o'zaro qanday bog'langan?

Javobi:
$$\overline{g^2} = \overline{g_x^2} + \overline{g_y^2} + \overline{g_z^2} = 3\overline{g_x^2}$$

12-masala. Gaz molekularining idish devoriga urilishlarini mutlaq elastik deb hisoblab, bitta urilishda idish devori oladigan kuch impulsining o'rtacha qiymatini hisoblash ifodasi topilsin?

Javobi:
$$F \cdot t = 2 \cdot m_0 \sqrt{\overline{g_x^2}}, \quad m_0 - \text{molekula massasi.}$$

13-masala. Hajm birligidagi gaz molekulari soni n (konsentrasiya) va molekularning o'rtacha kvadratik tezligi ma'lum bo'lsa, gaz joylashgan idish devorining yuza birligiga vaqt birligi ichida uchib kelib uriladigan molekular soni N topilsin?

Javobi:
$$N = \frac{1}{2} n \sqrt{\overline{g_x^2}}.$$

14-masala. 8, 9 va 10 masalalarning yechimlaridan foydalanib, gaz joylashgan idish devori yuza birligining molekular kelib urilishi natijasida vaqt birligida oladigan kuch impulsining o'rtacha qiymatini aniqlang?

Javobi:
$$\frac{1}{3} n \cdot m_0 \cdot \overline{g^2}$$

IV BOB. KO‘CHISH HODISALARI VA UNING IDEAL GAZLAR UCHUN NAZARIYALARI

Muvozanatsiz izolyasiyalangan tizimda jarayonlar shunday boradiki, oxir oqibat termodinamik muvozanat o‘rnatiladi. Bunda diffuziya, qovushoqlik va issiqlik o‘tkazuvchanlik muhim rol o‘ynaydi. Bu jarayonlar zichlik va konsentraciyaning tenglashishiga, moddaning makroskopik harakatini to‘xtashiga, butun tizim bo‘ylab bir xil harorat o‘rnatilishiga olib keladi. Bu turdagi hodisalar (jarayonlar) molekulalarning issiqlik harakatiga asoslangan bo‘lib, energiya (issiqlik o‘tkazuvchanlik), impuls (qovushoqlik), va massa (diffuziya) olib o‘tadilar, shuning uchun ularga *ko‘chish hodisalari* deyiladi.

Umumiy holda ko‘chish hodisalari tizimning u yoki bu parametrlarining gradiyentlariga bog‘liq. Gradiyent – vektor kattalik bo‘lib, agar ko‘chish hodisalari bittagina koordinata o‘qi bo‘ylab ko‘rilsa, u holda vector belgisini qo‘ymasa ham bo‘ladi. Agar zichlik ρ faqat X koordinataning funksiyasi bo‘lsa, u holda zichlik gradiyenti

deganda, soddalik uchun $\frac{d\rho}{dX}$ tushuniladi. Xuddi shunday tarzda

harorat gradiyenti $\left(\frac{dT}{dX}\right)$, yo‘nalgan harakat tezlik gradiyenti $\left(\frac{dv}{dX}\right)$ topiladi.

40-§. ISSIQLIK O‘TKAZUVCHANLIK

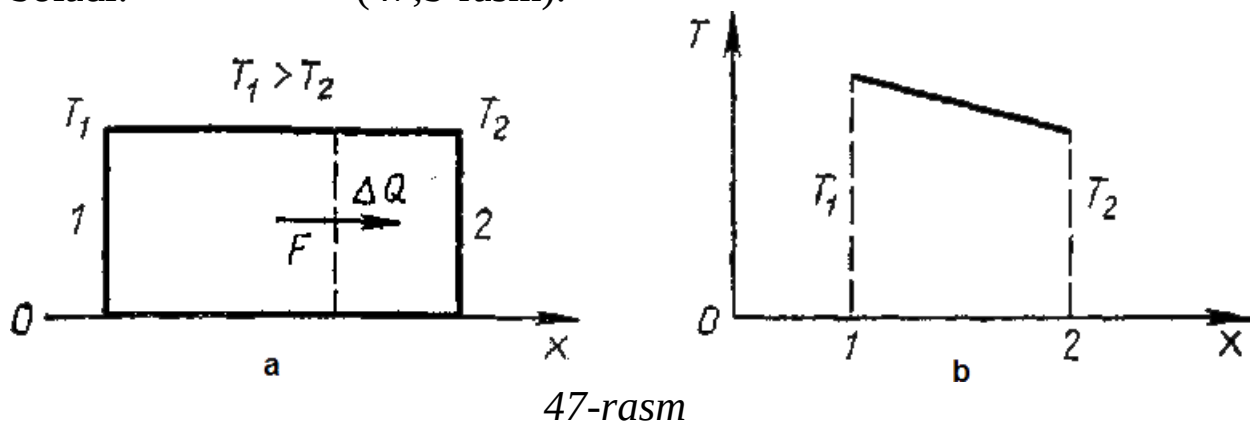
Issiqlik o‘tkazuvchanlik – bu harorat gradiyenti mavjud bo‘lganda boradigan va zarralarning issiqlik harakatiga asoslangan issiqlik uzatishdir. 47-rasmda 1 va 2 tomonli to‘g‘ri burchakli shakldagi jism tasvirlangan bo‘lib, X o‘qiga normal joylashgan. Jism harorati bitta

koordinata funksiyasi $T=T(X)$ bo‘lsin, bunda $\frac{dT}{dX} < 0$ (harorat X o‘qining musbat yo‘nalishi bo‘yicha kamayadi). U holda jismning ixtiyoriy kesimi orqali, tanlangan o‘qqa normal holda Fure qonuni (1820 y) bilan ifodalanuvchi issiqlik uzatilishi sodir bo‘ladi:

$$\Delta Q = -\kappa \frac{dT}{dX} F \Delta t \quad (1)$$

bu yerda: $\Delta Q - \Delta t$ vaqt ichida F kesimli yuza orqali o'tuvchi issiqlik miqdori, κ -modda xossalriga bog'liq bo'lgan issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsiyenti. "Minus" ishora issiqlik uzatilishi harorat past bo'lgan tomonga (harorat gradiyentiga qarama-qarshi) yo'nalganligini ko'rsatadi. Agar jism bir jinsli va jarayon barqarorlashgan bo'lsa, X oqi bo'yicha haroratning tushishi chiziqliy

boladi: $\frac{dT}{dX} = \text{const}$ (47,b-rasm).



(1) munosabat issiqlik oqimining zichligini (birlik vaqtda birlik yuzadan o'tuvchi issiqlik oqimi) topish imkonini beradi:

$$\frac{\Delta Q}{F \Delta t} = -\kappa \frac{dT}{dX} \quad (2)$$

(2) dan:

$$\kappa = \frac{\Delta Q}{\left| \frac{dT}{dX} \right| F \Delta t} \quad (3)$$

kelib chiqadi.

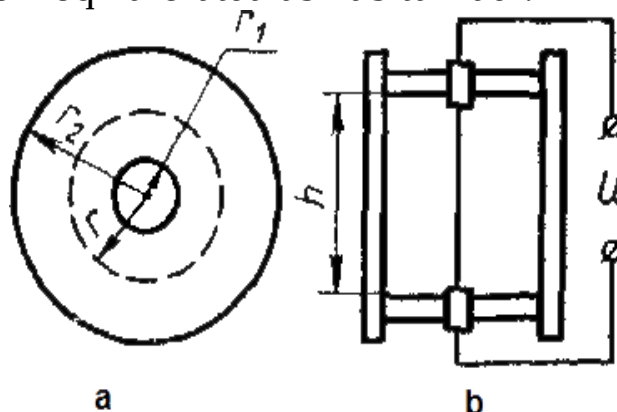
Issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsiyenti son jihatidan birlik vaqtda birlik yuzadan birlik harorat gradiyentida olib o'tiladigan issiqlik miqdoriga teng [κ ning o'lchov birligi $J/(m \cdot s \cdot K)$ yoki $kal/(sm \cdot s \cdot K)$].

Gaz va suyuqliklar issiqlik o'tkazuvchanligini aniqlashda issiqlik uzatilishining boshqa turlari (konveksiya va nurlanish orqali issiqlik uzatilishi) hisobga olinmaydi.

Issiqlik o'tkazuvchanlikni tekshirishda qo'llaniladigan "qizdirilgan plita" misolida ham suyuqlik yoki gaz qatlami ikkita

gorizontal metal plastinalar orasiga joylashtiriladi va bunda yuqori plastina pastkisiga qaraganda yuqoriroq haroratda ushlab turiladi.

Issqlik o'tkazuvchanlik ko'effitsiyentini o'lchashning ko'proq tarqalgan boshqa turida tekshirilayotgan gaz bilan radiuslari $r_2 > r_1$ bo'lgan ikkita koaksial silindrlarning orasi to'ldiriladi (48-rasm), bunda ichki silindr elektr toki bilan qizdiriladigan simdir.



48-rasm

Agar tashqi silindrni termostatga joylashtirsak, sim yutgan qandaydir $W = iU$ quvvatda (i -tok kuchi, U -elektr toki kuchlanishi) uning harorati T_1 tashqi silindr harorati T_2 dan yuqori bo'lib qoladi. Konveksiyadan xoli bo'lish uchun asbop vertical holda joylashtiriladi (48,b-rasm).

Harorat gradiyenti $\frac{dT}{dr}$ va silindr balandligi h bo'lganda, radiusi r ($r_2 \geq r \geq r_1$) bo'lgan silindrning yuzasi orqali o'tuvchi issiqlik oqimi:

$$\frac{\Delta Q}{\Delta t} = -\kappa \frac{dT}{dr} F = -\kappa \frac{dT}{dr} 2\pi rh$$

Stasionar holatda $W = \frac{\Delta Q}{\Delta t}$. Mos holda, $W = -\kappa 2\pi rh \frac{dT}{dr}$, bundan

$$dT = -\frac{W}{2\pi\kappa h} \frac{dr}{r}$$

Integrallab:

$$T = -\frac{W}{2\pi\kappa h} \ln r + B$$

bu yerda B-integrallash doimiysi. Chegaraviy holatlardan ($r=r_1$ da $T=T_1$, $r=r_2$ da $T=T_2$) foydalanib:

$$T_1 = T_2 + \frac{W}{2\pi\kappa h} \ln \frac{r_2}{r_1}$$

ekanligini oson topamiz.

W , T_1 , T_2 , r_1 , r_2 va h larni bilgan holda:

$$\kappa = \frac{W}{2\pi h(T_1 - T_2)} \ln \frac{r_2}{r_1} \quad (4)$$

ni topish mumkin.

Moddalar issiqlik o'tkazuvchanligi uning holatiga bog'liq. I-jadvalda ayrim moddalarning issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsientlari keltirilgan.

**Ayrim moddalarning atmosfera bosimidagi issiqlik
o'tkazuvchanlik koeffitsientlari**

I-jadval

Modda	t, °C	κ , J/(m·s·K)
Kumush	0	458,57
Mis	18	384,93
Slyuda	40	0,360
Suv	10	0,588
Benzol (suyuq)	25	0,145
	100	0,122
Vodorod	0	0,167
	100	0,209
Havo	0	0,023
	100	0,031

Issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsiyenti suyuqliklarda (suyuq metallardan tashqari) qattiq jismlarga qaraganda kichik va gazlarga nisbatan kattadir. Harorat oshishi bilan gaz va metallarda issiqlik o'tkazuvchanlik kamayadi.

Gazlar issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsiyentini aniqlash bo'yicha tajribaning eng muhim xususiyatini qayd etamiz. Bunday tajribalar muhitning hamma yerida bir xil bosim bo'lgan, mexanik muvozanat sharoitida olib boriladi. Bosim uchun kinetik nazariya tenglamasini yozamiz:

$$P = nkT \quad (5)$$

$P = \text{const}$ shartidan gazlar uchun

$$nT = \text{const} \quad (6)$$

tengligi kelib chiqadi. Bu tenglamani shunday tushunish kerak: agar gazning ikki nuqtasida haroratlari T_1 va T_2 bo'lsa, ular uchun $n_1 T_1 = n_2 T_2$ (n_1 va n_2 - molekulalarning ko'rsatilgan nuqtalardagi fazoviy konsentrasiyalari) o'rinli bo'ladi.

41-§. ICHKI ISHQALANISH

Gaz va suyuqliklarda ichki ishqalanish hodisasi muhitning bir-biriga nisbatan parallel harakat qilayotgan ikkita yondosh qatlamlari orasida qarshilik kuchining yuzaga kelishidan tashkil topadi. Qattiq jismning sirti bo'lgan ikkita gorizontaal A va B tekisliklar orasida gaz yoki suyuqlik bo'lsin (49-rasm). Agar yuqori A tekislikni v_1 tezlik bilan harakatga keltirib, bunda pastki B tekislikni qo'zg'alishsiz ushlab turilsa, vaqt o'tishi bilan tekisliklar orasida tezlik gradiyenti ishtirokida vertical X o'qqa nisbatan pastga yo'nalgan oqim. Tajriba ko'rsatishicha, laminar oqimda gaz yoki suyuqlik chegarasida qattiq jism tezligi bilan bir xil tezlikka ega bo'lgan chegaraviy qatlam yuzaga keladi. Aynan shuning uchun 49-rasmda tasvirlangan qattiq jism A yuzasining v_1 tezligi unga yopishayotgan muhit qatlamining tezligidir. Albatta, B tekislikdagi muhit qatlami tinch holatda bo'ladi. Muhitda ichki ishqalish mavjudligidan, A tekislik harakati tezligini ushlab turish uchun unig yuzasining har birligiga ma'lum kuch bilan ta'sir etish kerak. 49-rasmda A tekislikda birlik maydoncha a va unga qo'yilgan kuchlar tasvirlangan: tashqi harakatlanuvchi kuch f_h va ichki ishqalanish kuchi f_i . Ko'rsatilgan kuchlarning tenglashishi ($f_h=f_i$) natijasida A tekislik bir tekis harakat qiladi.

Xuddi shunday manzara A va B tekisliklar orasidagi ixtiyoriy birlik yuzachada o'rinlidir. 49-rasmda turli tezliklar bilan harakatlanuvchi 2 va 3 muhit qatlamlari orasida birlik yuzacha b ajratilgan bo'lib, tezroq qatlam 2 bu yuzachaga f_2 kuch bilan, sekinroq qatlam 3 esa tormozlovchi f_3 kuch bilan ta'sir etadi.

Bu kuchlarning tenglashishi ($f_2=-f_3$) ajratilgan yuzachaning bir tekis harakatlanishini ta'minlaydi.

Mexanikadan ma'lumki, tezlikning eng ko'p o'zgarishi yo'nalishiga normal joylashgan (ya'ni tezlik gradiyentiga normal) birlik yuzaga qo'yilgan qovushoqlik kuchi f Nyuton formulasi bilan aniqlanadi:

$$f = \eta \frac{dv}{dX} \quad (1)$$

bu yerda, $\frac{dv}{dX}$ -tezlik gradiyenti (X o'qi tezlikning eng ko'p o'zgarishi yo'nalishida tanlanadi), η -muhitning dinamik qovushoqlik

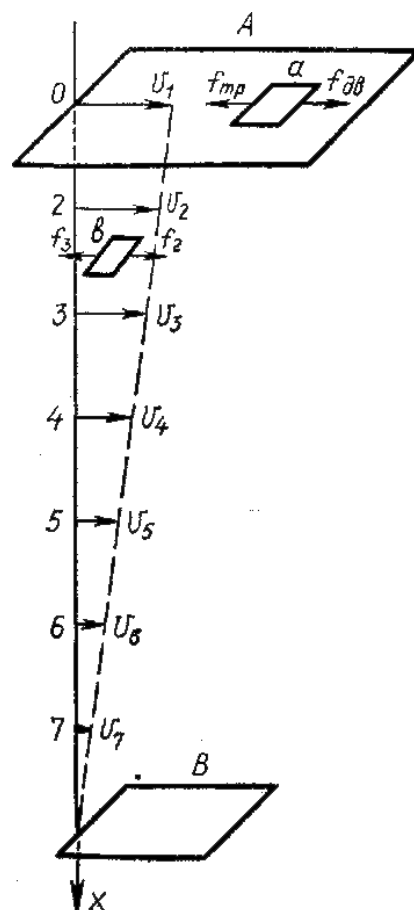
koeffitsiyenti. XBS da qovushoqlik koeffitsiyentining birligi Paskal-sekunddir.

Paskal-sekund – laminar oqimda va tezlik gradiyenti $1 \text{ m/(s}\cdot\text{m)}$ bo‘lganda tezlik gradiyenti yo‘nalishiga normal joylashgan 1m^2 yuzada 1N ga teng bo‘lgan ichki ishqalanish kuch hosil bo‘luvchi muhitning dinamik qovushoqligidir:

$$1 \text{ Pa} \cdot \text{s} = 10 \frac{\text{din} \cdot \text{s}}{\text{sm}^2}$$

Ichki ishqalanish kuchi muhitning bir qatlamidan boshqasiga harakat (impuls) miqdori uzatilishi mikrofizik jarayoni natijasida yuzaga keladi. 49-rasmda 2 qatlam harakati, shu qatlam molekulalariga harakatlanayotgan A yuza bilan o‘zaro ta’sir natijasida yo‘naltirilgan harakat qilayotgan molekulalar tomonidan impuls uzatilishi natijasida yuzaga keladi.

Biroq, impuls uzatilishi bilan birga oquvchan muhitda yo‘naltirilgan (mexanik) harakat energiyasi ham uzatiladi. Qattiq jism A ning birlik yuzasining harakatlanishi uchun tashqi energiya manbalari sarflagan quvvat: $G = fv$ ga teng bo‘lib, bu yerda: f -ishqalish kuchiga teng bo‘lgan harakatlanuvchi kuch, v -tekislikning siljish tezligi.



49-rasm

(1) ni qo‘llab: $G = -\eta v \frac{dv}{dX}$, yoki

$$G = -\eta v \frac{d}{dX} \left(\frac{v^2}{2} \right) \quad (2)$$

deb yoza olamiz, Bu quvvatning sarflanishi qattiq jismlar ishqalanishi misolidagi kabi, to‘g‘ridan-to‘g‘ri issiqlik ajralishi bilan bog‘liq emas. Chegaraviy qatlam qattiq jismga yopishganligi va u bilan bir tezlikda harakat qilishi natijasida G kattalikni harakatlanayotgan qattiq jism birlik yuzasidan muhitga berilayotgan energiya kabi talqin etish

mumkin. Zichligi (2) formula bilan ifodalanuvchi energiya oqimi muhitning o'zining ichida ham o'ringa ega: tezlik gradiyenti mavjudligida yo'naltirilgan harakat mexanik energiyasi muhitning bir qatlamidan ikkinchisiga tezlik kamayishi tomoniga uzatiladiki bu (2) formulada “-” ishora bilan inobatga olingan. Bu jarayon issiqlik o'tkazuvchanlikka o'xshashdir.

Ichki ishqalanish mavjud bo'lganida oxir oqibat mexanik energiya (yo'naltirilgan harakat energiyasi) ichki energiyaga aylanishi sodir bo'ladi. Agar X koordinataning turli qiymatlariga ega bo'lgan qatlamlar olinsa, ularda (2) ga muvofiq energiya oqimlari turlicha bo'ladi. Energiya oqimlarining farqi muhitning ko'rilayotgan qatlamlari orasida joylashgan hajmda mexanik harakatning issiqlikka aylanish o'lchovi bo'lib xizmat qiladi.

Suyuqlik va gazlarning qovushoqlik koeffisientlarini aniqlash usullarining asosiylari qovushoq muhitda sharchaning harakatini kuzatishga asoslangan Stoks usuli va kapilyar orqali muhitning ma'lum hajmining oqish tezligi bo'yicha muhit qovushoqligi haqida hukm chiqarish mumkin bo'lgan Puazeyl usulidir.

2-jadvalda 1 atm bosimda ayrim gaz va suyuqliklarning dinamik qovushoqliklari keltirilgan.

2-jadval

Ayrim gaz va suyuqliklarning dinamik qovushoqlik koeffisientlari

Modda	$t, ^\circ C$	$\eta, Pa \cdot s$	Modda	$t, ^\circ C$	$\eta, Pa \cdot s$
Karbonat angidrid gazi	29	$1,46 \cdot 10^{-5}$	Benzol (suyuq)	12	$7,4 \cdot 10^{-4}$
	100	$1,82 \cdot 10^{-5}$		102	$2,6 \cdot 10^{-4}$
Havo	0	$1,71 \cdot 10^{-5}$	Suv	0	$17,9 \cdot 10^{-4}$
	100	$2,19 \cdot 10^{-5}$		100	$2,8 \cdot 10^{-4}$

Harorat oshishi bilan gazlarda qovushoqlik koeffitsiyenti oshadi, suyuqliklarda esa kamayadi.

42-§. DIFFUZIYA

Diffuziya deb, molekulalarining issiqlik xossalariga asoslanib, bir moddaning boshqa modda bilan band bo'lgan hajmga kirib borishiga aytiladi. Diffuziyani tekshirish bo'yicha olib borilgan birinchi tajribalar Loshmidtga tegishli (1860). U vertical holatda turgan 1m li shisha trubkaning past qismini karbonat angidrid gazi

bilan, yuqori qismini esa vodorod (mexanik aralashishni oldini olish uchun yengilroq gaz yuqoriga joylashtirildi) bilan to'ldirdi. Trubkaning ikkala qismining tarkibi yarim soatdan keyin tekshirildi. Bunda trubkaning yuqori qismiga karbonat angidrid gazining 30 % kirib borgan.

Diffuziya, oxir-oqibat, turli xildagi gazlarni to'liq aralashishiga (ularning konsentrasiyasining tenglashishiga) olib keladi. Suyuqliklar ixtiyoriy ulushda aralashish imkoniga ega bo'lsalar, bir-biri bilan cheksiz diffuziylanadi. Bunday cheksiz aralashish spirt bilan suv, suv bilan efir, kerosin va o'simlik moyi orasida kuzatiladi. Lekin to'liq aralashmaydigan suyuqliklar ham bo'ladi. Bunday suyuqliklar kontaktlashganda avval diffuziya kuzatiladi, so'ngra suyuqliklarning o'zaro eruvchanligining chegaralanganligi evaziga to'xtaydi.

Izotermik sharoitlarda diffuziya moddalarning konsentrasiya gradiyenti evaziga yuzaga keladi, u konsentrasiyaning kamayishi tomonga yo'nalgan bo'lib, moddaning butun hajmi bo'yicha konsentrasiya tenglashganda to'xtaydi. Bunday diffuziya konsentrasyon deyiladi. Agar modda konsentrasiyasi X o'qi bo'yicha o'zgarsa, diffuziya tufayli F yuza orqali X oqiga normal ravishda modda ko'chishi:

$$\Delta M = -D \frac{dc}{dx} F \Delta t \quad (1)$$

qonun bo'yicha ifodalanib, bu yerda ΔM - F yuza orqali konsentrasiya

$\frac{dc}{dx}$ gradiyenti da Δt vaqt ichida ko'chib o'tgan modda massasi, D – modda xossasi, hamda diffuziya borayotgan sharoitga bog'liq bo'lgan diffuziya koeffitsiyentidir. (1) tenglama Fik (Shveysariya, 1855) tomonidan Furening issiqlik o'tkazuvchanlik qonuniga analogik holda keltirib chiqarildi.

(1) ni qayta:

$$\frac{\Delta M}{F \Delta t} = -D \frac{dc}{dx} \quad (2)$$

ko'rinishida yozamiz. Bu munosabat diffusion oqim zichligini aniqlaydi: diffuziya yo'li bilan birlik yuzadan birlik vaqtda konsentrasiyaning kamayishi yo'nalishida olib o'tilgan modda miqdoridir. (2) dan:

$$D = \frac{\Delta M / F \Delta t}{\left| \frac{dc}{dx} \right|} \quad (3)$$

kelib chiqadi.

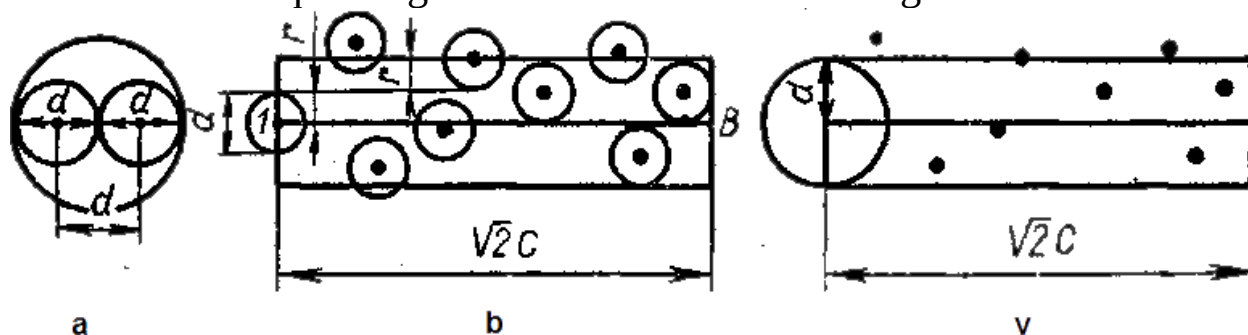
Diffuziya koeffitsiyenti son jihatdan birlik yuzadan birlik vaqtda zichlik gradiyenti birga teng bo'lgandagi ko'chib o'tgan modda miqdoridir. Diffuziya koeffitsiyenti XBS tizimsida m^2/s da, SGS tizimsida sm^2/s da o'lchanib, $1m^2/s = 10^4 sm^2/s$ ga tengdir.

Fik tenglamasi (2)ni bir turdagi modda bilan band bo'lgan sohadagi boshqa modda (gaz yoki suyuqlik) diffuziyasini, hamda bir xil turdagi molekulali muhitdagi diffuziyani (o'zdiffuziya) ifodalash uchun qo'llash mumkin. O'zdiffuziyani yuzaga keltiruvchi omil modda zichligi gradiyentidir. O'zdiffuziya "belgilangan" atomlar yoki molekulalar yordamida tajribada tekshiriladi. O'zdiffuziyada moddaning "belgilangan" atomlar konsentrasiyasi tenglashadi. O'zdiffuziya koeffitsiyenti radioaktiv bo'lmagan atomlar bilan band hajmga kiruvchi radioaktiv atomlar soni bilan aniqlanadi.

Suyuqliklarda diffuziya gazlarga qaraganda sekinroq boradi. Harorat oshishi bilan diffuziya koeffitsiyenti gazlarda ham, suyuqliklarda ham ortadi. Gazlarda bu kattalik yana bosimga ham bog'liq-bosim oshishi (gazlar zichligi) bilan diffuziya koeffitsiyenti kamayadi.

43-§. MOLEKULALARNING O'RTACHA ERKIN YUGURISH YO'LI

Issiqlik harakatida bo'lgan gaz molekulalari bir-birlari bilan tez-tez to'qnashib turadi. Ularning juft to'qnashishlarida molekulalar massalari markazlari yaqinlashadigan o'rtacha masofa molekulaning ta'sirchan diametri d deyiladi (50,a-rasm). Zarralarning ko'chish hodisalarida aniqlanadigan o'lchami molekulalarning kinetik o'lchami



50-rasm

deyiladi.

Agar gazning ayrim molekulasining harakatini kuzatsak, uning yoʻli toʻgʻri chiziqli sohalar-erkin yugurish yoʻlidan iborat boʻlgan siniq chiziqlarni tashkil etadi. Molekulaning erkin yugurish yoʻli uzunligi-uning ikkita ketma-ket toʻqnashishlari orasidagi masofadir; bu kattalik tasodifiy boʻlib, ayrim hollarda u kichik, boshqa hollarda katta boʻlishi mumkin. Quyidagi tasavvurlarga koʻra oʻrtacha erkin yugurish yoʻlini kiritamiz. Birlik vaqtda molekulaning oʻrtacha yoʻli uning issiqlik harakatining oʻrtacha tezligi C ga teng. Bunda molekula birlik vaqtda oʻrtacha Z toʻqnashishga uchrasin. U holda erkin yugurish yoʻli λ ni Maksvell taklif etgan:

$$\lambda = \frac{C}{Z} \quad (1)$$

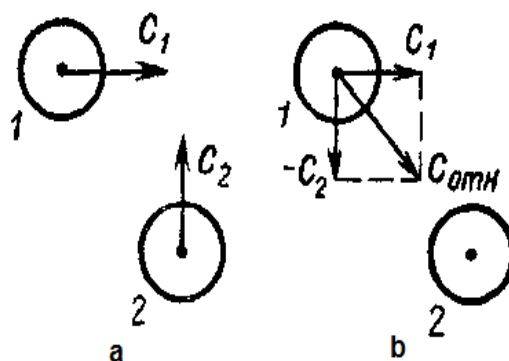
munosabat bilan aniqlash mumkin.

Z ni hisoblashni soddalashtirish uchun barcha molekulalar bir xil oʻrtacha C tezlik bilan harakat qilmoqda deymiz. Bundan buyon gazning bitta molekulasini ajratib, uni boshqa molekulalar bilan toʻqnashishini koʻrib chiqamiz.

Juft toʻqnashishlarda ishtirok etuvchi zarralar tezliklari orasidagi burchak 0 dan π radiangacha (nol

toʻqnashayotgan molekulalarning bir xil yoʻnalishdagi tezligiga, π esa qarama-qarshi yoʻnalishdagi tezligiga taaluqli) boʻlishi mumkin. Molekulalar toʻqnashishlari orasidagi oʻrtacha burchak $\pi/2$ ga teng. 51a-rasmda molekula 1 ning molekula 2 bilan toʻqnashishi tasvirlangan. Ikkala molekula bir xil tezlikka ega: $C_1 = C_2 = C$, biroq ularning yoʻnalishlari $\pi/2$ burchakni tashkil etadi, $C_1 \perp C_2$. Keyingi hisoblashlarda qulaylik uchun, toʻqnashayotgan molekulaning nisbiy tezligi C_{nis} (1 molekulaning 2 molekulaga nisbatan tezligi) ni kiritamiz:

$C_{nis} = C_2 - C_1$. 49,b-rasmda ham molekula 1 ning molekula 2 bilan toʻqnashishi tasvirlangan, biroq bu yerda urilayotgan molekulaga bogʻliq boʻlgan sanoq tizimga nisbatan koʻriladi. Bunda $C_{nis} = \sqrt{2}C$.



51-rasm

To'qnashayotgan molekulaning o'rtacha nisbiy tezligini kiritish bilan boshqa molekulalar tinch holatda deb hisoblash mumkin. 50,b-rasmda to'qnashayotgan 1 molekula va uning birlik vaqtdagi $1B$ kesimga teng bo'lgan yo'li $c\sqrt{2}$ (sanoq tizimsi sifatida qabul qilingan ko'rilayotgan molekulaga nisbatan yo'l) ko'rsatilgan. Bu kesim atrofida, o'q atrofidagi kabi d radiusli silindr chizilgan. Tanlangan molekula markazlari shu silindrda yotuvchi barcha zarralar bilan to'qnashishini ko'rish oson. To'qnashish chizmasi (50,b-rasm) ni boshqacha talqin qilish ham mumkin: ko'rilayotgan molekula ikki baravar chiziqli o'lchamga ega deb, qolgan molekulalarni moddiy nuqra deb olamiz (50,v-rasm). Bunday molekulaning kesim yuzasi $\sigma = \pi d^2$ to'qnashishning effektiv kesimi deyiladi. To'qnashishning effektiv kesimi – bu zarracha ko'rilayotgan molekula bilan to'qnashishi uchun uning markazi tushishi kerak bo'lgan yuzadir. $c\sqrt{2}$ uzunlik va d radiusli silindr hajmiga (50,v-rasm) tushadigan umumiy molekulalar soni:

$$Z = \sqrt{2} \pi d^2 C n = \sqrt{2} \sigma C n \quad (2)$$

ga teng bo'lib, ular bilan birlik vaqtda ko'rilayotgan molekula to'qnashadi (n -molekula konsentrasiyasi). Biroq umumiy holda ko'rilayotgan molekula ikkitalik, uchtalik va undan ko'p to'qnashishlarda ishtirok etishi mumkin (bir vaqtda uchtdan ko'p molekula bilan to'qnashishi mumkin. Shuning uchun, (2) bo'yicha Z ni bilib, birlik vaqtda ko'rilayotgan molekula nechta to'qnashishga duch kelishini aytib bo'lmaydi. Faqat juft to'qnashishlarga sodir bo'ladigan yetarlicha siyraklashtirilgan (ideal) gaz uchungina (2) formula bitta molekulaning boshqa molekulalar bilan birlik vaqtdagi to'qnashishlarini aniqlaydi deyish mumkin.

(1)va (2) dan:

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2} \sigma n} \quad (3)$$

Molekulaning effektiv diametri haroratga juda kuchsiz bog'liq (harorat oshishi bilan kamayadi). Birinchi yaqinlashishda bu bog'liqlik e'toborga olinmaydi. Olingan munosabatdan ko'rinib turibdiki, molekulalar o'rtacha erkin yugurish yo'li zarralar konsentrasiyasiga teskari proporsional. $n = P / kT$ ni qo'llab, (3) ni qayta yozamiz:

$$\lambda = \frac{kT}{\sqrt{2}\sigma P} \quad (4)$$

Shunday qilib, o'zgarmas haroratda erkin yugurish yo'li uzunligi bosimga teskari proporsionaldir. Molekulalar diametri ma'lum bo'lsa, (4) formula orqali turli gazlar molekulalarining erkin yugurish yo'li uzunligini hisoblash mumkin. Molekulalar effektiv diametrlari kattaliklari $10^{-8}sm$ tartibidadir.

Azot molekulasini uchun $d \approx 3,1 \cdot 10^{-8} sm$. Normal sharoitlarda ($P_0 = 1 atm = 1,013 \cdot 10^6 din / sm^2$, $T_0 = 273,15 K$) (4) bo'yicha hisoblashlar azot uchun $\lambda = 8,7 \cdot 10^{-6} sm$ ni beradi. Havo molekulalarining o'rtacha erkin yugurish yo'li uzunligi ham taxminan shu qiymatga teng. Bosimni $10^{-6} atm$ gacha pasaytirsak (zamonaviy vacuum nasoslari yordamida), ko'rilyotgan misolda erkin yugurish yo'li uzunligi 10^6 marta kattalashadi: $\lambda \approx 8,7 sm$.

Shuni eslatib o'tamizki, gaz molekulalari orasidagi o'rtacha masofa normal sharoitda $0,33 \cdot 10^{-6} sm$ ga teng bo'lib, bu yuqorida azotda (havoda) topilgan o'rtacha erkin yugurish yo'lidan 20 marta kichikdir.

Bir sekundda molekulaning boshqa molekulalar bilan to'qnashishlar sonini (1) ga muvofiq molekulalar o'rtacha tezligi C ni ularning o'rtacha erkin yugurish yo'li λ ga bo'lib hisoblab topish mumkin. To'qnashishlar sonini azot molekulalari o'rtacha kvadratik tezligi C bo'yicha baholaymiz. $T_0 = 273,15 K$ bo'lganda azot uchun $C=500 m/s$. Bu kattalikni $\lambda = 8,7 \cdot 10^{-6} sm$ ga bo'lib, $Z \approx 6 \cdot 10^9 \cdot c^{-1}$ ekanligini topamiz. Shunday qilib, normal sharoitlarda gazlarda bitta molekulaning to'qnashishlari soni sekundiga bir necha milliardni tashkil etadi.

Gazda tomonlari molekulaning erkin yugurish yo'lga teng bo'lgan kub shaklidagi elementar hajmni ajratamiz. Molekulalar konsentrasiyasi n bo'lganda ajratilgan hajmda ular soni Y :

$$Y = \lambda^3 n \quad (5)$$

bo'ladi.

Normal sharoitda $n=2,69 \cdot 10^{19} \text{sm}^{-3}$ (Loshmidt soni).
 $\lambda = 8,7 \cdot 10^{-6} \text{sm}$ deb olib, $Y \approx 1,8 \cdot 10^4$ ga ega bo'lamiz. Ma'lum molekulalar soniga ega bo'lgan $\sim \lambda^3$ hajm doirasida ko'rilayotgan molekula hech bo'lmaganda bir marotaba to'qnashadi. Tizimning bosim va harorat kabi xususiyatlari faqat o'zaro to'qnashayotgan molekulalar to'plamiga tegishlilikidan, bu xulosa juda muhimdir. Maksvell taqsimoti ham zarralar to'qnashishi natijasida yuzaga keladi, shuning uchun bunday tizimlarni termodinamik parametrlar bilan ifodalash mumkin. Termodinamik parametrlarni λ^3 dan kichik bo'lgan gaz hajmiga qo'llab bo'lmaydi. Termodinamika doirasida gaz xossalari ko'rilayotganda uning hajmi $V \geq \lambda^3$ shartni qanoatlantirishi kerak.

44-§. MOLEKULALARNING ERKIN YUGURISH YO'LI BO'YICHA TAQSIMOTI

Klassik nazariyaga asosan tizimning mikroholati uning molekulalari tezliklari va molekulalari massalari markazlari koordinatasi bilan aniqlanadi. Agar j -chi molekula holatini (j -tartib raqami) r_j radius-vektor bilan belgilasak, uning tezligi yo'nalishi bo'yicha ikkita yaqin to'qnashishlar orasidagi belgilangan zarrachaning siljishini aniqlovchi ko'chish vektori Δr_j bilan mos tushadi (52-rasm).

j -nchi zarrachadagi kabi barcha molekulalarga vaqtning har bir momenti uchun erkin yugurish yo'lini yozish mumkin. Erkin yugurish yo'li tasodifuy kattalik, ayrim zarralarda u katta, ayrimlarida kichik bo'lishi mumkin. Erkin yugurish yo'lining l dan $l+dl$ intervaliga umumiy N molekulalarning dN tasi to'g'ri keladi. Molekulyar-kinetik nazariyaning vazifalaridan biri – erkin yugurish yo'li bo'yicha molekulalarning taqsimot funksiyalarini topishdan iboratdir: $W(l)=dN/Ndl$. Quyida bu masala tezliklar bo'yicha taqsimotning erkin yugurish yo'li bo'yicha taqsimotga o'tish usuli bilan yechiladi.

Maksvell taqsimotini yozamiz:

$$\frac{dN}{N dv} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{v^2}{c_e^3} e^{-\left(\frac{v}{c_e}\right)^2} \quad (1)$$

Bu munosabatni boshqacharoq ko‘rinishda yozamiz:

$$\frac{dN}{N} = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{v}{c_e}\right)^2} d\left(\frac{v}{c_e}\right)^3 \quad (2)$$

Barcha bo‘lishi mumkin bo‘lgan erkin yugurish yo‘li uzunligida ularning eng katta ehtimolli qiymati l_e molekulalarning turli tezliklarida eng katta ehtimolli tezligi mavjudligiga analogik tarzda bo‘lishi mumkin deb hisoblab, vaqt parametri Δt ni kiritamiz:

$$\Delta t = \frac{l_e}{C_e} \quad (3)$$

Ma’lumki, Δt eng katta tezlikka ega bo‘lgan eng katta erkin yugurish yo‘lining yugurish vaqtidir. Oxirgi ikki munosabatdan:

$$\frac{dN}{N} = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{v\Delta t}{l_e}\right)^2} d\left(\frac{v\Delta t}{l_e}\right)^3 \quad (4)$$

ni hosil qilamiz. Δt parametr tizim holatiga bog‘liq, tezlik esa 0 dan ∞ gacha o‘zgaruvchi kattalikdir. Tezlik kabi ($0 \leq l \leq \infty$) chegaraga ega bo‘lgan

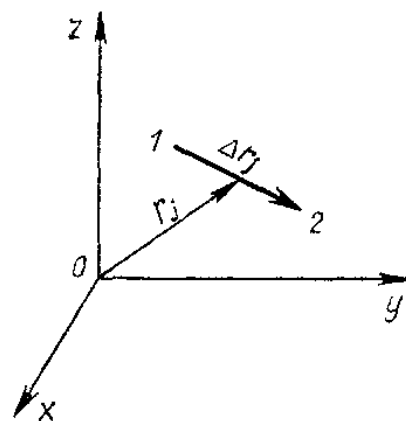
$$l = v\Delta t \quad (5)$$

funksiyani kiritamiz. O‘zgaruvchan l uzunlik o‘lchamga ega va o‘zining ma’nosiga ko‘ra erkin yugurish yo‘lining mumkin bo‘lgan qiymatlariga ega.

