

VILNIAUS PEDAGOGINIS UNIVERSITETAS
FIZIKOS IR TECHNOLOGIJOS FAKULTETAS

MOLEKULINĖS FIZIKOS LABORATORINIAI DARBAI

*Algirdas Audzijonis
Aurimas Čerškus
Algimantas Karpus*

VILNIUS
2000

Recenzentai: *dr. Jurgis Narušis, doc. dr. Janas Siroicas*

© Algirdas Audzjonis, 2001
© Aurimas Čerškus, 2001
© Algimantas Karpus, 2001

Turinys

PRATARMĖ	7
IVADAS	9
<i>Paklaidų skaičiavimas</i>	9
NR.1 KIETŪJŲ KŪNŲ TEMPERATŪRINIO ILGĖJIMO IR SKYSČIŲ TŪRIO TEMPERATŪRINIO PLĖTIMOSI KOEFICIENTŲ TYRIMAS	15
<u>DARBO METODIKA</u>	16
1.1 Kietojo kūno temperatūrinio ilgėjimo koeficiento nustatymas	16
1.2 Skysčio tūrio temperatūrinio plėtimosi koeficiento nustatymas	16
<u>DARBO EIGA:</u>	17
<u>DARBO ATASKAITA:</u>	17
<u>TEORIJA</u>	18
2.1 Traukos ir stūmos jėgos	18
2.2 Kūnų plėtimosi paaiškinimas	19
NR.2 TERMOMETRIJOS PAGRINDAI IR TERMOMETRŲ GRADAVIMAS	24
<u>DARBO METODIKA</u>	25
1.1 Termometro ir termoporos gradavimas	25
1.2 Termoelektrovaros matavimas kompensaciniu metodu panaudojant potenciometrą	26
<u>DARBO EIGA:</u>	27
<u>DARBO ATASKAITA:</u>	27
<u>TEORIJA</u>	29
2.1 Termometrijos pagrindai	29
2.2 Termometrų tipai. Termometrų matavimo skalės. Jų tarpusavio ryšiai	29
2.3 Metalinės termoporos veikimo principas	31
NR.3 KIETOJO KŪNO SAVITOSIOS ŠILUMINĖS TALPOS NUSTATYMAS	35
<u>DARBO METODIKA</u>	35
1.1 Kietojo kūno savitosios šiluminės talpos nustatymas	35
<u>DARBO EIGA:</u>	36
<u>DARBO ATASKAITA:</u>	36
<u>TEORIJA</u>	37
2.1 Šiluminė talpa. Savitoji šiluminė talpa	37
2.2 Kietųjų kūnų molinė šiluminė talpa	38
2.2.1 Klasikinis modelis	38
2.2.2 Einšteino modelis	39
2.2.3 Debajaus modelis	40
2.2.4 Šiluminės talpos formulės išvedimas remiantis fononų sąvoka	42
2.2.5 Metalų šiluminė talpa	44
NR.4 VANDENS SOČIŪJŲ GARŲ SLĖGIO TEMPERATŪRINĖS PRIKLAUSOMYBĖS TYRIMAS	45
<u>DARBO METODIKA</u>	45
1.1 Vandens sočiųjų garų slėgio temperatūrinės priklausomybės tyrimas	45
<u>DARBO EIGA:</u>	47
<u>DARBO ATASKAITA:</u>	47
<u>TEORIJA</u>	48
2.1 Sočiųjų garų slėgis. Jo savybės	48
NR.5 ORO MOLEKULIŲ STRUKTŪROS TYRIMAI	50
<u>DARBO METODIKA</u>	50
1.1 Adiabatės rodiklio radimas	50
1.2 Laisvės laipsnių skaičiaus radimas	52

