



2.3. Gāzes molekulu statistiskie sadalījumi

Vielu veido ļoti liels daļiņu (atomu, molekulu vai to kopu) skaits. Pie tam, to siltumkustība ir haotiska, līdz ar to rodas jautājums, kāda metode jālieto minēto daļiņu kustības aprakstam. Protams, izsekot katras molekulas kustībai atkarībā no laika nav iespējams. Ir pierādīts, ka šādu ļoti daudzu molekulu, atomu, elektronu un citu daļiņu sistēmu siltumparādības var pētīt un aprakstīt, izmantojot statistikas un varbūtību teorijas metodes.

Molekulu sistēmu aplūkojot statistiski, vispirms ar eksperimentu vai novērojumu palīdzību cenšas iegūt t. s. *gadījuma datus*, t. i., kāda molekulas raksturojoša parametra skaitliskās vērtības. Pēc tam no gadījuma datiem atrod *molekulu sadalījumu* pa šīs pazīmes skaitliskajām vērtībām (to var attēlot arī grafiski). Ja molekulu sadalījums ir zināms, tad, izmantojot statistiskas un varbūtību teorijas metodes, var aprēķināt daudzus molekulu sistēmu raksturojošus fizikālos lielumus.

Sadalījuma funkciju var iegūt arī no teorētiskiem spriedumiem, kā to, piemēram, darīja Dž. Maksvels un L. Bolcmanis, ievēdot molekulu sadalījuma funkcijas pa to kinētiskajām enerģijām (ātrumiem) un potenciālajām enerģijām smaguma spēka laukā (augstumiem).

2.3.1. Maksvela likums ideālas gāzes molekulu sadalījumam pa ātrumiem un siltumkustības enerģijām

2.3.1.1. Gāzes molekulu vidējais kvadrātiskais ātrums

Molekulāri kinētiskajā teorijā molekulas translācijas kustības vidējai enerģijai $\langle W_{tr} \rangle$ (tātad arī vidējam kvadrātiskajam ātrumam v_{kv}) noteiktā gāzes stāvoklī ir noteikta vērtība. Uzrakstīsim iepriekš iegūtās izteiksmes (2.23; 2.25):

$$\langle W_{tr} \rangle = \frac{m_0 v_{kv}^2}{2} \quad \text{un} \quad \langle W_{tr} \rangle = \frac{3}{2} kT.$$

Pielīdzinot šo izteiksmju labās puses, iegūst, ka

$$v_{kv} = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}} = \sqrt{\frac{3RT}{N_A m_0}} = \sqrt{\frac{3RT}{M}}, \quad (2.30)$$

t. i., gāzes molekulu vidējais kvadrātiskais ātrums ir atkarīgs tikai no temperatūras un molekulas (mola) masas.



2.3.1.2. Maksvela sadalījuma funkcija

Vidējais kvadrātiskais ātrums (2.30) ir tikai molekulu kustības *statistisks* parametrs, kas iegūts vidējot ļoti liela skaita (N) molekulu dažādo ātruma kvadrātu vērtības. Patiesībā pat noteiktā temperatūrā T molekulas kustas ar *dažādiem* ātrumiem v . Sadalīsim visu šo ātrumu diapazonu ļoti mazos ātrumu intervālos dv . Tad katram ātrumu intervālam atbilst noteikts molekulu skaits $dN(v)$. Kāds ir molekulu skaita sadalījums pa ātrumiem? Kāda ir varbūtība $f(v)dv$, ka molekulas ātruma skaitliskā vērtība atrodas robežās no v līdz $(v + dv)$? Citiem vārdiem - kāda ir funkcija $f(v) = \frac{dN(v)}{Nd v}$?

Molekulu sadalījuma funkcija pa ātrumiem ir skaitliski vienāda ar to relatīvo molekulu skaitu $\frac{dN(v)}{N}$, kuru ātrumi atrodas intervālā dv .

