

**O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA O'RTA MAXSUS TA'LIM
VAZIRLIGI
BUXORO DAVLAT UNIVERSITETI
FIZIKA-MATEMATIKA FAKULTETI
“FIZIKA ” KAFEDRASI**

Ashurova Surayyo Abduraximovnaning ning
5140200 – “Fizika” ta’lim yo’nalishi bo’yicha bakalavr darajasini olish uchun

Gibbsning kanonik tenglamalarini o’rganish

BITIRUV MALAKAVIY ISHI

Ilmiy rahbar: N.K.Nasirova
“ ” _____ 2016 y.

BMI “Fizika” kafedrasining “ ” _____ 2016 y.
№ ____ sonli yig’ilishida ko’rib chiqildi va himoyaga ruxsat berildi.

Kafedra mudiri : dots. B.E.Niyozxonova
« ____ » _____ 2016 y.

Taqrizchi : Dots.M.R.Jumayev
« ____ » _____ 2016 y.

«Himoya qilishga ruxsat berildi »
Fakultet dekani prof. Sh.M. Mirzayev
“ ” _____ 2016 y.

Buxoro – 2016 y.

Mundarija

Kirish.....3

I Bob. IDEAL GAZ MOLEKULALARNING TEZLIKLAR BO'YICHA TAQSIMOTI.....

1.1. Molekulalarning tezliklar bo'yicha Maksvell taqsimoti.....

1.2. Molekulalarning o'rtacha tezliklari.....

II Bob. Statistik taqsimot qonunlari.....

2.1. Sistemaning fazoda taqsimlanishi.....

2.2. Gibbsning kanonik taqsimoti.....

2.3. Fazoda sistemalarning mikrokanonik taqsimoti.....

2.4. μ – fazo uchun statistika . Maksvell-Bolsman taqsimoti.....

Xotima.....

Foydalanilgan adabiyotlar ro'yxati.....

Kirish

Fan jamiyat taraqqiyotini
olg'a siljituvchi kuch, vosita bo'lmog'i lozim.

I.A.Karimov

Istiqlol yo'lida qadam tashlab borayotgan vatanimizdagi mavjud madaniy omillarga ahamiyat berish bilan birga maorif, ta'lim, tarbiya ishlariga e'tibor kuchaytirilmoqda. Kadrlar tayyorlash milliy dasturini yaratish bo'yicha O'zbekiston Respublikasi komissiyasining majlisida so'zlagan "Zamonaviy kadrlar-taraqqiyotimizning muhim omilidir" nutqida yurtboshimiz quyidagi fikrlarni aytdilar.

"Kadrlar masalasini hal etmas ekanmiz, saiy-harakatlarimiz kutilgan natijani berishi, hayotimiz, ma'naviyatimiz o'zgarishi qiyin bo'ladi[2,3]. Demakki, zamonaviy ta'lim-tarbiya tizimini isloh qilish, zamon talablariga mos bo'lgan kadrlar tayyorlash ishini yo'lga qo'yish faoliyatimizning bosh yo'nalishi bo'lmog'i lozim. Yo'qsa biz yoshlarimizni mustaqil fikrga ega bo'lmagan odam singari har qanday olomonga ergashib ketaveradi".

Albatta ta'lim- tarbiya ong mahsuli, lekin ayni vaqtda ong darajasi va uning rivojini ham belgilaydigan eng muhim omildir. Binobarin ta'lim- tarbiya tizimini va shu asosda ongni o'zgartirmasdan turib, ma'naviyatni rivojlantirib bo'lmaydi. Shu bois bu sohada yuzaki rasmiy yondashuvlarga puxta o'ylanmagan ishlarga mutloqo yo'l qo'yib bo'lmaydi. Maktab ta'lim- tarbiya masalasi davlat va jamiyat nazoratida bo'lishi asosiy qonunimizda belgilab qo'yilgan, shu bilan birga bu jamoatchilik butun xalqimizning ishtiroki va qo'llab-quvvatlashini talab qiladigan umummilliy masaladir[2]. Shuni unutmasligimiz kerakki kelajagimiz poydevori bilim, xalqimizning ertangi kuni qanday bo'lishi farzandlarimizni bugun qanday ta'lim va tarbiya olishiga bog'liq. Buning uchun har qaysi ota-ona, ustoz va murabbiy har bir bola timsolida avvalo shaxsni ko'rishi zarur. Ana shu oddiy talabdan kelib chiqqan holda, farzandlarimizni mustaqil va keng fikrlash qobiliyatiga ega bo'lgan ongli yashaydigan komil insonlar etib voyaga yetkazish

ta'lim- tarbiya sohasining asosiy maqsadi va vazifasi bo'lishi lozim, deb qabul qilishimiz kerak.

Ta'lim-tarbiya tizimini yanada takomillashtirish haqida davlatimiz Prezidenti Islom Abdug'aniyevich Karimov fikrlarini keltiramiz. Ma'lumki otabobomiz qadimdan bebaho boylik bo'lmish ilmu ma'rifat, ta'lim va tarbiyani misol kamoloti va millati ravnaqini eng asosiy sharti va qarori deb bilgan. Albatta ta'lim-tarbiya-ong mahsuli, lekin ayni vaqtda ong darajasi va uning rivojini ham belgilaydigan eng muhim omildir. Binobarin ta'lim- tarbiya tizimini va shu asosda ongni o'zgartirmasdan turib, ma'naviyatni rivojlantirib bo'lmaydi. Shu bois bu sohada yuzaki rasmiy yondashuvlarga puxta o'ylamagan ishlarga mutloqo yo'l qo'yib bo'lmaydi. Maktab ta'lim- tarbiya masalasi davlat va jamiyat nazoratida bo'lishi asosiy qonunimizda belgilab qo'yilgan, shu bilan birga bu jamoatchilik butun xalqimizning ishtiroki va qo'llab-quvvatlashini talab qiladigan umummilliy masaladir. Shuni unutmasligimiz kerakki kelajagimiz poydevori bilim xalqimizning ertangi kuni qanday bo'lishi farzandlarimizni bugun qanday ta'lim va tarbiya olishiga bog'liq. Buning uchun har qaysi ota-ona ustoz va murabbiy har bir bola timsolida avvalo shaxsni ko'rishi zarur. Ana shu oddiy talabdan kelib chiqqan holda, farzandlarimizni mustaqil va keng fikrlash qobiliyatga ega bo'lgan ongli yashaydigan komil insonlar etib voyaga yetkazish ta'lim- tarbiya sohasining asosiy maqsadi va vazifasi bo'lishi lozim, deb qabul qilishimiz kerak.

Ishning_dolzarbligi: Fizikaviy sistemalarning statistikasini o'rganish ko'plab fizik masalalarni yechishni qulaylashtiradi. Bu masala bevosita aynan sistemalar orasida energiya taqsimoti bilan bog'liq.

Ishning_maqsadi : Gibbsning taqsimot qonuni termodinamik sistemalar uchun umumiy qonuniyat bo'lib, uning xususiy hollarida Maksvell va Bolsman taqsimoti kelib chiqishini ko'rsatish.

Ilmiy_yangilik: Bitiruv malakaviy ishida olingan natijalardan umumiy fizika ning molekulyar fizika bo'limini o'tishda akademik litsey va kasb-hunar kollejlari foydalanish.

Ishning tadqiqot ob'ekti va predmeti: Gibbsning taqsimot funksiyalari va molekulyar kinetik nazariyadagi Maksvell va Bolsman taqsimotlari.

Ishning tadqiqot uslubi va uslubiyoti: bitiruv malakaviy ishida nazariy fizika usullaridan va ehtimollar nazariyasidan foydalanilgan.

Ishning olingan asosiy natijalari: Gibbsning kanonik tenglamalaridan molekulyar -kinetik nazariyaning asosiy tenglamalari bo'lmish Maksvell va Bolsman taqsimotlari va barometrik formula keltirib chiqarildi.

Ishning hajmi va tuzilishi: Bajarilgan malakaviy bitiruv ishi kirish, ikkita bob, boblar bo'yicha xulosalar, tajriba va xotimadan iborat.

Tadbiq etish darajasi va iqtisodiy samaradorligi. Qo'llanish sohasi. Xulosa va takliflar: Bitiruv malakaviy ishidan akademik litseylarda molekulyar fizika bo'limini va statistik fizikani o'tishda foydalanish mumkin.

I BOB. IDEAL GAZ MOLEKULALARNING TEZLIKLAR BO'YICHA TAQSIMOTI.

1.1. Molekulalarning tezliklar bo'yicha Maksvell taqsimoti

Ideal gazlar kinetik nazaryasining asosiy tenglamasini keltirib chiqarishda molekulalarining o'rtacha kinetik energiyasidan foydalanish yetarli edi. Biroq gazlarning ko'p xossalari faqat molekulalarning o'rtacha energiyasigina emas, balki energiya taqsimotiga, ya'ni energetik spektrga ham bog'liq. Energetik spektr o'z navbatida tezliklar spektriga yoki boshqacha aytganda, gaz molekulalarining tezliklar bo'yicha taqsimotiga bog'liq. Gazdagi har bir alohida olingan molekulalarning tezligi to'qnashuvlar tufayli ham qiymat jihatdan, ham yo'nalishi jihatdan uzluksiz o'zgarib yuradi. Gaz molekulalarining barcha harakat yo'nalishlari teng ehtimolli bo'lganligidan, molekulalar harakat yo'nalishlari bo'yicha tekis taqsimlanadi.

Molekulalarning tezliklari qiymatlari haqida esa bunday deyish to'g'ri bo'lmaydi. Agar molekulalarning tezliklari absolyut qiymati bo'yicha noldan cheksizlikkacha bo'lgan chegarada o'zgaradi deb faraz qilsak u holda ular hammasi teng ehtimolli bo'lmaydi.

Gaz molekulalari tezliklarining absolyut qiymati bo'yicha taqsimotini qarab chiqamiz. Gaz muvozanat holatda bo'lganda unda qaror topgan molekulalarning tezliklar bo'yicha taqsimoti keyinchalik molekulyar harakatlar va to'qnashuvlar natijasida buzilmasligi kerak, ya'ni u vaqtga bog'liq bo'lmasligi lozim. Bu degan so'z, tezliklarning molekulalar o'rtasidagi uzluksiz qayta taqsimoti shunday yuz beradiki, bunda muayyan intervaldagi tezlik qiymatiga ega bo'lgan molekulalar soni har doim o'zgarmasdan qoladi, demakdir. Aytaylik, berilgan gaz massasida N ta gaz molekulasi bo'lsin. U holda tezliklari V dan $V + dV$ gacha qiymatlarni qabul qilgan dn molekulalar soni, ravshanki, molekulalarning qaralayotgan miqdoriga proporsional bo'ladi. SHu bilan birga u berilgan dV intervalning kattaligiga va albatta, v tezlikning o'zining qiymatiga ham bog'liq bo'ladi, ya'ni

$$dn = NF(V)dv. \quad (1.1.1)$$

bu yerda $F(V)$ –gaz molekularining tezliklar bo'yicha taqsimotini xarakterlovchi funksiya . Boshqacha aytganda , $F(V)$ funksiya u yoki bu tezlik qiymatiga ega bo'lgan molekular sonining ulushini belgilaydi .

(1.1.1) dan

$$F(v) = \frac{1}{N} \frac{dn}{dv}. \quad (1.1.2)$$

ga ega bo'lamiz. SHu tarzda aniqlangan $F(V)$ funksiya taqsimot funksiyasi deb ataladi. Agar dn ni butun dv interval bo'yicha , ya'ni v tezlikning mumkin bo'lgan qiymatlari bo'yicha integrallasak , u holda N to'la molekular sonini olishimiz ravshan. Bundan taqsimot funksiyasining quyidagi xossasi kelib chiqadi :

$$\int_0^{\infty} F(V)dv = 1. \quad (1.1.3)$$

Buni funksiyani normalash sharti deb ataladi . U quyidagi ma'noga ega $\int_0^{\infty} F(v) dv$ ifoda molekular tezlikning 0 dan ∞ gacha bo'lgan oraliqdagi qiymatlardan birortasiga ega bo'lish ehtimolligini ifodalaydi. Molekula tezligi so'zsiz biror qiymatga ega bo'lishidan , ko'rsatilgan ehtimollik ishonchli hodisaning ehtimolligini ifodalaydi va binobarin , birga teng bo'ladi. dn ni n ning istalgan qiymatlarida topish uchun $F(v)$ taqsimot funksiyasining ko'rinishini bajarish zarur.

To'g'ri burchakli koordinatalar sistemasini olib , ular o'qlari bo'yicha v_x , v_y va v_z tezlik proyeksiyalarini qo'yamiz. Tezliklar fazosi deb ataluvchi bunday koordinata fazosi har qanday molekulaga

$$V = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2};$$

tezlik bilan ifodalanuvchi nuqta mos keladi . Bu hol molekularning ularning tezliklari bo'yicha taqsimoti haqida emas , balki tezliklarning o'zining tezliklar

fazosidagi taqsimoti haqida gapirishga imkon beradi . Tezlikning tashkil etuvchilarining v_x , v_x+dv_x , v_y , $v_y + dv_y$, v_z , $v_z + dv_z$ qiymatlar intervaliga tezliklar fazosida $d\tau = dv_x dv_y dv_z$ hajm elementiga mos keladi. Tezliklari ko'rsatib o'tilgan qiymatlar intervaldagi tashkil etuvchilarga ega bo'lgan dn molekulalar soni hajm elementidagi nuqtalar soniga mos keladi.