<u>DARBO EIGA:</u>	52
<u>DARBO ATASKAITA:</u>	53
<u>TEORIJA</u>	54
2.1 Laisvės laipsnių skaičius.....	54
2.2 C_V ir C_p sąryšis su laisvės laipsnių skaičiumi	56
2.3 Adiabatinis procesas	57
NR.6 UNIVERSALIOSIOS DUJŲ KONSTANTOS R EKSPERIMENTINIS NUSTATYMAS	59
<u>DARBO METODIKA</u>	59
1.1 Konstantos R nustatymas	59
<u>DARBO EIGA:</u>	60
<u>DARBO ATASKAITA:</u>	60
<u>TEORIJA</u>	61
2.1 Idealiųjų dujų.....	61
2.2 Izoprocesai	62
2.3 Idealiųjų dujų būsenos lygtis.....	63
2.4 Universaliosios dujų konstantos fizikinė prasmė	64
NR.7 SANTYKINĖS ORO DRĖGMĖS NUSTATYMAS	66
<u>DARBO METODIKA</u>	66
1.1 Drėgmės nustatymas	66
<u>DARBO EIGA:</u>	67
<u>DARBO ATASKAITA:</u>	67
<u>TEORIJA</u>	68
2.1 Garai. Sotieji ir nesotieji garai	68
2.2 Oro drėgmė. Absoliutinė ir santykinė drėgmė. Rasos taškas	69
NR.8 VANDENS SAVITOSIOS GARAVIMO ŠILUMOS NUSTATYMAS	71
<u>DARBO METODIKA</u>	71
1.1 Savitosios garavimo šilumos nustatymas	71
<u>DARBO EIGA:</u>	72
<u>DARBO ATASKAITA:</u>	73
<u>TEORIJA</u>	74
2.1 Garavimas ir kondensacija.....	74
2.2 Skysčių virimas.....	74
NR.9 SKYSČIŲ PAVIRŠIAUS ĮTEMPTIES KOEFICIENTO TYRIMAS.....	78
<u>DARBO METODIKA</u>	79
1.1 Paviršiaus įtempties koeficiento nustatymas su žiedeliu	79
1.2 Paviršiaus įtempties koeficiento nustatymas burbuliuko principu	80
<u>DARBO EIGA:</u>	81
<u>DARBO ATASKAITA:</u>	81
<u>TEORIJA</u>	82
2.1 Skysčiai.....	82
2.2 Paviršiaus įtemptis. Paviršiaus įtempties koeficientas.....	82
2.3 Paviršiaus aktyviosios medžiagos	85
NR.10 KIETŲJŲ KŪNŲ ŠILUMINIO LAIDUMO TYRIMAS	87
<u>DARBO METODIKA</u>	87
1.1 Šiluminio laidumo koeficiento nustatymas.....	87
<u>DARBO EIGA:</u>	88
<u>DARBO ATASKAITA:</u>	89
<u>TEORIJA</u>	90
2.1 Būdingieji kinematiniai molekulinio judėjimo dydžiai.....	90
2.2 Dalelių srauto tankis	93
2.3 Šilumos laidumas.....	94
2.4 Šilumos laidumas kietuose kūnuose	95
2.4.1 Elektronų šilumos laidumas.....	96

2.4.2 Gardelės šilumos laidumas	96
NR.11 ORO VIDINĖS TRINTIES KOEFICIENTO NUSTATYMAS. MOLEKULIŲ LAISVOJO KELIO TYRIMAS	99
<u>DARBO METODIKA</u>	100
1.1 Oro vidinės trinties koeficiento nustatymas	100
1.2 Vidutinio laisvojo kelio nustatymas	100
1.3 Vidutinio atstumo tarp oro molekulių nustatymas	101
<u>DARBO EIGA:</u>	102
<u>DARBO ATASKAITA:</u>	102
<u>TEORIJA</u>	104
2.1 Vidinė trintis	104
2.2 Puazelio lygtis	105
NR.12 ATMOSFERINIO SLĖGIO IR ORO MOLINĖS MASĖS NUSTATYMAS	109
<u>DARBO METODIKA</u>	109
1.1 Atmosferos slėgio nustatymas	109
1.2 Oro molinės masės nustatymas	111
<u>DARBO EIGA:</u>	111
<u>DARBO ATASKAITA:</u>	112
<u>TEORIJA</u>	113
2.1 Idealiosios dujos	113
2.2 Izoprocesai	113
2.3 Idealiųjų dujų būsenos lygtis	115
2.4 Molekulių masė. Molinė masė	116
NR.13 TERMOELEKTRONŲ PASISKIRSTYMO GREIČIAIS EKSPERIMENTINIS TYRIMAS.....	118
<u>DARBO METODIKA</u>	119
1.1 Greičių pasiskirstymo eksperimentinis tyrimas	119
<u>DARBO EIGA:</u>	121
<u>DARBO ATASKAITA:</u>	122
<u>TEORIJA</u>	124
2.1 Maksvelo pasiskirstymo funkcija	124
PRIEDAS	128