Šāda sadalījuma funkciju, pielietojot statistiskas un varbūtību teorijas metodes, pirmais ieguva angļu fiziķis Dž. Maksvels (1860. g.). Maksvela sadalījuma funkciju izsaka formula, kuru sauc arī par Maksvela likumu:

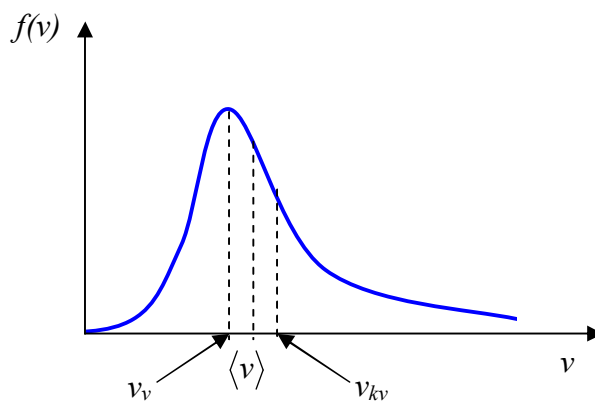
$$f(v) = 4\pi \left(\frac{m_0}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 e^{-m_0 v^2 / 2kT}. \quad (2.31)$$

2.3.1.3. Maksvela sadalījuma analīze un grafiks

2.9. attēlā dots funkcijas $f(v)$ grafiks. Tas parāda Maksvela sadalījuma funkcijas īpašības.

A. Ja $v \rightarrow 0$ vai $v \rightarrow \infty$, tad arī $f(v) \rightarrow 0$. Tātad salīdzinoši maz ir tādu molekulu, kuru ātrumi ir mazi vai ļoti lieli.

B. Tā kā eksponenciāla funkcija monotoni dilst un pakāpes funkcija (v^2) monotoni aug, funkcijai $f(v)$ ir viens maksimums.



2. 9. att.



C. Ātruma vērtība v_v (2.9. att.), kurai atbilst sadalījuma funkcijas maksimālā vērtība, ir visvarbūtīgākais ātrums. Lielākā daļa molekulu kustas ar ātrumu, kas tuvs šai vērtībai. Ar ātrumu, kas ievērojami pārsniedz v_v , kustas tikai niecīga molekulu daļa.

Ātrumu v_v var izteikt no funkcijas $f(v)$ ekstrēma nosacījuma $(df(v)/dv)_{v=v_v} = 0$. Tad molekulas visvarbūtīgākais ātrums ir

$$v_v = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}} = \sqrt{\frac{3RT}{M}}. \quad (2.32)$$

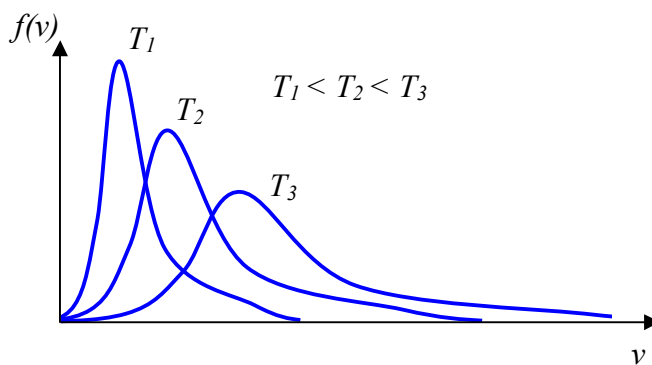
D. Lai noteiktu vidējo aritmētisko ātrumu $\langle v \rangle$, integrē izteiksmi $vf(v)dv$ un ievērojot, ka $f(v)$ izsaka formula (2.31), tad integrēšanas rezultātā iegūst

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}}. \quad (2.33)$$

, Ja izmērītu visu molekulu ātrumu skaitliskās vērtības, saskaitītu tās kopā un summu izdalītu ar molekulu skaitu, tad varētu iegūt ātrumu $\langle v \rangle$.

Salīdzinot sakarības (2.30), (2.32) un (2.33), redzams, ka $v_v < \langle v \rangle < v_{kv}$ (2.9. att.). Skaitliski $v_{kv} = 1,22v_v$; $\langle v \rangle = 1,13v_v$.