(5) va (4) larni qo‘llab:

$$w(l) = \frac{dN}{Ndt} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{l^2}{l_e^3} e^{-\left(\frac{l}{l_e}\right)^2} \quad (6)$$

ni oson hosil qilamiz. Bu izlanayotgan erkin yugurish yo‘li uzunligi taqsimoti bo‘lib, Maksvell taqsimotidan farqli ravishda, shunga o‘hshash grafik bilan (53-rasm) tasvirlansada, haroratga bog‘liq emas. Maksvell taqsimotidagi kabi, (6) dan foydalanib o‘rtacha arifmetik erkin yugurish yo‘lini aniqlash mumkin. Bu kattalikni quyidagicha ifodalaymiz:



52-rasm

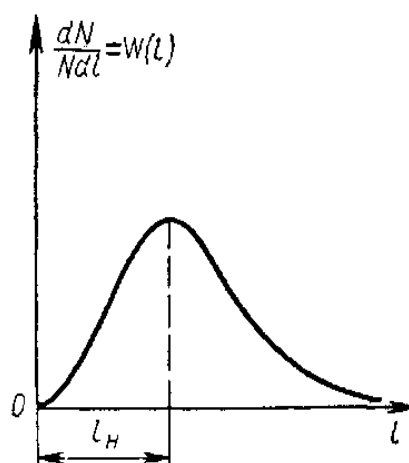
$$\lambda = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{l}{l_e^3} \int_0^{\infty} l^3 e^{-\left(\frac{l}{l_e}\right)^2} dl \quad (7)$$

Hisoblashlar:

$$\lambda = \frac{2}{\sqrt{\pi}} l_e \quad (8)$$

ga olib keladi.

Xulosa qilib shuni aytamizki, erkin yugurish yo'li uzunligi bo'yicha taqsimot Maksvell taqsimoti kabi katta zichliklar tomonidan chegaraga ega emas va u zich gazlar uchun qo'llanilishi mumkin. Taqsimot muhit zichligi funksiyasi bo'lgan l_e kattalikka bog'liq. l_e erkin yugurish yo'lining o'rtacha uzunligi qiymati bo'yicha (8) dan oson aniqlanadi.



53-rasm

Yetarlicha siyraklashgan gazlar uchun bu kattalik (4) dan topiladi.

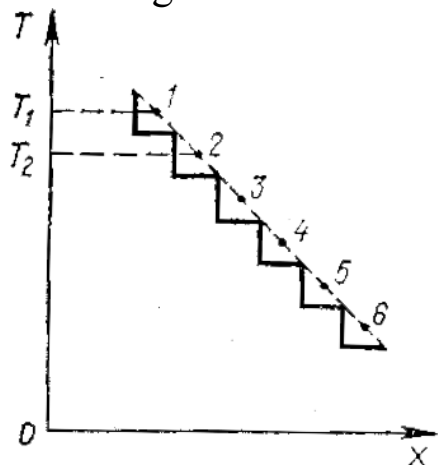
45-§. IDEAL GAZLARDA KO'CHISH HODISALARI UCHUN UMUMIY TENGLAMA

Avvalo, fizik kattalikning gradiyent tushunchasining modda tuzilishi diskretligi bilan qanday mos kelishini ko'rib chiqaylik.

Fizik tizimda berilgan nuqta atrofida doimo yetarlicha kichik bo'lgan, shuning bilan birga o'zida yetarlicha ko'p molekulalarni mujassam etgan elementar hajmni ajratish mumkinki, bu hajmni zarralarining qandaydir xossalari o'rtacha qiymatini makroskopik parametrlari kabi qarash mumkin bo'lsin. Agar tizim nomuvozanat holatida bo'lsa (ya'ni unda nuqtadan nuqtagacha harorat, konsentratsiya yoki boshqa parametrlarning qiymati o'zgaradi), u holda tizimni ko'pgina elementar yacheykalarga bo'lish mumkinki, ularning har birida parametrlar qiymati doimiy bo'lib, bir elementar yacheykadan ikkinchisiga o'tganda o'zgaradi. Gazlarda, avval aytganimizdek, elementar hajm deb qirralari molekulaning erkin yugurish yo'liga teng bo'lgan kubchalarni olish mumkin. Agar gazda

$$\frac{dT}{dX}$$

harorat gradiyenti $\frac{dT}{dX}$ bo'lsa, u holda X o'qida T_1 haroratli 1 nuqtani ajratib, faqat birinchisidan λ masofaga orqada qolayotgan 2 nuqta atrofida boshqa T_2 harorat haqida gapirish mumkin. 54-rasmda chiziqli bilan ideallashtirilgan o'rtachalashtirilgan $T=f(X)$ bog'liqlik ko'rsatilgan.



54-rasm

Shu rasmda siniq chiziqli bilan muhitning haqiqiy xossalari yaxshi aks ettirilgan haroratning o'zgarishi ko'rsatilgan.

Gazlarning o'rtacha erkin yugurish yo'llari juda kichikligidan rasmda tasvirlangan haroratning ikkala o'zgarishi ham laboratoriya amaliyoti nuqtai nazaridan farqsizdir. Muhitning diskret xossalari fazoda uning

parametrlarining o'zgarishi xossalari ta'sirini hisobga olish ko'chish hodisalarining nazariyasini yaratish uchun zarur.

Avval tilga olingan ko'chish hodisalari zarralarning issiqlik harakatiga asoslangan. Ularning aniq nazariyasi molekulalar to'qnashishlarining to'liq analiziga bog'liq. Bunday nazariyalarning ko'chish tenglamasi bir va ko'p atomli gazlarning kinetik xossalari ifodalovchi integrodifferensial tenglamaning yetarlicha murakkab ko'rinishiga ega. Nazariyaning boshqa yo'nalishi molekulalarning erkin yugurish yo'li uzunligi tushunchasini qo'llashga asoslanadi. Ikkala yo'nalish asosi Bolsman va Maksvell ishlariga tayanadi. Biroq, agar siyraklashtirilgan gazlarda ko'chish hodisasi nazariyasidagi birinchi yo'nalish, qiyinchiliklarga qaramay, natijaviy ko'rinishga ega bo'lsa, ikkinchi yo'nalish oxirgi vaqtlargacha yetarlicha taxminiy xossaga ega. Bu qator hollarda tanlanishi har doim ham to'g'ri asoslab berilmagan o'rtachalashtirilgan molekulyar xususiyatlarini qo'llash kerakligi bilan tushuntiriladi.

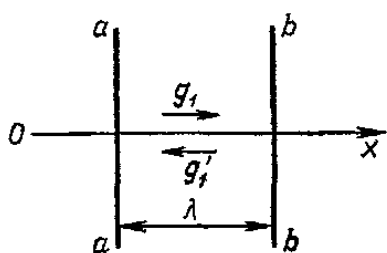
Quyida kochish hodisalari nazariyasining aniq variantlaridan birini ko'rib chiqamiz.

Agar gazda fikran ixtiyoriy maydonchani ajratsak, ikkala tomondan issiqlik harakat natijasida uni o'zi bilan massa, impuls va energiya olib o'tuvchi molekulalar kesib o'tadilar. Molekulyar

ko'chishning ayrim o'rtachalashtirilgan tavsiflari kabi mikrooqimlar zichligi tushunchasini kiritish mumkin: mikrooqim zichligi g deganda molekulalarning issiqlik harakatlari tufayli berilgan yo'nalish bo'yicha birlik vaqtda birlik yuzadan ko'chib o'tgan moddaning u yoki bu xossasi tushuniladi. Bunday mikrooqimlar impuls ko'chishi va massa ko'chishida qo'llanilgan edi. Umumiy holda

$$g = Za \quad (1)$$

bu yerda, Z - birlik vaqtda birlik yuzadan ko'chib o'tuvchi molekulalar soni, a -ular olib o'tgan kattalik. Masalan, diffuziya uchun $a=m$ (m -bitta molekula massasi).



55-rasm

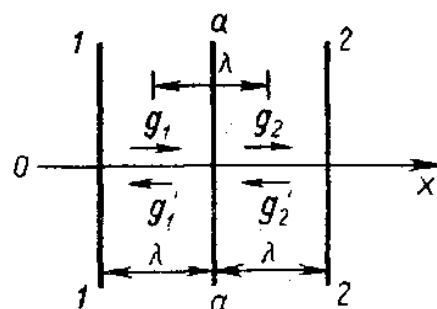
55-rasmda X o'qi va unga perpendikulyar bo'lgan, bir-biridan λ masofada joylashgan ikki tekislik aa va bb , mikrooqimlar g_1 (X o'qida musbat yo'nalish bo'yicha) va g_2 (X o'qida qarama-qarshi yo'nalish bo'yicha)lar

tasvirlangan. Ko'rsatilgan mikrooqimlar aa va bb tekisliklar orasida o'tkazilgan ixtiyoriy sirt orqali xossalarning(ularning qiymatlari bu sohalarda elementar hajmchaning boshqa barcha o'rtachalashtirilgan xossalari kabi bir xil) ko'chishini tavsiflaydi. Agar parametrlar X o'qi bo'yicha o'zgarsa, u holda ma'lumki mikrooqim g_1 va g_2 lar zichliklari turlicha bo'ladi va bu ko'chish hodisasini yuzaga keltiradi. Erkin yugurish yo'li tushunchasini qo'llashga asoslangan nazariyada gradiyentlar mavjudligida ham elementar hajmlar holati muvozanatlidir, xususan ular uchun Maksvell taqsimoti o'rinli bo'lib qoladi. Biz ham shunday tasavvurni qo'llaymiz. U holda lokal muvozanatga muvofiq, har bir elementar hajmda belgilangan o'qqa nisbatan u bo'yicha gradiyent mavjudligida ikkita bir xil zichlikli qarama-qarshi mikrooqimlar $g_1 = g_1'$ mavjuddir.

Lokal muvozanatning mavjudligi haqidagi tasavvurni qo'llanilishi ko'chish hodisasi nazariyasini yaratishda ($g_1 + g_1' = 0$ ligidan) qiyinchilik tug'diradi. Bu qo'shimcha gipotezalar kiritish bilan bartaraf etiladi.

Qo'shni 11 va 22 elementar hajmlarni ajratamiz (56-rasm).

X o'qining musbat yo'nalishida, ko'rsatilgan tekisliklarga normal ravishda u yoki bu ko'rinishdagi mos kattaliklar gradiyenti yuzaga keltirgan ko'chish sodir bo'ladi. Elementar hajmlarni chegaralovchi aa yuzacha orqali makrockopik ko'chish g_1 , g_1' va g_2 , g_2' zichlikli mikrooqimlar orqali amalga oshiriladi.



56-rasm

Lokal muvozanat shartidan, $g_1 = -g_1'$ va $g_2 = -g_2'$. Ajratilgan elementar hajmlarda molekullarning asosiy qismi X o'qi bo'yicha harakatlanganda to'qnashishlarga uchraydi va bu to'qnashishlar mikrooqimlar zichligini o'zgarishiga olib keladi.

Mikrofizik oqimni aniqlash uchun gipoteza kiritamiz: *Makrofizik oqim ko'rilayotgan mikrooqimlar yo'nalishi bo'yicha bir elementar hajmdan ikkinchisiga o'tishida mikrofizik oqimlarning kamayishi bilan aniqlanadi.* Bu gipotezaga muvofiq, G kattalik bilan ko'chirilgan oqimning makroskopik zichligi (tajribada kuzatilayotgan, birlik vaqtdagi birlik yuza orqali ko'chish) mikrofizik oqimlar zichligi orqali:

$$G = (g_1 - g_2) + (g_2' - g_1') = 2(g_1 - g_2)$$

munosabat bilan topiladi. Skolyar shaklda $G = 2(g_1 - g_2)$.

$$g_1 - g_2 = -\Delta g = -\lambda \frac{dg}{dX}$$

munosabatni qo'llab,

$$G = -2\lambda \frac{dg}{dX} \quad (2)$$

deb yozamiz. Oxirgi munosabatni olishda X o'qi bo'yicha

mikrooqimlar zichligining o'rtacha o'zgarishini aniqlovchi $\frac{dg}{dX}$ nisbat kiritildi. Muhitning diskretligi X bo'yicha g kattalikning eng kichik

o'zgarishi tugallangan va $\lambda \frac{dg}{dX}$ ga tengligi bilan hisobga olingan.

(2) formula ideal gazlarda ko‘chish hodisalarining umumiy tenglamasini namoyon etadi. Bu tenglama asosida ko‘chish hodisalarining xususiy hollari ko‘rib chiqiladi.

46-§. IDEAL GAZLARDA DIFFUZIYA

Ideal gazlar uchun ko‘chish tenglamasi

$$G = -2\lambda \frac{dg}{dX} \quad (1)$$

da diffuziya hodisasi uchun aniqlangan $\frac{dg}{dX}$ hosila munosabatini qo‘yamiz.

Gazlarda diffuziyani (massa ko‘chishi) aniqlovchi molekulalar

oqimi zichligi: $Z = \frac{1}{4}nc_a$ ga teng. Bu munosabatni bitta molekula massasi m ga ko‘paytirib, diffuziyani yuzaga keltiruvchi mikrooqimlar

zichligi uchun tenglamani hosil qilamiz: $g = \frac{1}{4}nmc_a$ yoki

$$g = \frac{1}{4}\rho c_a \quad (2)$$

bu yerda, $\rho = nm$ - modda zichligi, $C_a = \sqrt{\frac{8kT}{nm}}$ - o‘rtacha arifmetik tezlik, g - zarralarning issiqlik harakati orqali berilgan yo‘nalishda birlik vaqtda birlik yuzadan massa ko‘chishi. Diffuziya uchun

$G = \frac{\Delta M}{F \Delta t}$ (ΔM - Δt vaqt ichida F yuza orqali ko‘chgan modda miqdori).

(1), (2) va oxirgi tenglikdan

$$\frac{\Delta M}{F \Delta t} = -\frac{1}{2}\lambda \frac{d}{dX}(\rho C_a) \quad (3)$$

Izotermik diffuziyada (muhitning barcha elementar hajmlarida harorat bir xil) molekulalar issiqlik harakatlari o‘rtacha tezligini hosila ishorasidan chiqarish mumkin:

$$\frac{\Delta M}{F \Delta t} = -\frac{1}{2}\lambda C_a \frac{d\rho}{dX} \quad (4)$$

Fik tenglamasi ham analogik ko‘rinishga ega:

$$\frac{\Delta M}{F \Delta t} = -D \frac{d\rho}{dX} \quad (5)$$

Ikkita oxirgi formulani taqqoslashdan ideal gazlarda izotermik diffuziya koeffitsiyenti uchun munosabatga kelamiz:

$$D = \frac{1}{2} \lambda C_a \quad (6)$$

Diffuziya koeffitsiyenti haroratdan olingan kvadrat ildizga to'g'ri proporsional ($C_a = \sqrt{T}$) va gaz bosimiga teskari proporsional ($\lambda \sim \rho$). Bayon etilgan nazariyaga binoan, Fik qonuni faqat izotermik diffuziya uchun o'rinlidir.

Diffuziya doim mexanik muvozanat sharoitida ($p = \text{const}$) kuzatilib, gazlarda u

$$\begin{aligned} \text{a)} \quad nT &= \text{const}, \\ \text{b)} \quad \rho T &= \text{const} \end{aligned} \quad (7)$$

tenglama bilan tavsiflanadi. Shuning uchun bir komponentali

(monomolekulyar) gazlarda izotermik diffuziya ($T = \text{const}$ da $\frac{d\rho}{dX} = 0$) uchun sharoitni yuzaga keltirib bo'lmaydi. Izotermik diffuziyani gazli bir jinsli bo'lmagan aralashmalarda, masalan aralashmaning bitta komponentasi boshqa komponenta bilan band bo'lgan hajmga kirgandagi binar aralashmalarda ($\rho = \rho_1 + \rho_2$) kuzatish mumkin, bunda ikkala komponenta diffuziyasi (4) formula bilan ifodalanadi.

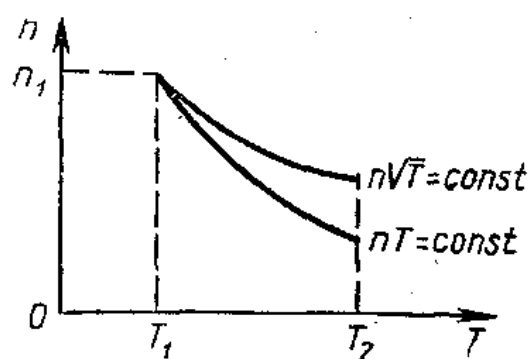
(3) tenglama diffusion muvozanat shartini ta'riflash imkonini beradi. Haqiqatda, diffuziya bo'lmaganda $\frac{\Delta M}{F \Delta t} = 0$ va (3) ga muvofiq,

$\frac{d}{dX}(\rho C_a) = 0$. Diffuzion muvozanat uchun muhitda barcha elementar hajmlar uchun $(\rho C_a) = \text{const}$ sharti bajarilishi kerak. $\rho \sim n$, $C_a = \sqrt{T}$ ligidan diffusion muvozanat shartini

$$n \sqrt{T} = \text{const} \quad (8)$$

ko‘rinishda yozish mumkin.

(7) va (8) ni taqqoslashlardan mexanik muvozanat diffusionga (gazlarda harorat gradiyenti mavjudligida) mos tushmasligi ko‘rinib turibdi. (7) va (8) tenglamani qanoatlantiruvchi gaz zichligining haroratga bog‘liq o‘zgarishi 57-rasmda ko‘rsatilgan.



57-rasm

$$n_1 \sqrt{T_1} = n_2 \sqrt{T_2}$$

n_1	n_2
T_1	T_2

58-rasm

Gazlarda diffusion muvozanat yuzaga kelishi uchun bosim ta‘sirini yo‘qotish kerak. Buning uchun gazni λ^2 dan kichik tirqishlarga ega bo‘lgan to‘siq bilan ikki qismga bo‘lish mumkin. Bunda gaz qismlari T_1 va T_2 haroratga ega bo‘lsin (58-rasm). U holda ular uchun $n_1 \sqrt{T_1} = n_2 \sqrt{T_2}$ tenglik o‘rinlidir

(Knudsen tajribalari).

Massaning diffusion ko‘chishi bosimlar farqi ta‘siri yuzaga keltirgan gaz oqimiga nisbatan juda sekin boradi, shuning uchun erkin gazda harorat gradiyenti mavjudligida doim (7) tenglikni qanoatlantiruvchi mexanik muvozanat yuzaga keladi. Ma‘lumki mexanik muvozanat sharoitida gazlarda (3) va (7,b) oson topiladigan diffuziya o‘rinli bo‘lishi kerak va u

$$\frac{\Delta M}{F \Delta t} = - \frac{1}{4} \lambda C_a \frac{d\rho}{dX} \quad (9)$$

tenglama bilan ifodalanadi. (9) jarayon mavjudligida gaz bosimi butun hajmda bir xil qolishi uchun gaz harakatga kelishi va bu harakat tezligi shunday bo‘lishi kerakki, bunda gaz oqimi diffusion oqim (9) bilan tenglashsin:

$$- \frac{1}{4} \lambda C_a \frac{d\rho}{dX} + \rho v = 0$$

Bundan

$$v = \frac{1}{4} \frac{\lambda}{\rho} C_a \frac{d\rho}{dX} \quad (10)$$

kelib chiqadi.

Shunday qilib, harorat gradiyentida gazlarda, uning stasionar holatida zichlik kamaygan tomonga diffuziya kabi (10) bilan ifodalangan tezlikka ega bo'lgan teskari mexanik siljish ham o'ringa ega. Ikkala jarayon modda ko'chishiga nisbatan bir-birini kompensasiyalaydi, bunda tajribada diffuziyani ham, yo'naltirilgan siljishni ham topib bo'lmaydi.

Gaz muhitlar stasionar holati ichki xususiyatlarining ochilishi ularda issiqlik uzatilishini to'g'ri ifoda etishga yordam beradi.

47-§. IDEAL GAZLARDA ICHKI ISHQALANISH

Ideal gazlarda ichki ishqalanishni ifodalash uchun ko'chish tenglamasi

$$G = -2\lambda \frac{dg}{dX} \quad (1)$$

dan kelib chiqib mikrooqim zichligi g ning analitik ifodasini topamiz.

Ichki ishqalanish muhitda yo'naltirilgan harakat tezligi gradiyenti mavjud bo'lganda yuzaga keladi. Gazlarda yo'naltirilgan harakat tezligini ayrim molekulalarga emas, muhitning elementar hajmiga λ^3 tegishli deb olinadi va bunda molekulalar bir vaqtda ham yo'naltirilgan harakatda, ham issiqlik harakatda qatnashadilar. Yo'naltirilgan harakat X o'qi bo'yicha bo'lsin. U holda gaz molekulalari X o'qi bo'yicha siljib (issiqlik harakati tufayli) o'zi bilan birga ham impuls, ham mexanik harakat energiyasini ko'chiradi. Avval aytilganidek, ichki ishqalanish jarayonini mexanik energiyaning tezlik kamayishi tomonga ko'chishi kabi qarash mumkin bo'lib, bu ishqalishda mexanik energiyaning dissipasiyasi (sochilishi) bilan bog'langan. Ichki ishqalanishning bunday ta'rifidan kelib chiqib, uni tashkil etuvchi mikrooqimni

$$g = Z \frac{m v^2}{2} \quad (2)$$

ifoda bilan aniqlash mumkin, bu yerda $\frac{m v^2}{2}$ -bitta molekulaga to'g'ri keluvchi yo'naltirilgan harakat energiyasi, Z - birlik vaqtda birlik yuzadan o'tuvchi molekulalar soni. Energiya ko'chishi impuls ko'chishiga bog'liq, biroq impuls ko'chishini ifodalash uchun molekulalar issiqlik harakati o'rtacha kvadratik tezligidan foydalanish kerak. $Z = \frac{n}{6}c$ dan foydalanib, (2) ni qayta yozamiz:

$$g = \frac{1}{6}c \frac{\rho v^2}{2} \quad (3)$$

bu yerda $\rho = nm$ -muhit zichligi, $c = \sqrt{\frac{3kT}{m}}$ -molekulaning o'rtacha kvadratik tezligi, g -molekulalarning birlik vaqtda birlik yuzadan yo'naltirilgan harakat energiyasini ko'chirishi.

(1) va (3) dan

$$G = -\frac{1}{3}\lambda \frac{d}{dx} \left(c \frac{\rho v^2}{2} \right) \quad (4)$$

Doimiy zichlik va haroratda (4) munosabat

$$G = -\frac{1}{3}\lambda c \rho v \frac{dv}{dx} \quad (5)$$

ko'rinishga keladi.

Bunday turdagi mikrooqim zichligi qovushoqlik koeffitsiyenti η orqali aniqlanadi:

$$G = -\eta v \frac{dv}{dx} \quad (6)$$

(5) va (6) ni taqqoslashdan ideal gaz uchun

$$\eta = \frac{1}{3}\lambda c \rho \quad (7)$$

kelib chiqadi. Bu formula birinchi bo'lib Maksvell tomonidan olingan.

Molekulalarning erkin yugurish yo'lining o'rtacha uzunligi ifodasi

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}\sigma n} \quad (8)$$

dan (7) ni tekshiramiz. $\lambda \sim \frac{1}{n}$ va $\rho \sim n$ ligidan doimiy haroratda gazlarning qovushoqlik ko'effitsiyenti muhitning zichligiga (bosimiga) bog'liq bo'lmasligi kerak. Bu natijani Maksvellning o'zi "o'ta ajablanarli" deb atadi. Tajriba natijalarining ko'rsatishicha, qovushoqlik ko'effitsiyenti haqiqatda gaz zichligi o'zgarishining keng intervalida deyarli doimiy qoladi. Biroq juda past va juda baland bosimlarda bunday qonuniyatdan chetlashishlar kuzatiladi. (7) formula, bosim molekular o'lchami gaz tekshirilayotgan idish o'lchamidan kichik bo'lib qolgunga qadar kamayib borguncha, qo'llanilar ekan. Molekulalarning sezilarli qismi yuqori tartib to'qnashishlarda (ikkitadan ortiq molekular ishtirokidagi to'qnashish) qatnasha boshlagan yuqori bosimlarda gazlarning qovushoqlik ko'effitsiyenti (7) da kutilayotganidan katta bo'lib qoladi.

(7) ga muvofiq, qovushoqlik ko'effitsiyenti harorat $\sqrt{T}$ ($c \sim \sqrt{T}$) ga proporsional tarzda o'sishi kerak. Haqiqatda η ning T ga bog'liqligi kuchliroq ekan. Bu shuning bilan tushuntiriladiki, erkin yugurish yo'li uzunligi (8) faqatgina gazning zichligi bilan emas, harorat oshishi bilan kamayuvchi molekularning effektiv diametri bilan ham o'lchanadi.

Molekulalar erkin yugurish yo'linig o'rtacha vaqti $\tau = \frac{\lambda}{c}$ ni kiritib va $p = nkT$ tenglikni qo'llab (7) ni

$$\eta = p \tau \quad (9)$$

ko'rinishida tasvirlaymiz. Bu munosabat ham Maksvell tomonidan keltirib chiqarilgan. U^τ ni aniqlashda qulaydir.

$$\rho = nm, \quad c = \sqrt{\frac{3kT}{m}} \quad \text{va} \quad m = \frac{\mu}{N_0} \quad \text{larni qo'llab (7) va (8) dan:}$$

$$\eta = \frac{\sqrt{\mu RT}}{\sqrt{6} \sigma N_0} \quad (10)$$

ni oson hosil qilish mumkin. Bu munosabat tajriba orqali isbotlangan $\eta \sim \sqrt{\mu}$ xulosani tasdiqlaydi.

Qovushoqlik ko'effitsiyentini bilgan holda, (10) ga asosan molekularning effektiv diametrini oson topish mumkin.

48-§. IDEAL GAZLAR ISSIQLIK O‘TKAZUVCHANLIGI

Ko‘chishning umumiy tenglamasi

$$G = -2\lambda \frac{dg}{dX} \quad (1)$$

ga asosan gazlar issiqlik o‘tkazuvchanligini analiz qilish uchun mikrooqim zichligi uchun munosabat $g=Za$ ni konkretlashtirish kerak.

Qovushoqlik ma’lum ma’noda issiqlik o‘tkazuvchanlikka analogligini hisobga olgan holda, qovushoqlik koeffitsiyentini

aniqlashdagi kabi, yani $Z = \frac{1}{6} nca$ munosabat bilan Z kattalikni (birlik vaqtda birlik yuzadan o‘tuvchi molekulalar soni) aniqlaymiz. Mos holda,

$$g = \frac{1}{6} nca \quad (2)$$

bu yerda $c = \sqrt{\frac{3kT}{m}}$ - o‘rtacha kvadratik tezlik, a – bitta zarrachaga to‘g‘ri keladigan ko‘chirilgan kattalik.

Ko‘rilayotgan usulda ko‘chish hodisasi zarralar mikrooqimiga asoslangan deb qaraladi. Bu oqimdagi zarrachalar yig‘indisi shunchalik ko‘pki, uni zarralar issiqlik harakati o‘rtacha tezligi, zichlik va harorat kabi parametrlar bilan ifodalash mumkin. Molekulalar ansambli Z muhitning elementar hajmiga xos bo‘lgan barcha parametrlar va termodinamik funksiyalar taaluqli bo‘lgan tizimning bir qismidir. Aytilgan parametrlardan tashqari zarralar mikrooqimiga ichki energiyani ham, entalpiyani ham kiritish mumkin. Shunday ekan, ichki energiya va entalpiyaning mikrooqimini ko‘rib chiqish mumkin. Issiqlik o‘tkazuvchanlik tajribada ideal gaz uchun $p=nkT=const$ sharti bilan tavsiflanuvchi mexanik muvozanat yuzaga kelgan sharoitda tekshiriladi. Zarralar Z ning o‘tish yo‘nalishi harorat oshishi yo‘nalishi bilan mos tushsin. U holda molekulalar oqimi yuqori haroratlarda sohasiga tushib, o‘zining ichki energiyasini oshiradi. Shu bilan bir vaqtda, doimiy bosimda turgan ko‘rilayotgan tizim o‘zining hajmini oshiradi (yuqoriroq haroratga o‘tish zichlikning kamayishi bilan kuzatiladi). Yuqori harorat sohasiga o‘tishda tizim

yutgan issiqlik ichki energiyaning kattalashishi va izobarik ish bajarilishi bilan aniqlanadi. Izobarik jarayonning issiqlik samarasi entalpiya o'zgarishi bilan aniqlanadi.

Gazlarda issiqlik o'tkazuvchanlikni ifodalash uchun entalpiya mikrooqimini kiritish kerak. Ideal gaz mol entalpiyasi uchun munosabat yozamiz:

$$H = C_p T \quad (3)$$

Bu tenglamani Avogadro soniga bo'lib, bir molekulaga to'g'ri keladigan entalpiyani topamiz:

$$a = C_p' T \quad (4)$$

bu yerda C_p' - bitta molekulaga to'g'ri keluvchi doimiy bosimdagi issiqlik sig'imi. Mis holda mikrooqimning izlanayotgan zichligi uchun munosabat quyidagi ko'rinishni oladi:

$$g = \frac{1}{6} n C_p' T \quad (5)$$

Issiqlik o'tkazuvchanlik uchun $G = \frac{\Delta Q}{F \Delta t}$ (ΔQ - Δt vaqt ichida F yuzadan olib o'tilgan issiqlik miqdori). (5) ni hisobga olgan holda (1) ni qayta yozamiz:

$$\frac{\Delta Q}{F \Delta t} = -\frac{1}{3} \lambda C_p' \frac{d}{dx} (n C T) \quad (6)$$

(C_p' kattalik doimiy singari hosila belgisidan chiqarilgan).

Oxirgi munosabatni ochishda diffuziya orqali entalpiya

ko'chishiga bog'liq bo'lgan n dan $\frac{d}{dx}$ bo'yicha hosilaga ega bo'lgan ko'paytma paydo bo'ladi. Diffuziya orqali ko'chishni muhitning mexanik siljishi yuzaga keltirgan entalpiya qarshi toki bilan kompensasiyalangan deyish mumkin. U holda (6) ni

$$\frac{\Delta Q}{F \Delta t} = -\frac{1}{3} \lambda C_p' n \frac{d}{dx} (C T) \quad (7)$$

ko'rinishda yozish mumkin. $c = \sqrt{\frac{3kT}{m}}$ ligidan, $\frac{\Delta Q}{F \Delta t} = -\frac{1}{3} \lambda c n C_p' \frac{dT}{dx}$

bo'ladi. $n C_p'$ kattalik birlik hajmda joylashgan moddaning doimiy

bosimdagi issiqlik sig'imi. $nC_p' = \rho C_p'$ belgilash kiritib, avvalgi munosabatni quyidagi ko'rinishda qayta yozamiz:

$$\frac{\Delta Q}{F \Delta t} = -\frac{1}{2} \lambda c \rho C_p \frac{dT}{dx} \quad (8)$$

Furye issiqlik o'tkazuvchanligi analogik ko'rinishga ega:

$$\frac{\Delta Q}{F \Delta t} = -\aleph \frac{dT}{dx} \quad (9)$$

Oxirgi ikkita tenglamani solishtirishdan ideal gazlar uchun:

$$\aleph = \frac{1}{2} \lambda c \rho C_p \quad (10)$$

ekanligi kelib chiqadi.

Issiqlik o'tkazuvchanlik va qovushoqlik koeffisientlari bosim va ~haroratga bir xil bog'liq. $\aleph$ ning molekulyar og'rlikka bog'liqligini tushuntiramiz. Buning uchun (10) ga qator o'zgartishlar kiritamiz.

Solishtirma issiqlik sig'imini molyar $\frac{C_p}{\mu}$ orqali ifodalab:

$$\aleph = \frac{C_p \sqrt{3RT}}{2\sqrt{2\mu\sigma N_0}} \quad (11)$$

Shunday qilib, $\aleph \sim \frac{1}{\sqrt{\mu}}$. Boshqacha aytganda, bir xil molyar issiqlik sig'imiga ega bo'lgan gazlar qatoridan yengil gazlar katta issiqlik sig'imiga ega.

49-§. KO'CHISH KOEFFISIENTLARI ORASIDAGI BOG'LIQLIK

Bir anomli gazlar holida ko'chish hodisalarining statistik nazariyasi issiqlik o'tkazuvchanlik va qovushoqlik koeffisientlari orasidagi nisbatning quyidagi qiymatiga olib keldi:

$$\frac{\aleph}{\eta} = \frac{15}{4} \frac{k}{m} \quad (1)$$

bu yerda $k = \frac{R}{N_0}$, $m = \frac{\mu}{N_0}$. Bosim doimiy bo'lganda bir atomli gazlar

uchun solishtirma issiqlik sig'imi $C_p = \frac{5}{2} \frac{R}{\mu}$ bo'ladi. Bu munosabatni

qo'llab (1) ni qayta yozamiz: $\frac{\kappa}{\eta C_p} = \frac{3}{2}$. Gazlarda qovushoqlik va issiqlik o'tkazuvchanlik uchun erkin yugurish yo'lining o'rtacha uzunligi tushunchasini qo'llashga asoslangan ko'chish hodisalari natijalarini keltiramiz:

$$\text{a) } \eta = \frac{1}{3} \lambda c \rho \quad (2)$$

$$\text{b) } \kappa = \frac{1}{2} \lambda c \rho C_p$$

Yozilgan munosabatdan:

$$\frac{\kappa}{\eta C_p} = \frac{3}{2} \quad (3)$$

kelib chiqadi va bu bir atomli gazlar uchun rivojlangan nazariya natijalari bilan mos tushadi.

(3) ni tajribada tekshirish oson. 3-jadvalda (3) ning chap tomonining ayrim bir atomli, ikki atomli va ko'p atomli gazlar uchun issiqlik o'tkazuvchanlik [$10^4 \text{ kal}/(\text{sm} \cdot \text{s} \cdot \text{K})$] va issiqlik sig'imining [$\text{kal}/(\text{g} \cdot \text{K})$] va ichki ishqakanishi [$10^4 \text{ din} \cdot \text{s}/\text{sm}^2$] tajribaviy qiymatlari bo'yicha hisoblash natijalari keltirilgan.

Ayrim gaz va bug'lar uchun $\frac{\kappa}{\eta C_p}$ nisbati

3-jadval

Modda	t, °C	C _p	κ	η	$\frac{\kappa}{\eta C_p}$
Geliy	0	1,25	3,417	1,855	1,46
Neon	0	0,247	1,108	2,290	1,51
Azot	25	0,248	0,631	1,779	1,43
Kislorod	25	0,219	0,635	2,05	1,42
Karbonat angidrid gazi	30	0,202	0,403	1,51	1,32
H-geksan	25	0,397	0,304	0,654	1,17

Jadvaldan ko‘rinib turibdiki, bir atomli gazlar (geliy, neon) uchun (3) munosabat eksperiment orqali yetarlicha yaxshi tasdiqlanadi. Murakkab atomli gazlar uchun nazariya va eksperiment natijalari orasida farq kuzatiladi, bunda farq molekula strukturasi murakkablashgan sari kattalashadi: ikki atomli gazlar (azot, kislorod) uchun farq nisbatan kichikdir, geksan uchun esa farq oshadi.

Tajribalar natijalari shuni ko‘rsatadiki, ko‘rilgan ko‘chish hodisasi ko‘p atomli gazlarda aniqlashtirishni talab etadi. Bu aniqlashtirishlar birinchi navbatda muhitda harorat gradiyenti mavjudligida erkinlik darajasi bo‘yicha energiya taqsimotining bir tekis emasligi bilan bog‘liq.

Savollarga javob bering

1. Issiqlik o‘tkazuvchanlik deb nimaga aytiladi?
2. Issiqlik o‘tkazuvchanlik jarayonida olib o‘tilgan issiqlik miqdori ifodasi qanday?
3. Issiqlik o‘tkazuvchanlik koeffosienti nimaga teng?
4. Issiqlik o‘tkazuvchanlik koeffosienti nimaga bog‘liq?
5. Furrye formulasidagi minus ishorasi nimani bildiradi?
6. Issiqlik oqimi zichligi qaysi formula orqali topiladi?
7. Modda issiqlik o‘tkazuvchanligi nimaga bog‘liq?
8. Moddaning turli holatlarida issiqlik o‘tkazuvchanlik koeffosientlari qanday bo‘ladi?
9. Ichki ishqalanish (qovushoqlik) deb nimaga aytiladi?
10. Muhitning dinamik qovushoqlik koeffitsiyenti birligi qanday?
11. Qovushoqlik koeffitsiyenti haroratga qanday bog‘liq?
12. Diffuziya deb nimaga aytiladi?
13. Diffuziya koeffitsiyenti nimaga teng?
14. Diffuziya koeffitsiyenti nimaga bog‘liq?
15. Fik formulasi ko‘rinishi qanday?
16. Fik formulasidagi minus ishora nimani bildiradi?
17. Moddaning turli holatlarida diffuziya koeffitsiyenti qanday bo‘ladi?
18. Molekulalarning o‘rtacha erkin yugurish yo‘li deb nimaga aytiladi?
19. Molekulalarning o‘rtacha erkin yugurish yo‘lini topish ifodasini kim taklif etgan?
20. To‘qnashishning effektiv kesimi deb nimaga aytiladi?

21. Molekulalarning effektiv diametri haroratga qanday bog'liq?
22. O'zgarmas haroratda molekulalarning erkin yugurish yo'li bosimga qanday bog'liq?
23. Molekulalarning erkin yugurish yo'li bo'yicha taqsimoti funksiyasi?
24. Mikrooqimlar zichligi deyilganda nima tushuniladi?
25. Ideal gazlarda ko'chish hodisalarini ifodalovchi umumiy formulaning ko'rinishi qanday?
26. Diffuziyani aniqlovchi gazlardagi molekulalar oqimi zichligi nimaga teng?
27. Ko'chish koeffisientlari orasidagi bog'liqlikni ifoda etuvchi munosabat qanday?

Masalalar

1-masala. Ikki molekulaning o'rtacha nisbiy harakat tezligi, bunda – idish devorlariga nisbatan o'rtacha tezlik. Shunga asosan, ikki molekula tezligi orasidagi burchakning o'rtacha qiymati haqida qanday xulosa chiqarish mumkin? Javobi: 90°

2-masala. Cho'g'lanma lampaning metall tolasi sirtiga tushayotgan har bir kislorod molekulasini adsorbsiyalanadi deb hisoblab, tola sirtida kislorodning monomolekulyar qatlami hosil bo'lishiga qancha vaqt talab etilishini hisoblang. Kislorodning bosimi $1,33 \cdot 10^{-3} \text{ Pa}$, harorati 27°C va har bir kislorod molekulasini to'la sirtida $9 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$ yuzani egallaydi, deb hisoblansin. Javobi: $t=0,31 \text{ c}$

3-masala. Normal sharoitda azotning o'rtacha erkin yugurish yo'li $6 \cdot 10^{-6} \text{ sm}$ ga teng. Biror miqdordagi azot normal sharoitdan 300°C haroratli holatga o'tgan. Agar o'tish quyidagicha a) izoxorik; b) izobarik; v) adiabatik tarzda amalga oshirilsa, unda azotning yangi holatidagi erkin yugurish yo'li qancha?

Javobi: a) $6 \cdot 10^{-6} \text{ sm}$; b) $12,5 \cdot 10^{-6} \text{ sm}$; v) $9,4 \cdot 10^{-7} \text{ sm}$.

4-masala. Idishda zichligi $1,7 \text{ kg/m}^3$ va molekulalarning o'rtacha erkin yugurish yo'li uzunligi $7,9 \cdot 10^{-6} \text{ sm}$ ga teng bo'lgan karbonat angidrid gazi bor. Karbonat angidrid gazi molekulalarining diametri topilsin. Javobi: $3,5 \cdot 10^{-10} \text{ m}$.

5-masala. Razryad nayida katod bilan anodning oralig'i 15 sm ga teng. Elektronlar katod bilan anod oralig'idagi yo'lda havoning molekulalari bilan to'qnashmasligi uchun razryad nayida qanday

bosim hosil qilish kerak. Harorat 300 K ga, havo molekulari diametri $0,30\text{ nm}$ ga va gazda elektronlarning o'rtacha erkin yugurish yo'li uzunligi gaz molekulalarining o'rtacha erkin yugurish yo'lidan 5,7 marta katta deb hisoblansin. Javobi: $P < 0,5\text{ Pa}$.

6-masala. Ikki atomli gazning hajmi: a) izotermik; b) izobarik; v) adiabatik ravishda ikki marta kichrayganda, uning qovushoqlik koeffitsiyenti qanday o'zgaradi?

Javobi: a) o'zgarmaydi; b) 1,41 marta kamayadi; v) 1,15 marta ortadi.

7-masala. Dyuar idishining devolari orasidagi masofa 8 mm ga teng. Havosi so'rib olinayotganda, qanday bosimdan boshlab Dyuar idishining devorlari orasidagi havoning issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsiyenti kamayib boradi. Havoning haroratini 17°C ga, molekulalarining diametrini $0,30\text{ nm}$ ga teng deb olinsin.