Agar molekulalarning tezliklarning absolut qiymati bo'yicha taqsimotini ko'rsak , u holda ularga tezliklar fazosida radiuslari v va $v+dv$ bo'lgan ikki sferik sirt orasidagi shar qatlam ichida joylashgan nuqtalar mos kelishini qayd qilib o'tamiz . Bu qatlamning hajmi sferik sirt yuzi $4\pi v^2$ ning qatlam qalinligi dv ga bo'lgan ko'paytmasiga teng.

V tezlik har qaysi komponentasining taqsimotini quyidagi shaklda tasvirlash mumkin:

$$\begin{aligned} dn_{v_x} &= Nf(v_x)dv_x , \\ dn_{v_y} &= Nf(v_y)dv_y , \\ dn_{v_z} &= Nf(v_z)dv_z , \end{aligned} \quad (1.1.4)$$

bu yerda har bir komponenta uchun:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(v_x)dv_x = 1 , \int_{-\infty}^{+\infty} f(v_y)dv_y = 1 \text{ va } \int_{-\infty}^{+\infty} f(v_z)dv_z = 1. \quad (1.1.5)$$

Tezliklar taqsimotining komponentalar yo'nalishining tanlanishiga bog'liq bo'lmasidan, $v_x=v_y=v_z$ uchun $f(v_x) = f(v_y)=f(v_z)$ bo'ladi . Bundan tashqari, bu funksiyalar juft bo'lishi kerak , ya'ni

$$f(-v_x)= f(v_x) , f(-v_y)=f(v_y) , f(-v_z) =f(v_z) . \quad (1.1.6)$$

N umumiy molekulalar sonidan qanchasiga $d\tau$ hajmdagi nuqtalar mos kelishini aniqlaymiz. Bu sonni aniqlash uchun (1.1.4) dagi dn_{v_x} molekulalar sonidan (1.1.5) dagi molekulalar soni ayiriladi: $dn_{v_x v_y} = dn_{v_x} f(v_y)dv_y$, so'ngra bundan (1.1.6) dagi molekulalar soni ayiriladi.

$$dn_{v_x, v_y, v_z} = dn_{v_x} f(v_y) dv_y = N f(v_x) f(v_y) f(v_z) dv_x dv_y dv_z . \quad (1.1.7)$$

Bu natijani , agar ehtimollar nazaryasidan ma'lum bo'lgan teoremdan foydalanilsa , darhol keltirib chiqarish mumkin. Bu teoremda ko'ra , dn_{v_x, v_y, v_z} murakkab voqeaning ehtimolligi shu voqeani tashkil etuvchi sodda mustaqil voqealar ehtimolliklarining ko'paytmasi bilan aniqlanadi.

$$\frac{dn_{v_x}}{N} = f(v_x) dv_x, \quad \frac{dn_{v_y}}{N} = f(v_y) dv_y, \quad \frac{dn_{v_z}}{N} = f(v_z) dv_z . \quad (1.1.8)$$

SHunday qilib , dn_{v_x, v_y, v_z} -tezliklar fazosida $d\tau$ hajm ichida joylashgan nuqtalar mos keluvchi molekularlar soni . Nuqtalar konsentratsiyasi , ya'ni hajm birligidagi nuqtalar soni (1.1.7) ifoda hisobga olinganda

$$\frac{dn_{v_x, v_y, v_z}}{dv_x dv_y dv_z} = N f(v_x) f(v_y) f(v_z) \quad (1.1.9)$$

ga teng bo'ladi.

Molekulalarning barcha harakat yo'nalishlari teng ehtimolli bo'lganligidan, nuqtalar bu konsentratsiyasi yo'nalishga bog'liq bo'lmay , vaqt koordinata boshidan $d\tau$ hajm elementigacha bo'lgan masofa bilan aniqlanishi kerak . Boshqacha aytganda , u ushbu masofaning , ya'ni

$$V = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2} ;$$

Tezlik qiymatining funksiyasi hisoblanadi. Binobarin ,

$$f(v_x) f(v_y) f(v_z) = F(v^2) = F(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2). \quad (1.1.10)$$

deb yozish mumkin. Bu funksional tenglama o'z ichiga f va F noma'lum funksiyalarni oladi. Ularning berilgan tenglamadan hosil qilinadigan biror differensial tenglamani yechish yo'li bilan aniqlash mumkin. Biroq (1.1.10) tenglamani qanoatlantiruvchi funksiyalar tanlab , soddaroq yo'l tutish mumkin. Muvozanat holatdagi gazda zarralar to'qnashganda tezliklar bo'yicha taqsimot buzilmasligi lozim , shuning uchun

$$f(v_1) f(v_2) = f(v_1)'(v_2)'.$$

bu yerda v_1' va v_2' —to'qnashuvdan keyingi tezliklar.

To'qnashuv vaqtida kinetik energiyaning saqlanish qonuni bajariladi, uning ifodasini zarralar massasiga qisqartirib ,quyidagicha yozish mumkin :

$$v_1^2 + v_2^2 = v_1'^2 + v_2'^2,$$

u holda $f(x)$ funksiya quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$f(v_x) = A e^{\alpha v_x^2}, \quad f(v_y) = A e^{\alpha v_y^2}, \quad f(v_z) = A e^{\alpha v_z^2}. \quad (1.1.11)$$

Buni ushbu funksiyalarni (1.1.10) tenglamaga qo'yib tekshirish mumkin . Shuning uchun (1.1.11) tenglamani

$$F(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) = A^3 e^{\alpha v^2},$$

ko'rinishida yozish mumkin. Bu yerda A va α aniqlanishi kerak bo'ladigan o'zgarmas kattalikdir. Buning uchun eng avval molekularning N umumiy sonidan tezliklari , harakat yo'nalishidan qat'iy nazar , absolyut qiymati bo'yicha v dan $v+dv$ gacha bo'lgan intervaldagi molekular sonini aniqlaymiz.

Yuqorida aytib o'tganimizdek , tezliklar fazosida dn_v molekularga mos keluvchi nuqtalar $4\pi v^2 dv$ hajmga ega bo'lgan shar qatlami ichida bo'ladi, bunda bu nuqtaning konsentratsiyasi (1.1.9) ifoda bilan aniqlanadi. Binobarin ,

$$dn_v = 4\pi N A^3 e^{\alpha v^2} dv. \quad (1.1.12)$$

Bu tenglamada α doimiy manfiy bo'lishi kerak, chunki faqat shundagina $v \rightarrow \infty$ da $dn_v \rightarrow 0$ bo'ladi.

Aytaylik , $\alpha = -\beta m$ bo'lsin. U holda (1.1.12) ning o'rniga

$$dn_v = 4\pi N A^3 e^{-\beta m v^2} dv \quad (1.1.13)$$

deb yozish mumkin. Bu tenglamani tezlikning barcha qiymatlari bo'yicha integrallaymiz:

$$\int_0^{\infty} dn_v = N = 4\pi n A^3 e^{-\beta m v^2} v^2 dv, \quad (1.1.14)$$

bunda
$$4\pi A^3 \int_0^{\infty} e^{-\beta m v^2} v^2 dv = 1. \quad (1.1.15)$$

Bu integralni hisoblab quyidagini olamiz:

$$4\pi A^3 \frac{\sqrt{\pi}}{4(\beta m)^2} = 1. \quad (1.1.16)$$

Bundan

$$A = \sqrt{\frac{\beta m}{\pi}} = \sqrt{-\alpha/\pi}. \quad (1.1.17)$$

(1.1.17) tenglama A va α o'zgarmlarni o'zaro bog'laydi. Ularning qiymatini topish uchun gaz molekulari tezligi kvadratining o'rtacha qiymatini hisoblab topamiz. (1.1.2) ifodadan N umumiy molekular soni uchun

$$\langle v^2 \rangle = \frac{1}{N} \int_0^N v^2 dn_v \quad (1.1.18)$$

ni olamiz.

$$\langle v^2 \rangle = 4\pi A^3 \int_0^{\infty} v^4 e^{-\beta m v^2} dv \quad (1.1.19)$$

ga ega bo'lamiz. Bu yerda
$$A^3 = \left(\frac{\beta m}{\pi}\right)^{3/2} \quad (1.1.20)$$

$$\int_0^{\infty} v^4 e^{-\beta m v^2} dv = \frac{3}{8} \frac{\sqrt{\pi}}{(\beta m)^{5/2}}; \quad (1.1.21)$$

Bu kattaliklarni (1.1.19) ga qo'yib va sodda almashtirishlar bajargach

$$\langle v^2 \rangle = \frac{3}{2} \beta m \quad (1.1.22)$$

ga ega bo'lamiz.

Ikkinchi tomondan, agar yuqoridagi formulalardan foydalanilsa, gaz molekulari tezligi kvadrating o'rtacha qiymatini topish mumkin:

$$\langle v^2 \rangle = \frac{2\langle \omega \rangle}{m} = \frac{3kT}{m}; \quad \beta = \frac{1}{2} kT \quad (1.1.23)$$

ni topamiz. Demak,

$$\alpha = -\frac{m}{2kT}; \quad A = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{1/2}; \quad (1.1.24)$$

A va α doimiylar ifodalarini va tezlik komponentalari $f(v_x)$, $f(v_y)$, $f(v_z)$ taqsimot funksiyalarining ko'rinishini bilgan holda

$$dn_{v_x} = N \left(\frac{m}{2kT}\right)^{1/2} e^{-mv_x^2/2kT} dv_x, \quad (1.1.25)$$

$$dn_{v_y} = N \left(\frac{m}{2kT}\right)^{1/2} e^{-mv_y^2/2kT} dv_y,$$

$$dn_{v_z} = N \left(\frac{m}{2kT}\right)^{1/2} e^{-mv_z^2/2kT} dv_z,$$

deb yozish mumkin.

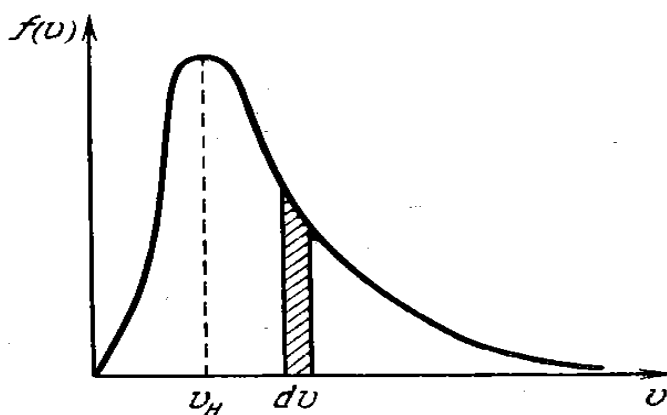
$$dn_v = \frac{4N}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT}\right)^{3/2} e^{-mv^2/2kT} v^2 dv; \quad (1.1.26)$$

ni olamiz. Yuqoridagi formulalarni o'zaro taqqoslab,

$$F = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT}\right)^{3/2} e^{-mv^2/2kT} v^2; \quad (1.1.27)$$

taqsimot funksiyasini aniqlash mumkin. Bu yerda $v = \sqrt{\langle v^2 \rangle}$.

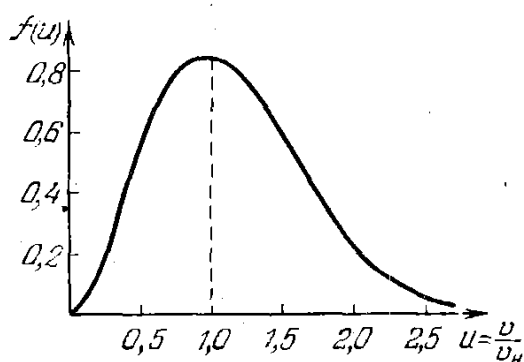
Molekulalarning bu funksiya bilan tavsiflovchi tezliklar bo'yicha taqsimotini birinchi bo'lib 1859-yilda Maksvell aniqlagan va shuning uchun Maksvell taqsimoti deb ataladi. Molekulalarning tezliklari bo'yicha taqsimot egri chiziqlari bir-biridan tubdan farq qiladi.



1.1.1-chizma.Maksvell taqsimotining grafik ifodasi

$f(v_x)$ funksiya egri chizig'i Gauss taqsimotining o'lchashlardagi tasodifiy xatoliklar bo'ysunadigan normal qonuni egri chizig'ining xususiy holi hisoblanadi. $f(v_x)$ egri chiziqning maksimal qiymati nol qiymat yaqinida yotadi, ya'ni gazda v_x tezlik komponentasi nolga yaqin bo'lgan molekulalar eng ko'p bo'ladi, bu degan so'z, gaz molekulalarining ko'proq qismi berilgan momentda x o'qqa perpendikulyar tekislikda harakatlanadi va ularning boshqa o'qlar bo'yicha tezlik komponentalari nolga teng bo'lmaydi, demakdir. Harakat xaotik bo'lganligidan, qarama –qarshi yo'nalishlarda harakatlanuvchi molekulalar soni bir xil bo'ladi. Shuning uchun xaotik harakat tezligining istalgan yo'nalishiga, shu jumladan x o'q yo'nalishiga o'rtacha proyeksiyasi nolga teng. $f(v_y)$ va $f(v_z)$ funksiyalar egri chiziqlari ham xuddi shunday ko'rinishga ega. Tezlikning absolyut qiymati manfiy bo'lishi mumkin emas. Gazda qo'zg'almas molekulalar yo'q, shuning uchun $F(v)$ funksiya egri chizig'i nol qiymatdan boshlanadi. Molekulalar tezliklarining absolyut qiymati bo'yicha taqsimot funksiyasi tezlikning komponentalar bo'yicha taqsimot funksiyasidan v^2 ko'paytuvchidan farq qiladi. $e^{-mv^2/2kT}$

ko'paytuvchi v ortganda v^2 ko'paytuvchining o'sishiga qaraganda tezroq kamayadi. Shuning uchun $F(v)$ egri chiziq simmetrik bo'ladi.