E. Maksvela sadalījuma funkcija ātrumiem mainās, mainoties temperatūrai. Ja temperatūra paaugstinās, $f(v)$ maksimums nobīdās lielāku ātrumu virzienā, kļūst platāks un zemāks (2.10. att.). Tas nozīmē, ka, paaugstinoties T , daļiņas kopumā kustas ātrāk un daļiņu skaits, kas kustas ar v_v tuviem ātrumiem, samazinās, bet pieaug lēnāku un ātrāku daļiņu skaits.



2.10. att.

2.3.1.4. Molekulu sadalījums pa translācijas kustības kinētiskās enerģijas vērtībām

Izmantojot Maksvela sadalījuma funkcijas (2.31), var noteikt molekulu sadalījuma funkciju $f(W_{tr})$ pa translācijas kustības kinētiskajām enerģijām. Tā kā $f(v) = \frac{dN(v)}{Ndv}$, tad



$f(W_{tr}) = \frac{dN(W_{tr})}{NdW_{tr}}$. Ņemot vērā, kā $W_{tr} = m_0 v^2/2$ un $dW_{tr} = m_0 v dv$, varam pierakstīt:

$f(W_{tr}) = \frac{dN(W_{tr})}{Nm_0 v dv} = \frac{f(v)}{m_0 v}$. Ievērojot sakarību (2.31), un aizstājot $m_0 v^2/2$ ar W_{tr} , iegūst

$$f(W_{tr}) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-3/2} W_{tr}^{1/2} e^{-W_{tr}/kT}. \quad (2.34)$$

Zinot sadalījuma funkcijas, var aprēķināt jebkuras to argumenta funkcijas vidējo vērtību. Piemēram,

$$\langle W_{tr} \rangle = \int_0^\infty W_{tr} f(W_{tr}) dW_{tr} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-3/2} \int_0^\infty W_{tr}^{3/2} e^{-W_{tr}/kT} dW_{tr} = \frac{3}{2} kT,$$

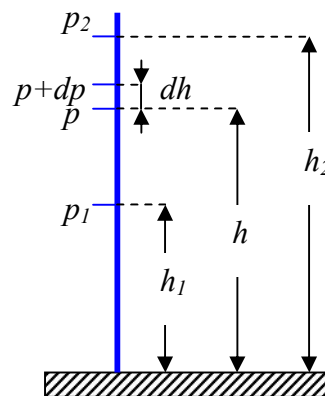
t. i. iegūstam rezultātu, kas pilnīgi sakrīt ar izteiksmi (2.28).

Pirmais Maksvela likumu eksperimentāli pārbaudīja vācu fiziķis O.Šterns, kurš 1920. gadā izdarīja speciālu eksperimentu ar sudraba vienatoma gāzi. Precīzāki eksperimenti, kas vēlāk tika veikti ar uzlabotu Šterna ierīci, parādīja, ka atomu skaita sadalījums pa ātrumiem eksperimentā labi saskan ar teorētisko Maksvela sadalījuma funkciju (Maksvela likumu).

2.3.2. Bolcmaņa sadalījums ārējā potenciālu spēku laukā

2.3.2.1. Ideāla gāze smaguma spēku laukā

Izveidojot ideālas gāzes molekulāri kinētiskās teorijas pamatvienādojumu (2.27) un Maksvela ātrumu sadalījumu (2.31), bija pieņemts, ka uz gāzes molekulām ārēji spēki nedarbojas, tāpēc visas molekulas ir vienmērīgi sadalītas pa visu tilpumu. Reāli jebkuras gāzes molekulas atrodas Zemes smaguma spēku laukā. Zemes smaguma spēka iedarbības dēļ, no vienas puses, un molekulu termiskās kustības dēļ, no otras puses, gāze atrodas kādā stacionārā stāvoklī, kad gāzes spiediens līdz ar augstumu samazinās.



2.11. att.