Javobi: $P = 1,26\text{ Pa}$

8-masala. Oralaridagi masofa 1 mm bo'lgan ikkita plastinaning orasida havo bor. Plastinalar orasida 1 K haroratlar farqi doimiy saqlanadi. Har bir plastinaning yuzi 100 cm^2 ga teng. Issiqlik o'tkazuvchanlik tufayli bir plastinadan ikkinchisiga 10 minut davomida qancha issiqlik miqdori o'tadi. Javobi: $Q = 78\text{ J}$.

9-masala. Tashqi radiusi 10 cm , ichki radiusi 9 cm va balandligi 20 cm bo'lgan silindrik termos muz bilan to'ldirilgan. Muzning harorati 0°C ; Tashqaridagi havoning harorati esa 20°C . 1) Termosning ichki devori orasidagi havoning bosimi eng ko'pi bilan qanday bo'lganda issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsiyenti bosimga bog'liq bo'lmay qoladi? Havo molekulalarining diametri $3 \cdot 10^{-8}\text{ m}$ ga teng. Termos devorlari orasidagi havoning haroratini esa muz va tashqi muhit haroratlarining o'rtacha arifmetik qiymatiga teng deb olinsin. 2) Bosim: a) 760 mm.sim.ust. ga va b) $10^{-4}\text{ mm.sim.ust.}$ ga teng bo'lganda termos devorlari orasidagi havoning issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsiyenti topilsin. 3) Issiqlik o'tkazuvchanlik tufayli $9,5\text{ cm}$ o'rtacha radiusli termosning yon sirtidan bir minut davomida qancha issiqlik miqdori o'tadi?

Masala a) 760 mm.sim.ust. va b) $10^{-4}\text{ mm.sim.ust.}$ bosimlar uchun yechilsin.

Javobi: 1) $7,6 \cdot 10^{-3}\text{ mm.sim.ust.}$; 2) a) $13,1 \cdot 10^{-3}\text{ J/gr} \cdot \text{grad}$;

b) $17,8 \cdot 10^{-5}\text{ J/gr} \cdot \text{grad}$. 3) a) 188 J b) $25,5\text{ J}$.

10-masala. Uzunligi 20 sm va ko'ndalang kesim yuzi 3 sm^2 bo'lgan po'lat sterjenning bir uchi 300°C haroratgacha qizdirilmoqda, ikkinchi uchi esa muzga tekkazilgan. Issiqlik faqat sterjenning uzunligi bo'ylab uzatiladi deb faraz qilib, 10 minut ichida erigan muz massasi m ni hisoblab toping.

Javobi: $m = 56\text{ g}$.

11-masala. Radiuslari R_1 va R_2 bo'lgan ikki koaksial silindr orasidagi bo'shliq issiqlik o'tkazuvchi bir jinsli modda bilan to'ldirilgan. Agar ichki silindrning harorati T_1 , tashqi silindrniki T_2 bo'lsa, ular orasidagi fazoda harorat taqsimotini aniqlang.

Javobi:
$$T(R) = T_1 - \frac{(T_1 - T_2) \ln \frac{R}{R_1}}{\ln \frac{R_2}{R_1}}$$

V BOB. REAL GAZLAR

Molekulalar orasidagi oʻrtacha masofa molekula oʻlchamidan ancha katta boʻlganda va gazlarning xossalari ularning oʻzaro taʼsirlari bilan emas, balki molekulalarning konsentrasiyasi bilan aniqlanadigan holda siyraklashtirilganda real gazlarni ideal kabi qarash mumkin.

Gazlar zich, yaʼni molekulalar orasidagi masofa ularning oʻlchamlari bilan teng boʻlgan hollarda molekulalar orasidagi masofa hisobga olinadi. Real gazlarda molekulalar oʻzaro taʼsiri katta masofalarda tortishish va kichik masofalarda itarishish kuchlari bilan tavsiflanadi. Shuning uchun molekulalar oʻlchamini uning hajmini aniqlovchi molekuladagi qandaydir sirtning mavjudligi bilan emas, itarishish kuchlarining yuzaga kelishi bilan bogʻlash kerak. Molekulaning diametri, zarrachaning harakat energiyasi va itarishish kuchi kattaligiga bogʻliq holda, ularning yaqinlashishi mumkin boʻlgan oʻrtacha masofani aniqlaydi.

Real gazlar yetarlicha past haroratlarda va yuqori bosimlarda kondensasiyalanadi – suyuq holga oʻtadi.

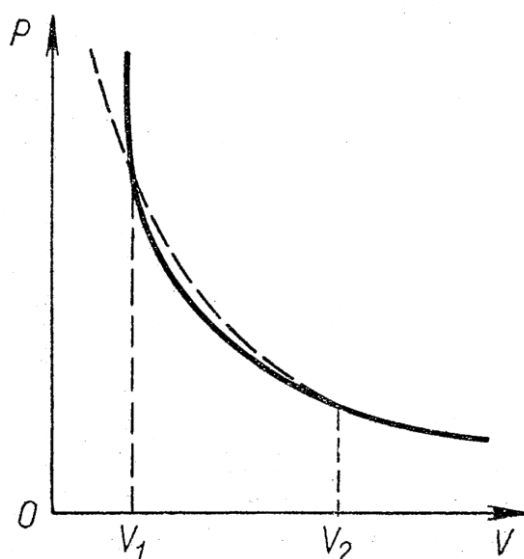
50-§. BOYL-MARIOT QONUNIDAN CHETLASHISHLAR

Real va ideal gazlar izotermalarining sifatiy farqi 59-rasmda koʻrsatilgan.

Toʻliq egri chiziq–real gaz izotermasi, chiziq – chiziqli Boyle-Mariot qonuni bilan ifodalanuvchi ideal izotermadir. Kichik zichliklar sohasida ($V > V_2$) ikkala egri chiziq mos tushadi.

Oʻrtacha zichliklarda real gaz bosimi gaz oʻzini ideal kabi namoyon etgandagidan kichikdir. Yana maʼlumki, koʻrsatilgan zichliklarda ($V_1 < V < V_2$ 59-rasm) real gazlar siqiluvchanligi ideal gazlarnikidan kattadir. Bu shuning

bilan tushuntiriladiki, oʻrtacha zichliklarda tashqi kuchlar taʼsirida gazni ideal gazga nisbatan koʻproq siqiluvchan qiluvchi molekulalar tortishish kuchi yuzaga keladi. Katta zichliklarda ($V < V_1$) real gaz



59-rasm

bosimi ideal gazda kutilayotganidan katta bo‘ladi, bunda real tizimning siqiluvchanligi ideal tizimnikidan kichik. Bu faqat katta siqilishlarda itarishish kuchi yuzaga kelishi va buning natijasida muhit tashqi kuchlar ta’sirida ideal gazga qaraganda kamroq siqiluvchan bo‘lib qolishi bilan tushuntiriladi.

Molekulalararo kuchlar ta’siri xususiyati birinchi navbatta zarralar o‘zaro ta’sir potensial energiyasining ular orasidagi masofa r ga bog‘liqligiga asoslangan. Ko‘pgina moddalar uchun molekulalarning juft o‘zaro ta’sir potensial energiyasi faqatgina molekulalar orasidagi masofaga bog‘liq va ikkita tashkil etuvchi bilan aniqlanadi:

$$\varphi(r) = \varphi_+(r) + \varphi_-(r) \quad (1)$$

bu yerda r -zarralar massalari markazlari orasidagi masofa, φ_+ - itarishish kuchining yuzaga kelishiga bog‘liq bo‘lgan potensialning musbat tashkil etuvchisi, φ_- - itarishishni hosil qiluvchi potensialning manfiy tashkil etuvchisi.

Potensialning har ikkala tashkil etuvchisining kelib chiqishi elektrik (molekulalarning gravitasion o‘zaro ta’siri elektrikka nisbatan e’tiborsiz kichikdir) va absolyut qiymati jihatidan, masofa oshishi bilan turli qonunlar bo‘yicha, kamayadi.

51-§. EKSPERIMENTAL IZOTERMALAR

Real gaz hajmining bosimga bog‘lanishi haqidagi tajriba ma’lumotlari bilan ideal gaz holat tenglamasi orasidagi farq gaz holatida yuz beradigan muhim sifatli o‘zgarishlar bilan ham bog‘liq bo‘lib, bunday o‘zgarishlar yuqori bosimlar va tegishli haroratlarda kuzatiladi.

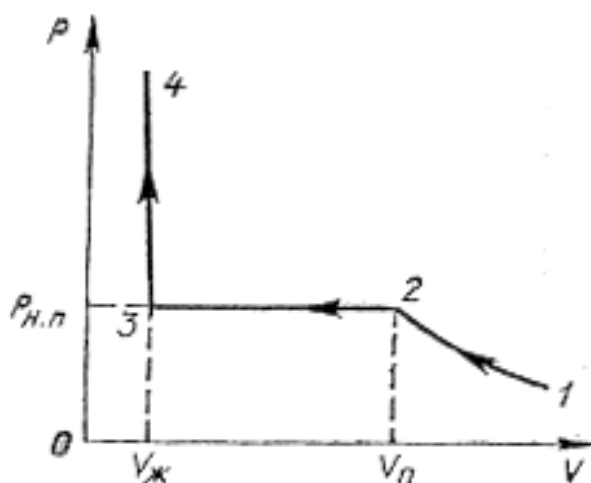
Gazlarning holatidagi bosim va haroratning ma’lum qiymatlarida ro‘y beradigan sifat o‘zgarishlari bu ularning gazsimon holatdan farq qiluvchi suyuq holatga o‘tishidir. Bu hodisani ideal gazning holat tenglamasi bilan mutlaqo tushuntirib bo‘lmaydi.

Quyida bu jarayonni ko‘rib chiqaylik.

Tekshirilayotgan gaz suriluvchi porshen bilan berkitilgan idishga qamalgan va uning harorati o‘zgarmas, lekin har bir gaz uchun xos qiymatdan pastroq bo‘lsin. Porshen yordamida gazning hajmini kamaytir-ganimiz sari uning bosimi dastlab hajmga teskari proporsional ravishda ortadi (60-rasm), so‘ngra sekinroq ortadi (egri chiziqning 12 qismi).

Hajm V_b qiymatga yetguncha shunday davom etadi. Hajmning keyingi V_s gacha o'zgarishida bosim o'zgarmaydi. Bu vaqtda porshenning sirtida va idish devorlarida suyuqlik tomchilari paydo bo'la boshlaydi.

Gazning suyuqlikka aylanishi (kondensasiya jarayoni) V_b hajmga mos



60-rasm

keluvchi 2 nuqtada boshlanib, hajm V_s qiymatga erishganda gazning hammasi suyuq holatga o'tadi. V_s hajmdan boshlab hajmning kichrayishi bosimning keskin ortishini talab qiladi. Chunki, suyuqlikni siqish gazni siqishga qaraganda ancha qiyin.

Izotermaning 23 qismiga mos keluvchi bosim va hajmlarda idish hajmining bir qismi suyuqlik bilan, boshqa qismi esa to'yingan bug' deb ataluvchi gaz bilan band. To'yingan bug'ning bosimi esa berilgan haroratda gaz hajmiga bog'liq emas.

Harorat ortishi bilan izotermaning gorizontaal qismi qisqarib boradi va kritik harorat deb ataluvchi haroratda bitta nuqtaga aylanadi (62-rasmga qarang). Kritik temperatūra (kritik holat) haqida keyingi mavzularda yana to'xtalib o'tsakda, shu narsani qayd qilib o'tish lozimki, kritik haroratdan yuqori haroratlarda gazni siqish yo'li bilan suyuqlikka aylantirib bo'lmaydi. Shu sababli **bug'** deganda ko'pincha siqilganda suyuqlikka aylanadigan gaz nazarda tutiladi.

Izotermadagi 2→3 qismning mavjudligi ayni bir harorat va bosimda bir moddaning bir vaqtda ikki holatda bo'lishi mumkinligini ko'rsatadi. Bu holatlar o'zlarining fizik xossalari bilan bir-biridan farq qiladi.

Umuman olganda, agar tizim fizik jihatdan turli holatda bo'lgan va bir-biridan ajralib turuvchi bir jinsli qismlardan iborat bo'lsa, u holda bu qismlar uning **fazalari** deb ataladi.

Agar berilgan sharoitda moddaning ikki yoki undan ortiq fazalari bir-biriga tegib tursa va bunda biri ikkinchisining hisobiga o'smasa, moddaning bunday holati uning fazaviy muvozanati deb ataladi.

Moddaning bir holatdan ikkinchi holatga o'tishi uning fazaviy o'tishi yoki fazaviy aylanishi deb ataladi. Moddaning tarkibiga qarab muvozanatda bo'ladigan fazalar soni turlicha bo'lishi mumkin.

52-§. VAN-DER-VAALS TENGLAMASI

Holat tenglamasining molekulalarning chekli o'lchamlarini va ular orasidagi o'zaro ta'sir kuchlarini nazarga olgan ko'rinishini birinchi marta 1873 yilda Van-der-Vaals tavsiya qilgan. Shuning uchun u tavsiya qilgan tenglama Van-der-Vaals nomi bilan ataladi. Bu tenglamani chiqarishda biz dastlab itarishish kuchlarini yoki (unga ekvivalent) molekulalarning chekli o'lchamga ega ekanini e'tiborga olamiz.

Bir mol gaz uchun yozilgan ideal gaz holatining

$$PV = RT \quad (1)$$

tenglamasidagi V hajm har bir ideal gaz molekulasiga erkin harakatlana olishi mumkin bo'lgan hajmdir. Chunki, ideal gaz molekulalari bir-biriga nolga teng bo'lgan masofagacha yaqinlasha oladi. Lekin real gaz holida idishning butun hajm molekulalar ixtiyorida emas, chunki har bir molekula idish hajmining biror qismini egallaydi. To'qnashuvlarda molekulalar markazlari d (effektiv diametr) dan kichik masofaga yaqinlasha olmaydi. Bu holni hisobga olish uchun idish hajmidan uning molekulalar harakatlanishi mumkin bo'lmagan qismini ayirib tashlash kerak. Hajmning bu qismini v bilan belgilasak, (1) tenglama quyidagi ko'rinishga keladi:

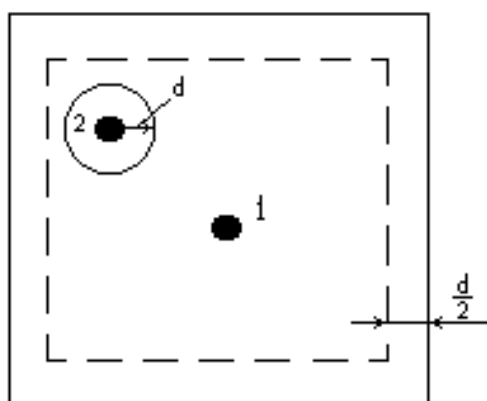
$$P(V-v) = RT \quad (2)$$

Agar molekulalarni qattiq elastik sharlar deb faraz qilsak, v kattalikni hisoblash oson bo'ladi.

Kub shaklidagi V hajmli idishni ko'z oldimizga keltiraylik, unga berilgan bosim va haroratda 1 mol gaz qamalgan bo'lsin (61-rasm). Molekula diametri d ga teng bo'lsa, u holda gaz molekulalari idish

$\frac{d}{2}$ devoriga $\frac{d}{2}$ dan kichik masofagacha yaqin kela olmaydi.

Shuning uchun $\frac{d}{2}$ qalinlikdagi qatlamni olib tashlash kerak (61-rasm).



61-rasm

Amalda idish o'lchamlari d dan juda katta bo'lganligi uchun bu qatlamni e'tiborga olish hisoblashlarga hech qanday aniqlik kiritmaydi.

Dastlab idishda ikkita bir xil molekula bor deb faraz qilamiz.

O'zaro to'qnashuvlarda molekulalar markazlari d dan

kichik masofaga yaqin kela olmaydi.

Agar 2-molekulani d radiusli sfera bilan o'rasak, ravshanki 1 - molekula bu sferaning ichiga kira olmaydi. Demak 1 - molekula erkin harakat qiladigan hajm, 2 - molekula borligi tufayli, bu molekulani chegaralovchi d - radiusli sfera hajmi qadar kamayadi. Bu miqdor ikkala molekula hajmlarining to'rtlanganiga teng.

Endi idishda N_0 ta bir xil molekula bo'lsin. To'qnashuvlarda asosan ikkita molekula ishtirok qiladi deb faraz qilamiz. U holda bu

molekulalar erkin harakat qila oladigan hajm V hajmdan $\frac{N_0}{2}$ molekulani chegaralovchi sferalarning egallagan hajmi qadar kam bo'ladi:

$$V - N_0 \frac{2}{3} \pi d^3 = V - N_0 \frac{16}{3} \pi r^3 \quad (3)$$

bu yerda r - molekula radiusi. Ravshanki, (3) kattalik (2) holat tenglamasidagi $V-v$ kattalikdir. U holda v kattalik

$$v = \frac{16}{3} \pi r^3$$

ga, ya'ni gazning barcha N_0 (N_0 - Avagadro soni) ta molekulalarining to'rtlangan hajmiga teng.

Endi tortishish kuchlarini hisobga olamiz. Bu kuchlarning mavjudligi shunga olib keladiki, gaz molekulalarining bosimi, boshqa barcha sharoitlar birday bo'lgani holda, ideal gaz holidagidan kam bo'ladi. Chunki, idish devori yaqinida turgan ixtiyoriy molekulaning bir tomonidagi qo'shnilar boshqasidan, ya'ni devor tarafdagilardan ko'p bo'lgani uchun unga gazning ichiga qarab yo'nalgan natijaviy kuch ta'sir qiladi. Shu tufayli idish devoriga ta'sir qiluvchi bosim

ideal gazdagiga nisbatan biror ΔP miqdor kam boʻladi. U holda (2) ifodani ΔP ni eʼtiborga olib quyidagi koʻrinishda yozish mumkin:

$$P = \frac{RT}{V - \epsilon} - \Delta P \quad \text{yoki} \quad P + \Delta P = \frac{RT}{V - \epsilon} \quad (4)$$

Bundagi ΔP bosim ichki yoki molekulyar bosim deyiladi. Uning nimaga bogʻliq ekanini aniqlaylik. Bu molekulyar bosim gazning devorga yaqin turgan birlik sirtidagi barcha molekulalariga taʼsir qiluvchi tortishish kuchiga teng. Bu kuch molekulalar zichligi n ga proporsional. Ikkinchi tomondan tortishish kuchi taʼsir qiluvchi devorga yaqin molekulalar soni ham n ga proporsional. Demak, $\Delta P \sim n^2$ yoki n gaz egallagan hajmga teskari proporsional boʻlgani uchun

$$\Delta P = \frac{a}{V^2} \quad (5)$$

boʻladi. Bu yerda V gazning molyar hajmi, a -proporsionallik koeffitsiyenti. (4) va (5) tengliklarni nazarda tutib *1 mol* real gaz uchun holat tenglamasini quyidagicha yozish mumkin:

$$\left(P + \frac{a}{V^2} \right) (V - \epsilon) = RT \quad (6)$$

Gazning ixtiyoriy miqdori uchun u quyidagi koʻrinishda boʻladi:

$$\left(P + \frac{m^2}{\mu^2} \cdot \frac{a}{V^2} \right) \left(V - \frac{m}{\mu} \epsilon \right) = \frac{m}{\mu} RT \quad (7)$$

Van-der-Vaals tenglamasidagi a va ϵ tuzatmalar oʻzgarmas kattaliklar boʻlib, ularning son qiymatlari turli gazlar uchun turlicha. Shu sababli (7) tenglama Klapeyron tenglamasi kabi universal emas. Lekin, bu tenglama gazlarning xususiyatlarini sifat jihatidan toʻgʻri ifodalaydi.

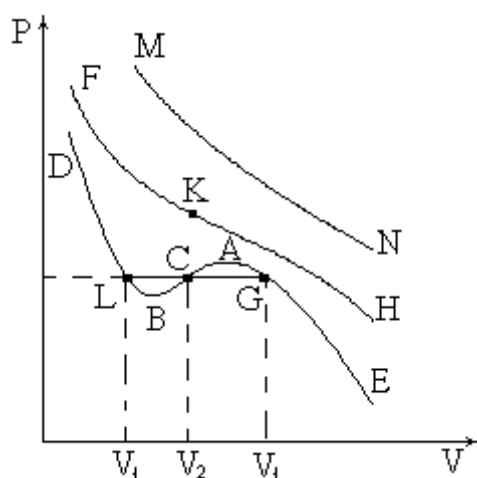
53-§. VAN-DER-VAALS IZOTERMALARI

Van-der-Vaals tenglamasini uncha murakkab boʻlmagan oʻzgartirishlardan keyin quyidagi koʻrinishga keltirish mumkin:

$$V^3 + \left(\epsilon + \frac{RT}{P} \right) V^2 + \frac{a}{P} V - \frac{a\epsilon}{P} = 0 \quad (1)$$

Bu tenglama V boʻyicha uchinchi darajali tenglama boʻlib, u bitta yoki uchta haqiqiy ildizga ega boʻladi. Har bir ildizga PV

diagrammada bir nuqta mos keladi. Agar harorat yuqori bo'lsa, izoterma monoton pasayuvchi, MN egri chiziq ko'rinishida bo'ladi va bosimning tegishli qiymatlariga (1) tenglamaning bittadan ildizi to'g'ri keladi. Pastroq haroratlarda va P bosimning ba'zi bir qiymatlarida (1) tenglama V_1, V_2, V_3 uchta ildizga ega. Bunday hollarda $P=const$ izobara izotermani uchta L, C, G nuqtada kesib o'tadi (62-rasm). Biror oraliq haroratda V_1, V_2, V_3 uchta ildiz bir-biriga teng bo'lib qoladi (K -nuqta). FKH izotermaning bukilish nuqtasi K kritik nuqta va unga mos keluvchi holatga kritik holat deyiladi. Bu holatga mos kelgan T_k, R_k va V_k lar mos ravishda kritik temperatura, kritik bosim va kritik hajm deyiladi.



62-rasm

Van-der-Vaals izotermasi bilan tajribada olingan izoterma orasida katta farq bor. Rasmdan ko'rinib tu-ribdiki, to'g'ri chiziqli gorizontall LCG qism o'rniga izotermada to'liqsimon $LBCAG$ soha bor. Izotermaning DL qismi suyuq holatga, GE qismi esa gazsimon holatga mos keladi.

Egri chiziqning VSA qismidagi nuqtalariga mos keluvchi

holatlarning bo'lishi mumkin emas, chunki bosim ortganda hajm ortishi mumkin emas.

Izotermaning AG va LB qismiga mos keluvchi holatlar metastabil holatlar deyiladi va bu holatlarni amalda namoyon qilish qiyin.

FKH izotermaning kritik nuqtasiga mos keluvchi holatida moddaning gazsimon va suyuq holati orasidagi farq yo'qoladi. Bu holatga mos keluvchi kritik holat parametrlari quyidagi ifodalar yordamida topiladi:

$$V_k = 3\sigma, \quad P_k = \frac{a}{27\sigma}, \quad T_k = \frac{3a}{27R\sigma}$$

Van-der-Vaals tenglamasiga modda holatining chin tenglamasi deb emas, balki, model tenglama deb qarash lozim. Chunki, bu tenglama ideallashtirilgan aniq model asosida olingan bo'lib, tajriba

ma'lumotlarida bu tengla-madan ancha muhim chetlanishlar ham mavjuddir.

54-§. VAN-DER-VAALSNING KELITIRILGAN TENGLAMASI

Ideal gazlarning izotermalari gazlarning tabiatiga bog'liq emas. Real gazlar uchun ham holat tenglamasini gaz tabiatiga bog'liq bo'lmaydigan qilib yozish mumkin. Buning uchun hajm, bosim va harorat birliklari sifatida ularning kritik qiymatlarini qabul qilish kerak. Bunday birliklarda o'lchanadigan bu kattaliklar keltirilgan bosim, hajm va harorat deb ataladi. Ular quyidagi ifodalar orqali aniqlanadi:

$$\varpi = \frac{V}{V_k}, \quad \frac{P}{P_k} = \pi \quad \text{va} \quad \frac{T}{T_k} = \theta \quad (1)$$

Bu o'lchamsiz o'zgaruvchilar orqali yozilgan holat tenglamasi keltirilgan holat tenglamasi deyiladi. Keltirilgan holat tenglamaning ko'rinishi quyidagicha:

$$\left(\pi + \frac{3}{\varpi^2} \right) \left(\varpi - \frac{1}{3} \right) = \frac{8}{3} \theta \quad (2)$$

Bu tenglamadan shu narsa kelib chiqadiki, agar turli gazlar uchun w , π , θ uchta keltirilgan parametrdan qaysidir ikkitasining qiymatlari mos tushsa, u holda uchinchi parametrning qiymati ham mos tushadi. Bu qonunga mos holatlar qonuni deyiladi.

55-§. GAZ HOLATDAN SUYUQ HOLATGA O'TISH

Birinchi bo'lib gazni (ammiakni) siqish yo'li bilan suyuqlikka aylantirgan olim Van Marum (XVIII asr oxiri) edi. Van Marumdan so'ng gazlarni siqish yo'li bilan suyuq holatga o'tkazish borasida ko'p urinishlar bo'ldi. Lekin uzoq vaqt nima uchun ba'zi gazlarni siqqanda suyulish yuz berishi, boshqalarini siqqanda suyulish yuz bermasligi noaniqligicha qolaverdi. Ingliz fizigi Tomas Endryusning 1861-1869 yillar davomida bajargan ishlari natijasida yuqoridagi savolga javob topiladi. Endryus karbonat angidridning izotermalarini turli haroratlarda siste-matik o'rgandi va bu tadqiqotlar asosida kritik harorat tushunchasini kiritdi. U o'zining tadqiqotlari asosida quyidagi xulosaga keldi: gazning harorati kritik haroratdan pastda bo'lgan holdagina gazni siqish yo'li bilan suyuqlikka aylantirish mumkin.

Agar gaz harorati kritik haroratdan yuqori bo'lsa, bosimni har qancha oshirganda ham gazni suyuqlikka aylantirib bo'lmaydi.

56-§. REAL GAZNING ICHKI ENERGIYASI

Ideal gazning ichki energiyasi bu gazning hajmiga bog'liq bo'lmasdan, faqat uning harorati bilan aniqlanadi. Real gaz uchun ichki energiya faqat haroratga emas, balki shu gaz egallagan hajmga ham bog'liq bo'ladi. Chunki gaz molekulalarining o'zaro ta'sir potensial energiyasi molekulalar orasidagi masofaga, ya'ni zichlikka ham albatta bog'liq bo'ladi.

Ichki energiya ifodasini chiqarishda ideal qattiq sharlar modelidan foydalanilsa, u holda faqatgina sharlar to'qnashganda paydo bo'ladigan itarishish kuchlariga hech qanday potensial energiya mos kelmaydi. Bu holda potensial energiya faqat molekulalararo tortishish kuchlarigagina bog'liq bo'ladi. Van-der-Vaals gazining

izotermik kengayishida ichki $\Delta P = \frac{6}{V^2}$ bosimga qarshi bajargan ishi uning potensial energiyasi o'zgarishiga teng bo'ladi. Gazning V_1 hajmdan V hajmgacha kengayishida potensial energiyasi o'zgarishi esa quyidagiga teng:

$$\int_{V_0}^V \Delta P dV = \int_{V_1}^V \frac{a}{V^2} dV = -\frac{a}{V} + \frac{a}{V_1} \quad (1)$$

Bu tenglamadan ko'rinadiki, real (1 mol) gazning egallagan V hajmiga mos keluvchi potensial energiyasi $-\frac{a}{V}$ ga teng ekan. Buni gaz molekulalarining issiqlik harakati kinetik energiyasiga qo'shib, biz gazning ichki energiyasi ifoda-sini hosil qilamiz:

$$U = U(T) - \frac{a}{V} \quad (2)$$

Shuni qayd qilib o'tish lozimki, olingan natija moddaning faqat bir fazali holatlari uchungina to'g'ridir.

57-§. JOUL - TOMSON EFFEKTI

Gazni yetarlicha katta, biroq o'zgarmas bosimda issiqlikdan izolyasiyalangan g'ovak to'siq orqali oqib o'tish jarayoni adiabatik hodisa bo'ladi. Gazning po'kak orqali stasionar oqishi Joule-Tomson

jarayoni va bunday oqishda gaz haroratining o'zgarishi Joule-Tomson effekti deb ataladi.

Gazlarning bunday oqishida haroratning o'zgarishi faqat real gazlarda kuzatiladi. Ideal gaz xuddi shunday kengayganida esa uning harorati mutlaqo o'zgarmaydi.

Joule-Tomson jarayonida real gaz haroratining pasayishiga sabab shuki, bunda gaz kengayib molekulalar kuchlarga qarshi ish bajaradi. Bu ish hisobiga molekulalarning issiqlik harakat energiyasi va demak, gazning harorati o'zgaradi. Molekulalarning o'zaro ta'sir kuchlari nolga teng bo'ladigan ideal gazlarda Joule-Tomson effekti ham nolga teng bo'ladi.

Joule-Tomson effekti miqdoriy jihatdan Joule-Tomson differensial koeffitsiyenti deb ataluvchi μ koeffitsiyent bilan tavsiflanadi. Bu koeffitsiyent gazning ΔT harorat o'zgarishining bu o'zgarishni yuzaga keltirgan ΔP bosim o'zgarishiga nisbati bilan aniqlanadi:

$$\mu = \frac{\Delta T}{\Delta P} \quad (1)$$

Ideal gazlar uchun $\mu = 0$ ga teng. Agar gazning bosimi unchalik katta bo'lmasa ($100 \div 200 \text{ atm}$ bo'lsa), u holda Van-der-Vaals gazi uchun μ koeffitsiyent quyidagiga teng bo'ladi:

$$\mu = \frac{\Delta T}{\Delta P} = \frac{\frac{2a}{RT} - b}{C_p} \quad (2)$$

Agar $\frac{2a}{RT} - b > 0$ bo'lsa, $\mu > 0$ bo'ladi va gaz soviydi.

Aksincha $\frac{2a}{RT} - b < 0$ bo'lsa $\mu < 0$ bo'ladi va gaz isiydi. $T_i = \frac{2a}{Rb}$ bo'lganda harorat o'zgarishi nolga teng:

$$T_i = \frac{2a}{Rb} = \frac{27}{4} T_k \quad (3)$$

Bu harorat Joule-Tomson effekti inversiya harorati deyiladi. Bu haroratdan past haroratlarda Joule-Tomson jarayonida gaz soviydi, undan yuqori haroratlarda esa gaz isiydi. Ko'pinchalik gazlar uchun inversiya harorati xona haroratidan ancha yuqori bo'ladi. Bunday gazlar uchun Joule-Tomson effekti musbat. Vodorod va geliy uchun

inversiya harorati xona haroratidan ancha pastda bo‘ladi. Ular uchun Joule-Tomson effekti manfiy, ya’ni bu gazlar Joule-Tomson jarayonida isiydi.

Texnikada Joule-Tomson effektidan past haroratlarni hosil qilish va gazlarni suyultirishda foydalaniladi.

Savollarga javob bering

1. Molekulalar orasidagi o‘zaro ta’sir kuchlarining mavjudligi qanday tushuntiriladi?
2. Real gaz ideal gazdan nimasi bilan farq qiladi?
3. Ideal gaz izotermalari bilan eksperimental izotermalar orasidagi farq qanday tushuntiriladi?
4. To‘yingan bo‘g‘ nima?
5. Kritik holat nima?
6. Real gazning ichki energiyasi uning qaysi parametrlariga bog‘liq?
7. Joule-Tomson effekti nima?
8. Joule-Tomson effektini qanday hollarda musbat yoki manfiy effekt deyiladi?
9. Qanday gazga bug‘ deyiladi?
10. Qanday sharoitlardagina gazni suyuq holatga o‘tkazish mumkin?

Masalalar

1-masala. $P=2 \text{ atm}$ bosimda 820 sm^3 hajmdagi $2g$ azotning harorati qanday bo‘ladi, Gazni: 1) ideal va 2) real deb qaralsin. Javobi: 1) $T=280 \text{ K}$,

2) $T=280 \text{ K}$. Demak, kichik bosimda gaz o‘zini ideal gazdek tutadi.

2-masala. 10^8 Pa bosimda 10 g geliy 100 sm^3 hajmni egallaydi. Gazni: 1) ideal va 2) real deb hisoblab, uning harorati hisoblansin.

Javobi: 1) $T_1=482 \text{ K}$, $T_2=204 \text{ K}$.

3-masala. $0,5 \text{ m}^3$ hajmli yopiq idishda $5 \cdot 10^8 \text{ Pa}$ bosimda $0,6 \text{ kmol}$ karbonat angidrid gazi bor. Van-der-Vaals tenglamasidan foydalanib, bosimni ikki marta orttirish uchun haroratni necha marta orttirish kerakligi topilsin. Javobi: 1,85

4-masala. Sig‘imi 8 l bo‘lgan ballonda 300 K haroratda $0,3 \text{ kg}$ bo‘lgan kislorod bor. Idish sig‘imining qanday qismini gaz

molekulalarning xususiy hajmi tashkil qiladi? Gaz ichki bosimi ΔP ning gazning idish devorlariga bosimi P ga nisbati aniqlansin.

Javobi: 1) 0,91%, 2) 6,3%.

5-masala. Modda miqdori 1 mol bo'lgan karbonat angidrid kritik holatda turibdi. Gaz adiabatik qizdirilganda uning hajmi ikki marta oshdi. Agar kritik harorati 304 K bo'lsa, gaz haroratining o'zgarishi topilsin. Javobi: $\Delta T=28\text{ K}$.

6-masala. 20 l sig'imli ballonda 80 mol qandaydir gaz joylashganda 14°C da gaz bosimi 90 at. ga teng 63°C da gaz bosimi 109 at. ga teng. Shu gaz uchun Van-der-Vaals doimiylarini hisoblab chiqing. Javobi: $v=4\cdot 10^{-5}\text{ m}^3/\text{mol}$, $a=0,133\text{ N}\cdot\text{m}^4/\text{mol}^2$.

7-masala. Silindrdagi porshen ostida 20 g massali xlor bor. Gaz hajmi 200 sm^3 dan to 500 sm^3 gacha izotermik kengaytirilganda gaz ichki energiyasining ortishi aniqlansin. Javobi: $\Delta U=154\text{ J}$.

8-masala. Gaz doimiy haroratda (300 K) kengayadi, bunda 1 mol gazning hajmi 1,5 l dan 15 l gacha ortadi. $V_m \gg V$ shart bajariladi, deb faraz qilib, 1 mol gazning kengayishdagi ish aniqlansin. Hisob: a) azot uchun, b) vodorod uchun bajarilsin. Javobi: 5640 J mol, b) 5680 J mol.

9-masala. Azot 147°C kritik haroratda 0.12 l/mol kritik hajmga ega. Uni Van-der-Vaals tenglamasiga bo'ysunadi deb, 7 g azotning bo'shliqqa 5 l li hajmdan 50 l li hajmgacha kengayishidagi harorat kamayishini toping. Javobi: $-0,013^\circ\text{C}$.

10-masala. Bir mol Van-der-Vaals gazi bo'shliqqa V_1 hajmdan V_2 hajmgacha kengayganida uning harorati o'zgarmay qolishi uchun

qancha issiqlik miqdori kerak bo'ladi. Javobi:

$$Q = a \cdot \left(\frac{1}{V_1} + \frac{1}{V_2} \right)$$

VI BOB. TERMODINAMIKANING IKKINCHI QONUNI

Termodinamikaning birinchi qonuni issiqlik, ish va jismning ichki energiyasining o'zgarishi orasidagi bog'liqlikni o'rnatadi, lekin jarayonning rivojlanish yo'nalishini aniqlamaydi. Termodinamikaning birinchi asosini qanoatlantiruvchi har qanday jarayon ham sodir bo'lavermas ekan. Kundalik kuzatishlardan ma'lumki, tashqi ta'sirlarsiz ko'proq qizdirilgan jismdan kamroq qizdirilgan jismga issiqlik o'z-o'zidan o'tadi, aksincha emas.

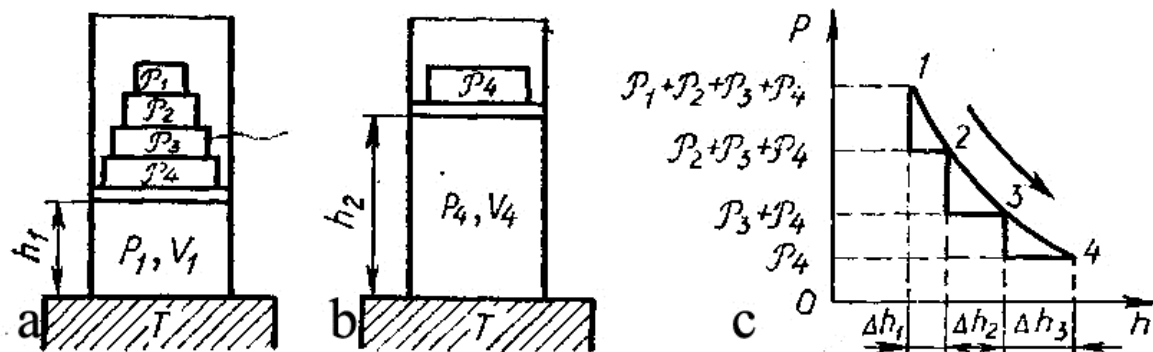
Jism yerga tushganda avtomobil yoki poezd tormozlangandagi kabi ishqalanishda issiqlik ajraladi va atrof jismlarga uzatiladi. Bunda, uzatilgan issiqlikning o'z-o'zidan konsentrsiyalanishiga teskari jarayon va uning hisobiga yerda yotgan jismning ko'tarilishi yoki avtomobil va poezdlarni harakatga keltirish mumkin emas.

Termodinamikaning ikkinchi qonuni tabiatda o'z-o'zidan sodir bo'lgan jarayonlarning yo'nalishini va amaliyotda ish ko'rishga to'g'ri keladigan issiqlikning ishga aylanish jarayonining yuzaga kelish shartini aniqlaydi.

58-§. MUVOZANATLI VA MUVOZANATSIZ JARAYONLAR

Muvozanatli jarayonlar bosim va haroratning cheksiz kichik o'zgarishlari natijasida yuzaga keladigan muvozanatli holatlar ketma-ketligi kabi cheksiz sekin bo'lishi kerak va shuning uchun real jarayonlarning ideallashtiruvidir.

63-rasmda tizim (gaz) dagi muvozanatsiz (real) jarayonlarni tushuntirish uchun qurilma modeli tasvirlangan. Bunda gaz vaznsiz porshenli silindrga qamalgan va porshen ustida yukchalar P_1 , P_2 , P_3 va P_4 bor. Porshen tubi orqali T haroratli termostat bilan kontaktga keltiriladi. Muvozanat holatda gaz bosimi $P = (P_1 + P_2 + P_3 + P_4)/F$ ga teng bo'lib, bu yerda F -porshen yuzasi.



63-rasm

Yukchalardan biri P_1 olinganda porshen bosimi sakrab $\Delta P = P_1/F$ qiymatga o'zgaradi, bunda tizim katta bosimga ega bo'lib porshenning qolgan nagruzkalari bilan ko'taradi. Porshenning dastlabki ko'tarilishi porshenga yopishib turgan gazlar orqali amalgam oshiriladi, gazning bu qatlamida bosim va harorat tez tushadi. Natijada muhitda bosim va harorat gradiyentlari hosil bo'ladi. So'ngra bu parametrlarning o'zgarishi moddaning boshqa massalarida ham yuz berib, gradiyentlar yo'qoladi.

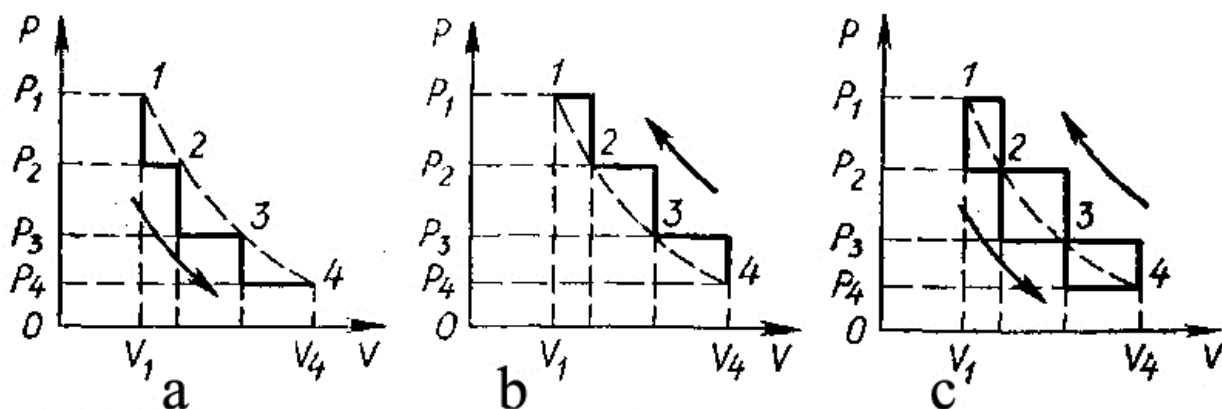
Parametrlari koordinata va vaqtning funksiyasi bo'lgan jismning holati muvozanatsiz holat deyiladi. Ma'lumki bunday jarayonlarni grafikda tasvirlab bo'lmaydi.