1.1.2-chizma. Nisbiy tezliklar uchun taqsimot funksiyasi

Masalan, gazning barcha molekulari ketma –ket to'qnashuvlar natijasida o'z energiyalarini bitta yagona molekulaga berib, to'xtab qoladigan hol ehtimoldan ancha uzoq. Lekin hatto shunday, oldindan noreal bo'lgan holda ham, bu molekularning energiyasi, binobarin, uning tezligi ham chekli qiymatga ega bo'ladi. Shuning uchun gaz molekulari tezligining absolyut qiymati biror v_{\max} dan $+\infty$ gacha bo'lgan qiymatlarni qabul qila olmaydi. To'qnashuvlar natijasida biror molekularning energiyasi aniq nolga teng bo'ladigan hol juda kam ehtimollidir. Molekular tezligining juda katta va juda kichik qiymatlari o'rtacha qiymatga qaraganda so'z, berilgan qiymatning ehtimolligi $v \rightarrow 0$ da ham, $v \rightarrow \infty$ da ham nolga intiladi demakdir.

Binobarin, molekular tezligining absolyut qiymatlari asosan eng katta ehtimolli qiymati yaqinidagi biror intervalda yotishi mumkin.

$F(x)$ egri chiziq molekular taqsimotini noto'g'ri aks ettirayotgandek bo'lib tuyuladi, chunki tezlikning haqiqiy qiymatlari chekli sonlardan iborat bo'lishidan qat'iy nazar, bu funksiya faqat cheksizlikda nolga aylanadi. Biroq v ning yetarlicha katta qiymatlarida $F(v)$ egri chiziq noldan shunchalik kam farq qiladiki, bunda yuqorida ko'rsatilgan nomuvofiqlikning amalda hech qanday ahamiyatga ega bo'lmaydi.

F(v) funksiya $v = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$ tezlikda maksimum qiymatga ega bo'lishini topamiz. F(v) ning maksimumiga mos keluvchi bu tezlik eng katta ehtimolli tezlik deb ataladi.

Masalan, kislorod molekulasining 0⁰c dagi eng katta ehtimolli tezligi

$$v = \sqrt{\frac{2kT}{m}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 8,31 \cdot 237}{32 \cdot 10^{-3}}} = 377 \text{ m/s}$$

ga teng bo'ladi. Bunda kislorod molekularining tezlik intervallari bo'yicha taqsimoti quyidagicha bo'ladi:

1.1.1-jadval.Kislorod molekularining tezlik intervallari bo'yicha taqsimoti

Tezliklar intervali,m/s	Molekular ulushi, %
100 dan kichik	1,4
100-200	8,1
200-300	16,7
300-400	21,5
400-500	20,3
500-600	15,1
600-700	9,2
700 dan katta	7,7

Ravshanki , molekularning juda katta qismi eng katta ehtimolli tezlikka tegishli intervaldagi tezliklarga ega bo'ladi. Gaz molekulari tezliklar bo'yicha taqsimotining xarakteri ham uning , gazning temperaturasiga , ham uning molekulasining massasiga bog'liq. Temperatura ko'tarilganda yoki molekulaning massasi kamayganda F(v) egri chiziqning maksimumi o'ngga siljib, biroz pasayadi. Quyidagi chizmada kislorod molekulasining 0 va -200⁰c temperaturaga

tezliklar bo'yicha taqsimoti ko'rsatilgan. Molekulalarning tezliklarini absolyut qiymatlari bo'yicha taqsimotini keltirilgan shaklda, ya'ni gaz molekulalarining istalgan massasi va uning istalgan temperaturasi uchun bir xil yoziladigan shaklda ham tasvirlash mumkin. Buning uchun yuqoridagi formuladagi tezlikning absolyut qiymatlarini molekulalar tezligining eng katta ehtimolli tezlikka bo'lgan nisbati bilan aniqlanuvchi $c = \frac{v}{v_{e,e}}$ nisbiy tezlik bilan almashtirish kerak. U holda

$$dn_c = \frac{4N}{\sqrt{\pi}} e^{-c^2} c^2 dc \quad (1.1.28)$$

deb yozish mumkin, bu yerda dn_c -c dan $c+dn_c$ gacha qiymatlar intervaldagi nisbiy tezlikka ega bo'lgan molekulalar soni.

Mos holda $F(c)$ funksiya

$$F(c) = \frac{dn_c}{Ndc} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} e^{-c^2} c^2 \quad (1.1.29)$$

ko'rinishiga ega bo'ladi.

Absissalar o'qi bo'yicha molekulalar c nisbiy tezligining qiymatlarini, ordinata o'qi bo'yicha esa $\frac{dn_c}{Ndc}$ ning qiymatlarini qo'yib, $F(c)$ egri chiziqni olamiz. Tezliklari c dan $c+dc$ gacha bo'lgan intervalda yotuvchi molekulalarning dc ga bo'lgan ko'paytmasiga teng, ya'ni (1.1.1)- chizmada shtrixlab ko'rsatilgan ustunchaning yuziga teng bo'ladi.

Tezlikning o'rtacha arifmetik qiymatini

$$\langle v \rangle = \int_0^{\infty} vF(v)dv \quad (1.1.30)$$

formuladan foydalanib topish mumkin.

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{3kT}{\pi m}} \quad \text{ni topamiz,} \quad \langle v_k \rangle = \sqrt{\langle v \rangle^2} = \sqrt{\frac{3kT}{m}};$$

Gazning muvozanatsiz holatida undagi molekulalarining tezliklar bo'yicha taqsimoti Maksvell taqsimotidan farq qilishini ta'kidlab o'tamiz. Gaz muvozanat

holatiga o'tganda esa molekular orasidagi to'qnashuvlar tufayli unda molekularning tezliklar bo'yicha aynan Maksvell taqsimoti qaror topadi.

Gaz molekulari tezliklarning z-komponentalari bo'yicha taqsimot funksiyasining yuqorida chiqarilgan ifodasi

$$\frac{dn_x}{ndv_x} = A e^{\frac{-mv^2}{2kT}}; \quad \frac{dn_y}{ndv_y} = A e^{\frac{-mv^2}{2kT}}; \quad (1.1.31)$$

Endi biz molekula tezligining ayni bir vaqtda uch shartni qanoatlantirishini topishimiz mumkin :

1. Tezlikning X o'q bo'yicha tashkil etuvchisi v_x dan v_x+dv_x gacha chegaralarda yotadi.

2. Tezlikning y o'q bo'yicha tashkil etuvchisi v_y dan v_y+dv_y gacha chegaralarda yotadi.

3. Tezlikning z o'q bo'yicha tashkil etuvchisi v_z dan v_z+dv_z gacha chegaralarda yotadi.

Tezlik tashkil etuvchilarining har bir koordinata o'qlari bo'yicha qiymatlari boshqa o'qlar bo'yicha tashkil etuvchilarining qiymatlariga bog'liq bo'lmaydi. Shuning uchun molekula tezligining bir vaqtda ko'rsatilgan uchala shartni qanoatlantirish ehtimolligi bu murakkab voqeaning ehtimolligidir. Bunday ehtimollikka ega har bir alohida voqealar ehtimolliklarining ko'paytmasiga teng ekanligini bilamiz. Agar biz koordinata o'qlari bo'yicha tashkil etuvchilari yuqorida ko'rsatilgan chegaralarda bo'lgan hajm birligidagi molekular soni dn_{xyz} bilan belgilasak, quyidagini yozishimiz mumkin :

$$\frac{dn_{xyz}}{n} = A^3 e^{\frac{-mv^2}{2kT}} dv_x dv_y dv_z; \quad (1.1.32)$$

bu yerda

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

bundan

$$dn_{xyz} = nA^3 e^{\frac{-mv^2}{2kT}} dv_x dv_y dv_z; \quad (1.1.33)$$

Yoki,

$$dn_{xyz} = n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{\frac{-mv^2}{2kT}} dv_x dv_y dv_z; \quad (1.1.34)$$

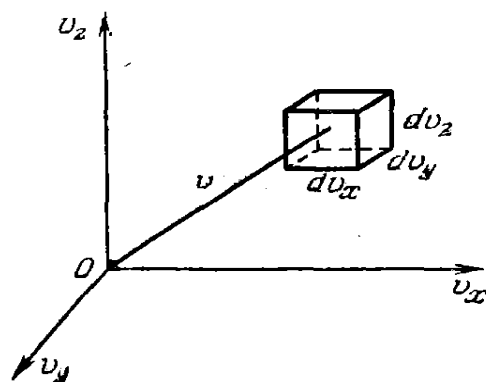
Bu formula hajm birligidagi gaz molekulari sonidan qanchasi koordinata o'qlari bo'ylab , tashkil etuvchilari v_x va v_x+dv_x , v_y va $v_y + dv_y$, v_z va $v_z + dv_z$ intervallarda yotgan tezlikli molekular ekanini , ya'ni tezliklari kattaligi jihatidan ham , yo'nalishi jihatidan ham berilgan intervalda yotuvchi molekular sonini ko'rsatadi. Bu formulaga yaqqol geometrik ma'no berish mumkin.

Gazning hajm birligidagi v tezlik komponentalari yuqorida ko'rsatilgan intervalda bo'lgan barcha molekularni to'pladik va ularni chiqarib yubordik deb faraz qilaylik. Bir sekunddan so'ng ularning hammasi boshlang'ich vaziyatdan v masofada va tomonlari dv_x, dv_y, dv_z bo'lgan parallalepiped ichida , ya'ni

$$d\omega = dv_x dv_y dv_z \quad (1.1.35)$$

hajmda bo'ladi. Bu (1.1.2)- chizmada bizning fikriy tajribamiz o'ziga xos koordinatalar sistemasida tasvirlangan bo'lib , uning o'qlari bo'ylab v_x, v_y, v_z tashkil etuvchilar qo'yilgan . Bu parallalepipedning hajm birligidagi molekular soni (1.1.34) formulaga muvofiq quyidagiga teng bo'ladi :

$$\frac{dn_{xyz}}{d\omega} = n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{\frac{-mv^2}{2kT}};$$



1.1.3-chizma. Tezlik komponentalarining tezliklar fazosida taqsimlanishi

Bu kattalik, albatta, v tezlik vektorining yo'nalishiga bog'liq bo'lishi mumkin emas. Shuning uchun endi molekullarning tezliklar bo'yicha ularning yo'nalishlariga bog'liq bo'lmagan holda taqsimot funksiyasini topish qiyin emas. Haqiqatdan ham, gazning hajm birligidagi tezliklari barcha molekullarning barcha yo'nalishlar bo'yicha v dan $v+dv$ gacha intervalda bo'lgan barcha molekullarni bir joyda to'plasak va so'ngra chiqarib yuborsak, ular har tomonga uchib ketib, bir sekunddan so'ng radiusi v va qalinligi dv bo'lgan shar qatlamida (1.1.35) tekis taqsimlangan bo'ladi. Bu shar qatlami yuqorida qayd qilingan „parallelepiped“ ning yig'indisidan iborat bo'ladi. Bu qatlam hajm birligidagi singari bo'ladi, ya'ni (1.1.34) formula bilan aniqlanadi. Bu qatlamdagi tezliklari v dan $v+dv$ gacha bo'lgan intervalda yotgan molekullar sonidir.

Bu son quyidagiga teng bo'lishi ravshan

$$dn = n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} d!$$

Bu yerda $d!$ shar qatlamining $4\pi v^2 dv$ ga teng bo'lgan hajmi. Shunday qilib,

$$dn = 4\pi n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv = \frac{4}{\sqrt{\pi}} n \left(\frac{m}{2kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv;$$

yoki,

$$\frac{dn}{n} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv;$$

Bu formula molekullarning tezliklar bo'yicha Maksvell taqsimot qonunini ifodalaydi. $\frac{dn}{n}$ kattalik gazning ixtiyoriy tanlangan molekulasi albatta v dan $v+dv$ gacha intervalda yotgan hajm birligidagi barcha molekullarning ulushidir. Quyidagi

$$f(v) = \frac{dn}{n dv} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT}\right)^{\frac{3}{2}} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}}; \quad (1.1.36)$$

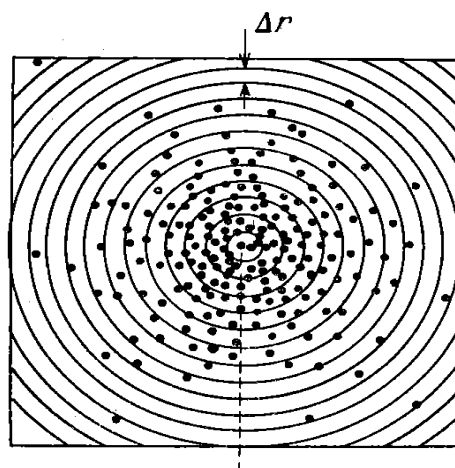
kattalik molekullarning tezliklar bo'yicha taqsimot funksiyasidir. Bu funksiya gaz hajm birligidagi molekullarning tezliklari ayni shu tezlikni o'z ichiga olgan tezliklarning birga yaqin intervalda yotgan ulushini bildiradi.