Aprēķināsim, kā mainās gāzes spiediens atkarībā no augstuma, pieņemot, ka smaguma spēka lauks ir vienmērīgs, temperatūra nemainās un visu molekulu masa ir vienāda. Ja atmosfēras spiediens augstumā h ir p (2.11. att.), tad augstumā $(h + dh)$ spiediens būs $(p + dp)$, pie tam $dh > 0$, bet $dp < 0$ (tā kā spiediens ar augstumu samazināsies). Spiedienu starpība ir vienāda ar tās gāzes svaru, kas atrodas cilindrā, kura augstums dh un pamata laukums $I \text{ m}^2$:



$$p - (p + dp) = \rho g dh,$$

kur ρ – gāzes blīvums augstumā h (dh ir tik mazs, ka blīvums ir nemainīgs). Redzams, ka

$$dp = -\rho g dh. \quad (2.35)$$

No vienādojuma (2.16) varam pierakstīt, ka $\rho = \frac{pM}{RT}$. Tad

$$dp = -\frac{Mg}{RT} p dh, \quad \text{vai} \quad \frac{dp}{p} = -\frac{Mg}{RT} dh.$$

Mainoties augstumam no h_1 līdz h_2 , spiediens arī mainās no p_1 līdz p_2 (2.11. att.), t. i.,

$$\int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{p} = -\frac{Mg}{RT} \int_{h_1}^{h_2} dh \quad \text{un} \quad \ln \frac{p_2}{p_1} = -\frac{Mg}{RT} (h_2 - h_1).$$

Šo izteiksmi varam pārrakstīt arī citā formā:

$$p_2 = p_1 e^{-\frac{Mg(h_2 - h_1)}{RT}}. \quad (2.36)$$

Iegūto sakarību sauc par *barometrisko formulu*. Formula dod iespēju aprēķināt atmosfēras spiedienu atkarībā no augstuma, vai otrādi (ja temperatūra nav atkarīga no augstuma, t. i., ja gāze atrodas termodinamiskā līdzsvara stāvoklī). Ņemot vērā, ka jūras līmenī ($h = 0$) spiediens ir normāls (p_0), izteiksmi (2.36) varam pārrakstīt:

$$p = p_0 e^{-\frac{Mgh}{RT}}, \quad (2.37)$$

kur p – spiediens augstumā h .

Iekārtu, ar kuru var noteikt augstumu virs Zemes virsmas sauc par *altimetru*. Altimetra darba pamatā ir formulas (2.37) izmantošana.

2.3.2.2. Bolcmaņa sadalījums

Tā kā saskaņā ar formulām (2.18) un (2.16) koncentrācija n un blīvums ρ ir proporcionāli spiedienam, tad pēc tāda paša likuma kā spiediens mainās arī gāzes molekulu koncentrācija n un blīvums ρ . Piemēram, ievietojot barometriskajā formulā spiediena p un p_0 izteiksmes (saskaņā ar (2.18): $p = nkT$), iegūst gāzes molekulu koncentrācijas atkarību no augstuma:

$$n = n_0 e^{-\frac{Mgh}{RT}},$$

kur n – molekulu koncentrācija augstumā h , bet n_0 – augstumā $h = 0$ (jūras līmenis). Tā kā $M = m_0 N_A$, bet $R = k N_A$, tad

$$n = n_0 e^{-\frac{m_0 g h}{kT}}, \quad (2.38)$$



kur (saskaņā ar formulu (1.86)) $m_0gh = W_p$ – molekulas potenciālā enerģija smaguma spēku laukā, tātad

$$n = n_0 e^{-\frac{W_p}{kT}}. \quad (2.39)$$

Sakarību (2.39) sauc par *Bolcmaņa sadalījumu ārējā potenciālu spēku laukā*.

Formulu (2.39) var izmantot, lai noteiktu koncentrāciju attiecību divos telpas punktos, kuros molekulas potenciālā enerģija ir W_{p1} un W_{p2} , tātad

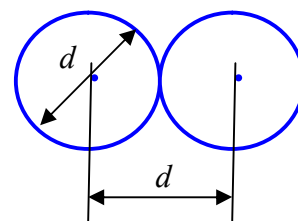
$$\frac{n_1}{n_2} = e^{-\frac{W_{p1} - W_{p2}}{kT}}.$$

Ja ir vienāda molekulu potenciālā enerģija, arī molekulu koncentrācija (un blīvums) tajos punktos ir vienāda. Ja spēku lauks ir homogēns, tad šie punkti atrodas vienā plaknē, bet sfēriski simetriskā centrālu spēku laukā – uz sfēriskas virsmas.