Korilayotgan misolda holatning muvozanatsiz o'zgarishi yana shuning bilan qiyinlashib ketadiki, bunda gradiyentlar tufayli turbulent harakat yuzaga keladi. Bitta yuk olingach porshen yukchalarning inersial xossalari evaziga muhitdagi ichki ishqalanish tufayli so'nadigan tebranma harakat qiladi. Yuk olingandan bir qancha vaqt o'tgach, tizimdagi muvozanatsiz o'zgarish to'xtaydi, tizim yangi muvozanat holatida bo'ladi, bunda dastlabki holatdan oxirgisiga o'tish termodinamikaning birinchi qonuni bilan ifodalanadi:

$$\Delta Q_{m-siz} = \Delta U + \Delta A_{m-siz} \quad (1)$$

bu yerda ΔQ_{m-siz} va ΔA_{m-siz} -ko'rilayotgan muvozanatsiz jarayondagi issiqlik va ish.

Ko'rilayotgan misolda P_1 olingach tizim qator muvozanatsiz holatlardan keyin $\Delta A_1 = (P_2 + P_3 + P_4) \Delta h_1$ ish bajarib, oxirgi muvozanatli holatga o'tadi. Endi ketma-keyin P_2 va P_3 yukchalar olinsa, tizim $\Delta A_2 = (P_3 + P_4) \Delta h_2$ va $\Delta A_3 = (P_4) \Delta h_3$ ishlarni bajaradi. 61,b-rasmda tizimning uchta yuk olingandan keyingi holati ko'rsatilgan. 61,c-rasmda yukchalarning o'zgarishi va unga mos holda porshenning Δh_1 , Δh_2 va Δh_3 siljishlar ko'rsatilgan. Siniq chiziq (yukchalarning o'zgarish grafigi bilan) va h o'q (silindr tubidan porshengacha masofa) bilan chegaralangan yuza son jihatidan gazning kengayishidagi muvozanatsiz (pog'onali) ishiga teng. Oxirgi rasmda tekis 1-4 chiziq bilan yuklarning muvozanatli o'zgarishi ko'rsatilgan. Pog'onali va tekis chiziqlarni taqqoslash shuni ko'rsatdiki, muvozanatsiz kengayish ishi muvozanatli kengayish ishidan kichik ekan.



64-rasm

Yuklanishni gaz bosimi orqali: $P_1 + P_2 + P_3 + P_4 = P_1 F$, $P_2 + P_3 + P_4 = P_2 F$, $P_3 + P_4 = P_3 F$ va $P_4 = P_4 F$ ifodalab, $\Delta A_1 = \Delta V_1 P_2$, $\Delta A_2 = \Delta V_2 P_3$ va $\Delta A_3 = \Delta V_3 P_4$ deb yozish mumkin, bu yerda, $\Delta V_1 = F \Delta h_1$, $\Delta V_2 = F \Delta h_2$ va $\Delta V_3 = F \Delta h_3$ - muvozanatsiz jarayonlarda hajmning o'zgarishi. P_2 , P_2 va P_4 - muvozanatsiz jarayonlar tufayli o'rnatiladigan tizimdagi muvozanatli bosim. yuklarni bosim bilan almashtirish 63,c-grafikni P, V koordinatada tasvirlash imkonini beradi (64,a-rasm).

Gazning murakkab muvozanatsiz o'zgarishining haqiqiy manzarasini aks ettirmaydigan pog'onali chiziq (64,a-rasm) 63,c-rasmdagi mos chiziq kabi bir muvozanatli holatdan ikkinchisiga ketma-ket muvozanatsiz o'tishlarda ishni hisoblash imkonini beradi (1, 2, 3 va 4 nuqtalar-muvozanatli holatlar). Chiziqchali 1, 3, 3 vaq 4 chiziq - tizim holatining muvozanatli o'zgarishi.

63,b-rasmda tasvirlangan oxirgi 4 holatdan jismni dastlabki 1 holatga P_3 , P_2 va P_1 yuklarni qo'yib qaytarish mumkin. Siqish ishini hisoblash uchun grafik 64,b-rasmda siniq 4, 3, 2, 1 bilan tasvirlangan. Chiziq-chiziq chiziq 4, 3, 2, 1 - siqishning muvozanatli jarayoni. 64,a va 64, b- grafiklar xususiyatidan muhim hulosalar chiqarish mumkin: muvozanatsiz siqishdagi ishning absolyut qiymati muvozanatli siqishdagi ishning absolyut qiymatidan katta.

Qilingan xulosadan kelib chiqadiki, muvozanatli va muvozanatsiz jarayonlarning birgina yo'nalishida (paramertning bir xil boshlang'ich va oxirgi qiymatlariga ega bo'lgan), uning yo'nalishiga bog'liq bo'lmagan holda, doimo quyidagi tengsizlik o'rinlidir:

$$\Delta A_{m-siz} < \Delta A_{m-li} \quad (2)$$

Muvozanatli jarayonda tizimga tashqi jismlarning bosimi tizimning tashqi kuchlarga bosimiga tengdir; shuning uchun bunday jarayonlarning teskarisiga oʻzgarishida ishning absolyut miqdori oʻzgarmay qoladi, faqat ishning ishorasi oʻzgaradi (siqishda tizim ishi manfiq qiymatga ega) Muvozanatsiz jarayonlar yoʻnalishi oʻzgarishida faqatgina ishning ishorasigina emas, uning absolyut qiymati ham oʻzgaradi. Bu xulosa 64,c-rasm bilan namoyish etiladi. Bu rasmda koʻrgazmali boʻlishi uchun 64,a va 64,b – rasmlar birgalikda berilgan.

Muvozanatli va muvozanatsiz oʻzgarishlar uchun termodinamikaning birinchi asosini yozib, issiqlik samaralari uchun (2) ga analogik boʻlgan quyidagi tengsizlik oʻrinli ekaniga ishonch hosil qilis mumkin:

$$\Delta Q_{m-siz} < \Delta Q_{m-li} \quad (3)$$

Bu yerda ΔQ_{m-siz} , ΔQ_{m-li} – muvozanatsiz va muvozanatli jarayonlar issiqliklari.

59-§. QAYTAR VA QAYTMAS JARAYONLAR

Qaytar termodinamik jarayon deb, tizimning tashqi muhitda hech qanday oʻzgarish qoldirmay dastlabki holatiga qaytishiga imkon beruvchi jarayonga aytiladi. Faqatgina muvozanatli jarayongina qaytuvchi boʻlishi mumkin. Chunki muvozanatli jarayonda tizim bir-biridan cheksiz kichik farq qiluvchi cheksiz ketma-ket holatlardan oʻtadi. Bu ketma-ket holatlardan ham toʻgʻri, ham teskari yoʻnalishda oʻtish mumkin. Ixtiyoriy oraliq etapda atrof jismlarda yuzaga keluvchi oʻzgarishlar toʻgʻri va teskari jarayonlar uchun faqatgina ishorasi bilangina farq qiladi. Bunday sharoitlarda tizimning dastlabki holatiga qaytishida atrof muhitda yuz beradigan barcha oʻzgarishlar kompensasiyalangandir.

Qaytuvchi mexanik jarayonga misol qilib jismning ishqalishsiz (boʻshliqda) erkin tushishini keltirish mumkin. Agar bunday jism gorizontal tekislikka qattiq urilsa, u traektorianing dastlabki nuqtasiga qaytadi, bunda tekislik va jismning shakli yana tiklanadi-atrof muhitda qandaydir oʻzgarishlar sodir boʻlmaydi.

Shuni aytish kerakki, ishqalishsiz barcha jarayonlar qaytuvchandir. Termodinamikaning birinchi qonunini jismni 1 holatdan 2 holatga oʻtkazayotgan jarayon uchun yozaylik:

$$\Delta Q_{1,2} = \Delta U_{1,2} + \Delta A_{1,2} \quad (1)$$

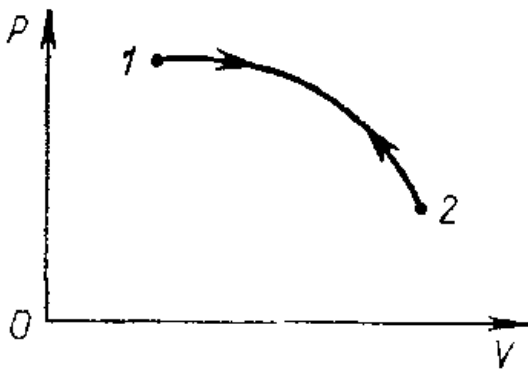
Tashqi ta'sirlarni o'zgartirib, jismni 2 holatdan birinchi 1 holatga qaytarish mumkin. U holda,

$$\Delta Q_{2,1} = \Delta U_{2,1} + \Delta A_{2,1} \quad (2)$$

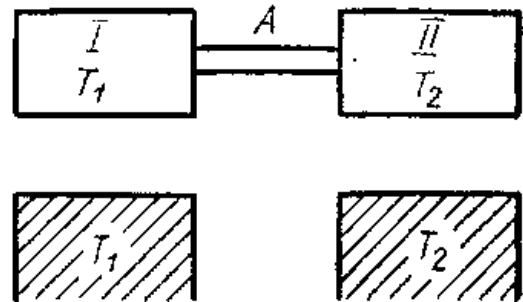
Bu misolda kuzatilayotgan ob'ekt qator o'zgarishlarga duch kelib, dastlabki holatiga qaytadi. Bunday turdagi jarayonlar siklik yoki aylanma deyiladi. Ichki energiya jism holat funksiyasidir ($\Delta U_{1,2} + \Delta U_{2,1} = 0$), shuning uchun (1) va (2) larni qo'shib:

$$\Delta Q_{2,1} + \Delta Q_{1,2} = \Delta A_{1,2} + \Delta A_{2,1} \quad (3)$$

ni hosil qilamiz. Tekshirilayotgan tizim harorati bilan issiqlik manbai harorati orasida farq hamda ichki va tashqi bosimlar farqi cheksiz kichik bo'lganda $1 \rightarrow 2$ o'tish muvozanatli bo'lsin. U holda tashqi ta'sirning o'zgarishi (ko'rsatilgan kattaliklar kichik farqlari ishorasining o'zgarishi bilan) tizimni 2 holatdan dastlabki 1 holatga jarayonning birinchi stadiyasida o'rinli bo'lgan o'sha oraliq holatlar orqali muvozanatli qaytarish mumkin (65-rasm). Bu holda, ma'lumki,



65-rasm



66-rasm

$\Delta A_{1,2} = -\Delta A_{2,1}$ va (3) ga muvofiq, $\Delta Q_{2,1} + \Delta Q_{1,2} = 0$. Tashqi jismlar holatining o'zgarishi ular ustida ish bajarilishi va issiqlik uzatilishi bilan bog'liq va ko'rilayotgan holatda bu samaralar yig'indisi nolga tengligidan, ko'rsatilgan jism qator o'zgarishlardan keyin dastlabki holatga qaytadi.

Tajribalardan ma'lumki, haroratlar farqi natijasida yuzaga kelib, harorat kamayishi tomonida sodir bo'ladigan issiqlik uzatish jarayoni, jarayonda ishtirok etuvchi jismlar kvazimuvozanatli o'zgarishlarga duch kelsada, qaytmasdir. Jismning barcha muvozanatli o'zgarishlari qaytuvchi deb tasdiqlab bo'lmaydi.

Buni quyidagi misolda tushuntiramiz. Ikkita jism (I va II) bolib, ularning haroratlari $T_1 > T_2$ bo'lsin (66-rasm). Agar bu jismlarni issiqlikni yomon o'tkazadigan o'tkazgich A bilan ulasak, ularning

o'zgarishlari issiqlikning sekin uzatilishi natijasida kvazimuvozanatli bo'lib qoladi. Haroratlar tenglashgach, o'tkazgichni olib tashlasak, *I*-jismni muvozanatli tarzda T_1 haroratli termostat bilan kontakt orqali dastlabki holatga qaytarish mumkin (66-rasm). Xuddi shunday operatsiya *II*-jism bilan ham boshqa termostatni qo'llab bajariladi. Bunda ikkala jism dastlabki holatiga muvozanatli qaytadi, biroq butunlay bu jarayon qaytmasdir, chunki T_1 haroratga ega bo'lgan termostat qandaydir miqdor issiqlik beradi, T_2 haroratga ega bo'lgan termostat esa xuddi shunday miqdor issiqlik oladi. Shunday qilib *I* va *II* jismlarning qator holatlardan keyin dastlabki holatiga kvazimuvozanatli qaytishidan keyin atrof jismlarda (termostatlarda) ma'lum o'zgarish qoladi.

(3) tenglama bilan tavsiflanuvchi jismning to'g'ri va teskari o'zgarishlariga qaytamiz. To'g'ri $1 \rightarrow 2$ o'tish ichki va tashqi kuchlar farqi hisobiga muvozanatsiz bo'lsin. Birgina tashqi jismni qo'llab tizimning to'g'ri va teskari o'tish ishlari bir-birini kompensatsiya qiladigan qilib jarayonni teskari yo'nalishda o'tkazish mumkin emas: $\Delta A_{1,2} \neq \Delta A_{2,1}$. Shunday qilib, har qanday muvozanatsiz jarayon qaytmasdir: muvozanatsiz jarayon borayotgan jismni tashqi ta'sir bilan dastlabki holatiga qaytarish mumkin, biroq bunda tashqi jismlarda ayrim o'zgarishlar qoladi ($\Delta A_{1,2} + \Delta A_{2,1} \neq 0$; $\Delta Q_{1,2} + \Delta Q_{2,1} \neq 0$).

Gazlarning bo'shliqda (vakuumda) kengayishi qaytmaslikka aniq misoldir. Bunday kengayishda gaz ish bajarmaydi (tashqi muhit ishtirok etmaydi). Bu misol har qanday qaytmas jarayon bir yo'nalishda o'z-o'zidan borishini, gazning dastlabki holatiga qaytishi uchun esa (jarayonning qaytishi uchun) qandaydir ish bajarilishi kerakligini (gazning siqish ishi), bu esa tashqi jismlarda ma'lum o'zgarishlar bilan bog'liqligini ko'rsatadi. Qaytmaslikning fizik tabiatini ikki gazning o'zaro diffuziyasi misolida tushuntirish oson. O'rtasida to'sig'i bor silindrni bir tomoniga argon (katta molekulalar), ikkinchi tomoniga geliy (kichik molekulalar) to'ldiriladi. To'siqni olib tashlab gazlarning o'zaro diffuziyasi jarayonining qaytmasligini kuzatamiz. Geliy molekulalari argonning katta molekulalari bilan to'qnashib, sekin-asta argon bilan band bo'lgan hajmga kirib boradi, argon molekulalari esa toza geliy bo'lgan hajmga kirib boradi. Har gal ikkita turli molekula to'qnashganida ular mexanika qonunlariga asosan ma'lum yo'nalishlarda uchib ketadi, bunda molekulalar o'zaro

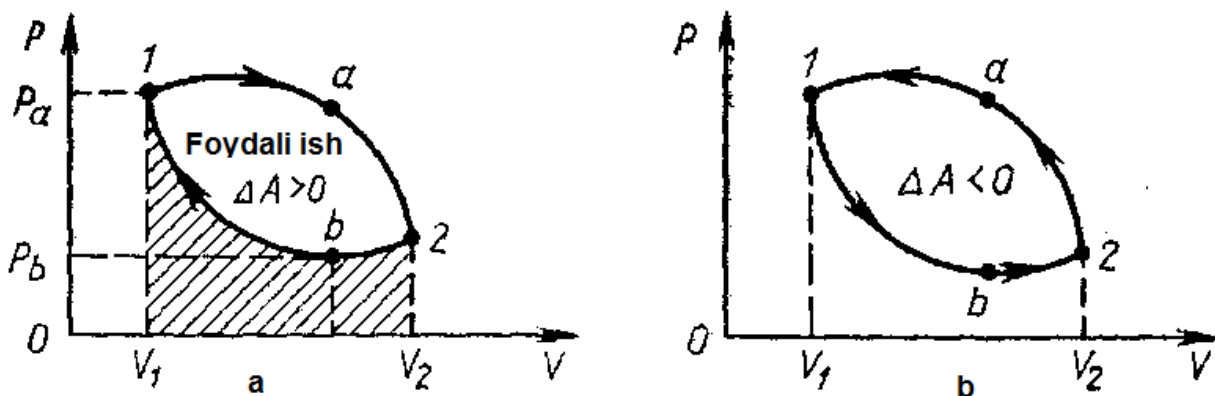
ta'siri akti qaytuvchan. Zarralarning ko'p sonli to'qnashishlari natijasida tizimda qaytmas o'zgarishlar yuzaga keladi. Agar biz barcha to'qnashishlar aktini kino lentaga ololganimizda edi, filmni teskari yo'nalishda qo'yib, biz molekulalarning ixtiyoriy juftlari to'qnashishlari manzarasida hech qanday paradoksiiallikni ko'rmagan bo'lar edik. Natijada barcha to'qnashishlarning qaytishi gaz aralashmasi komponentalarini o'z-o'zidan ajralishiga olib keladi, bu esa tabiatda kuzatilmaydi. Bu misolda tajriba boshida tizimda ma'lum tartib bor edi – ikkita turdagi gaz silindr hajmining turli qismlarida edi. Molekulyar to'qnashishlar xaosida dastlabki tartib buzuldi. Qaytmaslikning fizik ma'nosi - ko'proq tartibli holatdan kamroq tartibli holatga o'tishdadir. Qaytmaslik ko'p sonli zarralar tizimsiga xos bo'lgan statistik qonuniyatlarning yuzaga kelish natijasidir.

Barcha mumkin bo'lgan jarayonlar qaytar va qaytmasga bo'linadi. Mos holda, termodinamikaning ikkinchi qonuni qaytar va qaytmas jarayonlar uchun ta'riflanadi. Termodinamikaning ikkinchi qonuni tarixda siklik jarayonlarni analiz qilishda ta'riflangan, xozirgi vaqtda nazariy kurslarda boshqa, bu qonunni keltirib chiqaruvchi toza analitik usuldan foydalaniladi.

60-§. SIKLIK (AYLANMA) JARAYONLAR

Siklik jarayon deb, tizim o'zining holatini qator o'zgartirishlardan keyin dastlabki holatiga qaytgan jarayonga aytiladi. Sikl nazariyasiga genial fransuz olimi Sadi Karno asos solgan (1824). Karno siklik jarayonlar nazariyasini issiqlik mashinasi nazariyasi asosiga qo'ydi. Uning foydali ish koeffitsiyenti (FIK) haqidagi teoremasi termodinamikaning ikkinchi asosini tushunish va talqin etishda fundamental qiymatga ega bo'ldi.

Muvozanatli sikl ixtiyoriy koordinatalar tizimsida yopiq chiziqni tasvirlaydi. P, V koordinatada bunday to'g'ri siklga misol 67,a-rasmda keltirilgan; grafikda jarayon soat strelkasi bo'yicha amalga oshiriladi ($1a2b1$); ishchi moddaning (siklik o'zgarishni boshidan kechirayotgan tizim) kengayishi $1a2$, siqilishi – $2b1$ chiziq bilan ifodalangan. To'g'ri sikl quyidagi xususiyatlarga ega: kengayish siqilishga qaraganda yuqoriroq harorat va bosimlarda olib boriladi. Buni 67,a-rasmga qarab oson tushunib olish mumkin. a va b nuqtalarga birgina hajm, biroq turli bosimlar ($P_a > P_b$) to'g'ri keladi, bu esa faqat $T_a > T_b$ tengsizlikda mumkin.



67-rasm

Umumiy holda muvozanatli sikl ishi

$$A = \oint P dV \quad (1)$$

integral bilan aniqlanadi. Bu yerda $\oint$ -yopiq kontur bo'yicha integral. 65,a-rasmda tasvirlangan sikl holida ish yopiq egri chiziqning ikki tarmog'i bo'yicha olingan integrallar yig'indisiga teng:

$$A = \oint_{1a2} P dV + \oint_{2b1} P dV \quad (2)$$

Birinchi integral 67,a-rasmda $1a2V_2V_11$ shakl yuzi bilan ifodalangan kengayishning musbat ishini $A_1 > 0$ aniqlaydi; ikkinchi integral 67,a-rasmdagi shtrixlangan yuza orqali ifodalangan siqilishning manfiy ishini $A_2 < 0$ aniqlaydi. Shunday qilib, siklik jarayon ishi kengayish va siqilish ishlari yig'indisidan iborat ekan:

$$A = A_1 + A_2 \quad (3)$$

Siklning foydali ishi jarayon grafigi bilan chegaralangan shakl yuziga teng (P, V koordinata tizimsida yopiq egri chiziq).

Aylanma jarayonlarda ichki energiyaning o'zgarishi nolga teng, shuning uchun ular uchun termodinamikaning birinchi asosi:

$$Q = A \quad (4)$$

ko'rinishga ega bo'lib, bu yerda Q - siklik jarayon bajarilishida ishchi moddaning tashqi jismlar (termostatlar) bilan issiqlik almashinuvini ifodalovchi kattalik. Aylanma jarayonda (4) ga muvofiq issiqlikning ishga aylanishi sodir bo'ladi (to'g'ri sikl, $1a2b1$, 67,b-rasm). Ishga analogik tarzda natijaviy issiqlik effekti ikkita tashkil etuvchidan iborat:

$$Q = Q_1 + Q_2 \quad (5)$$

bu yerda: Q_1 - ishchi moddaning harorati yuqoriroq termostat bilan issiqlik almashinuvini ifodalovchi kattalik, Q_2 - harorati pastroq termostat bilan issiqlik almashinuvini ifodalovchi kattalik. Shunday qilib,

$$A = Q_1 + Q_2 \quad (6)$$

Bunday issiqlik mashinalarida, dvigatellar singari, ishchi modda to'g'ri siklni bajaradi, sikl ishi musbat, bunda issiqlik isitgichdan (harorati yuqoriroq termostaddan) olinadi $Q_1 > 0$ va $Q_2 < 0$ sovutgichga (pastroq haroratli termostadga) beriladi.

Karno issiqlik dvigatellari FIK tushunchasini sikl davomida mashina bajargan ish A ning isitgichdan mashina olgan issiqlik miqdori Q_1 ga nisbati kabi kiritdi:

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 + Q_2}{Q_1} \quad (7)$$

To'g'ri sikl uchun $A > 0$, $Q_1 > 0$ va $Q_2 < 0$. FIK ning kattaligi issiqlik mashinalarining muhim xususiyatidir: η qanchalik katta bo'lsa, issiqlik mashinalari shunchalik tejamlidir.

67,a-rasmda ifodalangan siklga 67,b-rasmda tasvirlangan qarama-qarshi yo'nalgan (teskari) siklni taqqoslash mumkin. Bu jarayon kengayish etapida siqilish etapiga nisbatan pastroq harorat va bosimda olib boriladi. Teskari sikl ishi manfiy $A < 0$ (ishni tashqi jismlar bajaradi). Teskari sikl uchun (4), (5) va (6) lar haqli bo'lib qoladi. Bunda $Q_2 > 0$ (issiqlik harorati pastroq jismdan olinadi) va $Q_1 < 0$ (issiqlik harorati yuqoriroq jismga beriladi). Teskari sikl bajarayotgan issiqlik mashinasi issiqlik nasosi kabi ishlaydi: u ish sarfi hisobiga kamroq isitilgan jismdan ko'proq isitilgan jismga issiqlik o'tkazadi. Biz kunda issiqlikning ko'proq isitilgan jismdan kamroq isitilgan jismga uzatilishini kuzatamiz. Bunday turdagi jarayonlar o'z-o'zidan, ish bajarmasdan boradi va qaytmasdir. Qaytar siklda tashqi ish (manfiy) bajarish evaziga issiqlik majburan ko'proq isitilgan jismga uzatiladi. (6) ni $-Q_1 = -A + Q_2$ shaklda qayta yozamiz. Qaytar sikl uchun $Q_1 < 0$ va $A < 0$ ligini hisobga olgan holda (6) munosabatni $|Q_1| = |A| + Q_2$ ko'rinishda yozish mumkin. Haqiqatda teskari sikl bajarishda issiq jismga berilayotgan $|Q_1|$ issiqlik sovuq jismdan olinayotgan Q_2 issiqlikdan bajarilgan ish A kattalikka ko'pdir.

Teskari sikl sovutish qurilmalarida ishlatiladi. Amaliy maqsadlarda bunday sikl sovutish koeffitsiyenti bilan ifodalanadi:

$$\psi = \frac{Q_2}{-A} \quad (8)$$

Bu yerda foydali samara sifatida sovuq jismdan olingan Q_2 issiqlik, sarflangan samara sifatida esa-bajarilgan $(-A)$ ishning absolyut qiymati qatnashadi. (6) ni qo'llab, (8) ni qayta yozamiz:

$$\psi = - \frac{Q_2}{Q_1 + Q_2} \quad (9)$$

Issiqlik hodisalarini nazariy analiz qilish uchun teskari jarayonlar ham FIK bilan tavsiflanadi, bunda $A < 0$, $Q < 0$ va $\eta > 0$. Albatta, FIK termini teskari sikllar uchun to'g'ri siklga qaraganda boshqacha ma'noga ega. Shuning uchun (7) kattalik teskari aylanma jarayonlarda qo'llanilganida sikl ko'rsatgichi deb nomlanadi.

Teskari sikllar uchun ψ va η kattaliklar o'zaro bog'liqdir. (7) va (9) dan

$$\psi = \frac{1}{\eta} - 1 \quad (10)$$

ekanligi oson topiladi.

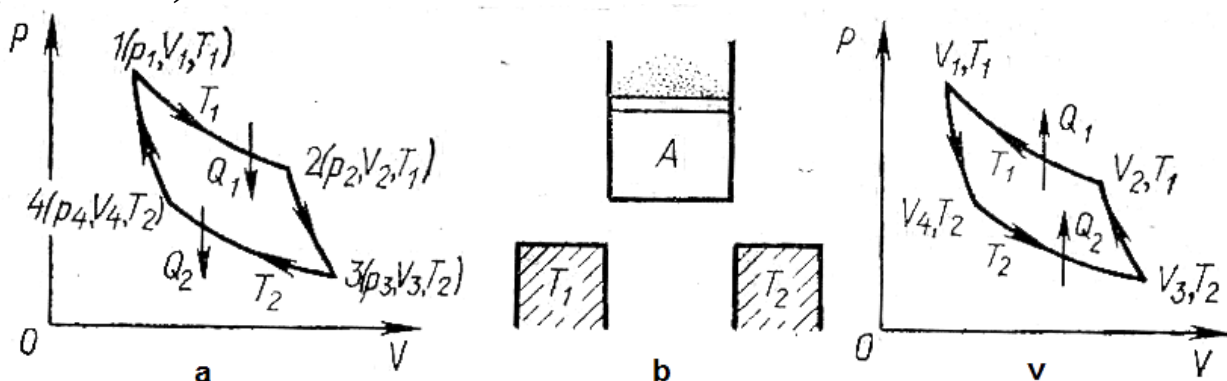
61-§. KARNO SIKLI

Issiqlik mashinalari ishini analiz qilishda Karno qo'llagan termodinamik sikl ikkita izoterma va ikkita adiabatadan iboratdir. Siklning izotermik sohalari haroratlari $T_1 > T_2$ bo'lgan ikkita termostatlar yordamida amalga oshiriladi. Ishchi jism birinchi termostat ($T_1 = \text{const}$) bilan kontaktga keltirilganida ishchi jismga Q_1 issiqlik uzatiladi, ikkinchi termostat ($T_2 = \text{const}$) bilan kontaktga keltirilganda esa, ishchi jism unga Q_2 issiqlik miqdorini beradi. Izotermik va adiabatik jarayonlarda tizimning issiqlik sig'implari moddaning xossasiga bog'liq emas, ayni shuning uchun Karno sikllarini tekshirish qator amaliy masalalarni yechishda va umumiy termodinamik nazariyani yaratishda katta qiymatga ega bo'lgan ayrim umumiy qonuniyatni tushuntirishga imkon beradi.

Karno siklini ixtiyoriy tizim bilan amalga oshirish mumkin. Buning uchun gaz, suyuqlik, qattiq jism yoki ular kombinasiyalari (suyuqlik-bug', qattiq jism-suyuqlik) qo'llanilishi mumkin. 68-a-

rasmda P, V koordinatada Karnoning muvozanatli to'g'ri sikli chizmasi tasvirlangan: $1 \rightarrow 2$ soha – T_1 dagi izotermik kengayish, $2 \rightarrow 3$ - harorat T_1 dan T_2 ga tushishdagi adiabatik kengayish, $3 \rightarrow 4$ – T_2 dagi izotermik siqilish, $4 \rightarrow 1$ – dastlabki 1 holatgacha (P_1, V_1, T_1) adiabatik siqilish.

Bunday siklni hosil qilish uchun qurilma modeli 68,b-rasmda keltirilgan. Silliqliq devorli va tagi o'tkazuvchan bo'lgan silindrga ishchi jism (modda) A qamalgan. Silindr porsheniga po'kakchalar yuklangan, T_1 va T_2 – termostatlar. $1 \rightarrow 2$ izotermiani hosil qilish uchun silindr T_1 termostatga qo'yiladi, shundan keyin porshen ustidagi yuklar kamaytirilib muvozanatli kengayishga erishiladi. Adiabatik kengayish $2 \rightarrow 3$ ni hosil qilish uchun silindr termostatdan olinadi (68,b-rasm).



68-rasm

Endi yuklar yana muvozanatli kamaytiriladi va bunda adiabatik kengayishi va haroratning T_1 dan T_2 gacha tushishi kuzatiladi. Izotermik siqilish $3 \rightarrow 4$ ga silindr termostat bilan kontaktda bo'lganda porshen ustidagi yuklarni ko'paytirish orqali erishiladi. Adiabatik siqilish $4 \rightarrow 1$ uchun silindr yana termostatdan 3-4 izotermaning shunday nuqta $4(V_4, P_4, T_2)$ sida olinadiki, adiabatik siqish bilan (porshendagi yuklarni ko'paytirib) tizimni dastlabki 1 holatiga olib kelish mumkin bo'lsin.

To'g'ri siklda izotermik kengayish $1 \rightarrow 2$ yuqoriroq T_1 haroratga ega bo'lgan termostat (isitgich) dan Q_1 issiqlikni yutish bilan kuzatiladi, bu rasmda shartli ravishda izotermiani kesuvchi strelka bilan ko'rsatilgan. Izotermik siqilish $3 \rightarrow 4$ da Q_2 issiqlik ishchi jismdan harorati pastroq T_2 bo'lgan termostat (sovutgich) ga beriladi, bu ham rasmda strelka bilan ko'rsatilgan. To'g'ri siklda

$Q_1 > 0$, $Q_2 < 0$; sikl ishi $A > 0$; termodinamikaning birinchi qonuniga binoan u:

$$A = Q_1 + Q_2 \quad (1)$$

Karno sikli analizi shuning bilan yengillashadiki, (1) munosabatda siklning qandaydir adiabatik xususiyatlari qatnashmaydi.

Karnoning to'g'ri siklida isitgichdan olingan issiqlikning bir qismigina ish bajarish uchun sarflanadi, qolgan qismi esa sovutgichga beriladi:

$$Q_1 = A - Q_2 = A + |Q_2|$$

Bu fakt issiqlik mashinalarining umumiy xususiyatlarini namoyon etishda juda muhim qiymatga ega. Ideal issiqlik mashinalari (ishqalishga energiya sarflamay ishlaydigan) olingan Q_1 issiqlikka ekvivalent bo'lgan ishni bajara olmaydi. Shuning uchun ideal issiqlik mashinalarining FIK doimo 100% dan kichikdir. Toza mexanik qurilmalar, masalan blok, darvoza va b.q., ideal sharoitda 100% ga teng FIK ga ega bo'ladi. Shunday qilib, mexanik va issiqlik hodisalar orasida farq mavjuddir.

Karno sikli bilan ishlovchi issiqlik mashinasining ishchi jismi bir mol ideal gaz bo'lsin, u holda isitgichdan olingan Q_1 issiqlik gazning V_1 hajmdan V_2 hajmgacha izotermik kengayishidagi ishi bilan aniqlanadi:

$$Q_1 = RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (2)$$

Ishchi jism sovutgichga bergan issiqligi gazning V_3 hajmdan V_4 hajmgacha izotermik siqilishidagi ishi bilan aniqlanadi:

$$Q_2 = RT_2 \ln \frac{V_4}{V_3} = -RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4} \quad (3)$$

Olingan natijalarni qo'llab, ideal gazli Karno sikli uchun (1) ni qayta yozamiz:

$$A = RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} - RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4} \quad (4)$$

Siklik jarayon FIK uchun umumiy bo'lgan

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 + Q_2}{Q_1} \quad (5)$$

tenglama ideal gazli Karno sikli uchun quyidagi ko‘rinishni oladi:

$$\eta = \frac{RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} - RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4}}{RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1}} \quad (6)$$

Siklning adiabatik sohalari 2-3 va 4-1 ga qo‘llanilgan Puasson

$TV^{\gamma-1} = \text{const}$ tenglamasidan (7.6,a-rasm) $\frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4}$ ekanligi oson

topiladi. Bu (6) dagi nisbatlarni $R \ln \frac{V_2}{V_1} - R \ln \frac{V_3}{V_4}$ kattalikka kamaytirishga va Karnoning ideal sikli FIK uchun quyidagini olish imkonini beradi:

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (7)$$

Shunday qilib, ideal gazli Karno sikli FIK faqatgina isitgich va sovutgichlar haroratlari qiymati bilan aniqlanar ekan.

(7) ni boshqacha shaklda yozamiz:

$$\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1} \quad (8)$$

Ma’lumki, absolyut harorat shkalasi nolga erishib bo‘lmaydi ($T_2 \neq 0$). Shuning uchun, ideal issiqlik mashinalar FIK doimo birdan kichik, bu Q_1 issiqlikning qismigina ishga sarflanganligi natijasidir. Issiqlik mashinalarining ishlashi uchun doimo ikkita issiqlik rezervuarlari (termostat) zarur. Albatta, agar bitta termostat olinsa, undan foydalanib, ishchi jismni izotermik kengaytirib foydali ish ($1 \rightarrow 2$ o‘tish, 68,a-rasm) ni olish mumkin, biroq real sharoitda cheksiz kengayish bo‘lmaydi, mashinaning ishlashi uchun ishchi jism davriy ravishda dastlabki holatga qaytib turishi zarur. Oxirgi misolda tizimning dastlabki holatiga $2 \rightarrow 1$ qaytishi uchun, to‘g‘ri $1 \rightarrow 2$ jarayonda qancha ish bajarilgan bo‘lsa, shuncha ish sarflanadi. Shunday qilib, siklik jarayonda birgina issiqlik rezervuarini qo‘llab ishga erishish mumkin emas.

Siklning bu xossasi shunchalik muhimki, unga asoslanib, M.Plank (1879) termodinamikaning ikkinchi asosining ta'riflaridan birini taklif etdi: "Barcha urinishlari og'irlikni ko'tarish va issiqlik rezervuarini sovutishga ketadigan davriy harakatlanuvchi mashina qurish mumkin emas". Ko'pincha bu qonunga boshqacha shakl beriladi: ikkinchi tur abadiy dvigatel (perpetuum mobile) qurish mumkin emas. Ikkinchi tur perpektuum-mobile deganda, birgina issiqlik rezervuaridan olingan issiqlik evaziga (bittagina thermostat bilan kontaktda) ishlovchi mashina tushuniladi. Ma'lumki, birinchi tur perpektuum mobile – bu tasavvurimizdagi va erishib bo'lmaydigan energiya sarfisiz ishlaydigan mashina bo'lib, bi energiyaning saqlanish qonuniga ziddir.

Issiqlik texnikasi uchun (7) munosabat katta qiymatga ega. Bu munosabat bo'yicha aniqlangan FIK ideal mashinalar FIK kabi T_1 - T_2 harorat intervalida ishlovchi barcha real issiqlik mashinalari FIK ning chegaraviy qiymati bo'ladi. Qator sabablarga ko'ra (ishqalaniah, issiqlik o'tkazuvchanlikka bog'liq bo'lgan yo'qotish, ishchi jism holatining muvozanatsiz o'zgarishi) real mashinalarning FIK doimo ideal issiqlik mashinalarining FIK dan kichik. Issiqlik mashinalarining FIK ni oshirish uchun isitgich haroratini oshirish yoki sovutgich haroratini pasaytirish kerak.

(5) ga muvofiq, sikl ishi isitgichdan olingan issiqlik bilan

$$A = \eta Q_1 \quad (9)$$

munosabat orqali bog'langan.

Teskari siklni yana (5) bilan ifodalash mumkin, biroq bu kattalikni teskfri jarayonlar uchun sikl ko'rsatkichi deb ataymiz. Muvozanatli, qaytar sikllar uchun teskari sikl ko'rsatkichi to'g'ri analogik siklning FIK gat eng bo'lib, bunga (5) dagi surat va maxrajning ishoralarini o'zgartirib ishonch hosil qilishimiz mumkin. Ideal gazli Karnoning teskari sikli ko'rsatkichi (7) formula bilan aniqlanadi. Sovutish koefitsiyenti

$$\psi = - \frac{Q_2}{Q_1 + Q_2} \quad (10)$$

ideal gazli Karno sikli uchun

$$\psi = \frac{T_2}{T_1 - T_2} \quad (11)$$

ga teng bo'lib, uni (2) va (3) ni qo'llab (9) dan oson topiladi.

62-§. QAYTAR JARAYONLAR UCHUN TERMODINAMIKANING IKKINCHI QONUNI

Musbat qaytuvchi sikl uchun:

$$\begin{aligned} Q_1 > 0, \quad Q_2 < 0, \quad A > 0 \\ A = Q_1 - |Q_2| \end{aligned} \quad (1)$$

Manfiy sikl uchun:

$$\begin{aligned} Q_1 < 0, \quad Q_2 > 0, \quad A < 0 \\ -A = |Q_1| - Q_2 \end{aligned} \quad (2)$$

munosabatlar bajariladi.

U yoki bu siklning yuzaga kelishi ikki jism (sovutgich va isitgich) orasidagi issiqlik almashinuviga bog'liq. Musbat ish (1) bilan kuzatiluvchi to'g'ri siklda issiqlik isitgichdan sovutgichga uzatiladi. Manfiy sikl bajarilayotganida issiqlik sovutgichdan isitgichga beriladi, bunda manfiy ish o'rinlidir (2).

Agar sikl qaytuvchan bo'lsa, musbat siklning manfiy bilan almashinuvi (ishchi jism o'zgarmaganda) ishoralarining almashinuvi bilan ekvivalentdir (1). Natijada, ikkita bunday qarama-qarshi sikllarning mos kelishida isitgich va sovutgich dastlabki holatiga keladi: musbat siklda isitgich qancha issiqlik bersa, manfiy siklda shuncha oladi.

Aytilganlardan shu kelib chiqadiki, Karnoning qaytuvchi sikli yordamida (musbat, manfiy yoki ular kombinasiyasi) ish bajarmay turib, ikki jism orasida issiqlik almashinuvini amalga oshirib bo'lmaydi. Bu ta'qiq qaytuvchi sikllar uchun termodinamikaning ikkinchi asosining ifodalaridan biridir. Qaytuvchi jarayonlar uchun termodinamikaning ikkinchi asosi quyidagicha ta'riflanadi: ikkita jism orasida issiqlik almashinuvi tufayligina qaytuvchi jarayonga erishib bo'lmaydi.

Karnoning birinchi teoremasi: Karnoning qaytuvchi sikli FIK ishchi moddaga bog'liq emas.

Teoremani isboti uchun, turli ishchi moddali Karnoning qaytuvchi mashinasiga egamiz deb faraz qilamiz; ular sikllari qarama-qarshi va bir xil isitgich va sovutgich yordamida amalga oshiriladi (69-rasm).