Maksvell taqsimot funksiyasining ko'rinishi grafik ravishda (1.1.1) chizmada ko'rsatilgan. Bu funksiya $v=0$ va $v \rightarrow \infty$ da nolga aylanadi. Bunday bo'lishi tabiiy : gazda harakatsiz molekullar va tezliklari cheksiz katta bo'lgan molekullar yo'q. (1.1.1) – chizmadagi egri chiziqdan tezlikning biror $v_{e.e}$ qiymatida taqsimot funksiya maksimumga ega bo'lishi ko'rinib turibdi, ya'ni gaz barcha molekullarining eng ko'p ulushi $v_{e.e}$ ga yaqin tezliklar bilan harakatlanadi.

Shuningdek , bunday deyish mumkin: gaz molekullarida $v_{e.e}$ ga yaqin bo'lgan tezliklar boshqalaridan ko'proq uchraydi, molekulaning tezligi $v_{e.e}$ ga yaqin bo'lish ehtimolligi eng kattadir. Shuning uchun Maksvell taqsimoti egri chizig'ining maksimumi eng katta ehtimolli tezlik deyiladi.

Molekullarning tezliklari bo'yicha taqsimoti va tezlik komponentalari bo'yicha taqsimoti orasidagi farqni yaxshi tushunish uchun tasodifiylik qonunlari xuddi molekullarning taqsimotidagi kabi asosiy rol o'ynaydigan boshqa proressini qarab chiqamiz.

Faraz qilaylik , nishonning markazidagi nuqtasi mo'ljalga olinib o'q uzayotgan bo'lsin. Otuvchi qanchalik mergan bo'lmasin va qurol qanchalik aniq sozlangan bo'lmasin , o'qlar mo'ljallanayotgan nuqtaga aniq tegmaydi, balki nuqta atrofida biror masofaga yoyilgan bo'ladi.



1.1.4-chizma.Nishon maydonining halqalarga bo'linishi

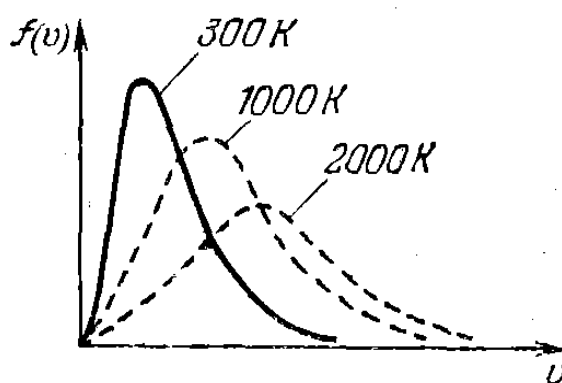
Bunda amalda hisobga olish mumkin bo'lmagan bir qancha sabablar bor: portdagi zaryadlar tamomila bir xil bo'lmasligi, shamolning ta'siri va shunga o'xshashlar.

Juda ko'p o'q uzilganda o'qning mo'ljallanayotgan nuqta atrofida taqsimlanishi, ya'ni nuqtagacha bo'lgan masofalari bo'yicha taqsimlanishi qiyin emas. (1.1.4) chizmadagi o'qlarning mo'ljallanayotgan nuqta atrofidagi tekkan joylari tasvirlangan. Bunday taqsimotni 2 xil baholash mumkin. Nishonning butun maydonini, otish bo'yicha musobaqalarda qilinadigandek, bir-biridan teng Δr masofalarda qator aylanalar o'tkazib, halqasimon polosalarga ajratish va har bir polosadagi o'q o'rnining Δn sonini aniqlash, ya'ni mo'ljallangan nuqtadan r masofadagi r dan $\Delta r + r$ gacha intervalda to'g'ri eltuvchi o'qlar o'rnini sonini aniqlash mumkin. Agar, markaziy doira kichik bo'lsa, undagi o'qlar o'rnini nolga yaqin bo'ladi, chunki juda kichik doirani mo'ljallab bo'lmaydi. Halqasimon polosalarning markazdan uzoqligi ortgan sari o'qlar o'rnini avval orta boradi, biror maksimumga yetgandan keyin kamayadi va yetarlicha uzoqlashgach, nolga teng bo'ladi.

Boshqacha yo'l tutish ham mumkin. Nishon maydonini bir-biridan xuddi shunday Δr masofaga turgan qator parallel chiziqlar vositasida polosalarga bo'lamiz. Endi har bir polosaga to'g'ri keladigan o'q o'rinlari hisoblansa, uning markaziy polosadan uzoqlashgan sari Δn monoton kamayib borishini,

mo'ljallangan nuqtadan yetarlicha katta masofada nolga intilishini chizmadan oson ko'rish mumkin, bu (1.1.4) chizmadagi egri chiziqdan va shunga o'xshash egri chiziqdan ko'rinib turibdi.

Bayon qilingan usullarning birinchisi $f(v)$ funksiyani aniqlash, ikkinchisi esa $f(v_x)$ tezlikning komponentalari bo'yicha taqsimot funksiyasini aniqlash usulidir. Molekulalarning tezliklar bo'yicha taqsimot egri chizig'idan foydalanib, hajm birligidagi molekulalarning tezliklari bo'yicha dv tezliklar intervalida bo'lgan $\frac{dn}{n}$ ulushini grafik tarzda aniqlash mumkin. Bu ulush (1.1.4) chizmadagi asosi dv va balandligi $f(v)$ bo'lgan shtrixlangan polosaning maydoniga teng. Taqsimot egri chizig'i va tezliklar o'qi orasidagi hamma maydon hajm birligidagi molekulalarining umumiy sonini berishi ravshan. (1.1.35) dagi formuladan ko'rinib turganidek, taqsimot egri chizig'ining ko'rinishi gazning tabiati va temperaturaga bog'liq. (1.1.5)-chizmada azot molekulalarining turli temperaturalarda tezliklar bo'yicha taqsimlanish egri chiziqlari berilgan. Bu egri chiziqlar temperaturaning ortishi bilan molekulalarining tezliklari ortishi, butun egri chiziqning esa katta tezliklar tomoniga siljishini ko'rsatadi. Biroq egri chiziqlar va tezliklar o'qi bilan chegaralangan maydon, albatta, o'zgarmaydi. Shu tufayli temperatura ortishi bilan egri chiziqning maksimumi pasayadi.



1.1.5-chizma. Turli temperaturalarda azot molekulalarining taqsimot funksiyalari

Molekulalarning tezliklar bo'yicha Maksvell taqsimoti tenglamasini chiqarishda molekulalararo to'qnashuvlarni mutlaqo inobatga olmadik, holbuki to'qnashuvlar molekulalarining tezliklariga, ya'ni ularning tezliklar bo'yicha taqsimotiga ta'sir ko'rsatmay iloji yo'q. Aslida esa anashu to'qnashuvlar tufayligina tezliklar bo'yicha Maksvell taqsimoti yuzaga keladi. Haqiqatdan ham, gaz shunday holatdagi, uning barcha molekulalari birday tezlikka ega deb faraz qilaylik. Bunday holat turg'un holati bo'la olmaydi, chunki to'qnashuvlar shunga olib keladiki, molekulalarning tezliklari birday bo'lmay qoladi. Ikki molekulaning har qanday to'qnashuvlarida bir molekulaning tezligi ortadi, ikkinchisiningi kamayadi.

Maksvell birinchi marta shunga e'tibor berdiki, uningcha, to'qnashuvlarda tezliklari ortadigan molekulalar soni to'qnashuvlar natijasida tezliklari kamayadigan molekulalar soniga teng bo'ladigan holat bo'lishi kerak. Bunday holat muvozanat holati bo'ladi. Molekulalarning tezliklar bo'yicha Maksvell taqsimoti xuddi shunday holatga muvofiq keladi. Keyinchalik Bolsman shuni ko'rsatdiki, agar gazsimon molekulalarining tezliklar bo'yicha taqsimoti Maksvell taqsimoti bo'yicha bo'lmagan holatda bo'lsa, bunday gaz molekulalarining to'qnashuvlari tufayli Maksvell taqsimoti bo'ysunadigan holatga o'z-o'zidan o'tar ekan.

Maksvell taqsimoti – muvozanatli taqsimotdir. Biz bu taqsimotga qarashda uni muvozanatli taqsimot deb qarashdan boshladik. Shuning uchun, masalan, yuqoridagi formulani chiqarishda to'qnashuvlarni hisobga olish kerak bo'lmadi. Agar, Δz_0 qatlamini tashlab ketgan qandaydir molekulalar to'qnashuvlar tufayli Δz qatlamga yetmagan bo'lsa, buning o'rniga bu qatlamga yetishi lozim bo'lmagan qandaydir boshqa molekulalar to'qnashuvlari tufayli bu qatlamga yetgan.

Gazda bo'ladigan molekulyar harakatlarni hamma vaqt biz xaotik deb atadik. Endi issiqlik harakatlarining xaotikligi tushunchasiga aniq ta'rif berishimiz mumkin: agar molekulalar tezliklari Maksvell qonuniga muvofiq taqsimlangan bo'lsa, molekulalarining harakati batamom tartibsiz bo'ladi.

Gaz muvozanat holatda bo'lganda molekulalar ana shunday tamomila xaotik harakatda bo'ladi. Bunday temperaturaning ayni shu xaotik harakatlar o'rtacha kinetik energiyasi bilan aniqlanishi kelib chiqadi. Molekulalarning har qanday yo'nalgan harakatlari, bunday harakatda ularning tezliklari qanday bo'lmasin, temperaturaga hech qanday aloqador emas. Kuchli shamol hosil qilgan havo tezligi isitmaydi. Hatto eng kuchli shamollar ham issiq yoki sovuq bo'lishi mumkin, chunki gazning temperaturasi shamolning yo'nalishli tezligi bilan emas, molekulalarning butun gazdagi yo'nalishli harakati bilan birga bu harakati bilan birga bu harakatidan mustaqil ravishda xaotik harakatlari bilan belgilanadi.

1.2. Molekulalarning o'rtacha tezliklari

Maksvell taqsimot funksiyasidan foydalanib, molekulyar fizika uchun muhim bo'lgan bir qator kattaliklarni hisoblash mumkin. Bu yerda misol tariqasida o'rtacha arifmetik tezlik v ni avval hisoblab topilgan o'rtacha arifmetik tezlik $v = \sqrt{v^2}$ ni nihoyat, eng katta ehtimolli tezlik $v_{e.e}$ ni keltirib chiqaramiz. Molekulalar o'rtacha arifmetik tezliklarini hisoblashni boshlaymiz.

Ta'rifga ko'ra, o'rtacha arifmetik tezliklarini v hajm birligidagi hamma molekulalarning hamma tezliklari yig'indisining hajm birligidagi molekulalar soniga nisbatiga teng. Hajm birligidagi tezliklari v dan $v+dv$ gacha intervalda yotgan molekulalar soni $nf(v)dv$ ga teng bo'lishi ravshan. Bunday barcha molekulalar yig'indisi $\int_0^\infty vnf(v)dv$ ga teng. Har qanday tezlikka ega bo'lgan barcha molekulalarning tezliklari yig'indisini topish uchun bu funksiyaning noldan cheksizlikkacha mumkin bo'lgan barcha tezliklar bo'yicha integrallash kerak. Binobarin, barcha tezliklarning yig'indisi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\int_0^\infty vnf(v)dv, \text{ o'rtacha arifmetik tezlik esa}$$

$$v = \frac{1}{n} \int_0^\infty vnf(v)dv = \int_0^\infty vf(v)dv ;$$

Bu yerda $f(v)$ uchun avval olingan (1.1.36) ifodani qo'yib, quyidagini olamiz:

$$v = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{\frac{3}{2}} v^3 e^{\frac{-mv^2}{2kT}} dv.$$

Bu ifodaga kiradigan integralni hisoblash uchun integral osti ifodani o'zgartiramiz:

$$v^3 e^{\frac{-mv^2}{2kT}} dv = v^2 e^{\frac{-mv^2}{2kT}} v dv \quad .$$

Bundagi $v dv = \frac{1}{2} d(v^2)$ bo'lgani uchun

$$v^3 e^{\frac{-mv^2}{2kT}} dv = \frac{1}{2} v^2 e^{\frac{-mv^2}{2kT}} v d(v^2)$$

va

$$v = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{2} \int_0^{\infty} v^2 e^{\frac{-mv^2}{2kT}} d(v^2).$$

Yangi o'zgaruvchi $z = mv^2/2kT$ kiritib , integralni shunday yozamiz:

$$\frac{1}{2} \int_0^{\infty} v^2 e^{\frac{-mv^2}{2kT}} d(v^2) = \frac{1}{2} \left(\frac{2kT}{m} \right) \int_0^{\infty} z e^{-z} dz,$$

va bo'laklab integrallash

Xulosa

Bitiruv malakaviy ishining I bobida gazlarning xossalari nafaqat o'rtacha kinetik energiya kattaligi , balki energetik spektrga bog'liq ekanligi ko'rsatilgan. Uning I bobida, molekularning arifmetik, o'rtacha kvadratik va ehtimolli tezliklari nazariy tahlil qilingan.