Ja molekulu masa ir vienāda, un molekulas kustas haotiski, tad Bolcmaņa sadalījums (2.39) ir spēkā jebkurā potenciālu spēku laukā (ne tikai smaguma spēku laukā).

2.4. Molekulu savstarpējā sadursme

Gāzē *termodinamiskā līdzsvara stāvoklis iestājas, notiekot enerģijas apmaiņai* starp molekulām. Lai enerģijas apmaiņa notiktu, jābūt *molekulu sadursmēm*. Sadursmju biežums ir saistīts ar molekulu izmēriem, kā arī ar to koncentrāciju n un kustības ātrumu v . Molekulu sadursmju analizē, pieņem, ka molekulas ir elastīgas lodītes. Šādu molekulas modelis var tikai nosacīts, jo molekula ir komplicēta lādētu daļiņu sistēma, un divu molekulu mijiedarbība notiek ar spēku lauku starpniecību. *Molekulas izmēru* var raksturot ar *efektīvo diametru* d – minimālo attālumu starp molekulu centriem, kādā tie var nonākt, ja notiek centrāla divu vienādu molekulu sadursme (2.12. att.).



2.12. att.

Tā kā termiskā kustība ir haotiska, tad molekulu trajektorijas ir laužas līnijas, kas līdzīgas Brauna daļiņas trajektorijai. Trajektorijas lūzuma vietas atbilst molekulu savstarpējām sadursmēm. *Molekulu sadursmju raksturošanai izmanto laika sprīdi τ un molekulas veikto attālumu ℓ starp divām secīgām sadursmēm*, kā arī *molekulas sadursmju skaitu laika vienībā z* . Ja ir termodinamiskā līdzsvara stāvoklis, tad tiem ir pilnīgi noteiktas vidējās vērtības $\langle \tau \rangle$, $\langle \ell \rangle$, $\langle z \rangle$.



Vidējo laika sprīdi $\langle \tau \rangle$ starp divām secīgām molekulas sadursmēm izsaka:

$$\langle \tau \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2 n \langle v \rangle}. \quad (2.40)$$

Kur $\pi \cdot d^2 = \sigma$ – molekulu sadursmes efektīvais šķērsriezums.

Vidējais sadursmju skaits $\langle z \rangle$ laika vienībā vienai molekulai ir

$$\langle z \rangle = \frac{1}{\langle \tau \rangle} = \sqrt{2}\pi d^2 n \langle v \rangle. \quad (2.41)$$

Vidējais attālums $\langle \ell \rangle$, ko molekula nolido laika sprīdī $\langle \tau \rangle$ starp divām secīgām sadursmēm attiecībā pret nekustīgu atskaites sistēmu, piemēram, trauku, kurā atrodas gāze, ir *irvidējais brīvā ceļa garums*:

$$\langle \ell \rangle = \langle v \rangle \cdot \langle \tau \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2 n}. \quad (2.42)$$

Var redzēt, ka $\langle \ell \rangle$ ir atkarīgs tikai no molekulu koncentrācijas n un to efektīvā diametra d .

Piemēram, ja skābeklis atrodas normālos apstākļos ($T = 273,15$ K un $p = 1,013 \cdot 10^5$ Pa):

$$n = 2,68 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}; \quad \langle v \rangle = 425 \text{ m/s}; \quad \langle z \rangle = 4,6 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}; \quad \langle \ell \rangle = 9,3 \cdot 10^{-8} \text{ m}.$$

2.5. Pārneses procesi

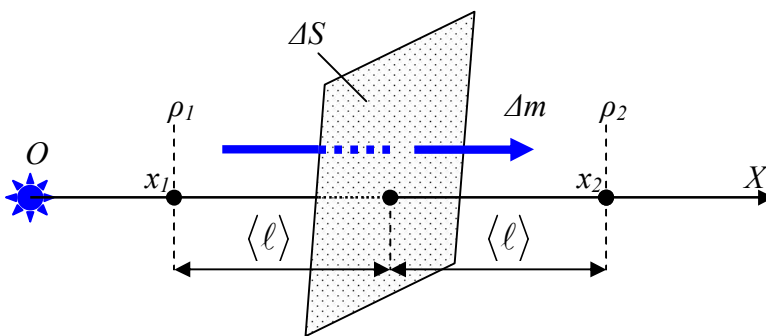
2.5.1. Molekulu siltuma kustība un ar to saistītā masas, impulsa un enerģijas pārnese