Pratarmė

Šioje studijų knygoje pateikti molekulinės fizikos kurso laboratorinių darbų aprašymai. Jie skirti VPU studentams, atliekantiems molekulinės fizikos laboratorinius darbus. Ši knyga naudinga studentams ruošiantis dalyko egzaminui, mokytojams – organizuojant praktikumų darbus.

Priemonė prasideda įvadu apie matavimų paklaidas. Knygoje pateikta 13 laboratorinių darbų aprašymų. Kiekvienas darbo aprašymas susideda iš dviejų dalių: eksperimentinės ir teorinės. Eksperimentinėje dalyje suformuluojamos darbo užduotys, išvardinamos eksperimentui atlikti reikalingos priemonės, pateikiamos galutinės formulės. Be to, aptariama darbo metodika, kuri glaudžiai susiejama su eksperimento atlikimo metodiniais nurodymais, pateikiamais darbo eigos skyrelyje. Skyrelyje “Darbo ataskaita” yra paliktas švarus lapas su tuščiomis lentelėmis, kurias atlikus darbą reikia užpildyti. Taip pat šiame skyrelyje braižomi grafikai, pateikiamos darbo išvados.

Atliekamo eksperimento esmės supratimui skaitytojui padės pridedama prie aprašymo teorinė dalis. Šioje dalyje pateikiama su darbu susijusi teorija, pagrindinės formulės, jų išvedimas ir fizikinės prasmės paaiškinimas. Smulkiu šriftu pateikiama fakultatyvinė medžiaga. Teorinės dalies medžiagos studijos padės pasiruošti laboratorinių darbų gynimui bei dalyko egzaminui. Su teorine dalimi susiję skyreliai “Žinoti” ir “Literatūra”.

Labai dėkojame recenzentams dr. J. Narušiu ir doc. dr. J. Siroicui už vertingas pastabas ir patarimus tobulinant šią knygą.

Autoriai

Įvadas

Paklaidų skaičiavimas

Fizikinių reiškinių apibūdinančių dydžių kiekybiniai vertinimai visuomet susiję su jų matavimų paklaidomis. Matavimas, kai dydžio vertę nustatome prietaisu tiesiogiai, vadinamas *tiesioginiu* (pavyzdžiui ilgio matavimas liniuote, laiko nustatymas sekundometru, masės – svarstyklėmis). Jeigu matuojamo dydžio vertę nustatome panaudoję kitus tiesiogiai išmatuotus dydžius, tai matavimą vadiname *netiesioginiu* (pvz. tankio nustatymas išmatavus tūrį ir masę).

Kad ir kiek kartų atliksime to paties dydžio tiesioginius ar netiesioginius matavimus gautos vertės šiek tiek skiriasi nuo tikrosios dydžio vertės. Įvertinti, ar labai mūsų gauta vertė skiriasi nuo tikrosios, leidžia paklaidos.

Matuojamo dydžio tikrosios ir išmatuotos verčių skirtumą vadiname *absoliutine paklaida*. Didinant matavimų skaičių vidurkio vertė keičiasi vis mažiau ir artėja prie tikrosios dydžio vertės. Praktiškai pakanka 30 matavimų; dar didinant matavimų skaičių vidurkio vertė beveik nesikeičia.

Vertinant duomenų tikslumą, svarbu žinoti ne tik paklaidos vertę, bet ir jos santykį su matuojamo dydžio verte. Šį santykį vadiname *santykine paklaida*. Ji gali būti išreikšta ir procentais.