Bitiruv malakaviy ishida termodinamik sistemalarda Maksvell va Bolsman taqsimotlari o'rganilgan va tahlil qilingan. Bitiruv malakaviy ishining I bobida quyidagi xossalar olingan:

1. Gaz muvozanat holatda bo'lganda molekular ana shunday tamomila

xaotik holatda bo'ladi. Bunday temperaturaning ayni shu xaotik harakatda o'rtacha kinetik energiyasi bilan aniqlanadi. Molekulalarning har qanday yo'nalgan harakatlari, bunday harakatda ularning tezliklari har qanday bo'lmasin, temperaturaga hech qanday aloqador emas. Hatto ancha kuchli shamollar ham issiq yoki sovuq bo'lishi mumkin, chunki gazning temperaturasi shamolning yo'nalishli tezligi bilan emas, molekulalarning butun gazdagi yo'nalishli harakati bilan birga bu harakatidan mustaqil ravishda xaotik harakatlari bilan belgilanadi.

2. Maksvell taqsimot funksiyasidan foydalanib, molekulyar fizika uchun muhim bo'lgan bir qancha kattaliklarni hisoblash mumkin. Misol tariqasida molekulalarning o'rtacha tezliklarini ko'rish mumkin.

3. Molekulalarning tezliklar bo'yicha taqsimoti bilan bog'liq bo'lgan muhim masalalardan biri tezliklari berilgan tezlikdan yuqori bo'lgan molekulalar ulushini topishga doir masalalardir. Bunday masalalarni yechish uchun ham nisbiy tezliklararo Maksvell formulasidan foydalanish qulay hisoblanadi.

II Bob. Statistika taqsimot qonunlari.

2.1. Sistemaning fazoda taqsimlanishi

Hozirgi kunda statistika usullari fizikaning turli masalalarini yechishda keng qo'llaniladi. Ammo Shredinger so'zlari bilan aytganda „statistik termodinamikada bitta muammo bor: berilgan energiya miqdorini aynan sistemalar orasida taqsimlash”. Bu masalani yechishda ikkita oddiy holatlar muhim ahamiyat kasb etadi.

1. Ajratib olingan sistemalar tashqi muhit bilan tengdast almashtiriladi. Ya'ni termostatda joylashgan .

2. Sistema izolyatsiyalangan.

Birinchi xususiy hol. Energiyalar barcha kanonik taqsimotga olib keladi.

Ikkinchisida esa mikrokanonik taqsimotga olib keladi. Ikkala atama ham Gibbs tomonidan kiritilgan. Bu taqsimotlarning bir-biriga o'tish mumkin, chunki real

tabiatda jismlar orasida ideal almashinuv uchramaydi va demak, absolyut

izolyatsiyalangan sistemalar ham mavjud emas. Hammasi qanday vaqt oralig'ida sistema o'rnatilganligi va u boshqa sistemalarga nisbatan o'lchashlariga bog'liq.

Qayta sondagi zarrachalarning tashkil topgan makroskopik sistemani tasavvur

qilamiz. Bunday sistemalarga gaz, eritma va hokazolarni misol qilib olish mumkin. Bu murakkab sistemani qismlarga bo'lamiz va ularni podsystemalar deb ataymiz. Har bir bunday podsystema katta sistemadagi tashqi podsystemalar bilan o'zaro ta'sirlashadi. O'zaro ta'sir murakkab bo'lib, tasodifiy haroratga ega. Bunday holatlar uchun bir nechta misol keltirish mumkin. Masalan, berilgan sistema sifatida gaz olinsa, u molekularini podsystemalar deb qarasaq, bitta molekulaning boshqalari bilan ta'sirlashuvi murakkab hodisadir.

Agar, belgilab olingan podsystema uzoq vaqt davomida kuzatilsa, uning holati boshlang'ich vaqt momentidagi holatga boshlang'ich shartlarga bog'liq bo'lib qoladi. Berilgan podsystema ko'plab va tasodifiy o'zaro ta'sirlarda ishtirok etganligi sababli u uzoq vaqt davomida turli holatlarda bo'lishga ulguradi va u qachondir bo'lgan boshlang'ich holat podsystema tomoni intiladi. Shuning uchun berilgan energiyani har qanday sistemaning holati bir xil ehtimol bilan kechadi. Bu holat elementar tartibsizlik yoki Bolsman statistikasidagi teng ehtimolli gipotezasini to'la qanoatlantiradi.

Agar, o'zaro ta'sir yetarlicha kichik vaqt davomida amalga oshsa, podsystemalar uzoq vaqt o'zaro ta'sirlashmaydi deb hisoblash mumkin. Bunda butun sistemaning energiyasi podsystemalar energiyasining umumiy k yig'indisidan iborat bo'ladi:

$$E = \sum_K E_K \quad (2.1.1)$$

Bunda podsystemalarning o'zaro ta'sir energiyasi hisobga olinmaydi. Podsystemalarning birini ajratib olib, uni qandaydir termostat ichiga joylashtiramiz. Ancha uzoq vaqt davomida termostatda joylashgan podsystemadagi energiya vaqtga bog'liq emas degan xulosaga kelish mumkin. Termostat faqatgina tashqi faktor bo'lgan gaz qurilmasi bizni qiziqitirmaydi. Termostatdagi bitta podsystemadan ko'plab o'xshash podsystemalarga o'tish mumkin. Bunda podsystemalarning ansambli hisoblanadi. Natijada fazoda sistemalarning teng taqsimotini o'rganish masalasi kelib chiqadi. Sistemaning mikroskopik tuzilishini bilgan holda makroskopik xususiyatlarini tavsiflovchi o'rtacha kattaliklarni va fluktuatsiyalarni keltirib chiqarish mumkin. Keltirib

chiqargan o'rtacha qiymatlar uchun butun ansanbli barchasi o'rinli bo'lib, ular real sistemani xarakterlaydi.

Statistik fizika atom, molekula, ion kabi juda ko'p zarralardan tashkil topgan sistema - makroskopik sistemalarning xossalarini, ularda kechadigan jarayonlarni va qonuniyatlarni o'rganadi. Bunday sistemalarning xossalari kam zarrali sistemalar xossalaridan tubdan farq qiladi. Makroskopik sistemaning zarralari klassik yoki kvant fizika qonunlariga bo'ysunishiga klassik va kvant statistik fizika bo'linadi. Bu holatdan qat'iy nazar makroskopik sistemalarda statistik qonuniyatlar o'rinli bo'ladi.

Mikroskopik fizika nuqtayi nazaridan makroskopik sistemani tashkil qilgan hamma zarralarning o'rnini va harakat qonuniyatlari ma'lum bo'lsa, uning holati aniqlangan deyiladi. Boshlang'ich vaqtda ayrim zarralarning o'rnini va ularning harakati qonuniyatlarini bilgan holda, klassik mexanika yoki kvant mexanika qonunlari bo'yicha ularni keyingi ixtiyoriy vaqt momentidagi holatini aniqlash mumkin. Shunday qilib, berilgan vaqtda makroskopik sistema holatini aniqlab qolmasdan, balki vaqt davomida bu holatning o'zgarishini ham kuzatish mumkin. Ammo sistema mikroholatining vaqt bo'yicha o'zgarishi, zarralarning ko'pligi va ularning doimiy harakati tufayli, g'oyat murakkab va chigal xarakterga ega bo'ladi.

Makroskopik sistemaning xossalarini klassik yoki kvant fizika qonunlari yordamida o'rganishga harakat qilish nimalarga olib kelishini ko'rib chiqaylik. Har bir zarra uni o'rab turgan zarralar hosil qilgan maydon va tashqi maydon ta'sirida harakat qiladi. Har ikkala tipdagi maydon ta'sirida harakat qilayotgan zarralar uchun harakat tenglamalarini yozish mumkin. Bunday 10 tenglamalar soni sistemaning erkinlik darajasiga teng bo'ladi. Sistema Nta zarradan tashkil topgan bo'lsa, tenglamalar soni $3N$ ta bo'ladi. Bunday tenglamalarni yechish amalda bajarib bo'lmaydigan vazifadir. Bu masala amalga oshirilgan taqdirda ham barcha zarralar uchun boshlang'ich shartlarni yozib bo'lmaydi, demak, bu shartlarni qanoatlantiruvchi yechimni ham yozib bo'lmaydi. Shuning uchun uning dinamik harakatlarini amalda tadqiq qilish mumkin emas. Xulosa juda ko'p zarralardan

tashkil topgan sistemaning xossalarini klassik yoki kvant mexanika tenglamalari orqali o'rganib bo'lmaydi. Demak, makroskopik sistema holatini aniqlash uchun yangi tipdagi qonuniyat - statistik qonuniyatni yaratish masalasiga olib keladi. Bu masala ehtimollik nazariyasi bilan uzviy bog'langandir. Shunday qilib, statistik fizikaning asosiy vazifasi ehtimollik nazariyasiga asoslanib, taqsimot funksiyalarini topish, makroskopik sistemaning fundamental qonuniyatlarini kashf etish, tushuntirish, sistema holatini xarakterlovchi termodinamik kattaliklarni va ular orasidagi asosiy munosabatlarni topishdan iboratdir.

Makroskopik sistema holatini, umuman olganda, klassik yoki kvant mexanika yordamida tavsiflash mumkinligini yuqorida eslatib o'tdik. Qulaylik uchun avval klassik mexanika o'rinli deb qaraylik. Makroskopik sistema sifatida N ta bir xil zarralardan tashkil topgan V hajmli ideal gazni olib qaraylik. Statistik fizikada sistema holatini qo'shmaparametrlar majmuasi (q_i, p_i) bilan tavsiflash qabul qilingan. Bu yerda q_i - umumlashgan koordinatalar, p_i - umumlashgan impulslar ($i = 1, 2, \dots, 3N$). Zarralarning har birini uchta erkinlik darajasiga ega bo'lgan moddiy nuqta deb qaraylik. Klassikada o'zaro ta'sirlashmaydigan N zarradan tashkil topgan mexanik sistemaning har bir erkinlik darajasiga to'g'ri kelgan umumlashgan koordinata va impuls vaqtga bog'lanishi birinchi tartibli $6N$ Gamilton tenglamalar sistemasi

$$\dot{p}_i = -\frac{\partial H}{\partial q_i}, \quad \dot{q}_i = \frac{\partial H}{\partial p_i} \quad (2.1.2)$$

bilan aniqlanadi. Bu yerda p_i - umumlashgan impulslar quyidagi munosabat bilan aniqlanadi:

$$p_i = \frac{\partial H}{\partial \dot{q}_i}$$

$H(q, p) = T(p) + U(q) - G$ amilton funksiyasi.

Mikroskopik sistemani Gamilton tenglamalari sistemasining o'rniga $3N$ ta ikkinchi tartibli Lagranj tenglamalari sistemasi

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} - \frac{\partial L}{\partial q_i} = 0, \quad i=1,2,\dots,3N \quad (2.1.3)$$

bilan ham tavsiflash mumkin. Bu yerda $L(\dot{q}, q) = T(\dot{q}) - U(q)$ - sistemaning Lagranj funksiyasi, $(T(q)), U(q) \sim$ mos ravishda sistemaning kinetik va potensial energiyasi. Langranj va Gamilton formalizmlari ekvivalent bo'lib ,birday natijaga olib keladi. Bu tenglamalar sistemasining yechimi umumlashgan koordinata q_i larning vaqtga va $6 N$ ta katta sondagi tenglamalar sistemasini aniq yechish mumkin emas. Shuning uchun, katta sondagi zarralardan tashkil topgan makroskopik sistema holatini tavsiflashda mexanik metoddan tubdan farq qiladigan yangi metodni izlab topish kerak. Ana shunday metod – statistic metoddir. Bu metodni o'rganish bizning asosiy vazifamizdir. Hozir esa mexanika masalalarini tahlil qilishda ko'p qo'llaniladigan fazalar fazosi metodi bilan tanishib chiqamiz. Bu metod Gamilton prinsipi bilan bog'langan. Koordinata o'qlari umumlashgan koordinatalar q_1, q_2, \dots, q_N va umumlashgan impuls, p_1, p_2, \dots, p_N dan iborat bo'lgan $6 N$ o'lchovli faraziy ortogonal fazo kiritamiz. Bunday fazo -fazalar fazosi deyiladi. Bunday fazoning har bir nuqta sistemaning dinamik mikroholatini ifodalaydi. Birorta metod yordamida kanonik tenglamalar sistemasi (1.1) ning yechimini topdik deb faraz qilaylik. Ya'ni:

$$q_1 = q_1(c_1, c_2, \dots, c_{6N}, t) \quad p_1 = p_1(c_1, c_2, \dots, c_{6N}, t)$$

$$q_2 = q_2(c_1, c_2, \dots, c_{6N}, t) \quad p_2 = p_2(c_1, c_2, \dots, c_{6N}, t)$$

.....

.....

$$q_{3N} = q_{3N}(c_1, c_2, \dots, c_{6N}, t) \quad p_{3N} = p_{3N}(c_1, c_2, \dots, c_{6N}, t)$$

funksiyalar ma'lum bo'lsin. Bu yerda c_1, c_2, c_{6N} - $6 N$ ta boshlang'ich shartlarga mos keluvchi harakat integrallaridir. Fazalar fazosidagi har bir nuqta sistemaning aniq vaqt momentidagi mikroholatini aks ettiradi. Fazoviy koordinata sistemasidagi nuqtadan farq qilish uchun fazalar fazosidagi nuqta tasviriy nuqta deb ataladi.