Termodinamiskais līdzsvars sistēmā, piemēram, gāzē saglabājas tik ilgi, kamēr nav ārējas iedarbības. Ārējas iedarbības rezultātā dažādās vietās gāzē var būt dažāda molekulu koncentrācija, molekulu enerģija, gāzes slāņu makroskopiskā kustība. Ja ārējā spēku iedarbība izbeidzas, notiek pārejas process, un pēc noteikta laika (relaksācijas laika) iestājas līdzsvara stāvoklis, kad termodinamiskajiem parametriem ir noteikta, visur vienāda vērtība. *Ja notiek kāda fizikāla lieluma pārnese telpā, tad tādus procesus sauc par pārneses procesiem.* Pie šādiem procesiem pieder masas, molekulu kustības enerģijas un to orientētās kustības impulsa pārneses procesi, kurus atbilstoši sauc par *difūziju, siltuma vadīšanu un iekšējo berzi jeb viskozitāti.* Parasti apskata pārneses procesus kādā noteiktā virzienā, pieņemot, ka pārnesamā lieluma vērtības mainās tikai vienā virzienā, piemēram, X ass virzienā.

2.5.1.1. Difūzija

Difūzija ir vielu sajaukšanās molekulu haotiskās kustības rezultātā. Ja sajaucas viena un tā pati viela, tad tādu parādību sauc par *pašdifūziju*. Pašdifūzijas ātrumu var noteikt, ja vienā vielas slānī novieto ķīmiski līdzīgas iezīmētas (radioaktīvas) molekulas un novēro to pārvietošanos. Ja viela molekulāri sajaucas ar citu vielu, tad tādu parādību sauc par *savstarpējo difūziju*. Gāzu difūziju cauri kādai starpsienai sauc par *transfūziju*, bet šķidruma molekulu difūziju cauri starpsienai – par *osmozi*.

Ja vielā ir koncentrācijas jeb blīvuma gradients, tad difūzijas rezultātā notiek šo abu lielumu izlīdzināšanās visā vielas tilpumā. Kā difūzijas piemēru aplūkosim pašdifūziju. Pieņemsim, ka kādā traukā ir nevienmērīgs gāzes blīvums – blīvums ρ samazinās X ass virzienā (2.13. att.). Tas, piemēram, var būt gadījumā, kad trauka kreisajā daļā atrodas gāzes avots O (iztvaikojošs šķidrums). Ar ρ_1 un ρ_2 apzīmēsim blīvuma vērtības attālumā $\langle \ell \rangle$ pa labi un pa kreisi no iedomāta laukuma ΔS gāzē (X ass ir perpendikulāra plaknei ar laukumu ΔS). Tad $\rho_1 > \rho_2$. Molekulu koncentrācija samazinās vienlaicīgi ar blīvumu X ass virzienā.



2.13. att.

Gāzes masa Δm , kas difūzijas procesā tiek pārnesta caur blīvuma samazināšanās virzienam OX perpendikulāru laukumu ΔS , ir proporcionāla šī laukuma lielumam, pārneses laikam Δt un blīvuma gradientam $\Delta\rho/\Delta x$:

$$\Delta m = -D \left(\frac{d\rho}{dx} \right) \Delta S \Delta t. \quad (2.43)$$

Formulu (2.43) sauc par *difūzijas vienādojumu* jeb *Fika likumu* (vācu fiziķis A. Fiks eksperimentos ar šķidrumiem ieguva tādu pašu vienādojumu).

Proporcionalitātes koeficientu

$$D = \frac{1}{3} \langle \ell \rangle \langle v \rangle \quad (2.44)$$

sauc par difūzijas koeficientu. Difūzijas koeficienta mērvienība SI sistēmā ir $1 \text{ m}^2/\text{s}$.