Mashinalarni shunday ulaymizki, musbat siklli(η) mashina boshqa manfiy siklli (η') mashinaning dvigateli bo'lsin (juft mashinalar). Sikl

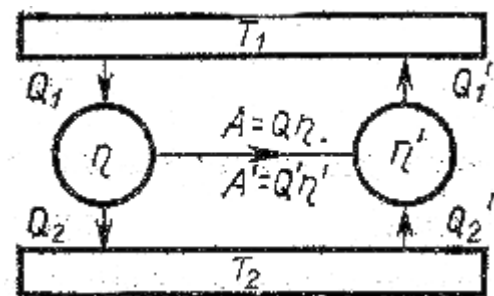
yuzalarini bir xil tanlash mumkinki, bunda natijaviy ish nolga teng bo'lsin:

$$A + A' = 0, \quad \eta Q_1 + \eta' Q_1' = 0 \quad (3)$$

Ishning bo'lmashligi, ikkinchi asosga binoan isitgich va sovutgich orasidagi natijaviy

issiqlik almashinuvi nolga tengligidan dalolat beradi:

$$a) \quad Q_1 + Q_1' = 0$$



69-rasm

$$(4)$$

$$b) \quad Q_2 + Q_2' = 0$$

(3) va (4) dan isbotlanishi kerak bo'lgan $\eta = \eta'$ kelib chiqadi.

Ideal gazli Karnoning muvozanatli sikli FIK

$$\eta = \frac{Q_1 + Q_2}{Q_1} \quad (5)$$

munosabat bilan aniqlanishini ko'rsatgan edik. Uni isitgich va sovutgich harorati bilan aniqlash mumkin:

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (6)$$

Isbot etilgan teorema asosida ixtiyoriy ishchi moddasiga ega bo'lgan Karnoning qaytuvchan sikli uchun (6) o'rinli ekanligini tasdiqlash mumkin.

Ixtiyoriy ishchi moddasiga ega bo'lgan Karnoning qaytuvchan sikli uchun oxirgi ikki formuladan

$$\frac{Q_1 + Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad \text{ekanligi kelib chiqadi, yoki ayrim}$$

almashtirishlardan keyin:

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0 \quad (7)$$

deb yozish mumkin. Bu munosabat yuqorida isbotlangan teoremaning

natijasidir. $\frac{Q}{T}$ nisbat keltirilgan issiqlik nomiga ega va (7) ga

muvofiq, quyidagicha ta'riflanadi: Karnoning muvozanatli siklida keltirilgan issiqliklar yig'indisi nolga teng (Klauzius, 1854).

63-§. ENTROPIYA-TIZIM HOLAT FUNKSIYASI KABI

70-rasmda elementar sikllarga bo'lingan adiabatlar oilasi tasvirlangan; agar ularni 1 dan n gacha (n -Karnoning elementar sikllari soni) raqamlasak, u holda n raqamli sikl uchun 62§-(7) ga binoan:

$$\frac{\Delta Q_1^{(n)}}{T_1} + \frac{\Delta Q_2^{(m)}}{T_2} = 0$$

bu yerda $\Delta Q_1^{(n)}$ va $\Delta Q_2^{(m)}$ - ajratilgan elementar sikllar issiqlik samaralari.

Shunday yig'indilarni barcha qismlar uchun yozib, ularni qo'shib:

$$\oint \sum \frac{\Delta Q}{T} = 0 \quad (1)$$

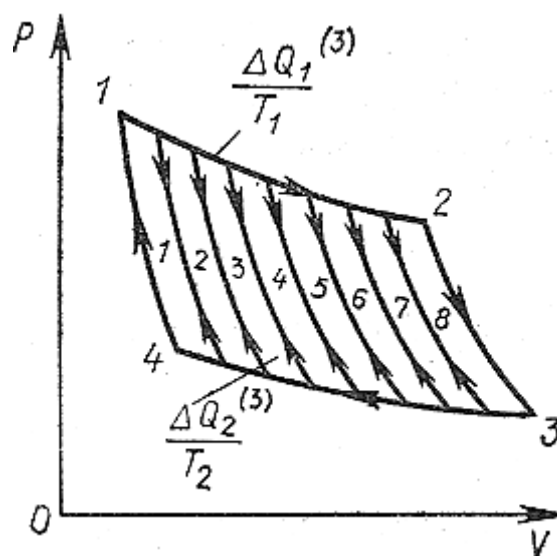
(1) ni yozishda ΔQ dan u yoki bu elementar jarayonga tegishli ekanligini ko'rsatuvchi indeks olib tashlangan; uning o'rniga yig'indi oldiga $\oint$ belgisi qo'yilgan bo'lib, u hosil qilingan keltirilgan issiqliklarning umumiy yig'indi yopiq kontur bo'yicha aylanish natijasida hosil bo'lganligini bildiradi (umumiy siklning har bir

$\frac{\Delta Q}{T}$ sohasida T lar topilib, so'ngra ular qo'shiladi). Chegaraga o'tishda yozilgan yig'indi yopiq kontur bo'yicha integralga o'tadi:

$$\oint \frac{\Delta Q}{T} = 0 \quad (2)$$

bu yerda $\oint$ - integralning yopiq kontur bo'yicha belgilanishi. Avvalgi

paragrafda topilgan $\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2} = 0$ tenglik faqat Karno sikli uchun o'rinli bo'lsa, (2) esa ixtiyoriy qaytuvchi sikl uchun o'rinlidir. Ixtiyoriy muvozanatli siklni izotermalar va adiabatlar oilasiga bo'lishimiz



70-rasm

mumkin. Shuning uchun (2) ko‘rinishdagi integral qaytuvchi sikllarning umumiylashgan tavsifi (ularning shakli va ishchi moddaning xossalari bog‘liq bo‘lmagan holda) hisoblanadi.

Matematik analizdan ma‘lumki, (2) ko‘rinishdagi chiziqliy integral mavjud bo‘lsa, integral osti munosabati ayrim funksiyaning to‘liq differensial bo‘lishi kerak. Shunday qilib, (2) integralni hosil qilish bilan biz qaytuvchi jarayon uchun elementar keltirilgan issiqlik $\frac{\Delta Q}{T}$

Klauzius kiritgan va entropiya deb atagan tizimning ayrim funksiyasi S ning to‘liq differensial bo‘lishini isbotladik:

$$\frac{dQ}{T} = dS \quad (3)$$

(2) ga analogik tarzda ichki energiya uchun $\oint dU = 0$ deb yozishimiz mumkin. Demak, ichki energiya tizim holat funksiyasidir va uning o‘zgarishlari yig‘indisi yopiq kontur bo‘yicha (siklik jarayonda) nolga teng (bu holda, ichki energiyaning boshlang‘ich va oxirgi qiymatlari mos tushadi). Agar (2) integralni (3) ni hisobga olgan holda yozsak, entropiyaning ma‘nosi yanada tushunarliroq bo‘ladi:

$$\oint dS = 0 \quad (4)$$

Ichki energiya kabi entropiya ham tizim parametrlari P , T va V ning funksiyasidir va P , T va V lar o‘zaro bog‘liqligidan: $f(P,T,V)=0$, u holda entropiya uchta bog‘liqlik bilan ifodalanadi:

$$\begin{aligned} S &= S(T,V), \\ S &= S(T,P), \\ S &= S(P,V) \end{aligned} \quad (5)$$

Entropiya issiqlik sig‘imi o‘lchoviga ega. Entropiyaning aniqroq ifodasini quyidagi ta‘rif beradi: entropiya tizim holatining shunday funksiyasiki, qaytuvchi jarayonda differensial elementar issiqlik effekti bilan quyidagi munosabat bilan bog‘langan:

$$dQ = TdS \quad (6)$$

(eslatib qo‘yish kerakki, dQ xuddi dA singari qandaydir funksiyaning differensial emas). Differensial tenglama (6) qaytuvchi jarayonlar uchun termodinamikaning ikkinchi asosining yozilishlaridan biridir.

(6) ni hisobga olgan holda, termodinamikaning birinchi qonuni $dQ=dU+PdV$ quyidagi ko‘rinishni oladi:

$$TdS=dU+PdV \quad (7)$$

Termodinamikaning birinchi va ikkinchi qonunlarining birlashishi (7) tizim entropiyasini holatning ma’lum termik va kalorik tenglamalari bo‘yicha topishga imkon beradi:

$$dS = \frac{1}{T} dU + \frac{P}{T} dV \quad (8)$$

Ideal gaz entropiyasini topamiz. Ideal gazlar uchun $dU=C_vdT$ va $P/T = R/V$. Shu munosabatlarni qo‘llab, bir mol ideal gaz uchun (8) ni qayta yozamiz:

$$dS = C_v \frac{dT}{T} + R \frac{dV}{V} \quad (9)$$

C_v integrallash doimiysigacha aniqlikda doimiy bo‘lganda (9) dan bir mol ideal gaz uchun entropiya:

$$S=C_v \ln T + R \ln V \quad (10)$$

ligi kelib chiqadi. holat tenglamasini qo‘llab, (9) ning o‘rniga:

$dS = C_p \frac{dT}{T} - R \frac{dP}{P}$ deb yozish mumkin. Bundan ideal gazning moli uchun entropiyaning boshqa munosabati kelib chiqadi:

$$S=C_p \ln T - R \ln P \quad (11)$$

(3) dan ko‘rinib turibdiki, 1 va 2 holatlardagi entropiyalar farqi quyidagi munosabat bilan aniqlanadi:

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{dQ}{T} \quad (12)$$

Bu yerda integralni ikkala holatni bog‘lovchi ixtiyoriy qaytuvchi yo‘l bo‘yicha olish mumkin. Entropiya o‘zgarishini (12) bo‘yicha aniqlash uchun tizimning holat tenglamasi haqida hech qanday ma’lumot kerak bo‘lmaydi. Agar jarayon izobarik bo‘lsa, u holda

$$dQ=C_p dT \text{ va } S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{C_p dT}{T} \text{ . Agar bunda } C_p=const \text{ bo‘lsa, u holda}$$

$$S_2 - S_1 = C_p \ln \frac{T_2}{T_1} \quad (13)$$

bo‘ladi. Analogik tarzda izoxorik jarayon uchun entropiya o‘zgarishi uchun munosabat hosil bo‘ladi:

$$S_2 - S_1 = C_v \ln \frac{T_2}{T_1} \quad (14)$$

Agar jarayon izotermik tarzda borayotgan bo‘lsa, (12) ga muvofiq, quyidagicha bo‘ladi:

$$S_2 - S_1 = \frac{\Delta Q}{T} \quad (15)$$

Shunday yo‘l bilan Karno siklini amalga oshirishda isitgich va sovutgichning entropiya o‘zgarishini aniqlash mumkin.

Ma’lumki, suyuqliklarning qaynashi va qotishi doimiy haroratda boradi, bunda suyuqlik-bug‘ yoki suyuqlik-qattiq holatga agregat o‘tishlar o‘tish issiqligi λ (bug‘ hosil bo‘lish issiqligi va kristallanish issiqligi) ning yutilishi (ajralishi) bilan boradi. Ko‘rsatilgan fazoviy o‘tishlar entropiyaning o‘zgarishi bilan boradi:

$$\Delta S = \frac{\lambda}{T} \quad (16)$$

Muvozanatli jarayonlar orasida $dQ=0$ bo‘lgan adiabatik o‘tishlar mavjuddir va (3) ga muvofiq,

$$dS=0, S=const \quad (17)$$

Shunday qilib, adiabatik muvozanatli jarayonlar tizimning doimiy entropiyasida boradi.

Entropiya tushunchasini qo‘llovchi termodinamika ikkinchi asosining ta’rifi juda qimmatli bo‘lib, undan fan va texnikaning turli sohalarida foydalaniladi.

64-§. QAYTMAS JARAYONLAR UCHUN TERMODINAMIKANING IKKINCHI QONUNI

Ikkinchi asosga muvofiq qaytuvchi jarayon bilan ikkita jism orasida ish bajarmay turib, issiqlik almashib bo‘lmaydi. Shuning bilan birga, kundalik tajribalardan ma’lumki, ish bajarmay, issiqlik ko‘proq qizdirilgan jismdan kamroq qizdirilgan jismga o‘tadi. Bunday jarayonlar, albatta, termodinamikaning ikkinchi qonuniga zid emas, ular mavjudligini termodinamikaning ikkinchi qonunining ta’rifida hisobga olish kerak bo‘ladigan qaytmas hodisalarga taaluqlidir.

Termodinamikaning ikkinchi qonunining ta'riflaridan biri quyidagicha: kamroq isitilgan jismdan ko'proq isitilgan jismga issiqlik uzatish jarayonini amalga oshishi mumkin emas. Bu ta'rif ish bajarmasdan turib issiqlik uzatishni amalga oshirishga qo'yilgan to'liq ta'qiqni olib tashlaydi. Bunday ta'qiq faqat issiqlikni sovuq jismdan issiq jismga uzatishda qoladi. Bu holatni Klauziuz quyidagi tarzda ifoda etdi: "Issiqlik o'z holicha sovuq jismdan issiq jismga o'tmaydi".

Agar jarayon aqalli ayrim sohalarida qaytmas bo'lsa, u butunicha qaytmas bo'ladi. Qaytmas sikl muvozanatsiz jarayon siklning bir qisminigina tashkil etgan sikli bo'lishi mumkin.

Karnoning juft mashinasi bo'lib (69-rasm), uning bir (η) si manfiy sikl bajaruvchi ikkinchi (η') ning dvigateli bo'lsin. Bir mashinaning sikli muvozanatsiz jarayondan iborat bo'lib, qaytmasdir. Mashinalar siklini shunday tanlash mumkinki, natijaviy ish nolga teng bo'lsin: $A + A' = 0$, yoki

$$\eta Q_1 + \eta' Q_1' = 0 \quad (1)$$

Ko'rilayotgan sikl qaytmas, u ish bajarmay sodir bo'ladi, shuning uchun isitgichdan olinayotgan Q_1 issiqlik unga berilayotgan Q_1' issiqlikdan kattadir:

$$|Q_1'| < Q_1 \text{ va } Q_1 + Q_1' > 0 \quad (2)$$

$Q_1 > 0$ va $Q_1' < 0$ ligini hisobga olib va (1) va (2) dan:

$$\eta < \eta' \quad (3)$$

ligini topamiz. Oxirgi munosabatni keltirib chiqarishda bir shart kelib chiqdi-qaytmas jarayon juft mashinalar bilan amalga oshiriladi, bunda qaytmaslik mashinalardan biriga yoki ikkalasiga taaluqlidir. Shunday qilib, *biri yoki ikkalasida ham qaytmaslik o'rinli bo'lgan Karnoning ikkita mashinasini taqqoslaganda musbat siklli mashina FIK doimo boshqa mashina manfiy sikli ko'rsatkichidan kichikdir.*

(3) ning xususiy holini ko'rib chiqamiz. Juft mashinalarning η' li

$$\eta' = \frac{T_1 - T_2}{T_2}$$

mashinaning sikli qaytar bo'lsin. U holda, va (3) ga muvofiq

$$\eta < \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (4)$$

Tanlangan muvozanatli(η') siklli mashina foydali ish koeffitsi-

$\frac{T_1 - T_2}{T_1}$ ga teng bo'lgan dvigatel bo'lishi mumkin. U holda, (4) quyidagicha ta'riflanadi: Karnoning qaytmas sikli FIK doimo shundau qaytar sikl FIK dan kichikdir (Karnoning ikkinchi teoremasi).

Agar mashina qaytar musbat ish bajarsa, u holda, (3) ga muvofiq,

$$\frac{T_1 - T_2}{T_1} < \eta, \quad (5)$$

bo'ladi. Bu tengsizlik quyidagicha ta'riflanadi: *Karnoning muvozanatsiz manfiy sikli ko'rsatkichi doimo shunday muvozanatli siklning ko'rsatkichidan kattadir.*

65-§. KLAUZIUS TENGSIZLIGI.

ENTROPIYANING O'SISH PRINSIPI

Entropiya – tizim holat funksiyasidir. Aynan shuning uchun siklik ham muvozanatli jarayonda, ham muvozanatsiz jarayonda ishchi jism entropiyasining o'zgarishi nolga teng. Bunda atrof jismlari entropiyasining o'zgarishi qanday bo'lishini analiz qilamiz.

Karnoning qaytar siklini ko'rib chiqamiz. Uning tavsifi uchun

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0 \quad (1)$$

dan foydalanamiz. Bu yerda Q_1 va Q_2 –ishchi jism olgan va bergan issiqliklar. Issiqliklar ishorasini o'zgartirib, (1) ni qayta yozamiz:

$$\frac{-Q_1}{T_1} + \frac{-Q_2}{T_2} = 0 \quad (2)$$

bu yerda $-Q_1 = q_1$ va $-Q_2 = q_2$ -termostatlar (mos holda isitgich va sovutgich) olgan yoki bergan issiqliklar. Shunday qilib, Karnoning qaytar sikli natijasida isitgich va sovutgichdagi o'zgarishlarga quyidagi yig'indi xosdir:

$$\frac{q_1}{T_1} + \frac{q_2}{T_2} = 0 \quad (3)$$

$\Delta S_1 = q_1 / T_1$ va $\Delta S_2 = q_2 / T_2$ kattaliklar isitgich va sovutgich entropiyalarining o'zgarishlarini aniqlaydi:

$$\Delta S_1 + \Delta S_2 = 0 \quad (4)$$

Ixtiyoriy qaytar siklni Karnoning elementar sikllariga bo'lish mumkin. Agar, masalan, bunday elementar sikllar Z bo'lsa, u holda soni $Y=2Z$ ga teng bo'lgan barcha termostatlar uchun (4) shart bajariladi va ular uchun yana quyidagi tenglik o'rinli:

$$\sum_{i=1}^Y \Delta S_i = 0 \quad (5)$$

Hosil bo'lgan natijani quyidagicha ta'riflash mumkin: *qaytuvchi jarayonda ishtirok etuvchi barcha jismlar entropiyalarining o'zgarishlarining algebraik yig'indisi nolga teng.*

Karnoning qaytmas musbat sikli FIK (η) manfiy sikl ko'rsatkichi (η') bilan quyidagi tengsizlik orqali bog'langan:

$$\eta < \eta' \quad (6)$$

Agar faqat to'g'ri sikl qaytmas bo'lsa:

$$\frac{Q_1 + Q_2}{Q_1} < \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (7)$$

deb yozish mumkin. Sodda o'zgartirishlardan keyin:

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} < 0 \quad (8)$$

ni hosil qilamiz. Issiqliklar ishoralarini o'zgartirib, (8) ni quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$\frac{-Q_1}{T_1} + \frac{-Q_2}{T_2} > 0 \quad (9)$$

bu yerda $-Q_1=q_1$ va $-Q_2=q_2$ – termostatlarning issiqlik samaralari.

Avvalgidek, $\Delta S_1 = q_1 / T_1$ va $\Delta S_2 = q_2 / T_2$ -isitgich va sovutgich entropiyalarining o'zgarishi. Shuning uchun (9) ga muvofiq,

$$\Delta S_1 + \Delta S_2 > 0 \quad (10)$$

Manfiy qaytmas siklda ham (10) bajarilishini ko'rsatish oson. Shunday qilib, Karnoning qaytmas (musbat, manfiy) siklida isitgich va sovutgich entropiyalari yig'indisi oshadi (ΔS_1 va ΔS_2 larning turli qiymatlarida) (10) ga mos holda ixtiyoriy qaytmas jarayon uchun

$$\sum_i \Delta S_i > 0 \quad (11)$$

tengsizligi o‘rinli bo‘lib, unga muvofiq *qaytmas jarayonda ishtirok etuvchi barcha jismlar entropiya o‘zgarishlarining algebraik yig‘indisi doimo noldan katta*. Klayzius kiritgan (11) tengsizlik entropiyaning o‘shish prinsipi deb nom olgan.

Shuni qayd etish kerakki, ayrim jismlarda entropiyaning kamayishi kuzatiladi, biroq u albatta, jarayonda ishtirok etayotgan boshqa jismlar entropiyalarining oshishi bilan qoplanadi. Xuddi shunday, gazni izotermik siqishda uning entropiyasi kamayadi, lekin bir vaqtning o‘zida termostatning entropiyasi oshadi (termostat issiqlik oladi).

Alohida olingan jismning muvozanatli (qaytuvchi) o‘zgarishlari uchun $\Delta S = \int \frac{dQ}{T}$ munosabat o‘rinlidir. Agar jarayon muvozanatsiz (qaytmas) bo‘lsa, u holda $\Delta Q_{m-siz} < \Delta Q_{m-li}$ bo‘ladi, shuning uchun bunday turdagi o‘zgarishlar uchun

$$(\Delta S)_{m-siz} > \int \frac{dQ}{T} \quad (12)$$

(5) va (11) ni birlashtirib:

$$\sum_i \Delta S_i \geq 0 \quad (13)$$

deb yozamiz. (13) munosabat termodinamikaning (qaytuvchan va qaytmas jarayonlar uchun) ikkinchi asosi yozilishining umumiyroq shaklidir; (13) ga muvofiq, *jarayonda ishtirok etuvchi barcha jismlar entropiyasi o‘zgarishining yig‘indisi nolga teng yoki noldan katta*. Bunda tenglik qaytuvchanga, tengsizlik esa qaytmas jarayonlarga tegishli.

Albatta, tabiatda boradigan jarayonlar yig‘indisi butunicha yoki o‘zining ayrim qismlarida qaytmasdir. Shuning uchun izolyasiyalangan tizimda faqatgina entropiyaning oshishiga olib keluvchi jarayonlarga boradi (*izolyasiyalangan tizim entropiyasi faqat o‘shishi mumkin*).

(13) ni namoyish etuvchi misollar keltiramiz. Vakuumda gazning kengayishida uning harorati o‘zgarmaydi, hajmi esa oshadi. $S = C_v \ln T + R \ln V$ ga muvofiq, entropiya ham oshadi: vakuumda

kengayish qaytmas jarayondir. Gazning dastlabki holatiga qaytishi uchun uni izotermik siqish kerak bo‘ladi. Bu esa ish bajarilishi va termostatda issiqlik ajralishi bilan bog‘liq. Bunday o‘zgarishlar ular entropiyasining o‘sishiga bog‘liq bo‘lgan atrof jismlarida sodir bo‘ladi.

Qaytmaslik muvozanatsizlik bilan bog‘liq bo‘lishi shart emas. Issiqlik o‘tkazuvchanlikda jismda muvozanatlikka yetarlicha yaqin bo‘lgan o‘zgarishlar sodir bo‘lishi mumkin, biroq bunda issiqlik almashinuvida ishtirok etayotgan barcha jismlar uchun (11) tengsizlik o‘rinli bo‘ladi. Buni ko‘rsatamiz. Haroratlari T_1 va T_2 bo‘lgan ($T_1 > T_2$) ikkita I va II jism orasida issiqlik o‘tkazuvchanlik orqali issiqlik uzatilishi amalga oshirilsin. Birinchi jism kichik miqdor issiqlik ΔQ_1 berganda, bunda ikkinchi jism $\Delta Q_2 = -\Delta Q_1$ issiqlik oladi, jismlar harorati o‘zgarmas deb hisoblash mumkin (jarayon kvazi

muvozanatli), entropiyalarning o‘zgarishi esa $\Delta S_1 = \frac{\Delta Q_1}{T_1}$ va $\frac{\Delta Q_2}{T_2} = \Delta S_2$ bo‘ladi. Tizim entropiyalarining umumiy o‘zgarishi musbat bo‘lib, bu qaytmas jarayonlar uchun xosdir. $\Delta Q_1 = -\Delta Q_2$ va $\Delta Q_2 > 0$ ligidan:

$$\Delta S_1 + \Delta S_2 = \frac{\Delta Q_1}{T_1} + \frac{\Delta Q_2}{T_2} > 0$$

66-§. ENTROPIYA VA EHTIMOLLIK

Termodinamikaning ikkinchi asosini ifoda etuvchi

$$\sum_i \Delta S_i > 0 \quad (1)$$

tengsizlik izolyasiyalangan tizimdagi jarayonlarni tavsiflaydi. Shunga muvofiq izolyasiyalangan tizimdagi qaytmas jarayonlar uning entropiyasining tizim muvozanatli holatiga erishishiga to‘g‘ri keladigan ayrim maksimal qiymatgacha oshishiga olib keladi.

Gazlarning kengayishi, ikki gazning aralashuvi, suyuqliklarning bug‘lanishi kabi bunday o‘z-o‘zidan boruvchi jarayonlarda entropiyaning oshishi tizim tartibsizligi darajasining oshishi bilan boradi. Tizimning muvozanatsiz holatdan muvozanatli holatga o‘tishi doimo kamroq ehtimolli holatdan ko‘proq ehtimolli holatga o‘tishi hisoblanadi. L.Bolsman (1896 y) har doim entropiya va termodinamik ehtimollik orasida to‘g‘ri bog‘liqlik bor deb taxmin qildi: $S \sim \ln W$.

M.Plank (1906) proporsionallik koeffitsiyenti Bolsman doimiysi ekanligini topdi:

$$S=k\ln W \quad (2)$$

Bu formula Bolsman xizmatlari sharafiga uning nomini olgan.

Entropiya bilan ehtimollik orasidagi bog'lanish termodinamikaning ikkinchi bosh qonunini statistik nuqtai nazardan quyidagicha talqin qilishga imkon beradi: tabiatda barcha jarayonlar tizim holati ehtimolligi o'sishi tomonda sodir bo'ladi. Shuning bilan birga, ikkinchi qonun birinchi qonun singari absolyut emas. Barcha o'z-o'zidan boradigan jarayonlar katta ehtimollikka ega bo'lgan holatga olib keladi degan fakt jarayonning boshqa yo'nalishi mumkin emasligini bildirmaydi. Muvozanatli holatga o'tish ehtimolligi muvozanatli holatdan o'z-o'zidan chiqish ehtimolligiga qaraganda kattadir. Shunday qilib, entropiya tushunchasini statistik talqin qilish shunga imkon beradiki, agar tizim dastlabki berilgan muvozanatsiz holatda bo'lsa, u katta ehtimolli holatga o'tishini kutish mumkin. Entropiya kamayishi bilan boradigan jarayonlarni xayolga keltirib bo'lmaydi.

67-§. ENTROPIYA VA TARTIBSIZLIK

Tizimning tartibsizlik darajasi bilan uning entropiyasi orasida bog'lanish bor. Bu bog'lanish shundan iboratki, tizimning tartibsizligi ortgan sari, uning entropiyasi ham ortib boradi. Shuning uchun, entropiyani tartibsizlik o'lchovi deb hisoblash mumkin. Buni misollar yordamida tushuntirishga harakat qilaylik.

Agar to'siq bilan ikkiga ajratilgan idishda ikki turli gaz bo'lsa, u holda tizimning bunday holati bu gazlarning aralashmasi bo'lgandagidan tartibliroq bo'ladi. To'siq olinsa, ma'lum vaqtdan keyin gazlar aralashib ketadi. Natijada tizim entropiyasi ortadi. Moddaning qattiq holatdan suyuq holatga o'tishi yoki suyuq holatdan gazsimon holatga o'tishi tartibsizlikning va entropiyaning ortishiga olib keladi. Har qanday o'z-o'zidan ro'y beradigan tabiiy jarayon shunday ro'y beradiki, bunda tizimning tartibsizligi ortadi: jismlar harorati o'z-o'zidan tenglashadi, gazlar bo'shliqqa o'z-o'zidan kengayadi, gazlar o'z-o'zidan aralashadi va hakazo.

Holat entropiyasi va ehtimolligi orasidagi bog'lanishni nazarda tutib shuni ham qayd qilib o'tish lozimki, katta tartibsizlik xos bo'lgan

holat tartiblashganroq holatga nisbatan katta termodinamik ehtimollikka ega bo'ladi.

Tajribalar shuni ko'rsatadiki, harorat pasayganda tizimda tobora ko'proq darajada tartiblanish kuzatiladi, ya'ni tizimning entropiyasi kamayib boradi. Shunday ekan o'z-o'zidan quyidagi savol tug'iladi: entropiya kamayib bo-rib o'zining ma'lum bir chegaraviy qiymatiga erishadimi yoki yo'qmi bu savolga javob Nernstning issiqlik teoremasida (1906) berilgan. Uni ko'pincha termodinamikaning III bosh qonuni deb ham yuritishadi va u quyidagicha ta'riflanadi: absolyut nolga yaqinlashganda entropiya muayan chekli chegaraga (limitga) intiladi; haroratning absolyut nolida tizimni bir muvozanat holatdan ikkinchi muvozanat holatga o'tkazuvchi barcha jarayonlar entropiya o'zgarmagan holda sodir bo'ladi.

Biz bu yerda ushbu qonun va undan kelib chiqadigan natijalar muhokamasi ustida to'xtalib o'tirmagan holda, bu qonunning tajriba bilan mos keluvchi ba'zi bir natijalarini keltirib o'tish bilangina cheklanamiz. Bu qonundan kelib chiqadigan natijalarning asosiylari quyidagilar:

-absolyut nolga yaqinlashganda barcha jismlarning C_p va C_v issiqlik sig'implari nolga intiladi;

-absolyut nolga yaqinlashganda barcha jismlarning issiqlikdan kengayish koeffitsiyenti va bosim termik koeffitsiyenti nolga intiladi.

Savollarga javob bering

1. Jarayon nima?
2. Qanday jarayonga muvozanatli jarayon deyiladi?
3. Qanday jarayonga qaytar jarayon deyiladi?
4. Siklik jarayon deb qanday jarayonga aytiladi?
5. Issiqlik mashinasi (yoki issiqlik dvigateli) deb nimaga aytiladi?
6. Foydali ish koeffitsiyenti deb nimaga aytiladi?
7. Sovutish mashinasi qanday sikl bo'yicha ishlaydi va uning vazifasi nima?
8. Energiyaning saqlanish qonunining mazmuni nimadan iborat?
9. Termodinamikaning I va II qonunlarining mazmuni nimadan iborat?
10. Karno teoremlarining mazmuni nimadan iborat?
11. Entropiyaning ortish qonuni qanday ta'riflanadi?

Masalalar

1-masala. Boshlang'ich hajmi 1 m^3 bo'lgan kislorod 200 kPa bosim ostida turibdi. Gazni avval o'zgarmas bosimda 3 m^3 hajmgacha, so'ngra esa o'zgarmas hajmda 500 kPa bosimgacha qizdirilgan bo'lsa: 1) gaz ichki energiyasining o'zgarishi; 2) u bajargan ish; 3) unga berilgan issiqlik miqdori topilsin.

Javobi: 1) $3,25 \text{ MJ}$; 2) $0,4 \text{ MJ}$; 3) $3,65 \text{ MJ}$.

2-masala. Miqdori 1 mol bo'lgan ikki atomli ideal gaz 10^{-2} m^3 hajmga va 250 kPa bosimga ega. Gaz oldin 400 K haroratgacha izoxorik ravishda qizdirildi. So'ngra esa, izotermik kengaytirib, uni boshlang'ich bosimgacha olib borildi. Shundan so'ng izobarik siqish yo'li bilan gaz boshlang'ich holatga qaytarildi. Bunday siklning FIK nimaga teng bo'lgan? Javobi: $4,1\%$

3-masala. Porshenli silindrsimon idishda 300 K haroratda massasi 20 g bo'lgan vodorod bor. Dastlab gaz adiabatik ravishda kengaya boshlab o'z hajmini besh martaga orttirdi, so'ngra esa izotermik ravishda siqilib, uning hajmi besh martaga kamaydi. Adiabatik kengayishning oxiridagi harorat va gazning butun jarayon davomida bajargan ishi topilsin.

Javobi: $T = 157 \text{ K}$, $A = 8,8 \text{ kJ}$.

4-masala. Ikki atomli ideal gaz bir gal izotermik, ikkinchi gal adiabatik ravishda siqildi. Gazning har ikkala holdagi boshlang'ich bosim va haroratlari bir xil. Oxirgi bosim boshlang'ich bosimdan: a) 2 marta; b) 100 marta katta bo'lgandagi adiabatik va izotermik jarayonlardagi siqilish ishlari nisbati topilsin.

Javobi: a) $1,5$; b) $0,8$.

5-masala. Ko'p atomli ideal gaz ikkita izoxora va ikkita izobaradan iborat siklni bajardi. Bunda gazning eng katta bosimi eng kichik bosimidan ikki marta katta, eng katta hajmi esa eng kichik hajmidan to'rt marta katta bo'ldi. Siklning FIK. aniqlansin.

Javobi: 11%

6-masala. Ideal gaz Karno siklini bajarmoqda. Isitkichning harorati T_1 sovutkichning harorati T_2 dan to'rt marta katta. Gaz bir siklda isitkichdan olinadigan issiqlik miqdorining qanday ulushini sovutgichga beradi? Javobi: $0,25$.

7-masala. Karno siklini bajarayotgan gazning eng kichik hajmi 153 l . Agar gazning izotermik kengayishining oxiridagi hajmi va

izotermik siqilishining oxiridagi hajmi mos ravishda 600 l va 189 l ga teng bo'lsa, gazning eng katta hajmi aniqlansin. Javobi: 740 l.

8-masala. 1 kmol ikki atomli ideal gaz isitilganda uning absolyut harorati 1,5 marta ortgan. Agar gaz: 1) izoxorik; 2) izobarik isitilsa entropiyaning o'zgarishi topilsin.

Javobi: 1) $8,5 \cdot 10^3 \text{ J K}$; 2) $11,8 \cdot 10^3 \text{ J K}$.

9-masala. Issiq suv o'z issiqligini shunday massali sovuq suvga berganda har ikkala suvning harorati tenglashib qoladi. Shu jarayonda entropiyaning o'sishi ko'rsatilsin.

Javobi:
$$\Delta S = m \ln \left[\frac{(T_1 + T_2)^2}{4T_1 \cdot T_2} \right] > 0$$

VII BOB. SUYUQLIKLARNING XOSSALARI

68-§. SUYUQLIKLARNING TUZILISHI

Suyuqliklarda molekulalar gazlardagi molekulalarga nisbatan bir-biriga juda yaqin joylashgan. Agar gazlarda molekulalararo oʻzaro taʼsir, Van-der-Vaals kuchlari faqatgina past haroratlarda va katta bosimlardagina sezilarli boʻlsa, suyuqliklarda bu kuchlar juda sezilarli va asosiy taʼsirlardan biri boʻlib hisoblanadi.

Avvallari suyuqliklar oʻz tuzilishiga koʻra, gazlardan farq qilmaydi, faqatgina ular gazlardan molekulalararo masofalarining kichikligi va Van-der-Vaals kuchlarining qiymati bilangina farq qiladi, deb hisoblanar edi. Ammo tajribalar shu narsani koʻrsatadiki, suyuqliklar oʻz tuzilishi bilan gazlardan koʻra, qattiq jismlarga yaqinroq turar ekan. Masalan, suvning tuzilishini oʻrganish boʻyicha rentgen nurlarida olingan tasviri, uning tuzilishi muz kristallining tuzilishi bilan deyarli bir xil ekanligini koʻrsatdi. Lekin, tasvirlar kristall tuzilish suvda muzdagidan koʻra, kuchsizroq namoyon boʻlishini koʻrsatadi. Bu shu narsaning natijasiki, suyuqlik kristallari, birinchidan, juda kichik oʻlchamlarga ega, ikkinchidan, bu kristalchalarning tugunlaridagi suyuqlik molekulalari qattiq jismlardagi kabi oʻtroq emas, uchinchidan, bu kristalchalar vaqt oʻtishi bilan fazoda oʻz yoʻnalishini oʻzgartirib turadi. Panjara tugunida joylashgan molekula molekulalararo masofa tartibida roʻy beradigan tebranishlar bilangina cheklanadi va vaqti-vaqti bilan oʻz joyini oʻzgartirib turadi.

Molekulalarning kristall panjara tugunidagi oʻtroqlik vaqti suyuqlik molekulalarining xossalriga, ular orasidagi oʻzaro taʼsir kuchlariga, suyuqlikning zichligiga va haroratga bogʻliq boʻladi. Molekulalarning bir vaziyatdan ikkinchi vaziyatga koʻchib oʻtish kattaligi molekulalararo masofa tartibida, yaʼni 10^{-8} sm atrofida boʻladi.

Suyuq holatdagi modda oʻz hajmini oʻzgartirmasdan, solingan idishning shaklini oladi. Oʻz hajmini saqlashi suyuqlik molekulalari orasida tortishish kuchi mavjud ekanligini isbotlaydi. Demak, molekulalar orasidagi masofa ularning molekulyar taʼsir radiusidan kichik boʻlishi kerak. Agar qaysidir suyuqlik molekulalari atrofida molekulyar taʼsir sferasini chizsak, bu sfera ichida biz qarayotgan molekula bilan oʻzaro taʼsirda boʻlgan koʻpchilik molekulalarning

markazlari joylashganligini ko'ramiz. Bu o'zaro ta'sir kuchlari bu molekula atrofida suyuqlik molekulalarini juda qisqa vaqt (10^{-12} - 10^{-10} C) muvozanat holatida saqlab tura oladi, so'ngra ular taxminan o'z diametrlariga teng masofaga sakrab, yangi muvaqqat muvozanat holatini egallaydi. Suyuqlik molekulasi yangi muvaqqat muvozanat holatiga sakrab o'tganida, bu muvozanat atrofida tebranma harakat ham qiladi. Molekulaning bunday bir holatdan ikkinchi holatga sakrashlari orasidagi vaqt uning o'troq yashash vaqti deyiladi. Bu vaqt suyuqlikning turiga va haroratiga bog'liqdir. Suyuqlik molekulalarining ko'p qismi o'troq yashash vaqti (10^{-11} c tartibda) davomida o'zlarining muvozanat holatlarini saqlab, ozchilik qismi bu vaqt ichida yangi muvozanat holatiga sakrab o'tadi. Uzoqroq vaqt davomida suyuqlik molekulalari o'z o'rinlarini o'zgartirishga ulguradilar. Shuning uchun suyuqlik oquvchanlikka ega bo'lib, u solingan idishning shaklini egallaydi.

Suyuqlik molekulalari bir-biriga deyarli zich joylashgan, shuning uchun ular katta kinetik energiyaga ega bo'lib, o'zlariga yaqin turgan qo'shni molekulalarning tortish kuchini yengib, ularning ta'sir sferasidan chiqsa ham, lekin molekulalar boshqa molekulalarning ta'sir sferasiga tushib, yangi muvaqqat muvozanat holatni egallaydi. Suyuqlikning erkin sirtida turgan molekulalargina suyuqlikdan chiqib keta oladi, bu ularning bug'lanish jarayoni bilan tushuntiriladi.

Kichik hajmda olingan suyuqlik molekulalari o'troq vaqt davomida qattiq jism molekulalarining kristall panjaralarda joylashishiga o'xshash tartibli joylashadi. So'ngra ular ajralib ketib, boshqa joyda yangidan tashkil bo'ladi. Shunday qilib, suyuqlik egallagan barcha fazo xuddi juda ko'p mayday kristallardan tuzilgandek bo'lib qoladi, ammo ular noturg'un bo'ladi, ular bir joyda parchalanib, boshqa joyda yangidan paydo bo'lib turadi.

Shunday qilib kichik hajmda olingan suyuqlikda uning molekulalarining tartibli joylashishi, katta hajmda esa xaotik harakati kuzatiladi. Demak, suyuqlik molekulalarining joylashishida yaqin tartib mavjud bo'lib, uzoq tartib yo'qdir. Suyuqlikning bunday tuzilishi kvazikristall tuzilish deyiladi.

Suyuqlik qattiq jismga xos mexanik xossaga ega bo'lishi mumkin. Agar suyuqlikka kuchning ta'sir vaqti juda kichik bo'lsa, u vaqtda suyuqlikda elastiklik xossasi namoyon bo'ladi. Masalan, suv sirtiga tayoq bilan birdan urilsa, tayoq qo'ldan otilib chiqib ketadi

yoki sinishi mumkin, toshni shunday otish mumkinri, u suyuqlik sirtiga tegib bir necha marta sakrab urilishidan keyingina suvga choʻkadi. Agar suyuqlikka uzoq vaqt taʼsir koʻrsatilsa suyuqlikda elastiklik oʻrnida oquvchanlik namoyon boʻladi.

Suyuqlik jarayonining oqishiga qisqa muddatli kuch taʼsir qilsa, suyuqlikda moʻrtlik namoyon boʻladi. Suyuqliklarning siqiluvchanligi kichikdir.

Suyuqliklar qattiq jismlar bilan umumiy boʻlgan koʻp xossalarga ega. Lekin suyuqliklarning harorati qancha yuqori boʻlsa, ularning xossalari zichligi katta boʻlgan gaz xossalariiga yaqinlashadi va qattiq jismlar xossasidan katta farq qiladi. Bu suyuq holatning moddaning qattiq va gazsimon holatlari orasidagi holatda ekanligini koʻrsatadi. Modda qattiq holatdan suyuq holatga oʻtganda, suyuq holatdan gazsimon holatga oʻtgandagidan koʻra, modda xossalariida unchalik keskin oʻzgarish sodir boʻlmaydi. Umuman aytganda, moddaning suyuq holatdagi xossalari gaz holatdagi xossalariiga nisbatan qattiq holatdagi xossalariiga yaqin ekan.