Fazalar fazosidagi sistema holatining o'zgarishini aks ettiruvchi traektoriya tasviriy traektoriya yoki sistemaning faza portreti deyiladi. Sodda qilib gapirganda faza portreti (1.1) tenglamalardan kelib chiqadigan $p = p(q, c)$ bog'lanishlar grafigidir. Demak, metodning afzalligi shundan iborat ekanki, (2.1.2) tenglamalarni yechmasdan sistemaning faza p ortretidan foydalanib fazalar fazosida sistema harakatining umumiy xususiyatlarini o'rganish mumkin. Shuni ta'kidlash lozimki, bu metod sistemaning erkinlik darajasi juda ko'p bo'lgan (makrosistema) hollarda avvalgiday murakkab matematik masalaga aylanadi. Shunga qaramasdan statistik fizika asoslarini yaratishda muhim rol o'ynaydi. Bu tushunchalarni bir erkinlik darajasiga ega bo'lgan sistema uchun ko'rib chiqamiz. Soddalik uchun chiziqli garmonik ossillatorning fazaviy traektoriyasini o'rganaylik. Garmonik ossillator kvazielastik kuch $F = -kx$ ta'siri ostida $x = 0$ nuqta atrofida harakat qilsin. Harakat tenglamasi

$$\ddot{x} + \omega^2 x = 0$$

ko'rinishda bo'ladi. Bu yerda $\omega = \sqrt{k/m}$, k – elastiklik koeffitsiyenti, m – ossillatorning massasi. Tenglama yechimini

$$x = A \sin(\omega t + a)$$

ko'rinishda qidiramiz. U holda ossillator impulsi

$$p = A \omega m \cos(\omega t + a)$$

Koordinata va impuls ifodalaridan vaqtni yo'qotamiz hamda natijada:

$$\left(\frac{x}{A}\right)^2 + \left(\frac{p}{A\omega m}\right)^2 = 1$$

tenglikni hosil qilamiz. Bu esa yarim o'qlari $a = A$ va $b = A\omega m$ bo'lgan ellips tenglamasidir. Demak, chiziqli garmonik ossillatorning fazalar fazosidagi tasviriy traektoriyasi yoki faza portreti ellipsdan iborat ekan.

Ellipsning yuzasi $S = \oint p dx = \pi m \omega A^2$

ossillatorning energiyasi esa

$$H = \varepsilon = \frac{p^2}{2m} + \frac{kq^2}{2} = \frac{\gamma A^2}{2}$$

teng bo'ladi. Siklik chastota $= 2\pi\nu$ ekanligini hisobga olsak, garmonik ossillyator energiyasi yoki davriy harakat bajarayotgan bitta zarradan tashkil topgan sistemaning energiyasi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\varepsilon = \nu \oint p dq$$

Bu yerda koordinata va impuls umumlashgan koordinata va impuls bilan almashtirildi.

Katta sondagi zarralardan tashkil topgan sistema uchu n fazalar fazosi ham ko'p o'lchamli bo'ladi, bu holda (2.1.2) ni grafik holda tahlil qilish amalda mumkin emas. Shunday bo'lsada bu tushuncha statistik fizikada muhim ahamiyatga ega. Bunda fazalar fazosining elementar hajmini bilish muhimdir va uning elementar hajmi

$$d\Gamma = \prod [dq_i dp_i, (i=1, 2, \dots, 3N)]$$

ko'rinishda yoziladi.

Biz endi sistema kvant mexanika qonuniyatiga bo'ysunuvchi N ta zarralardan tashkil topgan deb qaraylik, u holda sistema mikroholatlarini aniqlash uchun N ta Shredinger tenglamasini yechish kerak. Bu masalani ham umumiy ko'rinishda yechish mumkin emas. Agar sistemani bir o'lchamli potensial o'rada harakat qilayotgan bitta kvant zarradan tashkil topgan deb qarajak, kvant mexanika umumiy qoidalarga asosan energiya va impuls uchun

$$\rho_n = \frac{hn}{2a}, \quad \varepsilon_n = \frac{h^2 n^2}{8ma^2}$$

ko'rinishdagi ifodalarni yozish mumkin. Bu yerda: p_n va ε_n – mos ravishda kvant zarra impulsi va energiyasi; n - kvant son, a – potensial o'ra o'lchami; $h=6,62 \cdot 10^{-27}$ erg *s- Plank doimiysi. Ikkinchi misol sifatida garmonik kvant ossillyatorini ko'ramiz. Uning energiyasi

$$\varepsilon_n = h\nu \left(n + \frac{1}{2} \right) \quad (2.1.4)$$

Kvaziklassik yaqinlashishda zarraning fazalar fazosida chizgan yuzasi, ya'ni holat yuzasi Bor-Geyzenberg qoidasiga ko'ra kvantlanadi:

$$\varepsilon_n = \oint p_n = h\nu n$$

n holatga mos kelgan ellips yuzasi esa $(n-1)$ holatga to'g'ri kelgan yuzadan « h » ga farq qiladi, ya'ni

$$\oint p_n dx - \oint p_{n-1} dx = h$$

Demak, fazalar fazosida ossillyatorning har bir kvant holatiga yuzasi h ga teng bo'lgan «katakcha» to'g'ri kelar ekan. Uch o'lchamli potensial o'rada harakatlanuvchi kvant zarrani olib qarasaq, unga fazalar fazosida hajmi h^3 ga teng bo'lgan kvant holati to'g'ri keladi. Ozodlik darajasi f bo'lgan sistemaga hf hajmli kvant holat to'g'ri keladi. Uch o'lchamli potensial o'radak kvant zarra impulsi $p_n = \frac{hn}{2a}$, energiyasi $\varepsilon_n = \frac{h^2 n^2}{8ma^2}$ bo'ladi;

u yerda $n^2 = n_1^2 + n_2^2 + n_3^2$ ($n=1, 2, \dots$) – x, y, z yo'nalishlar bo'yicha kvant sonlari.

Bir xil energiyali holatlar soni aynish karraligi yoki kvant holatlar soni, yoki statistik vazn deb ataladi. Kvant holatlar sonini bilish statistik fizikada muhim o'rin tutadi va odatda $\Omega(\varepsilon)$ yoki $g(\varepsilon)$ kabi belgilanadi, $\varepsilon, \varepsilon + d\varepsilon$ energiya intervaliga to'g'ri kelgan kvant son $d\Omega!$ bilan belgilanadi.

Kvant holatlar sonini hisoblash uchun shu energiyaga to'g'ri kelgan fazalar fazosi hajmini bitta kvant holat hajmiga bo'lish kerak, ya'ni $\Omega(\varepsilon) = \Gamma(\varepsilon) / h^3$. Sistemaning erkinlik darajasi f ta bo'lsa, kvant holatlar soni

$$\Omega(\varepsilon) = \frac{\Gamma(\varepsilon)}{h^f}, \quad d\Omega(\varepsilon) = \frac{d\Gamma(\varepsilon)}{h^f} = \frac{1}{h^f} \frac{\partial \Gamma(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} d\varepsilon$$

bu yerda Γ - fazalar fazosining hajmi. Kvant holatlar soni multiplikativ qonuniga bo'ysunadi:

$$\Omega = \prod \Omega_i$$

ya'ni, o'zaro bog'lanmagan murakkab sistemalarning kvant holatlar soni, barcha bo'laklar energiyasiga to'g'ri kelgan kvant holatlar sonining ko'paytmasiga teng bo'ladi.

2.2. Gibbsning kanonik taqsimoti

Kanonik taqsimot formulasini keltirib chiqarish uchun har biri termostatda joylashgan deyarli bir-biriga bog'liq bo'lmagan podsistemalardan tashkil topgan sistemani tushunish lozim. Hajmning elementar bo'lagida podsistemalar soni:

$$dN = g d\Omega \quad (2.2.1)$$

Bu yerda g -sistemalar taqsimot zichligi. Sistema uchun holat ehtimolligi :

$$d\omega = \frac{dN}{N} = \alpha d\Omega, \quad (2.2.2)$$

bu yerda α -ehtimolli zichligi. Normalash shartidagi

$$\int d\omega = \int \alpha d\Omega = 1 \quad (2.2.3)$$

Zaif ta'sirlashuvchi sistemalar uchun:

$$E = E_1 + E_2 + E_3 + \dots + E_K = \sum_K E_K$$

2-tomondan, butun ansamblning holati $d\omega$ ehtimollik bilan xarakterlanadi. U o'z navbatida alohida sistemalar ehtimolliklariga bog'liq.

$$d\omega = d\omega_1 d\omega_2 \dots d\omega_k \quad (2.2.4)$$

Ansamblning ikkala xususiyati ham eksponensial funksiyani kiritganda qanoatlantiradi:

$$d\omega_k = \text{const } e^{\alpha E_k} d\Omega_k \quad (2.2.5)$$

Bunda eksponensial funksiya oldidagi ko'paytuvchi va α o'zgarmas barcha sistemalar uchun bir xil tabiatga ega. (2.1) va (2.4) tenglamalarga asosan

$$d\omega = d\omega_1 d\omega_2 d\omega_3 \dots \dots \dots d\omega_k = \text{const } e^{\alpha E_1} e^{\alpha E_2} \dots d\Omega_1 d\Omega_2;$$

Yoki,

$$d\omega_k = \text{const } e^{\alpha \Sigma E_k} d\Omega = \text{const } e^{\alpha E} d\Omega;$$

Umumiy fazoviy hajm:

$$d\Omega = d\Omega_1 d\Omega_2 d\Omega_3 \dots \dots \dots d\Omega_k \dots \dots$$

(2.2.5) tenglamadagi α o'zgarmas musbat bo'lishi mumkin emas. Chunki $\alpha > 0$ da $e^{\alpha E}$ funksiya E ning o'sishi bilan uzluksiz o'sar edi va natijada normalash sharti bajarilmaydi. Unga ko'ra ehtimollik har bir sistema uchun birdan katta bo'lishi mumkin emas . Shuning uchun

$$\alpha = -\frac{1}{\theta};$$

Bu yerda θ – musbat kattalik bo'lib , uni Gibbs kanonik taqsimot moduli deb atagan. Teskari konstanta $\frac{1}{\theta}$ ni olish maqsadga muvofiq, chunki eksponentaga daraja ko'rsatkichi o'lchamsiz bo'lishi kerak, (2.2.5) tenglamada esa unga o'lchamga ega bo'lgan kattalik energiya kiradi. Energiyaning istalgan birliklariga o'lchamsiz kattalikni olish uchun energiya birligiga ega bo'lgan bo'linuvchi kiritish kerak . Unda (2.2.5) tenglama quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$d\omega = \text{const } e^{-\frac{E}{\theta}} d\Omega; \quad (2.2.6)$$

Bu ifodadagi konstanta normalash shartining (2.2.3) osongina topiladi:

$$\int d\omega = \text{const} \int e^{-\frac{E}{\theta}} d\Omega = 1$$

$$\text{const} = \frac{1}{\int e^{-\frac{E}{\theta}} d\Omega}; \text{ demak}$$

$$d\omega = \frac{e^{-\frac{E}{\theta}} d\Omega}{\int e^{-\frac{E}{\theta}} d\Omega}; \quad (2.2.7)$$

(2.2.7) tenglamaning maxrajidagi o'zgarmas kattalik holat integrali deyiladi va z bilan belgilanadi:

$$Z = \int e^{-\frac{E}{\theta}} d\Omega \quad (2.2.8)$$

Bu tenglama statistika masalalarini yechishda muhim ahamiyat kasb etadi. (2.2.8) formuladagi integrallash butun fazalar barchasiga amalga oshiriladi:

$$Z = \int e^{-\frac{E}{\theta}} d\Omega = \int \dots \dots \int e^{-\frac{E}{\theta}} dq_1 dq_2 \dots dp_1 dp_2 \dots$$

Z kattalik barcha holatlar barcha aniq integral bo'lib, ansanblining alohida holatiga bog'liq emas. Shuning uchun hisoblashlarni qulaylashtirish uchun

$$Z = e^{-\frac{\psi}{\theta}} \quad (2.2.9)$$

ψ (2.2.9) ga asosan energiya o'lchamligiga ega doimiylik (2.2.8) va (2.2.9) ni (2.2.7) ga qo'ysak, u holda

$$d\omega = e^{\frac{\psi-E}{\theta}} d\Omega; \quad (2.2.10)$$

(2.2.10) bilan (2.2.2) ni solishtirib ehtimollik zichligi uchun formulani topamiz:

$$\varpi = e^{\frac{\psi-E}{\theta}} \quad (2.2.11)$$

(2.2.11) Gibbsning fazoda sistemalarning kanonik taqsimoti.

Hajm birligidagi sistemalar sonini (2.2.2) tenglamaning holatidan topish mumkin.

$$\rho = N e^{\frac{\psi - E}{\theta}} \quad (2.2.12)$$

Keltirib chiqarilgan munosabatlardan statistikaning ko'pgina masalalari yechiladi. Bulardan eng muhimi aynan sistemalar ansanblida energiya taqsimoti bo'lib, uni (2.2.12) tenglamadan topish mumkin.

Statistik fizikadan ma'lumki, hajm energiyasi funksiyasi bo'lib, u

$$d\Omega = \frac{d\Omega}{dE} dE \quad \text{ga teng .}$$

Bu munosabatni (2.2.10) ga kiritib, E dan E+dE chegaragacha ehtimollik zichligini topamiz:

$$d\omega = e^{\frac{\psi - E}{\theta}} \frac{d\Omega}{dE} dE \quad (2.2.13)$$

Bu yerda ansanbl uchun energiya taqsimot funksiyasi hosil bo'ladi:

$$\psi = e^{\frac{\psi - E}{\theta}} \frac{d\Omega}{dE}; \quad (2.2.14)$$

(2.2.14) tenglamaning analiziga o'tganda makroskopik sistemalar uchun kanonik taqsimoti har turli jihatlarini qayd etib o'tish lozim.