Mīnusa zīme vienādojumā (2.43) norāda to, ka masa tiek pārnesta blīvuma (koncentrācijas) samazināšanās virzienā (dilstošas funkcijas atvasinājumam ir negatīva vērtība).

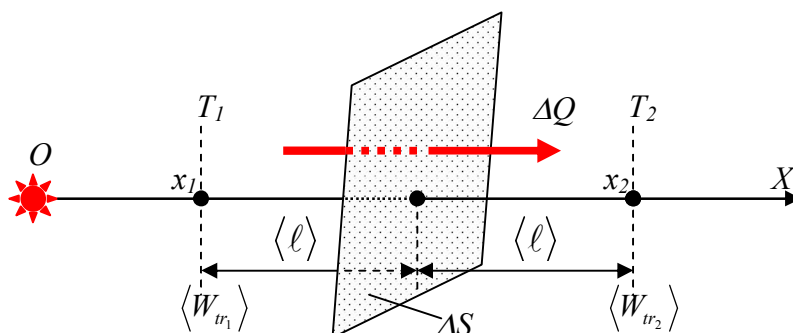
Difūzijas procesiem ir ļoti svarīga nozīme dabā. Piemēram, dzīvi organismi elpo arī caur ādu, t. i., notiek skābekļa difūzija no ārējās vides organismā caur tā segvirsmu. Praksē liela nozīme ir gāzu transfūzijai. Ir novērots, ka plānas gumijas, sakarsēta kvarca, dzelzs un citu vielu kārtiņas, kas liekas pilnīgi blīvas, laiž cauri gāzes. Sevišķi liela caurlaidība attiecībā pret ūdeņradi piemīt pallādiyam. Pallādijs spēj arī absorbēt ūdeņradi, kura tilpums normālos apstākļos ir 936 reizes lielāks par pallādijs tilpumu. Arī telpu ventilācija daļēji notiek difūzijas veidā caur sienām.

2.5.1.2. Siltuma vadīšana

Šeit aplūkosim tikai molekulāro siltuma vadīšanu gāzēs. Pieņemsim, ka kādā tilpumā gāzes temperatūra samazinās X ass virzienā (2.14.att.). Tas, piemēram, var būt gadījumā, kad tilpuma kreisajā pusē (punktā O) atrodas sildītājs. Apzīmēsim ar T_1 un T_2 temperatūras vērtības attālumā $\langle \ell \rangle$ no laukuma ΔS ,

tad $T_1 > T_2$, un molekulu enerģija (saskaņā ar (2.28)) pa kreisi no ΔS ir lielāka par molekulu enerģiju pa labi no ΔS .

Temperatūras samazināšanās virzienā tāpēc tiks pārnesta enerģija, un tāpat tiks pārnesta arī siltuma daudzums ΔQ .



2.14. att.

Pārnestais siltuma daudzums ΔQ ir proporcionāls ΔS , Δt un temperatūras gradientam dT/dx , ja laika sprādis Δt ir īss.

$$\Delta Q = -\chi \frac{dT}{dx} \Delta S \Delta t. \quad (2.45)$$

Šo sakarību sauc par *siltuma vadīšanas vienādojumu jeb Furjē likumu* (pirmais šo vienādojumu ieguva franču matemātiķis Ž. Furjē).

Proporcionalitātes koeficientu

$$\chi = \frac{1}{3} \langle \ell \rangle \langle v \rangle \rho c_v \quad (2.46)$$

sauc par *siltumvadītspējas koeficientu*; šeit c_v – gāzes īpatnējā siltumietilpība izohoriskā procesā (skat. tālāk sadaļu 2.6.2.1). Siltumvadītspējas koeficienta mērvienība *SI* sistēmā ir $1 \frac{J}{m \cdot s \cdot K}$.

Tā kā siltums tiek pārnestis temperatūras samazināšanās virzienā, tad vienādojumā (2.45) ir jā raksta mīnusa zīme.