Paklaidas galime suskirstyti į sisteminės, atsitiktinės ir apsirikimus. *Sisteminės paklaidos* atsiranda dėl metodo ar priemonių netobulumo. Jos yra pastovaus didumo ir ženklo arba dėsningai priklauso nuo matavimo sąlygų. Jas galima panaikinti pataisomis arba šalinant jų atsiradimo priežastis. *Atsitiktinių paklaidų* didumas ir ženklas yra atsitiktiniai, matuojant daug kartų tą patį dydį, jo paklaida kinta nedėsningai. Atsitiktinių paklaidų negalime tiesiogiai nustatyti, bet jų įtaką galutiniam rezultatui galime įvertinti tiksliai. *Apsirikimai* – didelės, grubios klaidos iškraipančios matavimo rezultata.

Tiesioginio matavimo paklaidų skaičiavimas

Pataisos įvedimas. Tiesioginio matavimo pradžioje reikia nustatyti galimą sisteminę paklaidą ir, į ją atsižvelgus, įvesti matavimo rezultato pataisą Δx_{pat} :

$$x = x_{\text{mat}} \pm \Delta x_{\text{pat}}.$$

Jeigu pataisos didumas yra mažesnis, kaip 1/10 dalis bet kurios paklaidos gautos dėl kitų priežasčių, tai į pataisą galima nekreipti dėmesio.

Matavimo atsitiktinių paklaidų radimas ir patikrinimas. Nustatomi atskirų išmatuotų verčių nuokrypiai nuo vidurkio:

$$\Delta x_i = x_i - \langle x \rangle.$$

Pastaroji išraiška reiškia *i*-tojo matavimo atsitiktinę paklaidą.

Remiantis Gauso sukurta paklaidų teorija, galima tvirtinti, kad priešingu ženklų atsitiktinės paklaidos vienodai tikėtinos. Todėl algeбриškai sudėję visas atsitiktines paklaidas turime gauti nulį.

$$\sum_i \Delta x_i = 0.$$

Ši lygybė leidžia patikrinti eksperimento ir skaičiavimo teisingumą. Jei $\sum_i \Delta x_i \neq 0$, tai skaičiavime yra klaidų.

Jei kai kurios matavimo atsitiktinės paklaidos savo didumu ženkliai skiriasi nuo kitų, reikia patikrinti, ar tai nėra matavimo apsirikimai. Tai atliekama taip.

Apskaičiuojamas matavimo vidutinė kvadratinė paklaida pagal formulę

$$S_x = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \langle x \rangle)^2}{(n-1)}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\Delta x_i)^2}{(n-1)}}.$$

Esant dideliui matavimo skaičiui ($n > 12$), S_x artėja prie standartinio nuokrypio nuo vidurkio vertės ($S_x = \sigma$). O standartinis nuokrypis nuo vidurkio parodo, kad su patikimumu $P=0,68$ matuojamo dydžio tikra vertė bus intervale $\langle x \rangle - \sigma < x_i < \langle x \rangle + \sigma$. Maksimalus nuokrypis nuo vidurkio yra toks, kai matavimo atsitiktinės paklaidos didumas lygus trigubai vidutinei kvadratinei paklaidai (šiuo atveju 99,7% matavimų pateks į intervalą $[\langle x \rangle - 3S_x; \langle x \rangle + 3S_x]$). Jei įtariamasis nuokrypis $|\Delta x_i| > 3S_x$, tai jį atitinkantis matavimas bus apsirikimas ir atmetamas. Tada tenka iš naujo apskaičiuoti vidurkį ir nuokrypius nuo vidurkio.