69-§. SIRT TARANGLIK

Suyuqlik molekulasiiga uning atrofida molekulalarning tortishish kuchlari taʼsir qiladi. Agar molekula suyuqlik ichida boʻlsa, bu kuchlar oʻrtacha hisobda bir-birini muvozanatlaydi. Suyuqlik sirti yaqinidagi, qalinligi molekulyar taʼsir sferasi radiusiga teng boʻlgan qatlamda turgan molekulaga taʼsir qiluvchi natijaviy kuch suyuqlik ichiga tomon yoʻnalgan boʻladi. Shuning uchun suyuqlik molekulalarini suyuqlik ichidan uning sirtiga chiqarish uchun ish bajarish talab qilinadi. Bu ish suyuqlik sirtini ortishiga olib keladi. Suyuqlik sirtini bir birlikka izotermik ravishda orttirish uchun sarflash kerak boʻlgan ishga **sirt taranglik koeffitsiyenti** deyiladi.

$$\sigma = \frac{\Delta A}{\Delta S} \quad (1)$$

bu yerda ΔA - suyuqlik sirtini ΔS qadar kattalashtirish uchun bajariladigan ish.

Suyuqlikning erkin sirti yuzining kamayishida molekulyar ishlarning bajargan ishi suyuqlik sirtining kamayishiga toʻgʻri proporsional. Bu ish yana suyuqlikning turiga va tashqi sharoitga bogʻliq ekan. Bunday bogʻlanishni σ koeffisient ifodalaydi.

Shunday qilib, suyuqlikning egri sirti yuzi o'zgarganda molekulalar kuchlar bajaragan ishining suyuqlik turiga va tashqi sharoitga bog'liqligini tavsiflovchi kattalik suyuqlikning sirt taranglik ko'effitsiyenti deyiladi. Sirt taranglik ko'effitsiyenti suyuqlik erkin sirti yuzini bir birlikka o'zgartirishda molekulalar kuchlarning bajaragan ishi bilan o'lchanadi. σ ning XBS dagi birligi:

$$\sigma = \frac{1J}{1m^2} = 1 \frac{J}{m^2}.$$

σ ning birligi qilib shunday sirt taranglik qabul qilinganki, bunda suyuqlikning erkin sirti yuzini $1m^2$ ga kamaytirish uchun molekulalar kuchlar $1J$ ish bajaradi.

Suyuqlikning sirti suyuqlikning qolgan qismiga nisbatan ortiqcha potensial (erkin) energiyaga ega bo'ladi. Shu sababli sirt taranglik ko'effitsiyentini suyuqlik sirtining bir birligiga to'g'ri keluvchi suyuqlik sirti erkin energiyasi sifatida ham ta'riflash mumkin.

Ma'lumki, tizimning muvozanat holatida uning energiyasi minimal bo'ladi. Buni nazarda tutadigan bo'lsak, suyuqlik muvozanat holatida minimal sirtga ega bo'lishi ravshan bo'ladi. Bu esa o'z navbatida suyuqlik sirtining kattalashishiga to'sqinlik qiladigan kuchlar mavjud ekanligini bildiradi. Bu kuchlar sirt taranglik kuchlari deb ataladi. Sirt taranglik kuchlari sirtga urinma ravishda yo'nalgan bo'ladi.

Agar suyuqlik sirtini chegaralovchi chiziqlarning (ajralish chizig'ining) uzunligi ℓ ga va shu chiziq bo'ylab ta'sir qiluvchi sirt taranglik kuchi f ga teng bo'lsa, u holda sirt taranglik ko'effitsiyenti quyidagi ifoda yordamida topiladi:

$$\sigma = \frac{f}{\ell} \quad (2)$$

(2) ifodadan sirt taranglik ko'effitsiyentini suyuqlik sirtiga urinma bo'ylab ta'sir qiluvchi va son jihatdan suyuqlik sirti ajralish chizig'ining uzunlik birligiga to'g'ri keluvchi kuchga teng kattalikdir deb ta'riflash mumkin.

Nima uchun suyuqlik uning sirti yuzi eng kichik shaklni olgan holatga intilishi endi tushunarlidir: molekulalar ta'sir kuchlari suyuqlik sirtidagi molekulalarni ichkariga tortadi, sirt taranglik kuchi esa

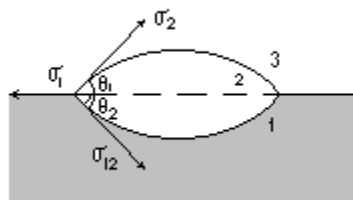
suyuqlikning yuzini qisqartiradi, ya'ni bu sirtida mavjud bo'lgan "darchani" berkitadi.

Shunday qilib, suyuqlikning sirt qatlami har doim tarang holatda bo'ladi. Ammo bu holatni elastic cho'zilgan parda tarangligi bilan taqqoslab bo'lmaydi. Cho'zilgan parda yuzining ortishi bilan elastiklik kuchlari ortadi, lekin sirt taranglik kuchi suyuqlik sirtining yuziga bog'liq bo'lmaydi. Elastik parda sirtining yuz birligidagi molekulalar soni uning cho'zilishi natijasida kamayishi, suyuqlik erkin sirtining yuz birligidagi molekulalar soni har qanday yuzda ham bir xil qiymatga ega bo'lishidadir. Suyuqlik sirtidagi mavjud muhit va suyuqlik harorati σ ning kattaligiga ta'sir etar ekan. Suyuqlikning harorati oshishi bilan uning sirt taranglik koefitsienti kamayadi va kritik haroratda nolga teng bo'ladi.

70-§. IKKI MUHIT CHEGARASIDAGI MUVOZANAT SHARTLARI

Uchta muhit o'zaro chegaradosh bo'lgan holni ko'rib chiqaylik (71-rasm).

Bu rasmda ko'rsatilgandek, 2-suyuqlikning tomchisi 1-suyuqlikning sirtida joylashtirilgan. 3-muhit - bu 1 va 2 - suyuqliklar bug'larining havo bilan aralashmasi.



71-rasm

Gazsimon muhit suyuqliklarning sirt energiyalariga deyarli ta'sir ko'rsatmaydi deb hisoblaylik. 2-tomchining shakli tegishli ikki muhitning tegishish sirtiga urinma bo'ylab yo'nalgan sirt taranglik kuchlari yoki tegishli sirt taranglik koefitsiyentlari $-\sigma_1$, σ_2 , va σ_{12} orasidagi munosabatga bog'liq bo'ladi.

2-suyuqlik muvozanatda bo'lishi uchun har uchala sirt taranglik koefitsiyentlarining vektor yig'indisi nolga teng bo'lishi kerak:

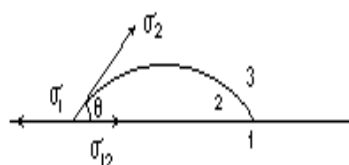
$$\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2 + \vec{\sigma}_{12} = 0 \quad (1)$$

(1) ifodani skalyar ko'rinishda yozsak, quyidagi tenglamani olish mumkin:

$$\sigma_1^2 = \sigma_2^2 + \sigma_{12}^2 + 2\sigma_2 \cdot \sigma_{12} (\theta_1 + \theta_2) \quad (2)$$

bu yerda θ_1 va θ_2 burchaklar chegaraviy burchaklar deyiladi.

Agar $\sigma_1 > \sigma_2 + \sigma_{12}$ bo'lsa $\theta_1 + \theta_2 = 0$ bo'ladi va bu holda tomchi 1-suyuqlik sirtida yupqa qatlam tarzida yoyilib ketadi. Bunday holda, 1-suyuqlikni 2-suyuqlik tamomila ho'llaydi, deb yuritiladi. Agar $\vec{\sigma}_1 < \vec{\sigma}_2 + \vec{\sigma}_{12}$ bo'lsa, u holda 2 suyuqlik $\vec{\sigma}_1 = \vec{\sigma}_2 + \vec{\sigma}_{12}$ bo'lgunga qadar tortiladi. Bu holda, suyuqlik yosmiqsimon shaklga ega bo'ladi.



72-rasm

Qattiq jism sirtida suyuqlik tomchisi ham o'zini xuddi shunga o'xshash tutadi. (72-rasm).

Bu hol uchun muvozanat sharti quyidagicha yoziladi:

$$\sigma_1 = \sigma_{12} + \sigma_2 \cos \theta \quad \text{yoki}$$

$$\cos \theta = \frac{\sigma_1 - \sigma_{12}}{\sigma_2} \quad (3)$$

θ burchak chegaraviy burchak deyiladi. Agar $\theta = 0$ bo'lsa, u holda suyuqlik qattiq jism sirti bo'ylab yupqa qatlam tarzida yoyilib ketadi. Bu hodisa to'la ho'llash deb ataladi. $\theta = \pi$ bo'lgan hol esa, qattiq jismning to'la ho'llanmasligiga tegishlidir.

Ko'pincha qisman ho'llash $\left(\theta < \frac{\pi}{2} \right)$ yoki qisman ho'llamaslik $\left(\theta > \frac{\pi}{2} \right)$ oraliq hodisalari kuzatiladi.

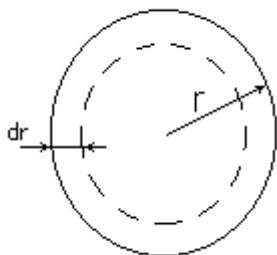
71-§. SUYUQLIKNING EGRI SIRTIDA YUZAGA KELUVCHI BOSIM

Suyuqlik sirtining egriligi shu sirt ostida turgan suyuqlikka ta'sir qiluvchi kuchlarning paydo bo'lishiga olib keladi. Buning ta'sirida sirt ostidagi suyuqlik birmuncha siqilgan bo'ladi, ya'ni u sirtga perpendikulyar va sirtning egrilik radiusi bo'ylab yo'nalgan qo'shimcha bosim ta'sirida bo'ladi.

Faraz qilaylik shar shaklidagi suyuqlik bu bosim ta'sirida o'z hajmini 73-rasmda ko'rsatilgandek dV ga kamaytirgan bo'lsin. Bunda bajarilgan ish suyuqlik sirt energiyasining kamayishi hisobiga bo'ladi.

Siqish ishi:

$$dA = PdV \quad (1)$$



73-rasm

boʻladi. Sirt energiyasining kamayishi esa

$$dF = \sigma \cdot dS \quad (2)$$

ga teng. Shar hajmining va sirtining uning radiusini dr ga kamayishiga mos keluvchi oʻzgarishlari quyidagilarga teng boʻladi:

$$dS = 8\pi r dr, \quad dV = 4\pi r^2 dr \quad (3)$$

Bu qiymatlarni (1) va (2) tenglamalarga qoʻyib, hamda $dA = |dF|$ ekanini nazarga olib quyidagini olamiz:

$$P 4\pi r^2 dr = \sigma 8\pi r dr \quad (4)$$

Bundan suyuqlikka uning egri sirti koʻrsatayotgan bosim uchun quyidagi ifoda kelib chiqadi:

$$P = \frac{2\sigma}{r} \quad (5)$$

Agar suyuqlik sirti silindrik shaklda boʻlsa, u holda qoʻshimcha bosim quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$P = \frac{\sigma}{r} \quad (6)$$

Umumiy holda har qanday shakldagi sirt uchun, sirtning egriligi bilan bogʻliq boʻlgan qoʻshimcha bosim Laplas tenglamasi deb ataladigan tenglama bilan aniqlanadi:

$$P = \sigma \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \quad (7)$$

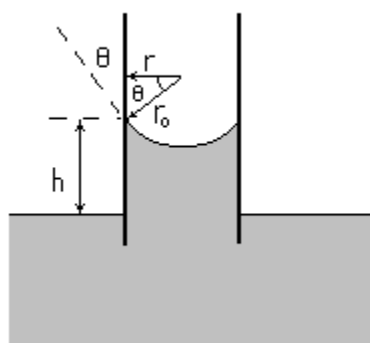
Bu yerdagi r_1 va r_2 sirtning berilgan nuqtasidagi yoki aniqrogʻi sirtning shu berilgan elementi uchun asosiy egrilik radiuslari.

Laplas bosimining taʼsiri kapillyar idishlarda sezilarli boʻladi. Bunday idishlarda suyuqlik sirtining egrilik radiusi suyuqlik solingan idishning oʻlchamlari tartibida boʻladi. Kapillyar idishlarda boʻladigan hodisalar kapillyar hodisalar deyiladi.

Kapillyarlik bilan bogʻliq boʻlgan eng tavsifli hodisalardan biri suyuqlikning kapillyar nayda koʻtarilishidir (74-rasm).

Bu rasmda suyuqlikli keng idishga tushirilgan ingichka naycha tasvirlangan. Bundagi r -naychaning radiusi, r_0 -suyuqlik sirtining egrilik radiusi.

Sirtning egriligidan hosil boʻlgan bosim tufayli naychadagi suyuqlik yuqoriga qarab yoʻnalgan



74-rasm

$$P = \frac{2\sigma}{r_0} \quad (8)$$

bosim taʼsiriga duch keladi.

Natijada, suyuqlik nay boʻylab toki bu bosim suyuqlik ustunining ρgh gidrostatik bosimi bilan muvozanatga kelguncha koʻtariladi.

Quyidagi

$$\rho gh = \frac{2\sigma \cos \theta}{r} \quad (9)$$

tenglik muvozanat sharti boʻladi, bu yerdagi ρ -suyuqlik zichligi, g -ogʻirlik kuchining tezlanishi.

Bu formuladan suyuqlikning nayda koʻtarilish balandligi uchun quyidagini olamiz:

$$h = \frac{2\sigma \cos \theta}{\rho gr} \quad (10)$$

Agar chegaraviy burchak θ oʻtmas boʻlsa, yaʼni suyuqlik kapillyarni hoʻllamasa, h kattalik manfiy boʻladi. Chunki, Laplas bosimi pastga qarab yoʻnalgan boʻladi. Shu sababli suyuqlikning kapillyar koʻtarilishi emas, balki pasayishi yuz beradi.

72-§. SUYUQLIKLARNING BUGʻLANISHI VA QAYNASHI

Suyuqlikning sirt qatlamida joylashgan molekulalarning suyuqlikdan tashqariga uchib chiqib, bugʻ fazasiga oʻtishi **bugʻlanish** deyiladi. Molekulalarning suyuqlik tashqarisiga chiqishi uchun ular suyuqlikda qoluvchi molekulalar torti-shish kuchini yengishi, yaʼni bu kuchlarga qarshi ish bajarishi kerak. Bundan tashqari modda suyuq holatdan gaz holatga oʻtishda oʻz hajmini oʻzgartirishi uchun tashqi bosimga qarshi ham ish bajarishi kerak. Bu ishlar molekulalar issiqlik harakatining kinetik energiyasi hisobiga bajariladi.

Bunday ishni bajarishga hamma molekulalar ham qodir bo'lavermaydi, ularning faqat yyetarlicha katta kinetik energiyaga ega bo'lgan qismigina bunday ishni bajarishi mumkin. Shuning uchun bug'lanish suyuqlikdagi tez molekulalar sonining kamayishiga, ya'ni uning sovishiga olib keladi. Tez bug'lanuvchan suyuqlik masalan, efir bilan ho'llangan terining tez sovishi ana shu effektning natijasidir. Demak, suyuqlikni uning haroratini o'zgartirmagan holda bug'lantirish uchun unga issiqlik berish kerak.

Ma'lum suyuqlik miqdorini izotermik bug'lantirish uchun kerak bo'ladigan issiqlik miqdori Q ga bug'lanishning yashirin issiqligi deyiladi. Suyuqlikning massa birligiga to'g'ri keluvchi yashirin bug'lanish issiqligi **solishtirma bug'lanish issiqligi** deb ataladi.

Bug'lanish issiqligi suyuqlik molekulalari orasidagi bog'lanish kuchlarining miqdoriy tavsifidir. Bu kuchlar qancha katta bo'lsa, bug'lanishning yashirin issiqligi ham shuncha katta bo'ladi.

Suyuqlikning **qaynashi** uning butun hajmi bo'ylab bug'lanish jarayoni bo'lib, bu hodisa suyuqlikning keskin holda bug' pufakchalari hosil qilib, ularning suyuqlik sirti orqali tashqariga chiqib yorilishi tarzida ro'y beradi. Suyuqlikning qaynash harorati tashqi bosimga bog'liq. Buni quyidagicha tushuntirish mumkin.

Faraz qilaylik: biror sababga ko'ra, suyuqlikda gaz pufakchasi paydo bo'lgan bo'lsin. Bu pufakcha darhol suyuqlikning to'yingan bug'i bilan to'ladi. Ma'lumki, to'yingan bug'ning bosimi haroratga bog'liq. Agar suyuqlikning harorati shunday bo'lsaki, bunda pufakcha ichidagi to'yingan bug' bosimi suyuqlik ustidagi tashqi bosimdan kichik bo'lsa, u holda pufakcha kattalashmaydi. Harorat orta borib, pufakcha ichidagi suyuqlik to'yingan bug'lari bosimi tashqi bosimga tenglashadigan qiymatiga yetganida pufakcha kattalasha boshlaydi va Arximed kuchi ta'sirida yuqoriga ko'tarilib, suyuqlik sirtida yoriladi.

Tashqi bosim kamayishi bilan qaynash harorati pasayadi, bosim ortishi bilan esa qaynash harorati ko'tariladi. Bosimning pasayishi orqali suyuqlikning kamayishini quyudagi tajribada ko'rsatish mumkin. Stakanga suv quyib, unga termometr tushiriladi. Suvli stakanni vacuum qurilmasidagi qalpoqcha ostiga qo'yib, nasos ishga tushiriladi. Qalpoqcha ostidagi bosim etarlicha pacayganda stakandagi suv qaynay boshlaydi. Suvning energiyasi bug' hosil bo'lishiga sarf bo'lishi tufayli, uning qaynashi natijasida stakandagi suvning harorati pasayadi va nasos yaxshi ishlasa, nihoyat, suv muzlaydi.

Suyuqlikning normal atmosfera bosimidagi qaynash harorati qaynash nuqtasi deyiladi.

Qaynash jarayoni suyuqlikdagi erigan gazning mavjudligi bilan uzviy bog'liqdir. Agar suyuqlikdan unda erigan gazni chiqarib yuborilsa, masalan, uzoq vaqt qaynatib shu suyuqlikni qaynash haroratidan yuqori haroratgacha qizdirish mumkin. Bunday suyuqliklar o'ta qizigan suyuqlik deyiladi.

Bug' hosil qiluvchi markaz vazifasini bajara oluvchi bug'ning mayda pufakchalarini hosil qiluvchi gaz pufakchalari bo'la olmaydi, chunki kichik radiusli pufakchalarda katta laplas bosimi hosil bo'lib, ularni hosil bo'lishiga to'sqinlik qiladi. Shu bilan suyuqlikning qizishi tushuntiriladi. Qachondir u qaynaganda, qaynash juda kuchli bo'ladi.

Suyuqlikning qaynash haroratigacha isitish uchun zarur bo'lgan issiqlik miqdori Q_c quyidagi formuladan topiladi:

$$Q_c = C_c m (T_q - T_1)$$

Bu yerda: m -suyuqlikning massasi, C_c -uning solishtirma issiqlik sig'imi.

O'zgarmas haroratda suyuqlikni bug'ga aylanishi uchun zarur bo'lgan issiqlik miqdori Q_b quyidagi formula bo'yicha hisoblanadi:

$$Q_b = rm$$

Demak, umumiy issiqlik miqdori quyidagi munosabat bilan aniqlanadi:

$$Q = Q_c + Q_b = C_c m (T_k - T_1) + rm$$

Moddaning solishtirma bug'lanish issiqligi r tajriba orqali issiqlikning balans tenglamasi yordamida topiladi. Bu qanday bajarilishini r ni suv uchun aniqlash misolida ko'rib chiqamiz. Buning uchun T_1 haroratli suv solingan kalorimetr olamiz. Qaynatgichdan harorati $T_q=373K$ bo'lgan bug' nay orqali sovuq suvli kalorimetrga keltiriladi va bu yerda bug' kondensasiyalanadi. Bir qancha vaqt o'tgandan so'ng bug' keluvchi nay kalorimetrdan olinadi va oxirgi θ harorat o'lchanadi, so'ngra tarozida tortib suvga aylangan bug'ning massasi aniqlanadi va issiqlikning balans tenglamasi tuziladi.

Bu tajribada kalorimetr va undagi sovuq suv issiqlik oladi.

$$Q_{ol} = Q_q + Q_c = C_k m_k (\theta - T_1) + C_c m_c (\theta - T_1)$$

Kondensasiyalanganda bug‘ issiqlik beradi va undan hosil bo‘lgan suv T_q dan θ gacha sovushda issiqlik chiqaradi:

$$Q_{ber} = r m_b + C_c m_b (T_q - \theta)$$

$$Q_{ber} = Q_{ol}$$

$$r m_b + C_c m_b (T_q - \theta) = (C_k m_k + C_c m_c)(\theta - T_1)$$

ni olamiz. Bu tenglamadan r ning son qiymati hisoblab topiladi.

Suvni bug‘ga aylantirish uchun ko‘p energiya sarflanadi, shuning uchun suv bug‘ining sovushi va kondensasiyalanishida ham ko‘p ko‘p issiqlik chiqishi va katta ish bajarishi mumkin.

Qozonlarda hosil qilingan suv bug‘larini maxsus qurilmalar yordamida yuqori haroratgacha qizdirib, so‘ngra bug‘ turbinalariga yuboriladi. Bunday bug‘larni quruq yoki o‘ta qizigan bug‘lar deyiladi. Bunda harorat bilan birga bug‘ bosimi ham ortadi, shu sababli **o‘ta qizigan bug‘larni yuqori bosimli bug‘ ham** deyiladi.

Bug‘ni suyuqlikka aylantirish uchun bosimni orttirish va haroratni pasaytirish zarur. Har bir suyuqlik uchun uning bug‘i orasidagi har qanday farqning yoqolishi mumkin bo‘lgan harorat mavjud. Buni 1861 yilda rus olimi D.I.Mendeleyev aniqladi. U buni “**absolyut qaynash harorati**” deb atadi. Ingliz olimi Endryus bug‘ning suyuqlikka aulanish jarayonini va aksincha bo‘lgan holni turli bosimlarda tekshirdi va haqiqatda shunday harorat borligini tasdiqladi va uni kritik harorat deb atadi.

Suyuqlik bug‘i bilan uning to‘yingan bug‘i zichligi bir xil qiymatga ega bo‘lgandagi harorat moddaning **kritik harorati** deb ataladi.

Biror moddaning kritik haroratidagi to‘yintiruvchi bug‘I bosimiga kritik bosim deyiladi. U bu modda to‘yintiruvchi bug‘ining eng katta bosimidir.

Agar modda kritik haroratida va kritik bosimda turgan bo‘lsa, uning bunday holati kritik holat deyiladi. Moddaning kritik holatda egallagan hajmi **kritik hajm** deyiladi. Bu hajm suyuq holatda modda massasining egallashi mumkin bo‘lgan eng katta hajmi xisoblanadi. Kritik harorat, kritik bosim va kritik hajmning bir mol modda uchun qiymatlari **moddaning kritik parametrlari** deyiladi.

Harorati kritik haroratdan yuqori bo'lgan gazsimon holatdagi modda **gaz** deyiladi. Harorati kritik haroratdan past bo'lgan gazsimon modda **bug'** deyiladi.

73-§. SUYUQ ERITMALAR

Turli moddalarning aralashmasidan iborat bo'lgan suyuqliklar **suyuq eritmalar** deb ataladi. Eritmada ko'proq miqdorda bo'lgan suyuqlik **erituvchi** deb ataladi. Masalan, osh tuzi va suvdan tashkil topgan eritmada suv erituvchi bo'lib xizmat qiladi.

Eritmalar miqdoriy jihatdan konsentrasiya, ya'ni erigan moddaning eritmaga nisbatan nisbiy ulushi (og'irlik ulushi, molyar ulushi) yoki erituvchining massa birligiga (ba'zan, hajm birligiga) to'g'ri keluvchi grammlarda ifodalangan miqdori bilan o'lchanadi.

Eritmalarning xossalarini o'rganishda bosim va harorat bilan bir qatorda konsentrasiya ham holatning asosiy parametrlaridan biri bo'ladi.

Erish jarayoni eruvchi modda zarralarining erituvchi modda zarralari bilan o'zaro ta'siri natijasidir. Erituvchi modda zarralari bilan eruvchi modda zarralari ora-sidagi o'zaro ta'sir natijasida eruvchi modda zarralari orasidagi tortishish kuchlari susayadi va ularning bir-biridan ajralishi osonlashadi. Harorat ortishi bilan ajralish jarayoni tezlashadi. Issiqlik harakati tufayli erigan modda zarralari butun erituvchi hajmi bo'ylab tarqaladi. Ba'zi hollarda erish vaqtida erigan modda zarralarining tabiati ham o'zgaradi. Bunday hol erigan modda molekulalarining musbat va manfiy ionlarga ajralishi natijasida vujudga keladi.

Erish paytida eritma turiga qarab eritma harorati ortishi, kamayishi yoki o'zgarmasdan qolishi mumkin. Erish paytida harorati o'zgarmaydigan eritmalar **ideal eritmalar** deb ataladi. Agar eritmalarda erigan modda konsentrasiyasi juda kam bo'lsa, u holda har qanday eritmani ham ideal eritma deb hisoblash mumkin.

Eritmalarning fizik xossalari toza suyuqliklarning xossalaridan farq qiladi. Masalan, birday haroratda eritma ustida erituvchi suyuqlik to'yingan bug'larining bosimi toza erituvchi ustidagi to'yingan bug'lar bosimidan (elastikligidan) kam bo'ladi. Raulning birinchi qonuniga ko'ra, juda kichik konsentrasiyali eritmalar uchun eritma ustidagi erituvchi modda to'yingan bug'lari elastikligining kamayishi erigan modda konsentrasiyaga proporsional ekan:

$$\frac{P_0 - P}{P_0} = \frac{n}{n + N} \quad (1)$$

Har qanday issiqlik mashinasining foydali ish koeffitsiyenti isitkich va sovutkichning xuddi shu haroratlarida Karno sikli bo'yicha ishlayotgan ideal mashinaning foydali ish koeffitsiyentidan katta bo'lishi mumkin emas (2-teorema).

Yuqorida aytilganlardan issiqlik mashinasining FIK yuqori bo'lishi uchun nimalarga e'tibor berish kerakligi ravshan bo'ladi. Birinchidan, mashinaning sikli iloji boricha qaytar jarayonga yaqin bo'lishiga intilish kerak. Ikkinchidan, imkoniyat boricha isitkichning haroratini ko'tarish va sovutkichning haroratini pasaytirish kerak.

74-§. OSMOTIK BOSIM

Erituvchining molekulalari o'ta oladigan, lekin erigan modda molekulalari o'ta olmaydigan to'siqlar mavjud bo'lib, bunday to'siqlar yarim o'tkazuvchan to'siqlar deb ataladi.

Agar yarim o'tkazuvchan to'siq bilan ajratilgan tutash idishning bir tomonga sof erituvchi ikkinchisiga esa eritma solinsa, u holda to'siq orqali sof erituvchining molekulalari eritma egallagan hajmga o'ta boshlaydi. Bu hodisaga **osmos** deyiladi. Osmos natijasida sof erituvchi va eritma orasida bosimlar farqi vujudga keladi (75-rasm). Osmos natijasida vujudga kelgan bosimlar farqiga **osmotik bosim** deyiladi.

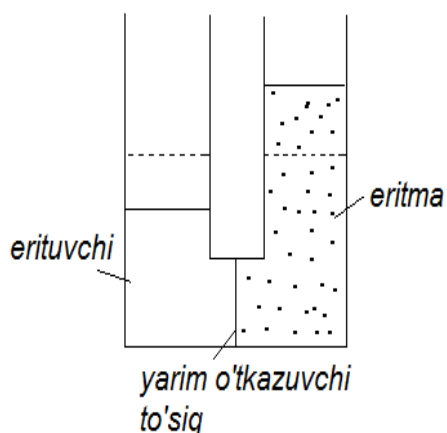
Agar eritma kuchsiz bo'lsa, osmotik bosim eritmaning konsentrasiyasiga proporsional bo'lar ekan.

(Vant - Goff qonuni -1887 yil):

$$P = \frac{\nu RT}{V} \quad (1)$$

bu yerda: V -eritmaning hajmi, ν - erigan modda mollari soni, R -universal gaz doimiysi, T – harorat (1) formula kuchsiz eritmalardagi osmotik bosim ideal gaz qonunlari bo'ysunadigan qonunga bo'ysunishini ko'rsatadi.

Bunga sabab shuki, ideal gazning zarralari o'zaro ta'sirda bo'lmagani singari kuchsiz eritmalarda erigan moddaning molekulalari ham o'zaro ta'sirlashmaydi.



75-rasm

Osmos hodisasi hay-vonlar va o'simliklar hayotida katta rol o'ynaydi.

To'qimalarda suvning va suvda erigan moddalarning taqsimlanishi ko'p jihatdan osmotik bosim bilan aniqlanadi.

Chunki, tirik organizmda modda almashinuvi o'simlik va hayvonlar hujayralarining yarim

o'tkazuvchi to'siqlari orqali amalga oshiriladi.

Savollarga javob bering

1. Suyuqlik molekullari qanday harakat qiladi?
2. Sirt taranglik kuchlarining mavjudligi qanday tushuntiriladi?
3. Sirt taranglik koeffitsiyenti nima?
4. Nima uchun suyuqlik sirti ortganda yoki kamayganda sirt taranglik kuchlari o'zgarmaydi?
5. Sirt taranglik koeffitsiyenti haroratga qanday bog'langan?
6. Ho'llash va ho'llamaslik sababi nimada?
7. Laplas bosimining yuzaga kelish sababi nimada?
8. Qaynash nima? Qaynash harorati bosimga qanday bog'langan?
9. Eritma nima? Qanday eritmalar ideal eritmalar deb ataladi?
10. Osmotik bosimning yuzaga kelishi sababi nimada?

Masalalar

1-masala. Suv-moy chegarasidagi sirt tarangligini $0,018 \text{ N/m}$ deb olish mumkin. Agar suv ichida moy tomchisining maydalanish jarayoni izotermik bo'lsa, unda 1 g massali moy tomchisini $2 \cdot 10^{-4} \text{ sm}$ diametrli mayda tomchilarga aylantirish uchun qancha ish bajarish kerak? Moy zichligi $0,9 \text{ g/sm}^3$. Javobi: $A = 6 \cdot 10^{-2} \text{ J}$.

2-masala. Puflab sovun pufagining diametrini 1 sm dan 11 sm gacha orttirish uchun qancha ish bajarish kerak? Jarayon izotermik deb hisoblansin.

Javobi: $A = 3 \text{ mJ}$.

3-masala. Hajmi V_1 10 cm^3 dan $2V_1$ gacha izotermik ravishda ortgan sovun pufagi sirtining erkin energiyasining o'zgarishi aniqlansin. Javobi: 106 mkJ .

4-masala. U simon nay tirsaklaridagi suyuqlik sathlarining farqi 23 mm . Nay tirsaklari kanallarining diametrlaridan biri 2 mm ga ikkinchisi $0,4\text{ mm}$ ga teng. Suyuqlikning zichligi $0,8\text{ g/sm}^3$ bo'lsa. Uning sirt taranglik koeffitsiyenti nimaga teng? Javobi: $22,5\text{ mN/m}$.

5-masala. Simob solingan idishning tubida teshigi bo'lib, simob ustunining balandligi 3 sm ga teng bo'lganda idishdagi simob oqib ketmasligi uchun, teshikning diametri eng ko'pi bilan qanday bo'lishi kerak? Javobi: $0,5\text{ mm}$.

6-masala. Kesim yuzi 30 sm^2 bo'lgan shisha idishga simob quyildi. Agar idishning tubida $0,5\text{ mm}$ diametrli teshik bo'lsa, idishda qancha miqdorda simob qoladi? Javobi: $1,22\text{ kg}$.

7-masala. Suv o'rgimchagi suvning sirtida yugurib harakatlanmoqda. O'rgimchakning sakkizta oyog'idan har birining ostida radiusi $0,1\text{ mm}$ ga teng yarim sferadan iborat chuqurcha hosil bo'lsa, o'rgimchakning og'irligi nimaga teng? Javobi: 275 mkN .

8-masala. O'ramlari $9\times 12\text{ sm}$ bo'lgan ikkita ho'llangan shisha plastikani bir-biridan surmasdan ajratish uchun qanday kuch kerak bo'ladi? Plastinkalar orasidagi suv qatlamining qalinligi $0,05\text{ mm}$ ga teng va suv plastinkalarni to'la ho'llaydi deb hisoblansin.

Javobi: 32 N .

9-masala. 500 sm^3 suvda 15 g qand eritilgan. Agar eritmaning harorati 100°C bo'lsa, eritma ustidagi bug'ning bosimi qancha bo'ladi? Eritma zichligini 1 g/sm^3 deb olinsin. Javobi: $\Delta P=159,9\text{ Pa}$

10-masala. 500 sm^3 suvda $1,5\text{ g}$ natriy xlorid eritilgan. Agar natriy xloridning hammasi to'la dissotsiasiyalangan deb hisoblansa, 0°C haroratda eritmadagi osmotik bosim qancha?

Javobi: $P=230\text{ kPa}$.

VIII BOB. QATTIQ JISMLARNING XOSSALARI

75-§. QATTIQ JISMLAR

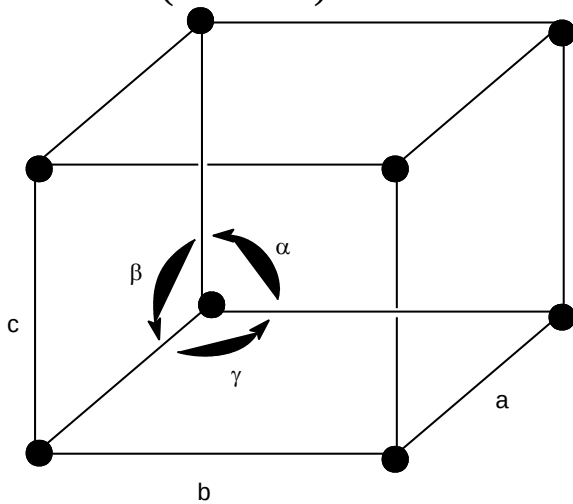
Qattiq jismlar o'zlarining xossalariqa qarab ikki turga bo'linadi. Ulardan birlari **kristall jismlar** deb atalsa, ikkinchilari esa **amorf jismlar** deb ataladi. Amorf jismlar shakllarini saqlash qobiliyatiga ko'ra, qattiq jismlarga tegishli bo'ladi, biroq boshqa xossalari jihatidan suyuqliklardan farq qilmaydi. Masalan, amorf jismlar suyuqliklar kabi izotrop bo'ladi, ya'ni ularning fizik xossalari hamma yo'nalishlar bo'yicha bir xil. Bu tur moddalar o'z tabiatiga ko'ra qovushoqligi juda katta bo'lgan suyuqliklarga o'xshash bo'ladi. Shu sababli ular odatdagi va past haroratlarda oqa olmaydi. Biroq harorat ortganda ularning qovushoqligi kamayib borib, suyuqliklarga xos oqish qobiliyatiga ega bo'lib boradi.

Haqiqiy qattiq jismlarda, ya'ni kristall jismlarda harorat ortishi bilan bunday yumshoqlanish ro'y bermaydi. Kristall jismlar ham harorat ortganda suyuq holatga o'tadi. Biroq, bunday o'tish har bir kristall modda uchun aniq bir haroratda - **erish haroratida ro'y** beradi. Kristall jismlarni amorf jismlardan farqlovchi yana bir muhim xususiyati ularning **anizotropligi**, ya'ni kristall jismlar fizik xossalariining turli yo'nalishlar uchun bir xil emasligidir. Kristall va amorf jismlar xossalariidagi farqlar ularning ichki tuzilishidagi o'ziga xoslik bilan tushuntirilishi mumkin.

Kristall jismlarda ularni tashkil qilgan atomlar (yoki boshqa zarralar) bir-biriga nisbatan aniq bir tartibda joylashgan bo'lib, bunday tartib jismning butun hajmiga tegishli bo'ladi. Bunday tartib uzoq tartib nomini olgan. Amorf va jumladan suyuq jismlarda faqat yaqin qo'shni atomlarga tartibli joylashgan bo'lishi mumkin (yaqin tartib). Shuni qayd qilib o'tish lozimki, ba'zi kristall jismlarda, masalan, metallarda anizotroplik hamma vaqt ham nomoyon bo'lavermaydi. Bunga sabab, bu jismlarning juda ko'p mayda kristalchalardan tashkil topganligidadir. Bunday jismlar monokristallardan (zarrachalari butun hajm bo'yicha tartib bilan joylashgan) farqli ravishda polikristallar deb ataladi. Kristallanish jarayonida mono, yoki polikristallarning hosil bo'lishi, bu jarayon qanday sharoitlarda o'tishga bog'liq bo'ladi.

76-§. KRISTALL PANJARALAR

Yuqorida aytganimizdek, kristallarning asosiy xususiyati uni tashkil qilgan zarralarning (atomlar, molekulalar yoki ionlarning) fazoda tartib bilan joylashganligidir. Fazoda tartib bilan joylashgan bunday atomlar (yoki boshqa zarralar) to'plamidan tashkil topgan strukturaga **kristall panjara** deb ataladi. Atomlarning o'zi joylashgan nuqtalarni (aniqrog'i, ularni muvozanat holatlarida joylashgan nuqtalarini) kristall **panjara tugunlari** deyiladi. Kristall panjara "katakchalardan" tashkil topgan. Katakcha (yoki **elementar yacheyka**) kristall panjaraning shunday eng kichik qismiki, uni o'z-o'ziga parallel ko'chirish orqali butun kristall panjarani hosil qilish mumkin (76-rasm).



76-rasm

Kristallografiyada fazoviy panjaralar tasavvurini gipoteza tariqasida O. Brave 1848 yilda kiritgan. Rus olimi Y.S. Fyodorov simmetriya haqidagi matematik ta'limotni yaratdi va kristallarda zarrachalarning barcha tasavvur qilinadigan fazoviy joylashishlarini ko'rsatib berdi.

Tekshirishlar hammasi bo'lib simmetriya belgilariga ko'ra, 32

simmetriya sinfiga birlashtiriluvchi 230 ta fazoviy gruppalar mavjud ekanini ko'rsatadi.

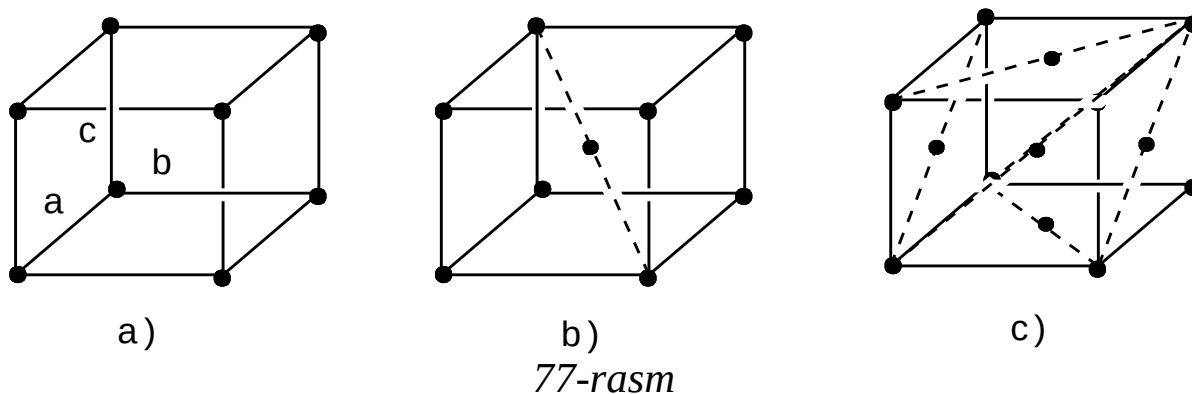
Kristallning yoki jismlarning simmetriyasi uning simmetriya operatsiyalari deb ataladigan o'rin almashtirishlarida o'z-o'zi bilan ustma-ust tushish xossalarini ifodalaydi. Simmetriya almashtirishlariga quyidagilar kiradi: 1) jismning barcha nuqtalarini ma'lum masofaga parallel ko'chirish-translyasiya; 2) jismni biror o'q (simmetriya o'qi) atrofida biror burchakka burilishi; 3) simmetriya tekisligida akslanishi; 4) inversiya yoki nuqtada (simmetriya markazida) akslanish va bunday almashtirishlarning barcha kombinatsiyalari. Simmetriya o'qi, simmetriya tekisligi, nuqtalar (simmetriya markazi) va boshqalar simmetriya elementlari deyiladi. Biror kristall panjara ega bo'lgan barcha simmetriya elementlari to'plami – bu panjara-ning **fazoviy gruppasi** deyiladi.

Simmetriya elementlari turli kristallarda turlicha kombinasiyada uchraydi. Simetriya elementlarining mumkin bo'lgan har bir kombinasiyasi **simmetriya sinfi** deb ataladi va bunday kombinasiyalarning umumiy soni 32 ta.