Saskaņā ar formulu (2.46) siltumvadītspējas koeficients nav atkarīgs no spiediena. Eksperiments apstiprina šo secinājumu. Tomēr jāņem vērā, ka stipri retinātām gāzēm (kad molekulu vidējais brīvā ceļa garums $\langle \ell \rangle$ pārsniedz trauka izmērus), kas atrodas noslēgtā traukā, siltumvadītspējas koeficients ir proporcionāls spiedienam.

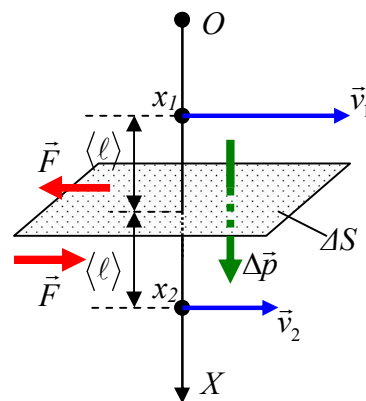
Gāzēm molekulārās siltuma plūsmas pretestība ir lielāka nekā cietām vielām (sevišķi metāliem) un šķidrumiem, tāpēc audumā un ādas spalvās esošais gaiss piešķir apģērbam un ādai labas siltuma izolācijas spējas; dubultlogi, poraini būvmateriāli (piemēram, stikla vate vai putuplasts) daudz labāk saglabā siltumu telpās nekā vienkārši logi un blīvi būvmateriāli.

Vislabākā siltumizolācijas spēja piemīt vakuumam. To izmanto, gatavojot t. s. *Djuāra traukus* jeb termosus ar dubultām sienām, starp kurām ir vakuums (to 1898. gadā izgudroja *angļu fiziķis Dž. Djuārs*).

2.5.1.3. Viskozitāte (iekšējā berze)

Iekšējo berzi jeb viskozitāti novēro, ja gāzes slāņi kustas ar dažādiem ātrumiem, t. i., pārvietojas viens attiecībā pret otru. Pieņemsim, ka gāzes plūsmā tecēšanas ātrums samazinās X ass virzienā (2.15. att.). Tas var notikt, piemēram, ja gāze plūst cietas sienas tuvumā.

Iedomāsimies laukumu ΔS , kurā saskaras divi blakus esošie gāzes slāņi, un apzīmēsim ar v_1 un v_2 tecēšanas ātruma vērtības attālumā $\langle \ell \rangle$ no šī laukuma ($v_1 > v_2$). Augšējā slāņa molekulām ir lielāks impulss nekā apakšējā slāņa molekulām. Haotiskās kustības procesā notiek augšējā slāņa molekulu impulsu pārnese uz apakšējo slāni, līdz ar to palielinot tā ātrumu, savukārt apakšējā slāņa molekulas pārnes savu impulsu uz augšējo slāni, līdz ar to samazinot tā ātrumu. Rezultātā starp slāņiem rodas iekšējā berze, kuras spēks



2.15. att.



$$F = -\eta \frac{dv}{dx} \Delta S \quad (2.47)$$

darbojas gar laukumu ΔS paralēli plūsmas ātrumiem.

Sakarību (2.47) sauc par *viskozitātes (iekšējās berzes) vienādojumu jeb Ņūtona likumu* (I. Ņūtons tādu pašu vienādojumu ieguva, eksperimentējot ar šķidrumiem).

Proporcionalitātes koeficientu

$$\eta = \frac{1}{3} \langle \ell \rangle \langle v \rangle \rho \quad (2.48)$$

sauc par *viskozitātes (iekšējās berzes) koeficientu*. Viskozitātes koeficienta mērvienība *SI* sistēmā ir $1 \frac{\text{kg}}{\text{m} \cdot \text{s}}$. Tāpat kā siltumvadītspējas koeficients χ , viskozitātes koeficients η nav atkarīgs no spiediena, izņemot stipri retinātas gāzes gadījumus.

Nobeigumā atzīmēsim, ka no formulu (2.44), (2.46) un (2.48) salīdzinājuma izrietošās sakarības starp pārneses koeficientiem D , χ un η :

$$\chi = \eta c_v = D \rho c_v$$

arī saskan ar eksperimenta rezultātiem. Tas ir papildu apstiprinājums gāzu molekulāri kinētiskās teorijas pareizībai.