Daug kartų kartojant n matavimų serijas, gaunamos $\langle x_i \rangle$ vertės irgi pasiskirsto pagal Gauso dėsnį. $\langle x_i \rangle$ verčių sklaidą nurodo vidurkio vidutinė kvadratinė paklaida $S_{\langle x \rangle}$.

$$S_{\langle x \rangle} = \frac{S_x}{\sqrt{n}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \langle x \rangle)^2}{n(n-1)}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\Delta x_i)^2}{n(n-1)}}.$$

Tiesioginio matavimo atsitiktinė paklaida randama pagal formulę

$$\Delta x_a = t S_{\langle x \rangle} = t \cdot \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\Delta x_i)^2}{n(n-1)}};$$

čia t – Stjudento koeficientas, priklausantis nuo matavimų skaičiaus ir tikimybės. Kai tikimybė $P=0,95$, o matavimų skaičius n , Stjudento koeficientas turi tokias vertes

n	3	4	5	6	7	8	9	10	15	20	∞
t	4,3	3,18	2,78	2,57	2,45	2,36	2,31	2,26	2,14	2,09	1,96

Tiesioginio matavimo pilnutinės paklaidos skaičiavimas. Tiesioginio matavimo pilnutinė paklaida apskaičiuojama pagal formulę

$$\Delta x = \sqrt{(\Delta x_a)^2 + (\Delta x_{pr})^2 + (\Delta x_{aa})^2};$$

čia Δx_{pr} – prietaiso paklaida, Δx_{aa} – atskaitos apvalinimo paklaida.

Atskaitos apvalinimo paklaida neviršija apvalinimo intervalo pusės

$$\Delta x_{aa} = \pm \frac{x_{\max} - x_{\min}}{2}.$$

Čia x_{\max} , x_{\min} – didžiausia ir mažiausia išmatuotos vertės. Tai yra atskaitos apvalinimo paklaida lygi didžiausios ir mažiausios matavimo verčių skirtumo pusei.

Netiesioginio matavimo paklaidų skaičiavimas

Netiesioginiuose matavimuose ieškomasis dydis yra kitų fizikinių dydžių funkcija

$$y = f(x_1, x_2, \dots, x_n).$$

Fizikiniai dydžiai x_1, x_2, \dots, x_n yra nepriklausomi ir nepriklausomai išmatuoti tiesioginiu ar netiesioginiu būdu. Tada netiesioginio matavimo tikimiausia vertė apskaičiuojama naudojantis argumentų vidutinėmis vertėmis

$$y = f(\langle x_1 \rangle, \langle x_2 \rangle, \dots, \langle x_n \rangle).$$

Kiekvienas argumentas $\langle x_i \rangle$ nustatomas su paklaida Δx_i , todėl ir dydis y turės tam tikrą paklaidą Δy , kuri apskaičiuojama pagal formulę

$$\Delta y = \sqrt{\sum \left(\frac{\partial y}{\partial x_i} \Delta x_i \right)^2}. \quad (1)$$

Čia $\frac{\partial y}{\partial x_i}$ – funkcijos y dalinės išvestinės, o Δx_i – atitinkamo fizikinio dydžio absoliutinė paklaida.

Praktikoje dažniausiai pasitaiko, kai fizikinius dydžius x_i matuojame vieną kartą arba tuo pačiu prietaisu ir atsitiktinių paklaidų nenustatome arba jos yra labai mažos palyginus su prietaiso ir atskaitos paklaidomis. Tada vietoj vidutinės kvadratinės paklaidos skaičiuojama didžiausia paklaida ne kvadratinio būdu, bet pagal tokią formulę

$$\Delta y_{\max} = \sum \left| \frac{\partial y}{\partial x_i} \right| \Delta x_i. \quad (2)$$

Netiesioginio matavimo santykinė paklaida randama taip pat, kaip ir tiesiogiai matuojant:

$$\varepsilon = \frac{\Delta y}{y}. \quad (3)$$

Atsižvelgus į (1) ir (2) gausim tokias formules, tinkančias bet kuriam atvejui,

$$\varepsilon = \sqrt{\left(\frac{1}{y} \frac{\partial y}{\partial x_i} \Delta x_i\right)^2}, \quad (4)$$

$$\varepsilon_{\max} = \sum \left(\frac{1}{y} \left| \frac{\partial y}{\partial x_i} \right| \Delta x_i \right). \quad (5)$$