Elementar yacheykalarining shakliga qarab kristallar 7 ta simmetriya tizimsiga ajratiladi. Yacheykalar qirralarini (76-rasm) a, v, c lar bilan, qirralar orasidagi burchaklarni α , β , γ lar bilan belgilaymiz. Yettita kristallografik tizimlar elementar yacheykalarining parametrlari quyidagicha:

1)	kubik	$a=v=c$;	$\alpha=\beta=\gamma=90^0$
2)	tetragonal	$a=v\neq c$;	$\alpha=\beta=\gamma=90^0$
3)	rombik	$a\neq v\neq c$;	$\alpha=\beta=\gamma=90^0$
4)	romboedrik	$a=v=c$;	$\alpha=\beta=\gamma\neq 90^0$
5)	geksagonal $\gamma=60^0$	$a=v\neq c$;	$\alpha=\beta=90^0$,
6)	monoklin $\beta\neq 90^0$	$a\neq v\neq c$;	$\alpha=\gamma=90^0$,
7)	triklin	$a\neq v\neq c$;	$\alpha\neq\beta\neq\gamma\neq 90^0$

Yuqorida qayd qilib o'tilgan panjaralar ichida eng simmetriyaligi kubik tizimga kiruvchi panjaradir (77-rasm).



Ulardan birinchisi (77,a-rasm) oddiy kubik panjara, ikkinchisi (75,b-rasm) hajmiy va uchinchisi (77,c-rasm) yoqlari markazlashgan kubik panjara deb ataladi.

Metallarda kristall panjaraning tugunlarida metall atomining musbat ionlari joylashgan bo'lib, ular orasida erkin elektronlar harakatlanib yuradi. Molekulalardan tashkil topgan ba'zi moddalarning kristall panjarasi tugunlarida molekulalar joylashgan. Ko'pchilik ximiyaviy birikmalar (masalan, osh tuzi NaCl, xlorli seziiy

CsCl, rux temirtoshi ZnS, flyuorit CaF_2 , kuprit Cu_2O , rutil TiO_2) kristall panjaralarining tugunlarida ionlar joylashgan.

77-§. KRISTALLOGRAFIK KOORDINATA TIZIMI

Kristalllardagi turli tekisliklar va yoʻnalishlarni farqlash uchun maxsus koordinatalar tizimsidan foydalaniladi. Buning uchun panjara tugunlaridan biri koordinata boshi qilib, panjara elementar yacheykasining mos qirralarini esa koordinata oʻqi qilib olinadi. Bunday tizimda koordinatalar mos yoʻnalishdagi atomlararo masofalarga teng boʻlgan birliklarda oʻlchanadi. Bunday uzunlik birliklarini oʻq boʻyicha birliklar deyiladi va bu birliklar turli koordinata oʻqlari boʻyicha turlicha boʻladi.

Oʻzaro parallel boʻlgan tekisliklardagi tugunlar zichligi bir xil boʻlganligi uchun ularni bir xil maxsus **Miller indeksleri** bilan belgilash qabul qilingan. Bu indekslar quyidagicha topiladi: kristall tekislikning koordinata oʻqlari bilan kesishgan uchta nuqtasining koordinatasi aniqlanadi. Bu sonlarning teskari qiymatlari bitta umumiy maxrajga keltiriladi. U holda kasrning suratlari Miller indekslarini beradi. Masalan, koordinata oʻqlarini 4, 1, 2 nuqtalarda kesib oʻtuvchi tekislik uchun bunday amal quyidagi 1, 4, 2 sonlarini beradi va bu tekislik ramziy ravishda $[1\ 4\ 2]$ koʻrinishda belgilanadi. Agar kristall tekislik koordinata oʻqlaridan biriga parallel boʻlsa, u holda bu koordinataga tegishli Miller indeksi nolga teng boʻladi. Masalan, koordinatalari 1,1 va ∞ boʻlgan tekislikning Miller indeksleri mos ravishda 1,1 va 0 boʻladi.

Kristall panjaradagi biror tugunlar chizigʻining yoʻnalishini koʻrsatish uchun shu yoʻnalish boʻylab ixtiyoriy uzunlikdagi vektor tanlanadi va uning koordinata oʻqlari boʻylab tashkil etuvchilari aniqlanadi. Bu holda bu vektor tashkil etuvchilarining nisbatlariga teng boʻlgan eng kichik butun sonlar yoʻnalishlarning indeksleri boʻladi. Masalan, vektorning tashkil etuvchilari mos ravishda 4, 6 va 8 boʻlsa, bu vektorga muvofiq boʻlgan yoʻnalishning indeksleri 2, 3 va 4 boʻladi. Ramziy ravishda bu yoʻnalish quyidagicha belgilanadi: $[2\ 3\ 4]$.

Kubik kristalllarda biror yoʻnalishga mos keluvchi indekslar toʻplami shu yoʻnalishga perpendikulyar boʻlgan tekislikning Miller indeksleri toʻplami bilan bir xil boʻladi. Masalan, kubning

(111) tekisligiga perpendikulyar bo'lgan yo'nalishining indeksleri [111] bo'ladi.

78-§. QATTIQ JISMLARDA ISSIQLIK HARAKATI VA QATTIQ JISMLARNING ISSIQLIK SIG'IMI

Qattiq jismning zarralarini (atomlarini) kristall panjara tugunlarida joylashgan moddiy nuqtalar to'plami deb qarash mumkin. Atomlar panjara tugunlaridagi muvozanat vaziyatlari atrofida issiqlik tebranishlari bajaradi. Har bir atomning energiyasi uning kinetik va potensial energiyalari yig'indisidan iborat bo'ladi.

Kristall panjaraning tugunida turgan har bir zarra tebranishini koordinata o'qlari bo'ylab uchta tashkil etuvchiga ajratish mumkin. Har bir tashkil etuvchining energiyasi kinetik va potensial energiyalar yig'indisidan iborat bo'ladi. Har bir tebranishga ikkita erkinlik darajasi to'g'ri kelishini e'tiborga olsak, qattiq jismning har bir zarrasi oltita erkinlik darajasiga ega ekanligi ma'lum bo'ladi. Har bir erkinlik darajasiga o'rtacha kT energiya to'g'ri keladi. Shu sababli bitta atomga to'g'ri keluvchi o'rtacha energiya $3kT$ ga teng bo'ladi. Bu kattalikni Avogadro soniga ko'paytirib, qattiq jism bir molining ichki energiyasi uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$U = 3RT \quad (1)$$

Bundan qattiq jismning o'zgarmas hajmidagi molyar issiqlik sig'imi uchun

$$C_v = \frac{dU}{dT} \quad (2)$$

ifodani hosil qilamiz.

(2) ifodadan ko'rinadiki, qattiq holatdagi barcha ximiyaviy elementlarning molyar issiqlik sig'imi hamma elementlar uchun haroratga bog'liq bo'lmagan va birday qiymatga ega bo'lgan kattalikdir. Bu xulosaga Dyulang va Pti qonuni deb ataladi.

Agar qattiq jism sifatida molekulasidagi atomlar soni n ta bo'lgan ximiyaviy birikma olinsa, u holda bu qattiq jismning molyar issiqlik sig'imi molekulalari bir atomli bo'lgan moddanikidan n marta katta bo'ladi, ya'ni qattiq birikmaning molyar issiqlik sig'imi u tarkib topgan elementlarning molyar issiqlik sig'implari yig'indisiga teng bo'ladi. Ko'rinadiki, bu holda ham issiqlik sig'imi haroratga bog'liq bo'lmagan kattalik bo'ladi.

Ko'p sonli tajribalar shuni ko'rsatadiki, harorat pasayishi bilan kristallarning issiqlik sig'imi kamaya boradi va absolyut nolga yaqinlashganda nolga intiladi. Klassik nazariya bo'yicha issiqlik sig'imining haroratga bog'liq bo'lmashligi energiyaning erkinlik darajalari bo'yicha teng taqsimlanishi va erkinlik darajalari sonining o'zgarmas deb hisoblanishi natijasidir.

Issiqlik sig'imining haroratga bog'liqligini Plank tomonidan rivojlantirilgan kvantlar nazariyasiga tayanib, Eynshteyn (1907), keyinroq esa Debay va boshqalar nazariy jihatdan ko'rsatib berdilar.

Kvant nazariyasiga muvofiq molekulalarning energiyasi diskret va ularning energiyasi $h\nu$ kattalikka butun karalidir:

$$E = nh\nu \quad (3)$$

bu yerda n - ixtiyoriy butun son, ν - molekulaning tebranishlar chastotasi, h - Plank doimiysi. Eynshteyn barcha zarrachalar birday chastotada tebranadi deb faraz qilib, bir mol kristall ichki energiyasi uchun quyidagi ifodani oldi:

$$U = 3N_a \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (4)$$

Katta T larda (4) ifoda $3RT$ ga teng qiymatni olib, klassik nazariya bilan mos tushadi. Debay o'z nazariyasida tebranish chastotalarining butun bir to'plami mavjud, deb faraz qildi. U juda past haroratlarda qattiq jismning ichki energiyasi absalyut haroratning to'rtinchi darajasiga proporsional ekanligini aniqladi:

$$U = aT^4 \quad (5)$$

bu yerda a - o'zgarmas ko'paytuvchi. Bu ifodadan issiqlik sig'imi uchun quyidagi kelib chiqadi:

$$C_v = 4aT^3 \quad (6)$$

Bu ifodadan ko'rinadiki, juda past haroratlarda issiqlik sig'imi absolyut haroratning kubiga proporsional ekan. Umuman olganda, issiqlik sig'imining haroratga bog'lanishi juda murakkab bo'lib, Debayning kublar qonuni faqat juda past haroratlarda – absolyut nol yaqinidagina issiqlik sig'imining haroratga bog'lanishini to'g'ri ifodalaydi. Ba'zi qattiq jismlar uchun o'ta past haroratlarda Debayning kublar qonuni o'rinli bo'lmay qoladi. Masalan, A.A.Tarasov nazariyasiga binoan, qatlamli tuzilishga ega bo'lgan

jismlar uchun past haroratlarda issiqlik sig'imi absolyut haroratning kvadratiga proporsional bo'lib qolar ekan. A.A.Tarasovning bu nazariyasi grafit, galliy va boshqa jismlar uchun tajribada tasdiqlangan. Zarrachalari zanjirsimon bog'lanishda bo'lgan qattiq jismlarning issiqlik sig'imi A.A.Tarasov nazariyasiga muvofiq, absolyut nol yaqinida haroratning birinchi darajasiga proporsional bo'ladi.

79-§. QATTIQ JISMLARNING ERISHI VA SUBLIMATSIYASI

Modda qattiq holatdan suyuq holatga ham, suyuq holatni chetlab, gazsimon holatga ham o'tishi mumkin. Qattiq jismlarning suyuq holatga o'tish jarayoni erish deb ataladi. Kristall jismlarning erishi izotermik jarayonda, ya'ni erish o'zgarmas haroratda ro'y beradi. Erish paytida haroratning o'zgarmasligiga sabab, bu jarayonda unga berilayotgan issiqlikning barchasi kristall panjaraning buzilishiga sarflanadi.

Tashqi bosim ortganda erish harorati ortadi. Uning ortishiga sabab shuki, tashqi bosim atomlarni o'zaro yaqinlashtiradi, shu sababli erishda atomlarni bir-biridan uzoqlashtirish, ya'ni kristallni buzish uchun yuqori bosimda kattaroq issiqlik harakati kerak bo'ladi. Bunga esa haroratni orttirish yo'li bilan erishish mumkin.

Qattiq jismlarning bug'lanishi **sublimasiya** deb ataladi. Ko'p qattiq moddalar sezilarli darajada bug'ga aylanmaydi. Lekin, shunday kristall moddalar ham borki, ular sezilarli darajada bug'lanib turadi. Bunga misol qilib naftalin bilan kamforani ko'rsatish mumkin. Muz ham shunday xossaga ega. Shuning uchun sovuqda tashqariga ilib quyilgan ho'l kiyim-bosh avval muzlab, so'ng bir qancha vaqtdan keyin quriydi, demak muz bug'lanib ketadi. Sublimasiya yuz berishiga sabab shuki, vaqti - vaqti bilan kinetik energiyasi tutinish kuchlarini yengishga yetarli bo'lgan atom yoki molekulalar jism sirtidan ajralib chiqib, atrofdagi gaz atmosferasiga ketib turadi.

Sublimasiya qonunlari suyuqliklarning bug'lanish qonunlariga o'xshash. Sublimasiya issiqligi erish issiqligi bilan bug' hosil qilish issiqliklarining yig'indisiga teng bo'ladi.

Qattiq jismning bug'lanuvchi zarralari qattiq jism sirtida bug' hosil qiladi. Ma'lum bosim va haroratda bug' va qattiq jism muvozanatda bo'lishi mumkin. Qattiq jism bilan muvozanatda bo'lgan bug' ham to'yingan bug' deb ataladi. Suyuqliklardagi singari, qattiq

jism ustidagi to'yingan bug'ning bosimi ham haroratga bog'liq bo'ladi va harorat pasayishi bilan tez kamayadi.

80-§. BIRINCHI VA IKKINCHI TUR FAZAVIY O'TISHLAR

Birinchi tur fazaviy o'tishlarga modda agregat holatining o'zgarishi misol bo'la oladi. Masalan, moddaning suyuq va gazsimon holatdan qattiq holatga o'tishi (kristallanish), suyuqlikning bug'lanishi va aksincha o'tishlar birinchi tur fazaviy o'tishlardir. Bu turdagi fazaviy o'tishlarda jism energiya ajratadi yoki yutadi. Shu sababli energiyaning yoki energiya bilan bog'liq bo'lgan boshqa kattaliklarning sa-krashsimon o'zgarishi bilan bo'ladigan fazaviy o'tishlar birinchi tur fazaviy o'tishlar deb ataladi.

Birinchi tur fazaviy o'tishlarda yangi faza birato'la butun hajmda paydo bo'lmaydi. Dastlab, yangi fazaning markazlari hosil bo'lib, so'ngra ular o'sib butun hajmga tarqaladi.

Moddaning qattiq holati turli kristall tuzilishlarga, ya'ni turli modifikasiyalarga ega bo'lishi mumkin. Masalan, qattiq uglerod grafit yoki olmos ko'rinishida mavjud bo'la oladi. Qattiq temir to'rt xil modifikasiyada (α -, β -, γ - va δ temir) mavjud bo'lishi mumkin. Ba'zi suyuqliklar ham turli modifikasiyalar ko'rinishida mavjud bo'la oladi. (masalan, suyuq geliy I va geliy II). Harorat va bosim o'zgarganda ba'zi modifikasiyalar boshqalariga aylanishi mumkin. Bunday aylanishlar ikkinchi tur fazaviy o'tishlar deb ataladi.

Ikkinchi tur fazaviy o'tishlarda issiqlik ajralmaydi yoki yutilmaydi, shuningdek, moddaning solishtirma hajmi o'zgarmaydi. Bunday o'tish butun hajmda kristall panjaraning uzluksiz o'zgarishi, ya'ni panjarada zarralarning o'zaro qayta joylashishi natijasida darhol ro'y beradi. Odatda bunday o'tish ma'lum bir haroratda ro'y beradi. Ikkinchi tur fazaviy o'tish sodir bo'ladigan bu haroratga Kyuri nuqtasi deb ataladi. O'tish nuqtasida ikki turli fazaning muvozanati bo'lmaydi, chunki o'tish butun hajmda birdaniga sodir bo'ladi. Bunday o'tishda issiqlikning ajralishi yoki yutilishi ro'y bermasada, o'tish nuqtasidan yuqori va past haroratlarda moddaning issiqlik sig'imi va hajmiy kengayish koeffitsiyenti turlicha bo'ladi.

Ba'zi bir ikkinchi tur fazaviy o'tishlarda kristall tuzilishining o'zgarishi ro'y bermaydi. Masalan, magnit qotishmalarning ferromagnit holatdan paromagnit holatga o'tishi bunday o'tishga taaluqlidir. Ba'zi metallarning normal holatdan o'ta o'tkazuvchan

holatga o'tishi ham shunday o'tishga misol bo'ladi. Bu jarayon mutlaq nolga yaqin haroratda yuz beradi va unga elektr qarshilikning nolgacha sakrashesimon kamayishi xosdir.

Fazaviy o'tishlarda asosiy rolni fizikaviy kattaliklarning fluktuasiyalari o'ynaydi. O'tish nuqtasi yaqinida fluktuasiya bilan qamrab olingan hajmda yangi faza hosil bo'lish ehtimoli ortadi. Masalan, zichlikning fluktuasiyasi kristallanish markazining yuzaga kelishiga sabab bo'ladi. Birinchi va ikkinchi tur fazaviy o'tishlarda o'tish nuqtasi yaqinida fluktuasiyalar turlicha rivojlanadi.

Birinchi tur fazaviy o'tishlarda o'tish nuqtasiga yaqinlashgan sari yangi fazaga sabab bo'ladigan fluktuasiyalar soni ortib boradi va ularning hosil bo'lish joylarida yangi fazaning markazlari paydo bo'la boshlaydi. Ikkinchi tur fazaviy o'tishlarda yangi faza birdaniga butun hajmda paydo bo'ladi. Shu sababli har qanday mikroskopik fluktuasiyalar fazaviy o'tishga olib kelmaydi. O'tish nuqtasiga juda yaqin bo'lgan holatlarda yuzaga keluvchi fluktuasiyalargina yangi fazaning vujudga kelishiga sabab bo'lishi mumkin. O'tish haroratiga yaqinlashgan sari yangi fazaga o'tishga sabab bo'luvchi fluktuasiyalar moddaning tobora katta hajmni qamrab oladi va nihoyat o'tish nuqtasida ular cheksiz ko'p bo'lib qoladi, ya'ni yangi faza butun hajmda birdaniga hosil bo'ladi.

Ikkinchi tur fazaviy o'tishlar birinchi tur fazaviy o'tishlarga nisbatan ancha murakkab bo'lib, o'tish nuqtasi atrofida bo'ladigan hodisalar va jarayonlar hali oxirigacha to'liq o'rganilgan emas.

Savollarga javob bering

1. Qattiq jism zarralari qanday harakat qiladi?
2. Simmetriya va simmetriya elementlari nima?
3. Kristall panjara nima?
4. Mono va polikristall nima?
5. Anizotropiya nima?
6. Qanday panjaraga sodda, hajmiy markazlashgan va yoqlari markazlashgan panjaralar deyiladi?
7. Issiqlik sig'imining haroratga bog'liqligi qanday tushuntiriladi?
8. Erish va sublimasiya nima?
9. Erish harorati tashqi bosimga qanday bog'langan?
10. I va II tur fazaviy o'tishlar bir-biridan nima bilan farq qiladi?

Masalalar

1-masala. Hajmi va qirrasi markazlashgan kubsimon panjaralarning elementar yacheykasiga to'g'ri keluvchi tugunlar soni aniqlansin. Javobi: 2 va 4.

2-masala. Koordinata o'qlarini 2, 1 va 1 birligiga mos keluvchi nuqtalarida joylashgan tugunlar orqali o'tuvchi tekislik uchun Miller indeksleri topilsin. Panjara kubsimon. Javobi: (122).

3-masala. Oddiy kubsimon panjaraning koordinatalari $A(1,0,0)$ va $V(0,0,1)$ bo'lgan tugunlari orqali o'tuvchi to'g'ri chiziqning ko'rsatkichlari topilsin.

Javobi: (101).

4-masala. Oddiy kubsimon panjaraning tekisliklari tizimi (111) ko'rsatkichlar bilan berilgan. Agar panjara doimiysi $0,3 \text{ nm}$ bo'lsa, qo'shni tekisliklar orasidagi masofa aniqlansin. Javobi: $0,173 \text{ nm}$.

5-masala. Agar panjarasining qirrasi markazlashtirilgan kubsimon shaklda ekanligi va eng yaqin qo'shni atomlari orasidagi masofa $0,43 \text{ nm}$ ga tengligi ma'lum bo'lsa, stronsiy kristallining zichligi topilsin.

Javobi: $2,6 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$

6-masala. Agar eng yaqin qo'shnilari orasidagi masofa $0,304 \text{ nm}$ ga teng bo'lsa, kristallning nisbiy atom massasi aniqlansin. Panjara hajmi markazlashtirilgan kubsimon shaklda. Kristallning zichligi $\rho=534 \text{ kg/m}^3$. Javobi: 6,95 (litiy).

7-masala Kalsiy kristalining panjara parametri va eng yaqin qo'shni atomlar orasidagi masofa d aniqlansin. Panjara qirrasi markazlashtirilgan kubsimon bo'lib, kristallning zichligi, $55 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$. Javobi: $a=0,56 \text{ nm}$, $d=0,4 \text{ nm}$.

8-masala. Kubsimon panjarada tekislik (011) Miller ko'rsatkichlari bilan to'g'ri chiziqning yo'nalishi esa (111) ko'rsatkichlari bilan berilgan. To'g'ri chiziq va tekislik orasidagi φ burchak aniqlansi. Javobi: $\varphi=54^{\circ}40'$.

9-masala. Klassik nazariyadan foydalanib, NaCl va CaCl_2 kristallarining solishtirma issiqlik sig'implari S hisoblansin.

Javobi: $825 \text{ J/kg} \cdot \text{K}$, $675 \text{ J/kg} \cdot \text{K}$.

10-masala. Issiqlik muvozanatida bo'lgan klassik chiziqli garmonik ossillyatorning o'rtacha energiyasi uchun formula chiqarilsin. Javobi: $E=\kappa T$.

Testlar

1. Izobarik jarayonda 2 atomli gazga berilgan issiqlik miqdorining qancha qismi ichki energiyaga aylanadi?

- A) $5/7$ B) $3/4$ C) $4/5$ D) $2/3$ E) $3/5$

2. Izobarik jarayonda bir atomli gazga berilgan issiqlik miqdorining qancha qismi (% larda) gazning ish bajarishiga sarf bo'ladi?

- A) 40% B) 50% C) 30% D) 25% E) 20%

3. 2 atomli gazni izobarik ravishda kengaytirishda 2,8 kJ issiqlik sarflangan bo'lsa, bunda gaz necha Joul ish bajargan?

- A) 800 B) 1700 C) 1200 D) 1000 E) 2000

4. Gaz bosimi 6 atm, hajmi 7 l, harorati 400 K bo'lgan holatdan bosimi 3 atm, hajmi 14 l bo'lgan holatga o'tganda uning harorati necha gradusga teng bo'lib qoladi?

- A) 123°C B) 223°C C) 173°C D) 153°C E) 100°C

5. Ideal gazning ichki energiyasi ga bog'liq.

A) faqat T ga; B) uning uchchala parametri -T, P va V ga; C) faqat T va V ga; D) faqat P ga; E) faqat V ga .

6. Gaz molekulalari tezligi 1) o'zaro to'qnashuvlarda; 2) idish devori bilan to'qnashganda; 3) o'z-o'zidan uzluksiz ravishda; 4) harorat o'zgarganda o'zgaradi.

- A) 1,4 B) 1,2 C) 2,4 D) 1,3 E) 1

7. Gaz molekulalarining eng katta ehtimolli tezlikka ega bo'lish ehtimolligi P_1 , o'rtacha arifmetik tezlikka ega bo'lish ehtimolligi P_2 va o'rtacha kvadratik tezlikka ega bo'lish ehtimolligi P_3 orasida qanday munosabat o'rinli?

- A) $P_1 > P_2 > P_3$ C) $P_3 > P_2 = P_1$
B) $P_3 < P_2 < P_1$ D) $P_3 > P_1 > P_2$ E) $P_2 > P_3 > P_1$

8. 10 mol ideal gazning harorati o'zgarmas bosimda 10°C ga oshirilsa, gaz qancha ish bajaradi?

A) 831J B) 415J C) 100J D) 900J E) 1000J

9. Bosimi 200 kPa, hajmi 3 l bo'lgan gazning bosimi o'zgarmas hajmda ikki marta oshirilgach uning hajmi bosimi o'zgarmagan holda ikki marta oshirildi. Bunda gaz qancha (kJ) ish bajargan?

A) 1,2 B) 1200 C) 0,6 D) 600 E) 6

10. Bosimi 100 kPa, hajmi 4 l bo'lgan gazning harorati avval 100 K ga oshirildi. So'ngra gaz bosimi 200 kPa, hajmi 3 l bo'lgan holatga o'tkazildi. Agar gaz bir atomli bo'lsa, uning ichki energiyasi qanchaga o'zgargan (kJ) ?

A) 0,3 B) 0,4 C) 0,6 D) 0,8 E) 1,0

11. Birday haroratda suyuqlik va uning bug'i solishtirma issiqlik sig'imi haqida nima deyish mumkin?

A) bug'niki kattaroq; B) suyuqlikniki kattaroq; C) ikkala holatda bir xil; D) suyuqlik turiga bog'liq; E) J.I.T.Y.

12. Harorat ortganda suyuqliklarning sirt taranglik koeffitsiyenti:

A) kamayadi; B) ortadi; C) avval ortib, keyin kamayadi; D) avval kamayib, keyin ortadi; E) suyuqlik turiga bog'liq.

13. Harorat ortib borishi bilan suyuqlik va gazlarning qovushoqligi:

A) gazlarnikida ortib, suyuqliklarnikida kamayib boradi; B) kamayib boradi; C) ortib boradi; D) gazlarnikida kamayib, suyuqliklarnikida ortib boradi; E) gazlarnikida o'zgarmay, suyuqliklarnikida kamayib boradi.

14. Harorat ortib borishi bilan solishtirma bug'lanish issiqligi:

A) kamayib boradi; B) ortib boradi; C) o'zgarmaydi; D) ba'zilariniki o'zgarmay, qolganlariniki kamayib boradi; E) avval ortib, keyin kamayib boradi.

15. Agar bir atomli gaz molekulalarining o'rtacha kinetik energiyasi $3 \cdot 10^{-19}$ J ga, konsentrasiyasi $2 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ bo'lsa, uning bosimi necha kPa bo'ladi?

A) 400 B) 300 C) 200 D) 250 E) 600

16. Zichligi $0,6 \text{ kg/m}^3$, molekulalarining o'rtacha kvadratik tezligi 800 m/s bo'lsa, uning bosimi necha kPa ga teng bo'ladi?

- A) 128 B) 228 C) 360 D) 48 E) 480

17. Bosimi 3300 kPa va zichligi $1,1 \text{ kg/m}^3$ bo'lgan molekulalarining o'rtacha kvadratik tezligi necha m/s ga teng?

- A) 3000 B) 600 C) 700 D) 2000 E) 300

18. Hajmi 138 sm^3 bo'lgan idishdagi gaz bosimi 300 K haroratda $3 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ bo'lsa, idishdagi molekulalar soni nechta?

- A) 10^{22} B) $2 \cdot 10^{19}$ C) 10^{20} D) 10^{21} E) $4,6 \cdot 10^{25}$

19. Gaz molekulalarining o'rtacha kinetik energiyasi uning

1) tezligining o'rtacha qiymatiga; 2) tezligi kvadratining o'rtacha qiymatiga;

3) absolyut haroratga; 4) Selsiy shkalasi bo'yicha o'lchanadigan haroratga proporsional.

- A) 2,3 B) 1,2 C) 3,4 D) 3 E) 4

20. Massalari $\frac{1}{2}$ nisbatda bo'lgan ikki gaz aralashmasining o'rtacha molyar massasi μ nimaga teng?

- A) $\frac{3\mu_1\mu_2}{2\mu_1 + \mu_2}$ B) $\frac{2\mu_1\mu_2}{\mu_1 + 2\mu_2}$ C) $\frac{1}{2}\mu_1\mu_2$ D) $\frac{2\mu_1\mu_2}{\mu_1 + \mu_2}$ E) $\frac{\mu_1 + \mu_2}{2}$

21. Massasi 148 g bo'lgan dietil efirda ($\text{C}_2\text{H}_5\text{OC}_2\text{H}_5$) nechta atom bor?

- A) $1,8 \cdot 10^{25}$ B) $1,6 \cdot 10^{24}$ C) $1,2 \cdot 10^{24}$ D) $2,2 \cdot 10^{24}$ E) $3,6 \cdot 10^{25}$

22. Atom va molekulalarning o'lchamlari:

- A) 10^{-8} sm ; B) 10^{-10} mm ; C) 10^{-11} m ; D) 10^{-2} mkm ; E) 10^{-8} m .

23. Sinashlarda biror voqeaning ro'y berish ehtimolligi $\frac{1}{2}$ ga tengligi ma'lum bo'ldi. Sinashlar soni 4 ga teng bo'lganda, shu voqeaning 2 marta ro'y berish ehtimolligi qiymati nimaga teng bo'ladi?

- A) $\frac{3}{8}$ B) $\frac{1}{4}$ C) $\frac{1}{8}$ D) $\frac{6}{8}$ E) $\frac{5}{8}$

24. Mutlaq harorat noli:

A) molekulyar harakatlar to'xtaydigan haroratdan; B) o'tkazgich elektr qarshiligi nolga teng haroratdan; C) muzning erish haroratidan; D) simob qotadigan haroratdan; E) havo suyuq holatga o'tadigan haroratdan boshlanadi.

25. Bosimi 200 Pa va hajmi 30 l bo'lgan ikki atomli gazning ichki energiyasi qiymati nimaga teng?

A) 15 J B) 13 J C) 11 J D) 45 J E) 90 J

26. Izobarik jarayonda 2 atomli gazga berilgan issiqlik miqdorining qancha qismi ichki energiyaga aylanadi?

A) 5/7 B) 3/4 C) 4/5 D) 2/3 E) 3/5

27. Izobarik jarayonda bir atomli gazga berilgan issiqlik miqdorining qancha qismi (% larda) gazning ish bajarishiga sarf bo'ladi?

A) 40% B) 50% C) 30% D) 25% E) 20%

28. 2 atomli gazni izobarik ravishda kengaytirishda 2,8 kJ issiqlik sarflangan bo'lsa, bunda gaz necha Joul ish bajargan?

A) 800 B) 1700 C) 1200 D) 1000 E) 1000

29. Gaz bosimi 6 atm, hajmi 7 l, harorati 400 K bo'lgan holatdan bosimi 3 atm, hajmi 14 l bo'lgan holatga o'tganda uning harorati necha gradusga teng bo'lib qoladi?

A) 123°C B) 223°C C) 173°C D) 153°C E) 100°C

30. Bosimi 30 kPa bo'lgan gazning zichligi 1 kg/m³ bo'lsa, gaz molekulalarining o'rtacha kvadratik tezligi necha m/s ga teng?

A) 300 B) 200 C) 350 D) 400 E) 500

31. Uzunligi 30 sm bo'lgan sterjen harorati 70 K ga oshirilganda 0,42 mm ga uzaygan bo'lsa, uning chiziqli kengayish koeffitsiyenti qiymati nimaga teng (1/K da)?

A) $2 \cdot 10^{-5}$ B) $2,5 \cdot 10^{-5}$ C) $2,9 \cdot 10^{-5}$ D) $2,5 \cdot 10^{-4}$ E) $2 \cdot 10^{-4}$

32. Harorati 0°C bo'lgan 4,2 kg muzni butunlay eritish uchun necha kilogramm 50°C li issiq suv kerak bo'ladi? Muzning solishtirma erish issiqligi 330 kJ/kg , suvning solishtirma issiqlik sig'imi $4,2 \text{ kJ/kg}$ ga teng.

- A) 6,60 B) 2,10 C) 3,30 D) 0,84 E) 12

33. Kristallarning qotish harorati:

A) erish haroratiga teng; B) erish haroratidan katta; C) erish haroratidan kichik; D) erish harorati bilan qonuniy bog'lanmagan; E) qotish bilan erish harorati orasidagi farq uning mono- yoki polikristall ekanligiga bog'liq.

34. To'g'ri javobni toping:

A) kristallarning barchasida nuqsonlar mavjud; B) monokristallarda nuqsonlar bo'lmaydi; C) harorat ortganda kristallardagi nuqsonlar kamayadi; D) nuqsonlar faqat nuqtaviy xususiyatga ega; E) nuqsonlar faqat chiziqliy xususiyatga ega.

35. Molyar massa deb nimaga aytiladi?

A) $6 \cdot 10^{23}$ ta zarrachadan (atom, molekula) tashkil topgan modda massasiga; C) berilgan modda atomi massasining uglerod atomi massasining $1/12$ qismi nisbatiga; D) 273 K da 1 l hajmdagi modda massasiga; B) molekulalarning grammlarda ifodalangan massasiga; E) berilgan modda molekulasi massasining uglerod atomining $1/12$ qismi massasiga nisbatiga.

36. Gaz ideal bo'lishi uchun nimalarni hisobga olmaslik kerak?

A) molekulalarning masofadan ta'sirlashishini; B) molekulalarning to'qnashgandagi o'zaro ta'sirini; C) molekulalar harakatini; D) molekulalar to'qnashuvini; E) molekulalar massalarini.

37. Issiqlik muvozanatida turgan ikkita turdagi gazning holat parametrlaridan qaysilari bir xil?

A) harorati; B) bosimi va hajmi; C) bosimi va harorati; D) bosimi; E) hajmi.

38. Haroratning molekulyar-kinetik ma'nosi nima?

A) molekular o'rtacha kinetik energiyasining o'lchovi; B) modda agregat holatini belgilovchi parametr; C) molekular to'qnashuvlari intensivligi o'lchovi; D) molekular potensial energiyasi o'lchovi; E) gazning bajargan ishi o'lchovi.

39. Gaz molekularining konsentrasiyasi 2 marta kamayib, harorati 2 marta ortsa, gazning bosimi qanday o'zgaradi?

A) o'zgarmaydi; B) ikki marta ortadi; C) to'rt marta ortadi; D) ikki marta kamayadi; E) to'rt marta kamayadi.

40. Ideal gazning harorati to'rt marta, hajmi ikki marta orttirilsa, uning bosimi qanday o'zgaradi? A) ikki marta ortadi; B) to'rt marta kamayadi; C) ikki marta kamayadi; D) to'rt marta ortadi; E) o'zgarmaydi.

41. Hajmi $0,8 \text{ m}^3$ bo'lgan gazning 300 K haroratdagi bosimi 280 kPa . Shu gazning 160 kPa bosim va $1,4 \text{ m}^3$ hajmdagi haroratini aniqlang.

A) 300 K ; B) 150 K ; C) 250 K ; D) 30 K ; E) 200 K

42. Atmosferadagi qaysi gaz molekulari tezroq harakat qiladi?

A) vodorod; B) kislorod; C) azot; D) karbonad angidrid; E) hammasi bir xil.

43. Agar gaz harorati 300 K ga oshirilganda, bosim va hajm ikki martadan ortgan bo'lsa, gazning oxirgi harorati necha Kelvin bo'ladi?

A) 400; B) 350; C) 550; D) 900; E) 1200

44. Hajmi $8,31 \text{ l}$ bo'lgan 1 mol gazning 27°C haroratdagi bosimi necha Pa?

A) $3 \cdot 10^5$; B) $2 \cdot 10^5$; C) $3 \cdot 10^4$; D) $4 \cdot 10^5$; E) $2 \cdot 10^4$

45. Ballondagi 27°C haroratdagi gaz 40 atm bosim hosil qiladi. Agar gazning yarmi chiqarib yuborilgandan so'ng harorat 12°C bo'lib qolgan bo'lsa, ballondagi bosim necha atm. bo'ladi?

A) 19; B) 20; C) 18; D) 17; E) 16

46. Ballondagi gaz chiqishi natijasida gazning massasi 1,5 marta, harorati 1,4 marta kamaysa, bosim necha marta kamayadi?

A) 2,1 ; B) 2,9 ; C) 1,5 ; D) 1,4 ; D) 1,07

47. Gaz 10 kPa bosimda 100 l hajmni egallaydi. Harorat o'zgarmaganda shu gaz 500 kPa bosimda necha litr hajmni egallaydi?

A) 2 ; B) 5 ; C) 20 ; D) 50 ; E) 25

48. O'zgaras haroratda gazning bosimi 1 atm. dan 400 mm.sim.ust. gacha o'zgarsa, gazning hajmi necha marta o'zgaradi?

A) 1,9 ; B) 1,4 ; C) 1,6 ; D) 1,2 ; E) 2,1

49. Idishdagi gazning harorati 10°C. Uning haroratini izobarik ravishda necha gradusga olib chiqqanimizda hajmi ikki marta oshadi?

A) 566 ; B) 40 ; C) 283 ; D) 373 ; E) 293

50. Sirt taranglik ko'effitsiyentining birligini ko'rsating.

A) J/m^2 ; B) N/m^2 ; C) $J \cdot s$; D) $N \cdot m$; E) $Pa \cdot s$

51. Gaz o'zgaras bosimda 27°C dan 57°C gacha isitilganda uning hajmi necha foizga ortadi?

A) 10 ; B) 30 ; C) 21 ; D) 15 ; E) 42

52. Maksvell taqsimoti qanday sharoitlarda o'rinli bo'ladi?

A) Termodinamik muvozanat qaror topganda; B) Har qanday sharoitda; C) Molekulalar tezliklar bo'yocha kuch maydonlaridagi taqsimoti uchun; D) Faqat harorat kritik haroratdan yuqori bo'lganda ; E) A-D da to'g'ri javob yo'q.

53. Nima uchun C_p -issiqlik sig'imi C_v - issiqlik sig'imidan katta?

A) $V=const$ bo'lganda gaz ish bajarmaydi va $P=const$ bo'lganda gaz kengayib ish bajaradi.; B) $V=const$ bo'lganda gaz ish bajarmaydi; C) bu ikki holda gaz molekulalari erkinlik darajalari soni turlicha; D) $P=const$ bo'lganda gaz kengayib ish bajaradi; E) $P=const$ bo'lganda gaz ko'proq ish bajaradi

54. Diffuziya ko'effitsiyentining birligini ko'rsating.

A) m^2/s ; B) $Pa \cdot s$; C) $Vt \cdot s$; D) $N/m \cdot s$; E) kg/s

55. Tizimning oʻz-oʻzidan muvozanat holatiga oʻtishida uning entropiyasi va holatining termodinamik ehtimolligi qanday oʻzgaradi?
A) ikkalasi ham ortadi; B) ehtimolligi kamayib, entropiyasi ortadi;
C) ehtimolligi ortib, entropiyasi kamayadi; D) ikkalasi ham kamayadi;
E) entropiyasi ortib, ehtimollik oʻzgarmasdan qoladi.

56. Absolyut nolga yaqinlashganda tizim entropiyasi
A) nolga intiladi; B) keskin oʻsha boshlaydi; C) $\sim T^4$ qonun bilan kamaya boshlaydi; D) ortishi ham, kamayishi ham mumkin; E) qanday oʻzgarishi haqida maʼlumot yoʻq.

57. Molyar issiqlik sigʻimining birligini koʻrsating.
A) $J/mol \cdot K$; B) $J/kg \cdot K$; C) $J/grad$; D) $N \cdot m/kg$; E) Vt/K

58. Diffuziya stasionar boʻlganda.
A) diffuziya gradiyenti va oqimi oʻzgarmay qoladi; B) diffuziya gradiyenti oʻzgarmasdan qoladi; C) diffuziya oqimi bir tekis kamayib boradi; D) diffuziya oqimi bir tekis ortib boradi; E) diffuziya oqimi oʻzgarmasdan qoladi.

59. Tizim holatining statistik vazni nima?
A) ayni bir makroholatni yuzaga keltiruvchi mikroholatlar soni; B) barcha makroholatlar soni; C) barcha mikroholatlar soni; D) ayni bir mikroholatni yuzaga keltiruvchi makroholatlar soni; E) A-D larda toʻgʻri javob koʻrsatilmagan.

60. Issiqlik oʻtkazuvchanlik koeffitsiyentining birligini koʻrsating.
A) $J/m \cdot s \cdot K$; B) $Vt/m^2 \cdot K$; C) $J/m^2 \cdot s$; D) $Vt/m^2 \cdot s$; E) J/m^2

61. Agar gaz molekulalarining oʻrtacha erkin yugurish yoʻli $3 \cdot 10^{-6}$ m, oʻrtacha arifmetik tezligi 500 m/s boʻlsa, gazning diffuziya koeffitsiyenti qiymati necha m^2/s boʻladi?
A) $5 \cdot 10^{-4}$; B) $1,5 \cdot 10^{-4}$; C) $0,6 \cdot 10^{-4}$; D) $6 \cdot 10^{-4}$; E) $15 \cdot 10^{-4}$

62. 6 g vodorodning hajmi ikki marta izotermik oshgandagi entropiyasi oʻzgarishi necha J/K ga teng boʻladi?
A) 17,3; B) 6,5; C) 3,4; D) 14,5; E) 12

63. Massasi 2,73 kg, harorati 0°C bo'lgan muz eriganda entropiyasi necha J/K ga ortadi ($\lambda=330 \text{ kJ/kg}$) ?

A) 3300; B) 660; C) 330; D) 9900; E) 2730

64. Qaynash haroratida (100°C da) massasi 373 g bo'lgan suv bug'langanda uning entropiyasi necha J/K ga ortadi?

A) 2300; B) 810; C) 4600; D) 700; E) 230

65. Issiqlik mashinasi Karno sikli bo'yicha ishlaydi. Agar mashina bir siklda 3000 J ish bajarib, sovutgichga 2000 J issiqlik uzatgan bo'lsa, uning FIK necha foifga teng?