Ko'rsatish mumkinki, (2.2.14) tenglamadagi energiya taqsimot funksiyani energiyaning ma'lum qiymatidagi o'tkir maksimum bilan xarakterlanadi. Unga ko'ra kanonik taqsimotda energiya dispersiyasi yetarlicha kichik, ya'ni maksimumga to'g'ri keluvchi energiya qiymatidan chetlashuv juda kichik. Kanonik taqsimotning bu xususiyatini (2.2.14) funksiyani analiz qilish orqali tavsiflash mumkin. (2.2.14) tenglamaning o'ng tomonidagi ko'paytuvchilarga ahamiyat bersak, ularning har ikkalasi ham energiya funksiyasi. Birinchi ko'paytuvchi monoton kamayuvchi E funksiyani (chunki ψ va θ doimiylar).

Ikkinchi ko'paytuvchi $\frac{d\Omega}{dE}$ energiya bilan tez o'sadi. Ma'lumki, funksiyalardan biri

monoton kamayayotganda ikkinchisi juda tez o'ssa , E kattalik uchun albatta mazkur o'tkir maksimumning hosil bo'lishiga olib keladi.

2.2.1-chizma.Mikrokanonik taqsimlanishda energiya

Shunday , qilib (2.2.13) ga asosan sistemalar uchun ehtimollikning qandaydir E_{max} dan kichik va katta qiymatlarini qabul qilishi ehtimolligi kichik. θ, E_{max} energiyali holatning chetlashuvlari faqat ko'p sondagi zarrachalardan tashkil topgan sistemalarda ba'zi holatlarda uchrashi mumkin. Biz bu xulosaga energiyaning Gibbs funksiyasi bo'yicha taqsimotida erishdik. Xuddi shu xulosaga fluktuatsiyalar to'g'risidagi asosiy teoremdan keltirib chiqarish mumkin. Bunday taqsimotda energiyaning fluktuatsiyasi $\frac{1}{\sqrt{N}}$ ga proporsional va katta sondagi sondagi zarrachalardan iborat makroskopik sistemalar uchun 10^{-9} - 10^{-10} % nigina tashkil etadi. Bundan ko'rinadiki , katta ehtimollik bilan termostatda joylashgan makroskopik sistema muvozanat holatida aniq energiyaga ega bo'ladiki, undan chetlashuvlar deyarli bo'lmaydi.

Agar, fazoda tasavvuriy sistemalarni kiritsak va ular real sistema berilganlarini qanoatlantirilsa, sistemalarning ko'pchiligi statistik muvozanatda E_{max} ga yaqin fazo sohasida joylashadi.

2.3. Fazoda sistemalarning mikrokanonik taqsimoti

Faraz qilamiz sistema tashqi muhitdan to'la izolyatsiyalangan va qobiqda joylashgan. Shu tufayli energiya barcha jarayonlarda o'zgarmas qoladi. Bitta to'la izolyatsiyalangan sistema uchun taqsimotni fazalar barcha mikrokanonik taqsimot

deb ataymiz. Bunday taqsimotda $E = \text{const}$ va demak, fazoda sistemaning trayektoriyasi barcha nuqtalari bilan energiyaning ma'lum giper sirtida yotadi. Bunday sistemalarning energiya sirti bo'yicha taqsimoti Liuvill teoremasi yordamida yechilmaydi. Chunki bu teorema faqat sistemalarning hajmiy taqsimoti uchungina o'rinli.

Agar, sistema katta sondagi qismlaridan tashkil topgan bo'lsa, mikrokanonik taqsimot shartlarini buzmasdan uni hajmiy taqsimot bilan almashinish mumkin.

Sistemalar fazoviy tekislikning yupqa kattaligi qatlamida joylashgan bo'lsin. Bunday qatlamli taqsimot uchun quyidagi shartlar bajariladi.

1. $E < E_0$ da fazaviy zichlik $\rho = 0$.
2. $E_0 + dE > E \gg E_0$ da fazaviy zichlik $\rho \neq 0$, bunda $\rho = \rho_0 = \text{const}$.
3. $E > E_0 + dE_0$ da fazaviy zichlik $\rho = 0$.

Yuqoridagi shartlardan ko'rinadiki, faqatgina energiyaning bir-biriga yaqin qatlamlarida energiyaning E_0 dan $E_0 + dE_0$ intervaliga yaqin sohalarda fazaviy zichlik noldan farqli. Bu qatlamdan tashqi boshqa sohalarda $= 0$. dE_0 ni kichraytirish hisobiga yupqa qatlamda sistema zichligini o'zgarimas deb qaraymiz. Shu qatlamda yotgan sistemalar sonini quyidagi munosabat bilan ifodalash mumkin:

$$N = \int_{E_0}^{E_0 + dE_0} \rho d\Omega = \rho_0 \int_{E_0}^{E_0 + dE_0} d\Omega = \rho_0 \Omega_{E_0}; \rho_0 = \text{const}.$$

Shunday qilib, mikrokanonik taqsimotni hajmiy taqsimotning chegaraviy holi deb qarash mumkin. Bunda faqat $\Delta E_0 \rightarrow 0$ bo'lishi lozim. Sistemalar joylashuvi uzluksiz bo'lganda ham taqsimot mikrokanonik bo'lishi shunday hajmiy taqsimot tanlash lozimki, bunda energiya dispersyasi o'ta kichik bo'lishi kerak. Biz ko'rayotgan mikrokanonik taqsimot aynan shu shartga javob beradi. Bunday taqsimotga energiyaning o'rtacha nisbiy fluktuatsiyasi juda kichik. Shu sababli pog'onali uzulishlarga ega bo'lgan taqsimotdagi qatlamga yuqoridagi

shartlar bajarilsa , uni uzluksiz kanonik taqsimot bilan almashtirish mumkin.

Boshqacha aytganda biz uzlukli funktsiyani uzluksiz funktsiya bilan almashtirdik. Bu funktsiya energiyaning tor intervalida o'tkir maksimumga ega. Bu funktsiya kvant mexanikasida Dirak funktsiyasi deyiladi.

Qayd etish lozimki, real sistemalarni yuqoridagi ikkita sxemalarga aynan to'g'ri keladi deyish mumkin emas. Chunki tabiatda absolyut izolyatsiyalanuvchi qatlamlar mavjud emas. Shunday qilib , sirtiy mirokanonik taqsimotni energiyaning kichik dispersiyali kanonik taqsimotiga olib kelishi mumkin. Xuddi shu masalaga teskarisidan yondashish mumkin. Ya'ni sirtiy mikrokanonik taqsimotni energiya dispersiyasi kichik bo'lgan hajmiy kanonik taqsimotga keltirish mumkin. Haqiqatdan ham katta ansanblni kichikroq sistemalar ansanblini tashkil topgan deb qarash , kichik ansanblar uchun mikrokanonik taqsimot o'rinli bo'ladi. Bunga fazodagi bir-biriga yaqin joylashgan yupqa qatlamlar mos keladi. Demak, katta hajmiy taqsimlangan ansanbl energiyalari bir-biriga yaqin bo'lgan mikrokanonik ansanblar yig'indisi deb qarash mumkin.

$$E = \sum E_k = E_1 + E_2 + \dots + E_k .$$

2.4. μ – fazo uchun statistika . Maksvell-Bolsman taqsimoti

Oddiy statistik sistema bo'lishi uchun ideal gazni olamiz. U tashqi maydon ta'siridan xoli deb qaraymiz. Gibbs metodini shu gazda qo'llaymiz. μ –fazo tushunchasini kiritamiz. Unda 1ta molekula 1ta sistema vazifasini bajaradi. Bu holda butun gazni shunday sistemalar ansanbli sifatida qarash mumkin. Bir atomli nuqtaviy molekula uchta erkinlik darajasiga ega. Shu tufayli μ - fazo olti o'lchovli bo'lishi kerak. μ –fazoda gazning fazaviy hajmi :

$$d\Omega = dv dp_x dp_y dp_z; \quad (2.4.1)$$

bu yerda dv gazning hajmi bo'lib, u

$$dv = dx dy dz \text{ yoki } dv = dq_x dq_y dq_z \text{ ga teng .}$$

Bu holda bitta molekulaning energiyasi faqat kinetik energiyaning qiymatidan iborat. Chunki ideal gazda tashqi maydonning ta'siri e'tiborga olinmaydi.

$$E = E_{min} = \frac{1}{2m}(P_x^2 + P_y^2 + P_z^2). \quad (2.4.2)$$

Gaz termostatda doimiy temperaturada termodinamik muvozanatda joylashgan bo'lsa, molekulalar tezliklari Maksvell qonuniga asosan taqsimlangan bo'lishi lozim. Bu holda Gibbsning statistik metodini qo'llab, kanonik taqsimotga bo'ysunuvchi statistik ansambli sifatida gazni qarash kerak. Sistema uchun $d\Omega$ hajmda energiyaning E dan $E+dE$ intervalida joylashgan ehtimolli (2.2.7) tenglama orqali ifodalanadi:

$$d\omega = \frac{e^{-\frac{E}{\theta}} d\Omega}{\int e^{-\frac{E}{\theta}} d\Omega};$$

Bu yerda yuqoridagi integral butun μ –faza bo'yicha olinadi. Ko'rilayotgan holda bu formula quyidagi ko'rinishni oladi:

$$d\omega = \frac{\exp(-\frac{P_x^2 + P_y^2 + P_z^2}{2m\theta}) dv dp_x dp_y dp_z}{\iiint \exp(-\frac{P_x^2 + P_y^2 + P_z^2}{2m\theta}) dv dp_x dp_y dp_z}; \quad (2.4.3)$$

(2.4.3) ning suratda va maxrajda koordinatalar formulasi yo'q. Shuning uchun hajmiy kattaliklarni alohida ko'paytuvchilar sifatida chiqishi mumkin. Bundan tashqari bu yerda ko'rsatkichli funksiyalar xususiyatlaridan foydalanish mumkin. U holda (2.4.3) funksiyani quyidagicha ifodalash mumkin:

$$d\omega = \frac{dv}{v} \frac{e^{-\frac{p_x^2}{2m\theta}} dp_x e^{-\frac{p_y^2}{2m\theta}} dp_y e^{-\frac{p_z^2}{2m\theta}} dp_z}{\int e^{-\frac{p_x^2}{2m\theta}} dp_x \int e^{-\frac{p_y^2}{2m\theta}} dp_y \int e^{-\frac{p_z^2}{2m\theta}} dp_z}; \quad (2.4.4)$$

Bu yerda $\frac{dv}{v}$ ko'paytuvchi v hajmdagi molekulalarning dv hajmda bo'lish ehtimolligi. Bu ehtimollik molekulalarning energiyasiga bog'liq emasligi quyidagi

xulosaga olib keladi. Ya'ni bu ehtimollik barcha molekularlar uchun o'rinli bo'lib, fazoda molekularining tekis taqsimlanishiga olib keladi. Bu natijani gazlarning kinetic energiyasini ham olish mumkin.

(2.4.4) funksiyaning strukturasi o'rgansak, ko'ramizki bu tenglamada impulsning tashkil etuvchilari ishtirok etadi. Demak, molekular impulsning tashkil etuvchilari p_x , $p_x + dp_x$ va hokazo intervalda yotadi. Shunday qilib,

$$d\omega = d\omega_v d\omega_x d\omega_y d\omega_z. \quad (2.4.5)$$

(2.4.5) da ehtimolliklar ko'paytmasi bo'lgani uchun, x, y, z o'qlarida impuls tashkil etuvchilarining bog'liqmasligiga kelimiz.

Masalan,

$$d\omega_x = \frac{e^{-\frac{p_x^2}{2m\theta}} dp_x}{\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{p_x^2}{2m\theta}} dp_x};$$

Bu yerda integrallash $-\infty$ dan $+\infty$ gacha P_x ning barcha qiymatlari bo'yicha olinadi. Molekulalarning ilgari tanima harakati uchun $P_x = mU$, yerda U-x o'qdagi tezlik proyeksiyasi. Unda

$$d\omega_x = \frac{e^{-\frac{mu^2}{2\theta}} dU}{\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{mu^2}{2\theta}} dU}; \quad (2.4.6)$$

(2.4.6) ning maxrajida Puasson integrali turibdi. Uning qiymatini bilgan holda,

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{mu^2}{2\theta}} dU = \sqrt{\frac{2\pi\theta}{m}};$$

natijani olamiz. Buni (2.4.6) ga qo'ysak, oldin topilgan molekular tezlik tashkil etuvchilari uchun Maksvell taqsimotiga kelimiz:

$$d\omega_x = \sqrt{\frac{m}{2\pi\theta}} e^{-\frac{mu^2}{2\theta}} du. \quad (2.4.6)'$$

Bu yerda kanonik taqsimot moduli $\theta = kT$ (2.4.7) ga teng. k-Bolsman doimiysi. T –absolyut temperatura.