A) 60; B) 40; C) 50; D) 15; E) 70

66. Issiqlik mashinasi isitgichdan olgan issiqlik miqdorining 60% ni sovutgichga beradi. Isitgichdan olingan 4000 J issiqlik hisobiga mashina necha J ga teng ish bajaradi?

A) 1600; B) 3600; C) 240; D) 2000; E) 2400

67. Ideal issiqlik mashinasining FIK 70% ga teng. Agar mashina isitgichining harorati 600 K ga teng bo'lsa, isitgich va sovutgich haroratlarining farqi necha $^{\circ}\text{C}$ ga teng bo'ladi?

A) 420°C ; B) 42°C ; C) 36°C ; D) 300°C ; E) 360°C

68. Issiqlik mashinasi olgan issiqlik miqdorining 70% ni sovutgichga beradi. Agar isitgich harorati 600 K ga teng bo'lsa, isitgich va sovutgich haroratlarining farqi necha K ga teng bo'ladi?

A) 420 K; B) 200 K; C) 180 K; D) 150 K; E) 120 K

69. Uchta bir xil hajmli idishda bir xil sharoitda vodorod, kislorod va CO_2 gazi qamalgan bo'lsa, ulardan qaysi birining zichligi eng kam bo'ladi?

A) vodorodniki; B) kislorodniki; C) CO_2 gaziniki; D) uchchallasiniki
bir xil; E) A-D da to'g'ri javob yo'q.

70. Bitta idishga qamalgan kislorod va azotlarning bosimlari bir xil bo'lsa, kislorod zichligining azot gazi zichligiga nisbati nimaga teng?

A) 8/7; B) 6/5; C) 7/8; D) 5/6; E) 1,25

71. 8 kg massa va 80°C haroratga ega bo'lgan suvga 20°C haroratli sovuq suvdan necha kg qo'shganda, aralashma harorati 30°C bo'ladi?

A) 40; B) 8; C) 24; D) 16; E) 48

72. Termodinamikaning birinchi qonuni issiqlik jarayonlarida
.ning qo'llanishidir.

A) energiyaning saqlanish qonuni; B) impulsning saqlanish qonuni;
C) Mendeleyev-Klapeyron tenglamasi; D) Boyle-Mariott qonuni; E) Nyutonning ikkinchi qonuni.

73. Diffuziya koeffitsiyenti $3 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ ga; zichligi esa $0,7 \text{ kg/m}^3$ ga teng bo'lganda gazning qovushoqlik koeffitsiyenti necha Pa·s bo'ladi?

A) $2,1 \cdot 10^{-4}$; B) $4,2 \cdot 10^{-4}$; C) $2,3 \cdot 10^{-5}$;
D) $4 \cdot 10^{-4}$; E) $5 \cdot 10^{-4}$

74. Diffuziya koeffitsiyenti $D = 8 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ bo'lganda gaz molekulalarining o'rtacha erkin yugurish yo'li $4 \cdot 10^{-7} \text{ m}$ bo'lsa, bu gaz molekulalari o'rtacha arifmetik tezligi necha m/s bo'ladi?

A) 600; B) 200; C) 320; D) 450; E) 500

75. Miller indekslari

A) kristallardagi o'zaro parallel tekisliklarni tavsiflash uchun; B) kristallardagi aniq bir tekislikni belgilash uchun; C) kristallarni bir-biridan farqlash uchun; D) kristallarning asosiy simmetriya elementlarini belgilash uchun; E) kristallardagi 3 ta asosiy yo'nalishini ko'rsatish uchun.

76. Ballondagi gazning yarmi chiqib ketishi natijasida uning bosimi 3 marta kamaygan bo'lsa, gazning ichki energiyasi qanday o'zgaradi?

A) 3 marta kamayadi; B) 2 marta oshadi; C) 1,5 marta kamayadi; D) 1,5 marta oshadi; E) o'zgarmaydi.

77. Molekulalarning o'rtacha kvadratik tezligi 500 m/s bo'lgan 20 g massali bir atomli gazning ichki energiyasi necha J bo'ladi?

A) 2500; B) 50; C) 250; D) 1000; E) 20

78. $P \cdot \Delta V$ ko'paytmaning birligini ko'rsating.

A) Joul; B) litr; C) Paskal; D) Vatt; E) mol

79. 18 g suvda qancha vodorod atomi bor? (Suvning molyar massasi 18g/mol)

A) 12×10^{23} B) 6×10^{26} C) 6×10^{23} D) 12×10^{26} E) 18×10^{23}

80. Molekulyar kinetik nazariyaning asosiy tenglamasi qanday ko'rinishda?

A) $P = \frac{1}{3} n m_0 v^2$; B) $PV = NkT$; C) $P = \frac{3}{2} RT$;

D) $\Delta \theta = \Delta U$; E) to'g'ri javob yo'q

81. Ideal gaz molekulasining ilgarilanma harakati o'rtacha kinetik energiyasi qaysi ifoda bilan topiladi?

A) $E = \frac{3}{2} kT$; B) $P = \frac{3}{2} \frac{m}{M} RT$; C) $c = \frac{3K}{2M}$;

D) $\gamma = \frac{m}{M}$; E) $E = \frac{5}{2} kT$

82. Kelvin shkalasidagi 120 K harorat Selsiy shkalasidagi qanday haroratga to'g'ri keladi?

A) $-153,15^0\text{C}$; B) $-173,15^0\text{C}$; C) $173,15^0\text{C}$; D) $273,15^0\text{C}$; E) $373,15^0\text{C}$.

83. Hajmi 3 sm^3 alyuminiyda qancha atom bor? Alyuminiyning zichligi $2,7 \text{ g/sm}^3$, molyar massasi 27 g/mol .

A) $1,8 \times 10^{23}$; B) 18×10^{23} ; C) $5,4 \times 10^{24}$; D) $9,1 \times 10^{23}$;
E) $2,7 \times 10^{24}$.

84. Agar ideal gazning o'rtacha kvadratik tezligi o'zgarmagan holda, konsentrasiyasini 4 marta oshirsak, uning bosimi qanday o'zgaradi?

A) 4 marta ortadi; B) 2 marta ortadi; C) o'zgarmaydi;
D) 2 marta kamayadi; E) 4 marta kamayadi.

85. Ideal gazning absolyut haroratini 4 marta kamaytirsak, uning o'rtacha kvadratik tezligi qanday o'zgaradi?

A) 2 marta kamayadi; B) 4 marta kamayadi; C) 4 marta ortadi; D) 16 marta kamayadi; E) 2 marta ortadi.

86. Ideal gaz molekulasi o'rtacha kvadratik tezligi ifodasini ko'rsating.

A) $v = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}}$; B) $v = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}}$; C) $v = \sqrt{\frac{8RT}{\pi / 4}}$; D) $v = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}}$;

E) Yuqoridagi ifodalar ichida to'g'risi yo'q.

87. 270 g alyuminiyda qancha modda miqdori bor? Alyuminiyning molyar massasi $M = 27$ mol.

A) 10 mol; B) 27 mol; C) 5 mol; D) 13, mol; E) to'g'ri javob yo'q.

88. Ideal gaz holat tenglamasi formulasini ko'rsating.

A) $PV = NkT$; B) $P_1 V_1 = P_2 V_2$; C) $\frac{V_1}{T_1} = \frac{V_2}{T_2}$;
D) $PV/T = \text{const}$; E) $P = \text{const} \times T$.

89. 27 g suvda nechta atom bor?

A) 9×10^{23} ; B) 27×10^{24} ; C) $2,7 \times 10^{24}$; D) 18×10^{23} ;
E) 9×10^{24}

90. Idishdagi gaz aralashmasi 160 g kisloroddan va 32 g geliydan tashkil topgan bo'lsa, aralashmada qancha modda miqdori bor?

A) 13 mol; B) 9 mol; C) 7 mol;
D) 15 mol; E) 17 mol.

91. Gaz aralashmasi 2,5 g vodoroddan va 40 g kisloroddan tashkil topgan bo'lsa, aralashmaning o'rtacha molyar massasi nimaga teng bo'ladi?

A) 17 g/mol; B) 9 g/mol; C) 10 g/mol; D) 13 g/mol;
E) 5,5 g/mol.

92. Asos yuzasi 270 sm^2 va qalinligi 4,5 mkm bo'lgan alyuminiy qatlamida qancha miqdor modda bor? Alyuminiyning zichligi $2,7 \text{ g/sm}^3$, molyar massasi esa 27 g/molga teng.

- A) $1,2 \times 10^{-2}$ mol; B) $5,4 \times 10^{-2}$ mol; C) $8,1 \times 10^{-2}$ mol;
 D) $2,4 \times 10^{-2}$ mol; E) $5,4 \times 10^{-3}$ mol.

93. Gaz payvandlash ishlarini bajarishdan avval kislorod balonining manometri 10 MPa bosimni, payvandlash ishlari tamom bo'lgach 8 MPa bosimni ko'rsatgan bo'lsa, ishlarni bajarishda qancha (foiz hisobida) kislorod ishlatilgan?

- A) 20 %; B) 40 %; C) 60 %; D) 80 %; E) 90 %.

94. Ideal gaz ikki marta kengayib, harorati 27°C bo'lib qolsa, gazning dastlabki harorati qanday bo'lgan? Bunda bosim o'zgarmagan.

- A) -123°C ; B) -73°C ; C) -50°C ; D) 50°C ;
 E) A-D javoblar noto'g'ri.

95. Agar idishdagi bir xil konsentrasiyalı geliy va vodorod qamalgan bo'lsa, geliy va vodorod gazlarining parsial bosimlari qanday nisbatda bo'ladi?

- A) 1; B) 2; C) 4; D) $1/2$; E) $1/4$.

96. Ideal gazning haroratini 4 marta kamaytirsak, molekulalarining o'rtacha kinetik energiyasi qanday o'zgaradi?

- A) 4 marta kamayadi; B) 2 marta kamayadi; C) 2 marta oshadi;
 D) 4 marta oshadi; E) 16 marta kamayadi.

97. Ideal gazning hajmi va harorati 2 marta oshgan bo'lsa, bosimi necha marta o'zgargan bo'ladi?

- A) O'zgarasdan qoladi; B) 4 marta kamayadi;
 C) 2 marta kamayadi; D) 2 marta oshadi; E) 4 marta oshadi.

98. Hajmi $8,3 \text{ m}^3$ idishda 27°C haroratli 0,2 kg vodorodning bosimini toping.

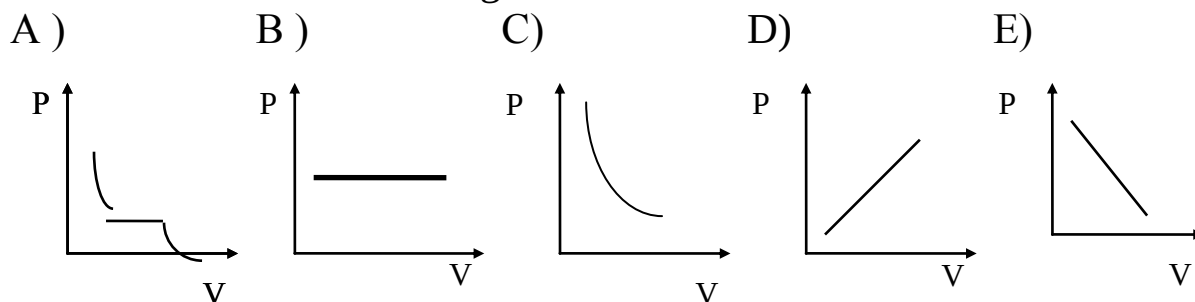
- A) $3 \times 10^4 \text{ Pa}$; B) 30 Pa; C) 60 Pa; D) 250 Pa; E) 2700 Pa.

99. Quyidagi tenglamalarning qaysi biri Mendeleyev-Klapeyron tenglamasi?

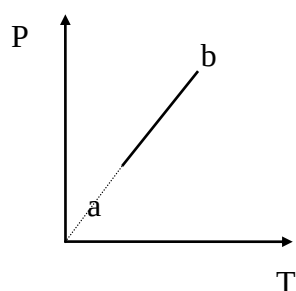
- A) $\frac{PV}{\mu} = \frac{m}{RT}$; B) $C = \frac{i}{2} \frac{R}{\mu}$; C) $\frac{PV}{T} = \text{const}$;

$$D) \left(P + \frac{a}{v^2} \right) (v - b) = RT ; \quad E) P = nkT.$$

100. Quyidagi grafiklardan qaysi biri kritik haroratdan past bo'lgan harorat uchun real izotermaga mos keladi?



101. (P,T)- diagrammada tasvirlangan ideal gaz a-holatdan b-holatga o'tganda, uning hajmi qanday o'zgaradi?



- A) o'zgarmaydi;
 B) oshadi;
 C) kamayadi;
 D) oshishi ham mumkin, kamayishi ham mumkin;
 E) avval oshib, so'ngra kamayadi.

102. Ideal gazning hajmi 25% ga, harorati 2,5 marta ortsa, bosimi necha marta ortadi?

- A) 2,0; B) 1,83; C) 1,66; D) 1,33; E) 2,5.

103. 1 atm bosimdagi ideal gaz harorati o'zgarmas hajmda 300 K dan 390 K ga ko'tarilsa, bosim qanday qiymatga ega bo'ladi?

- A) 1,3 atm; B) 1,8 atm; C) 2 atm; D) 0,13 atm; E) 0,8 atm.

104. Bosimi 0,3 MPa va zichligi 4,5 kg/m³ bo'lgan gaz molekularining o'rtacha kvadratik tezligi qanday?

- A) 450 m/s; B) 300 m/s; C) 360 m/s;
 D) 400 m/s; E) 250 m/s

105. Ikkita bir xil hajmli idishda, birida P_1 , ikkinchisida P_2 bosimli gaz bor. Ular o'zaro ingichka nay bilan tutashtirilsa, idishdagi bosim nimaga teng bo'lib qoladi?

- A) $m = \frac{m_1 + m_2}{2}$; B) $m = \frac{m_1 \cdot m_2}{m_1 + m_2}$; C) $P = P_1 + P_2$;
 D) $m = \frac{m_1 + m_2}{m_1 \cdot m_2}$; E) $P = 2(P_1 + P_2)$

106. To'liq xo'llovchi suyuqlikning kapillyar nayda ko'tarilish balandligi qanday ifoda bilan hisoblanadi?

- A) $h = \frac{2\sigma}{\rho g r}$; B) $h = v \times t + \frac{gt^2}{2}$; C) $h = \frac{E}{mg}$; D) $h = \frac{E}{\gamma}$; E) $h = \frac{P}{\rho g}$.

107. Diametri qanday bo'lgan kapillyar nayda suvning ko'tarilish balandligi 14,4 mm ga teng bo'ladi? Suvning sirt taranglik koeffitsiyenti 72 mN/m va og'irlik kuchi tezlanishi 10 m/s^2 deb olinsin.

- A) 2 mm; B) 0,8 mm; C) 1,0 mm; D) 1,5 mm; E) 0,5 mm.

108. Elastik prujina 20 N kuch ta'sirida 2 sm ga cho'zilgan bo'lsa, prujinaning bikrligi nimaga teng bo'ladi?

- A) 1000; B) 100; C) 200; D) 400; E) 10.

109. Havoning nisbiy namligi 60% va uning har bir m^3 da 60 g suv bug'i bo'lsa, shu haroratdagi to'yingan bug' zichligi qancha?

- A) 100; B) 46; C) 10; D) 36; E) 120.

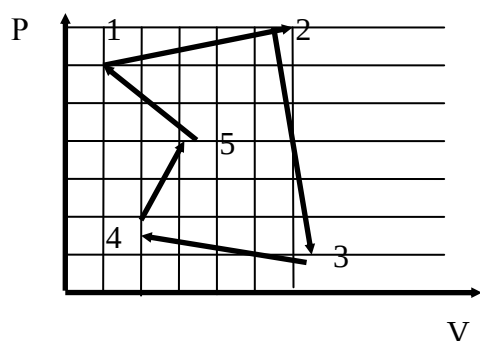
110. Suv 100°C da qaynagan bo'lsa, qaynayotgan suv ichida hosil bo'layotgan pufakchalar ichidagi bug'ning bosimi nimaga teng?

- A) 760 mm.sim. ust; B) 100 mm.sim. ust; C) 560 mm.sim. ust;
 D) 660 mm.sim. ust; E) 10 mm.sim. ust.

111. Balandligi 4 metr suv ustunchasining bosimi nimaga teng?

- A) $39,2 \times 10^3 \text{ Pa}$; B) 980 Pa; C) 3920 Pa; D) 7849 Pa;
 E) 400 Pa.

112. Rasmda ko'rsatilgan ideal gaz holat o'zgarishlarining qaysi nuqtasida ideal gaz ichki energiyasi eng kichik bo'ladi?



- A) 4;
B) 2;
C) 3;
D) 1;
E) 5.

113. Qanday jarayonda gazga uzatiladigan issiqlik miqdorining hammasi ideal gaz ichki energiyasining o'zgarishiga sarf bo'ladi?

- A) izoxorik; B) izotermik; C) izobarik;
D) adiabatik; E) politropik.

114. Ideal gaz bosimi izoxorik ortganda uning ichki energiyasi qanday o'zgaradi?

- A) ortadi; B) kamayadi; C) o'zgarmaydi; D) gaz tubiga qarab, ortishi ham, kamayishi ham mumkin; E) avval kamayib, keyin ortadi.

115. Bir atomli gazning o'zgarmas bosimdagi solishtirma issiqlik sig'imi qanday ifoda bilan hisoblanadi?

- A) $c_p = \frac{5R}{2\mu}$; B) $c_p = \frac{3R}{2\mu}$; C) $c_p = \frac{3}{2}R$;
D) $c_p = \frac{5R}{2}$; E) $c_p = \frac{7}{2}R$

116. 8 g geliyning 27°C haroratdagi ichki energiyasi nimaga teng?

- A) 7,5 kJ; B) 0,75 J; C) 850 J; D) 7,5 J; E) 83 kJ

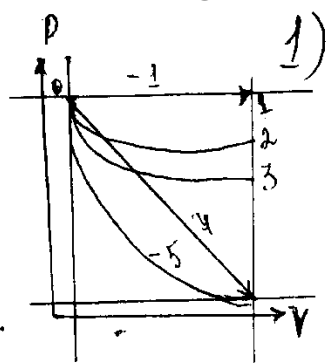
117. Ikki atomli ideal gaz 24 kPa bosimda 10 l hajmni egallagan bo'lsa, uning ichki energiyasi nimaga teng?

- A) 0,6 kJ; B) kJ; C) 2,5 kJ; D) 4 kJ; E) 25 kJ

118. 8 g vodorodning harorati 10°C ga ortsa, gaz molekularining ilgarilanma harakat energiyasi qanchaga o'zgaradi?

- A) 498 J; B) 1245 J; C) 1490 J; D) 1662 J; E) 2524 J

119. (P.V) diagrammada keltirilgan holat o'zgarishlarining qaysi birida ideal gaz kam ish bajargan?



A) 5 B) 2 C) 3 D) 4 E) 1

120. Ikki atomli va bosimi 1 atm bo'lgan gaz o'zgarmas bosimda qizdirilganda uning hajmi 10 l ga ortgan bo'lsa, unga qancha issiqlik miqdori berilgan?

A) 3,5 kJ; B) 500 J; C) 750 J; D) 2,5 kJ; E) 250 J

121. Issiqlik mashinasi isitgichi harorati 227°C , sovutgichi harorati 27°C bo'lib, mashina har siklda isitgichdan 6000 J issiqlik miqdori olsa, har siklda sovutgichga qancha issiqlik miqdori beradi?

A) 3600 J; B) 2400 J; C) 1000 J; D) 3700 J; E) 4000 J

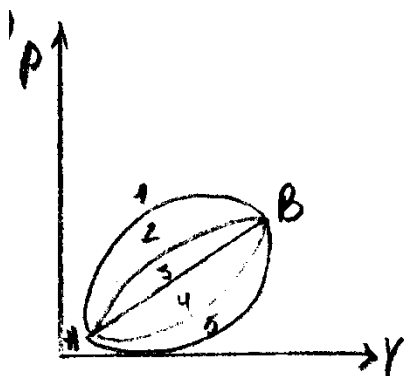
122. Ideal issiqlik mashinasi isitgichdan olgan issiqlik miqdorining 70% ni sovutgichga beradi. Isitgichdan har siklda 1800 J issiqlik miqdori olinsa, mashina har siklda qancha ish bajaradi?

A) 540 J; B) 300 J; C) 440 J; D) 200 J; E) 600 J

123. Foydali ish ko'effitsiyenti 30% bo'lgan issiqlik mashinasi 1800 J ish bajarsa, har siklda isitgichdan qancha issiqlik miqdori olingan bo'ladi?

A) 6000 J; B) 5400 J; C) 4200 J; D) 3800 J; E) 3500 J

124. Ideal gaz rasmda ko'rsatilgan yo'llar bo'yicha A holatdan B holatga o'tgan bo'lsa, ularda ichki energiya o'zgarishlari o'zaro qanday munosabatda bo'ladi?

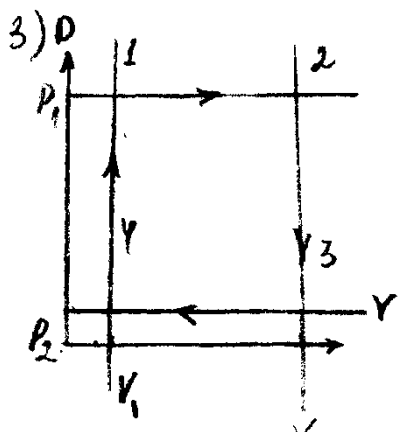


- A) $\Delta U_1 = \Delta U_2 = \Delta U_3 = \Delta U_4 = \Delta U_5$
 B) $\Delta U_1 > \Delta U_2 > \Delta U_3 > \Delta U_4 > \Delta U_5$
 C) $\Delta U_1 < \Delta U_2 < \Delta U_3 < \Delta U_4 < \Delta U_5$
 D) $\Delta U_1 < \Delta U_2 < \Delta U_3 < \Delta U_4 < \Delta U_5$
 E) yuqoridagi javoblar to'g'ri emas

125. Ideal gaz kengayganda bosimi ikki marta kamayib, hajmi 6 marta ortgan bo'lsa, gazning ichki energiyasi qanday o'zgaradi?

- A) 3 marta ortadi; B) 3 marta pasayadi; C) 18 marta ortadi;
 D) 2 marta ortadi; E) 2 marta ortadi.

126. Ideal gaz rasmda ko'rsatilgan siklni o'tgan bo'lsa, uning ichki energiyasi o'zgarishi va gazning bajargan ishi o'zaro qanday munosabatda bo'ladi?



- A) $A > \Delta U = 0$;
 B) $\Delta U > A$;
 C) $A > \Delta U$;
 D) $\Delta U = A$;
 E) $\Delta U > A = 0$.

Javob: A

Predmet ko'rsatkich

Absolyut harorat (18)	Issiqlik harakati (82)
Absolyut nol harorat (13)	Isitkich (168)
Avogadro soni (62)	Ish (165)
Avogadro qonuni (15, 104)	Karno sikli (167)
Adiabata (46)	Kapillyarlik (194, 195)
Adiabatik jarayon (46)	Kalorimetr (197)
Anizotropiya (202)	Kelvin shkalasi (13)
Atom (61)	Klauzius tengsizligi (179)
Barometrik formula (25)	Kristall panjara (203)
Boyl-Mariot qonuni (11, 146)	Kritik harorat (148, 153, 197)
Bolsman doimiysi (80)	Ko'chish hodisalari (114, 128)
Bosim (23)	Laplas bosimi (193)
Bolsman taqsimoti (78)	Makroskopik holat (4)
Broun harakati (103)	Maksvell taqsimoti (82)
Bug'lanish (194)	Miller indeksleri (205)
Van-der-Vaals tenglamasi (149)	Mendelev - Klapayron
Van-der-Vaals izotermalari (151)	tenglamasi (16)
Vant-Goff qonuni (199)	Modda miqdori (62)
Gey-Lyusak qonuni (11)	Muvozanatli jarayon (158)
Gradus (18)	Muvozanatsiz jarayon (158)
Dalton qonuni (21)	Osmotik bosim (199)
Dinamik usul (5)	Perren tajribasi (93)
Diffuziya (119, 163)	Politropik jarayon (49)
Diffuziya koeffitsiyenti (122)	Puasson tenglamasi (46)
Diffuziya oqimi (122)	Real gazlar (146)
Diskret (61)	Real gazlar ichki energiyasi (154)
Jarayonlar (8, 10, 42, 45, 48, 158)	Simmetriya (203)
Joul-Tomson effekti (154)	Simmetriya markazi (202)
Zarracha (61)	Simmetriya elementlari (202)
Ideal gaz (10, 105)	Sirt taranglik (189)
Izoterma (11, 146)	Sirt taranglik kuchlari (189)
Issiqlik mashinalari (162)	Sirt taranglik koeffitsiyenti (189)
Issiqlik miqdori (180)	Sovutkich (167)
Issiqlik sig'imi (34)	Statistik usul (5)

Siklik jarayon (168)
Sublimasiya (208)
Taqsimot funksiyasi (82, 87,92,
105,114,121)
Termodinamik muvozanat (78,
114)
Termodinamik jarayon (31)
Harorat (16)
Termometr (18)
Termometrik kattalik (22)
Termometrik modda (21)
Universal gaz doimiysi (14)
Fazaviy o'tishlar (209)
Selsiy shkalasi (13)
Siklik jarayon (164)
Sublimasiya (208)
Eynshteyn tenglamasi (207)
Entropiya (174)

Entalpiya (55)
Eritmalar (198)
Erish (202, 208)
Erkinlik darajasi (122)
Erkin yugurish yo'li (122, 126)
Ehtimollar nazariyasi (72)
Ehtimollik (72)
Ehtimolliklarni qo'shish (75)
Ehtimolliklarni ko'paytirish
teoremasi (76)
O'rtacha qiymat (66)
Qaynash (194)
Qaytar jarayon (161)
Qaytmas jarayon (161)
Qovushoqlik kuchlari (128)
Qovushoqlik koeffitsiyenti (128)
Holat tenglamasi (96)

I. Fizik kattaliklarning birliklari

Kattalik	Birlik	
	Nomi	Belgisi
Uzunlik	Metr	m
Massa	Kilogramm	kg
Vaqt	Sekund	s
Tezlik	Metr taqsim sekund	m/ s
Yuza	Metr kvadrat	m ²
Hajm	Metr kub	m ³
Kuch	Nyuton	N
Impuls	Kilogramm metr taqsim sekund	kg· m /s
Bosim	Paskal	Pa
Ish, energiya, issiqlik miqdori	Joul	J
Quvvat	Vatt	Vt
Termodinamik harorat	Kelvin	K
Modda miqdori	Mol	mol
Issiqlik sig'imi	Joul taqsim kelvin	J /K
Solishtirma issiqlik sig'imi	Joul taqsim kilogramm kelvin	J / kg· K
Molyar massa	Kilogramm taqsim mol	kg/ mol
Solishtirma yonish, erish va bug'lanish issiqligi	Joul taqsim kilogramm	J /kg

II. Birliklar belgilarining old qo'shimchalari

Mega (M)--- 10 ⁶	Desi (d)--- 10 ⁻¹
Milli (m)--- 10 ⁻³	Nano (n)---- 10 ⁻⁹
Kilo (k) --- 10 ³	Santi (s)--- 10 ⁻²
Mikro (mk)---10 ⁻⁶	Piko (p)----10 ⁻¹²

III. Ba`zi bir fizik kattaliklar va doimiylar

1. Bir moldagi molekulalar soni (Avogadro soni)

$$N_A = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$$

2. Normal sharoitdagi gazning molyar hajmi

$$V_0 = 22,4 \frac{l}{mol}$$

3. Universal gaz doimiysi

$$R = 8,314 \frac{DJ}{mol \cdot K}$$

4. Havoning oʻrtacha molyar massasi

$$\mu = 28,9 \frac{g}{mol}$$

5. Bolsman doimiysi

$$K = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{DJ}{K}$$

6. Muzning erish nuqtasi

$$T_0 = 273,16 K$$

IV. Qattiq jismlar va suyuqliklarning zichliklari (g /sm³)

Qattiq jismlar			
Alyuminiy	2,70	Marganes	7,40
Vismut	9,80	Mis	8,93
Volfram		Nikel	8,80
Temir (choʻyan, poʻlat)	7,87	Platina	21.4
Oltin	19,3	Qoʻrgʻoshin	11,3
Osh tuzi	2,20	Kumush	10,5
Jez	8,55	Uran	18,7

Suyuqliklar (15 ⁰)	
Suv (4 ⁰ C da)	1,00
Glitserin	1,26
Kerosin	0,8
Zaytun moyi	0,9
Simob	13,6
Uglerod sulfidi	1,26
Spirt	0,8
Efir	0,7

V. 20°C da suyuqliklarning qovushoqligi (mPa·s)

Suv----- 1,00	Mashina moyi--- 100
Kanakunjut moyi--987	Simob----- 1,58
Glitserin-----1480	

VI. 20°C da suyuqliklarning sirt tarangligi (mN/ m)

Suv-----73	Simob-----500
Sovunli suv---40	Spirt-----22
Glitserin--- 62	

VII. Normal sharoitlarda ba`zi gazlarning issiqlik o'tkazuvchanligi (mWt/ m ·K)

Azot----- 24,3	Kislorod----24,4
Havo-----24,1	Vodorod-----168
Argon-----16,2	Suv bug'ları-- 15,8

VIII. Qattiq jismlarning issiqlik o'tkazuvchanligi (Wt/ m ·K)

Alyuminiy----210	Vismut----- 10
Qo'rg'oshin----35	Mis-----380
Temir-----59	Yog'och----- 0,63

IX. Ba`zi bir suyuqliklarning 20° C dagi solishtirma issiqlik sig'implari (J /kg ·K)

Suv-----4190	Simob-----138
Kerosin-----2140	Kanakunjut moyi -1800
Glitserin-----2430	Spirt-----2510

X. Ba`zi bir qattiq jismlarning solishtirma issiqlik sig'implari (J/ kg· K)

Alyuminiy-----896	Kumush-----234
Platina-----117	Muz-----2100
Temir-----500	Po'lat-----460
Qo'rg'oshin----126	Mis-----395
Jez-----386	Rux-----391

XI. Atomlarning va molekulalarning diametri (m)

H₂-----2,3 10⁻¹⁰
 N₂-----2,6 10⁻¹⁰
 O₂-----2,9 10⁻¹⁰

Ne-----1,9 10⁻¹⁰
 N₂-----3,1 10⁻¹⁰
 Ar-----2,9 10⁻⁶

XII. Kritik parametrlar va Van-der-Vaals tenglamasidagi *a* va *b* parametrlar

Modda	Kritik harorat T _k , K	Kritik bosim R _k , Mpa	<i>a</i> , $\frac{N \cdot m^3}{mol^2}$	<i>b</i> , $\cdot 10^{-5} \frac{M^{-3}}{mol}$
Suv bugʻi	647	22,1	0,545	3,04
Karbonat anhidrid	304	7,38	0,361	4,28
Kislorod	155	5,08	0,336	3,17
Argon	151	4,86	0,334	3,22
Neon	44,4	2,72	0,209	1,70
Xlor	417	7,71	0,65	5,62

XIII. Baʼzi neytral atomlarning massalari

Element	Tartib raqamii	Izotopi	Massa (a.m.b)
Vodorod	1	¹ N	1,00783
Geliy	2	⁴ Ne	4,00260
Litiy	3	⁶ Li	6,00513
Berilliy	4	⁸ Be	8,00531
Bor	5	¹⁰ B	10,01294
Uglerod	6	¹² S	12,000
Azot	7	¹⁴ N	14,00307
Kislorod	8	¹⁶ O	15,99491
Magniy	12	²³ Mg	22,99412
Natriy	11	²³ Na	22,98977
Alyuminiy	13	³⁰ Al	29,99807
Kaliy	19	⁴⁰ K	40,96084
Kalsiy	20	⁴⁴ Ca	43,95549

XIV. Asosiy belgilashlar

Uzunlik	ℓ, L	Issiqlik miqdori	Q
Balandlik	h, x	Ichki energiya	U
Radius	R, r	Entropiya	S
Yuza	S	Solishtira issiqlik sig'imi	C
Hajm	V	Issiqlik sig'implari nisbati	γ
Tezlik	g	Sirt taranglik	σ
Massa	M	Harorat. Selsiy shkalasida	t
Vaqt	t	Erkinlik darajasi	i
Ish	A	Erkin yugurish yo'li	λ
Bosim	P	Diffuziya koeffitsiyenti	D
Konsentrasiya	n	Foydali ish koeffitsiyenti	η
Zichlik	ρ	Molekulalar soni	N
Impuls	L	Avogadro soni	N_0
Qovushoqlik koeffitsiyenti	η	Bolsman doimiysi	K
Molyar massa	μ	Universal gaz doimiysi	R
Modda miqdori	ν	Erkin tushish tezlanishi	g
Absolyut harorat			T

MUNDARIJA

SOZ BOSHI	3
I BOB. ASOSIY TERMODINAMIK TESHUNCHALAR VA IDEAL GAZ XOSSALARI	4
1-§ Fizik xossalarni o'rganishning ikki usuli	4
2-§ Tizimni termodinamik bayon etishning asosiy tusunchalari va tasavvurlari	6
3-§ Termodinamik holat tenglamasi. Muvozanatli jarayonlar	9
4-§ Ideal gaz xossalari. Izojarayonlar	10
5-§ Tizim kengayishida bajarilgan ish va universal gaz doimiysining fizik ma'nosi	14
6-§ Xalqaro amaliy harorat shkalasi	16
7-§ Haroratni o'lchash usullari	18
8-§ Ideal gaz aralashmalari holat tenglamasi	21
9-§ Bosimni o'lchash	23
10-§ Barometrik formula	25
Savollarga javob bering	27
Masalalar	29
II BOB. TERMODINAMIKANING BIRINCHI ASOSI	31
11-§ Energiyaning saqlanish va aylanish qonuni	31
12-§ Ideal gazning ichki energiyasi	32
13-§ Solishtirma issiqlik sig'imi	34
14-§ Termodinamikaning birinchi qonuni	35
15-§ Issiqlik balans tenglamasi	37
16-§ Jism solishtirma issiqlik sig'imini aniqlash	37
17-§ Yonishning solishtirma issiqligi	38
18-§ Ideal gazlar uchun termodinamikaning birinchi qonuni	39
19-§ Ideal gazda izobarik jarayon	41
20-§ Ideal gazda izotermik jarayon	42
21-§ Ideal gazda adiabatik jarayon	45
22-§ Ideal gazda politropik jarayonlar	48
23-§ Issiqlik sig'implari nisbatlari C_p/C_v ni eksperimental aniqlash	50
24-§ Gaz aralashmalari issiqlik sig'imi	54
25-§ Entalpiya tizim holat funksiyasidir	55
Savollarga javob bering	56
Masalalar	59
III BOB. MOLEKULYAR-KINETIK NAZARIYA VA UNING IDEAL GAZLARDA QO'LLANILISHI	61
26-§ Molekulyar nazariyaning dastlabki holatlari	61
27-§ Molekulalararo o'zaro ta'sir kuchi	64
28-§ Zarralar o'zaro ta'sir potensial energiyasi	65

29-§	Molekulyar tizimlarni ifodalashda o‘rtacha qiymatlar	66
30-§	Ehtimollar nazariyasining asosiy tushunchalari	72
31-§	Zarralarning energiya bo‘yicha taqsimoti (Bolsman taqsimoti)	78
32-§	Molekulalarning issiqlik harakatlarining tezlik komponentalari bo‘yicha taqsimoti (Maksvell taqsimoti)	82
33-§	Molekulalarning issiqlik harakatlari tezliklari bo‘yicha taqsimoti (Maksvell taqsimoti)	87
34-§	Maksvell taqsimotini tajribada tekshirish	92
35-§	Kinetik nazariya bo‘yicha ideal gazning holat tenglamasi	96
36-§	Ideal gaz molekular oqimi zichligi	99
37-§	Og‘irlik kuchi maydonida ideal gaz molekularining taqsimoti	101
38-§	Broun harakati. Perren tomonidan Avogadro sonining topilishi	103
39-§	Teng taqsimot haqidagi teorema va ideal gazning ichki energiyasi	105
	Savollarga javob bering	110
	Masalalar	111
IV BOB. KO‘CHISH HODISALARI VA UNING IDEAL GAZLAR UCHUN NAZARIYALARI		114
40-§	Issiqlik o‘tkazuvchanlik	114
41-§	Ichki ishqalanish	118
42-§	Diffuziya	120
43-§	Molekulalarning o‘rtacha erkin yugurish yo‘li	122
44-§	Molekulalarning erkin yugurish yo‘li bo‘yicha taqsimoti	126
45-§	Ideal gazlarda ko‘chish hodisalari uchun umumiy tenglama	128
46-§	Ideal gazlarda diffuziya	132
47-§	Ideal gazlarda ichki ishqalanish	135
48-§	Ideal gazlar issiqlik o‘tkazuvchanligi	138
49-§	Ko‘chish koeffisientlari orasidagi bog‘liqlik	140
	Savollarga javob bering	142
	Masalalar	143
V BOB. REAL GAZLAR		146
50-§	Boyl-Mariot qonunidan chetlashishlar	146
51-§	Eksperimental izotermalar	147
52-§	Van-der-Vaals tenglamasi	149
53-§	Van-der-Vaals izotermalari	151
54-§	Van-der-Vaalsning keltirilgan tenglamasi	153
55-§	Gaz holatdan suyuq holatga o‘tish	153
56-§	Real gazlarning ichki energiyasi	154
57-§	Joul-Tomson effekti	154
	Savollarga javob bering	156
	Masalalar	156

VI BOB. TERMODINAMIKANING IKKINCHI QONUNI	158
58-§. Muvozanatli va muvozanatsiz jarayonlar	158
59-§ Qaytar va qaytmas jarayonlar	161
60-§ Siklik (aylanma) jarayonlar	164
61-§ Karno sikli	167
62-§ Qaytar jarayonlar uchun termodinamikaning ikkinchi asosi	172
63-§ Entropiya – tizim holat funksiyasi kabi	174
64-§ Qaytmas jarayonlar uchun termodinamikaning ikkinchi qonuni	177
65-§ Klauzius tengsizligi. Entropiyaning o‘lish prinsipi	179
66-§ Entropiya va ehtimollik	182
67-§ Entropiya va tartibsizlik	183
Savollarga javob bering	184
Masalalar	185
VII BOB. SUYUQLIKLARNING XOSSALARI	187
68-§ Siyuqliklarning tuzilishi	187
69-§ Sirt taranglik	189
70-§ Ikki muhit chegarasidagi muvozanat shartlari	191
71-§ Suyuqliklarning egri sirtida yuzaga keluvchi bosim	192
72-§ Suyuqliklarning bug‘lanishi va qaynashi	194
73-§ Suyuq eritmalar	198
74-§ Osmotik bosim	199
Savollarga javob bering	200
Masalalar	200
VIII BOB. QATTIQ JISMLARNING XOSSALARI	202
75-§ Qattiq jismlar	202
76-§ Kristall panjaralar	203
77-§ Kristallografik koordinata tizimi	205
78-§ Qattiq jismlarda issiqlik harakati va qattiq jismlarning issiqlik sig‘imi	206
79-§ Qattiq jismlarning erishi va sublimatsiyasi	208
80-§ Birinchi va ikkinchi tur fazoviy o‘tishlar	209
Savollarga javob bering	210
Masalalar	211
Testlar	212
Predmet ko‘rsatkich	230
Ilova	232

KARABAYEVA MUNIRA ABDULLAEVNA

MOLEKULAR FIZIKA
(Darslik)

Muharrirlar: D.S.Akmalova, S.Sh.Qurbonov
Musahhih: D.Tolipov

Bosishga ruxsat etildi 02.07. 2014 y. Bichimi 60x84 1/16
Nashriyot bosma tobog'i 14,6 shartli bosma tobog'i 25,2
Bahosi shatrnoma asosida. Adadi 200 nusxa. Buyurtma № _____

«Universitet» nashriyoti. Toshkent – 100174.
Talabalar shaharchasi. Mirzo Ulug'bek nomidagi
O'zbekiston Milliy universitetining ma'muriy binosi.

M.Ulug'bek nomidagi O'zMU bosmaxonasida bosildi.