(2.4.7) formula universal bo'lib, turli sistemalar uchun o'rinli. Shunga o'xshash (2.4.5) dan ko'rinadiki, molekulalarning real fazodagi vaziyatidan qat'iy nazar ehtimollik:

$$d\omega = d\omega_x d\omega_y d\omega_z.$$

Bu yerda (2.4.6)' molekulalar tezliklari bo'yicha Maksvell taqsimoti. Bu xulosaga Gibbsning taqsimot funksiyasi orqali erishiladi. Umumiy holda bu usulni yanada murakkabroq bo'lgan μ –fazoda ideal gazlar uchun qo'llash mumkin. Masalan, bir atomli molekulalardan tashkil topgan gaz tashqi maydon ta'sirida bo'lsin. Har bir sistemaning energiyasi, ya'ni molekula energiyasi:

$$E_i = E_k + E_p.$$

Bunda potensial energiya molekula koordinatalarining qandaydir funksiyasidir:

$$E_p = U(x, y, z) \text{ va tezlikka bog'liq emas.}$$

Butun gazni molekula – sistemadan kanonik ansanbli sifatida qarab, Gibbsning umumiy formulasini yozamiz:

$$d\omega = \frac{\exp \left[-\left(\frac{P_x^2 + P_y^2 + P_z^2}{2m\theta} \right) - \frac{1}{\theta} U(x, y, z) \right] dx dy dz dp_x dp_y dp_z}{\int \exp \left[-\left(\frac{P_x^2 + P_y^2 + P_z^2}{2m\theta} \right) - \frac{1}{\theta} U(x, y, z) \right] dx dy dz dp_x dp_y dp_z}; \quad (2.4.8)$$

Xuddi shu formula Maksvell va Bolsman tomonidan boshqa usul bilan topilgan bo'lib, u Malksvell-Bolsman taqsimoti deb yuritiladi. (2.4.8) dagi formulalarni ko'paytuvchilarga ajratish mumkin. Ulardan biri faqat koordinatalarga, ikkinchisi esa faqat impuls tashkil etuvchilariga bog'liq. Bundan ko'rinadiki, kuchli maydonda real fazoning har bir qismida muvozanat holatida tezliklarning Maksvell taqsimoti o'rinli bo'ladi. Tashqi maydonning ta'siri gaz

hajmida molekullarning taqsimotiga ta'sir ko'rsatsada, tezlikning Maksvell taqsimotini o'zgartirmaydi, Bunda gaz hajmining barcha qismlarida temperatura bir xil bo'lishi kerak.

Misol sifatida o'g'irlik kuchining bir jinsli gazda ta'sirini ko'ramiz. Bu masala geofizikaning muhim masalada yer atmosferasida muvozanat muammosi bilan bog'liq. Gaz bir xil molekullardan tashkil topgan bo'lsin. Ularning har biriga og'irlik kuchi ta'sir qiladi va natijada molekula potensial energiyaga ega bo'ladi. Bu potensial energiya jismni biror balandlikka ko'tarilishdagi ishiga teng bo'ladi. Uncha katta bo'lmagan balandlik qiymatlari uchun og'irlik kuchini doimiy deb, degiz sathini koordinatalar boshi deb, x, y koordinalarni gorizontol, z o'qini vertikal yuqoriga yo'naltiramiz. Bu holda molekullarning potensial energiyasi : $U = mgz$ ga teng bo'ladi va u x va y ga bog'liq emas. Bu holda (2.4.8) formula quyidagi ko'rinishga keladi:

$$d\omega = d\omega_x d\omega_y d\omega_z \frac{e^{-\frac{mgz}{\theta}} dz}{\int_0^{\infty} e^{-\frac{mgz}{\theta}} dz} \frac{ds}{\rho}; \quad (2.4.9)$$

Bu yerda ds/s kattalik:

$$\frac{ds}{s} = \frac{dxdy}{\rho dxdy};$$

berilgan z da ds yuzada molekulaning topish ehtimolligi.

(2.4.9)dan ko'rinadiki, molekula tezlikka bog'liq bo'lmagan holda yerdan z va z+dz oraliqda joylashadi.

$$dU_z = \frac{e^{-\frac{mgz}{\theta}} dz}{\int_0^{\infty} e^{-\frac{mgz}{\theta}} dz}; \quad (2.4.10)$$

Maxrajdagi munosabatni integrallasak,

$$\int_0^{\infty} e^{-\frac{mgz}{\theta}} dz = \frac{\theta}{mg} = const.$$

U holda (2.4.10) formula quyidagi ko'rinishga keladi.

$$dU_z = \frac{mg}{\theta} e^{\frac{-mgz}{\theta}} dz. \quad (2.4.11)$$

Bundan ko'rinadiki, molekulani yerdan z balandlikda topish ehtimolligi eksponensial qonun bo'yicha kamayadi. Bu tenglamadan gaz zichligi z balandlikka bog'liqlik formulasi, ya'ni barometrik formulani topish mumkin. Haqiqatdan ham, dU_z katta molekulani z balandlikda topish ehtimolligi. U birlik hajmdagi zarrachalarning o'rtacha soniga proporsional, ya'ni

$$dU_z \sim dV_z;$$

O'z navbatida, birlik hajmda zarrachalar sonining o'zgarishi gaz zichligining o'zgarishiga proporsional, ya'ni

$$dV_z \sim dg_z;$$

(2.4.11) ga asosan

$$dg_z = \text{const} e^{\frac{-mgz}{\theta}} dz$$

dz oldindagi ko'paytuvchi z balandlikdagi gaz zichligini g_z ma'nosiga ega. Shuning uchun

$$\rho_z = \text{const} e^{\frac{-mgz}{\theta}}.$$

Bu yerda $z=0$ va $\rho_0 = \text{const}$ deb, $\rho_z = \rho_0 e^{\frac{-mgz}{\theta}}$ tenglamaga kelamiz. ρ_0 dengiz sathidagi gaz zichligi.

Demak,
$$\rho_z = \rho_0 e^{\frac{-mgz}{\theta}}.$$

Biz yuqorida aytilgan barometrik formulaga keldik. Agar, $\theta = kT$ desak,

$$\rho_z = \rho_0 e^{\frac{-mgz}{kT}}; \quad (2.4.12)$$

$k = \frac{R}{N_0}$ va $N_0 m = M$; (M -gazning molyar massasi.) U holda (2.4.12)ni quyidagicha yozish mumkin.

$$\rho_z = \rho_0 e^{\frac{-Mgz}{RT}}; \quad (2.4.13)$$

(2.4.13) dan ko'rinadiki, gazning molyar massasi qancha katta bo'lsa, berilgan z balandlikda uning zichligi shuncha kichik bo'ladi. Masalan, dengiz sathi balandligini max ρ_0 ning yarmini tashkil etuvchi zichlikdagi H balandlikni topamiz. (2.4.13) ga asosan $Z=H$ $\rho_H = \frac{1}{2} \rho_0$ demak,

$$\frac{1}{2} \rho_0 = \rho_0 e^{\frac{-MgH}{RT}}.$$

U holda

$$\ln 2 = \frac{MgH}{RT};$$

Bu yerdan H ni topamiz.

$$H = \ln 2 \frac{RT}{Mg};$$

Bu tenglamadan ko'rinadiki, gazning molekulyar og'irligi qancha katta bo'lsa, uning zichligi, max zichlikning ikki barobar kam bo'ladigan balandlikda shuncha kichik bo'ladi. Shuning uchun atmosferada og'ir komponentalar pastki holatlarda, yengillari esa yuqori qatlamlarda bo'ladi. Bu taxminan haqiqatga yaqin. Zarrachalarning massasiga bog'liqligi Broun harakatini o'rganishda ham ishlatiladi.

Qayd etish lozimki, barometrik formula sistemaning statistik muvozanatdagina o'rinli. Tadqiqotlar ko'rsatadiki, atmosferaning turli balandliklarda (2.4.13) funksiyaning chetlashuvlar kuzatiladi. Bu yer atmosferasida umumiy statistik muvozanat yo'qligini ko'rsatadi. Bundan tashqari bu formula faqat ideal gaz uchun o'rinli. Chunki havoda har doim suv bug'lari mavjud. Uning xususiyatlari esa ideal gaz xususiyatlaridan farq qiladi.

Aytib o'tish lozimki, barcha xulosalarda sistema sifatida gazning bitta molekulasini olib uni μ – fazoda o'rgandik. Bunda boshqa molekullarni qaysi sistema orqali baholash prinsipial ahamiyatga ega emas. Boshqa barcha

molekulalarni μ – fazoda joylashtirib, qolganlarini berilgan bitta molekulaning xulq-atvorini takrorlaydi deyish mumkin. Bunda biz ancha uzoq vaqt oralig'ida bitta molekula barcha holatlar orqali o'tadi deyish mumkin.

Xulosa.

Bitiruv malakaviy ishining II bobida termodinamik sistemalarning fazoda taqsimlanishini va termostatda joylashgan gaz masalasi yechilgan. Ishning bu bobida sistema mikroskopik xususiyatlarini tavsiflash mumkinligi va sistema fluktuatsiyalarini keltirib chiqarish mumkinligi ko'rsatilgan.

Bitiruv malakaviy ishida Gibbsning hajmiy taqsimot funksiyasi elementlaridan foydalanilgan. Bitiruv malakaviy ishining II bobida quyidagi xulosalar olingan.

1. Energiya taqsimot funksiyasi energiyaning ma'lum qiymatidagi o'tkir xxxxxx bilan xxxxx.
2. Gibbs taqsimot funksiyasida energiyaning nisbiy fluktuatsiyasi katta sondagi zarrachalarning xxxx sistemalar uchun energiya fluktuatsiyasi o'ta kichik bo'lib, 10^{-9} - 10^{-10} ga teng bo'ladi.
3. Real sistemalar ststistik muvozanatda bo'lgan holatda qiymati E_{\max} ga yaqin fazo sohasida joylashgan bo'ladi.
4. Gibbsning sirtiy mikrokanonik taqsimotini energiyaning kichik dispersiyani kanonik taqsimotiga olib kelishi mumkin.
5. Gibbsning sirtiy mikrokanonik taqsimotlarining molekulyar- kinetik nazaryaning asosiy tenglamalari bo'lmish Maksvell va Bolsman taqsimotini keltirib chiqarish mumkin. Maksvell va Bolsman taqsimoti qonunlari Gibbs taqsimot qonunining xususiy holidir.

Xotima.

Molekulyar kinetik nazariya, Gibbsning kanonik taqsimotidan quyidagi xulosalarga kelishimiz mumkin.

1. Maksvell taqsimot funksiyasidan foydalanib, molekulyar fizika uchun muhim bo'lgan bir qancha kattaliklarni hisoblash mumkin. Misol tariqasida molekulalarning o'rtacha tezliklarini ko'rish mumkin.
2. Molekulalarning tezliklar bo'yicha taqsimoti bilan bog'liq bo'lgan muhim masalalardan biri tezliklari berilgan tezlikdan yuqori bo'lgan molekulalar ulushini topishga doir masalalardir. Bunday masalalarni yechish uchun ham nisbiy tezliklararo Maksvell formulasidan foydalanish qulay hisoblanadi.

3. Gibbs taqsimot funksiyasida energiyaning nisbiy fluktuatsiyasi katta sondagi zarrachalarning 10^{-9} - 10^{-10} sistemalar uchun energiya fluktuatsiyasi o'ta kichik bo'lib, 10^{-9} - 10^{-10} gateng bo'ladi.
4. Real sistemalar stistikasi muvozanatda bo'lgan holatda qiymati E_{\max} ga yaqin fazo sohasida joylashgan bo'ladi.
5. Gibbsning sirtiy mikrokanonik taqsimotini energiyaning kichik dispersiyani kanonik taqsimotiga olib kelishi mumkin.
6. Gibbsning sirtiy mikrokanonik taqsimotlarining molekulyar -kinetik nazaryaning asosiy tenglamalari bo'lmish Maksvell va Bolsman taqsimotini keltirib chiqarish mumkin. Maksvell va Bolsman taqsimoti qonunlari Gibbs taqsimot qonunining xususiy holidir.

Foydaniilgan adabiyotlar

1. Ахиезер А.И.Пелетминский С.В.Методы статистической физики.М:Наука, 1977
- 2.Базаров И. П. Методологические проблемы статистической физики и термодинамики, М:Изд-во МГУ, 1979
- 3.Боголюбов Н.Н.Избранные труды по статистической физике М:Изд-во МГУ, 1979
- 4.Васильев А.М. Введение в статистическую физику.М:Высш.школа.1980

5. Власов А.А. Нелокальная статистическая механика. М:Наука, 1978
6. Захаров А.Ю. Решёточные модели статистической физики. Великий Новгород: Нов.ГУ. 2006
7. Захаров А.Ю. Функциональные методы в классической статистической физике. Великий Новгород: Нов.ГУ. 2006
8. Румер Ю. Б. Рывкин М. Ш. Термодинамика статистическая физика и кинетика М:Наука, 1977
9. Савуков В.В. Уточнение аксиоматических принципов статистической физики. СПб:Болт.Гос.Техн. унив “Воеимех ” 2006
10. Садовский М. В. Лекции по статистической физике. Екатеринбург УрГУ, 1999
11. Козлов В.В. Тепловое равновесие по Гиббсу и Пуанкаре. Москва-Ижевск:Институт компьютерных исследований, 2002
12. Компанец А.С. Законы физической статистики. Ударные волны. Сверхплотное вещество. М:Наука, 1976
13. Компанец А.С. Курс теоретической физики. Том.2. Статистические законы. М:Просвещение, 1975
14. Майер Дж, Гепперт-Майер М, Статистическая механика .М:Мир, 1980
15. Минлос Р.А. (ред) Математика. Новое в зарубежной науке- 11. Гиббсовские состояния в статистической физике. Сборник статей. М:Мир, 1978

Internet saytlar:

1. mipt.ru. Библиотека
2. eqworld.ipmnet.ru Книгу по физике