Paklaidų skaičiavimas supaprastėja, jei pirma paskaičiuojame santykinę paklaidą, o po to pagal (3) ir absoliutinę paklaidą. Santykinę paklaidą galima lengvai surasti, laikant, kad mūsų funkcija yra išreikšta daugikliais x_i pvz.: $y = \frac{x_1^{a_1} x_2^{a_2}}{x_3^{a_3}}$. Tada (4) ir (5) atrodys taip:

$$\varepsilon = \sqrt{\sum \left(a_i \frac{\Delta x_i}{x_i} \right)^2}, \quad (6)$$

$$\varepsilon_{\max} = \sum \left| a_i \frac{\Delta x_i}{x_i} \right|. \quad (7)$$

Čia a_i – atitinkamo daugiklio x_i laipsnio rodiklis. Jei daugiklis x_i yra vienas argumentas, tuomet Δx_i yra jo absoliutinė paklaida, o jei daugiklis x_i yra kelių argumentų suma, skirtumas, sandauga, dalyba ar funkcija, tuomet to daugiklio absoliutinę paklaidą randame pasinaudodami lentele.

Daugiklis	Absoliutinė paklaida Δ	Santykinė paklaida ε
$x=A+B$	$\Delta A + \Delta B$	$\frac{\Delta A + \Delta B}{ A + B }$
$x=A-B$	$\Delta A + \Delta B$	$\frac{\Delta A + \Delta B}{ A - B }$
$x=\text{const} \cdot A$	$\text{const} \cdot \Delta A$	$\frac{\Delta A}{ A }$
$x=AB$	$ B \Delta A + A \Delta B$	$\frac{\Delta A}{ A } + \frac{\Delta B}{ B }$
$x = \frac{A}{B}$	$\frac{ A \Delta B + B \Delta A}{B^2}$	$\frac{\Delta A}{ A } + \frac{\Delta B}{ B }$
$x = \sqrt[n]{A}$	$\left A^{\frac{1-n}{n}} \frac{\Delta A}{n} \right $	$\frac{\Delta A}{ nA }$
$x=A^n$	$ nA^{n-1} \Delta A$	$\left n \frac{\Delta A}{A} \right $

lentelės tęsinys

$x=\lg A$	$\frac{1}{2,3} \frac{\Delta A}{A}$	$\frac{1}{2,3 \lg A } \frac{\Delta A}{A}$
$x=\cos A$	$ \sin A \Delta A$	$ \operatorname{tg} A \Delta A$
$x=\sin A$	$ \cos A \Delta A$	$ \operatorname{ctg} A \Delta A$

Panagrinėkim konkretų pavyzdį. Tarkim 1 laboratoriniame darbe apskaičiuovome pailgėjimo koeficientą pagal formulę $\alpha_l = \frac{\Delta l}{l_1(T_2 - T_1)}$ ir norime rasti santykinę paklaidą ε_{α_l} . Pasinaudoję (7) formule, turėsime

$$\varepsilon_{\alpha_l} = \left| \frac{\Delta(\Delta l)}{\Delta l} \right| + \left| \frac{\Delta l_1}{l_1} \right| + \left| \frac{\Delta(T_2 - T_1)}{T_2 - T_1} \right|;$$

kur Δl – pailgėjimas, $\Delta(\Delta l)$ – pailgėjimo paklaida, Δl_1 – ilgio l_1 paklaida, $\Delta(T_2 - T_1)$ – daugiklio $(T_2 - T_1)$ paklaida. Pastarąją galime rasti pasinaudoję lentele

$$\Delta(T_2 - T_1) = \Delta T_2 + \Delta T_1, \text{ ir tada}$$

$$\varepsilon_{\alpha_l} = \left| \frac{\Delta(\Delta l)}{\Delta l} \right| + \left| \frac{\Delta l_1}{l_1} \right| + \left| \frac{\Delta T_2 + \Delta T_1}{T_2 - T_1} \right|;$$

jei $\Delta T_1 = \Delta T_2 = \Delta T$, tai

$$\varepsilon_{\alpha_l} = \left| \frac{\Delta(\Delta l)}{\Delta l} \right| + \left| \frac{\Delta l_1}{l_1} \right| + \left| \frac{2\Delta T}{T_2 - T_1} \right|.$$

Pasinaudoję (3) formule galime rasti ir absoliutinę paklaidą

$$\Delta \alpha_l = \varepsilon_{\alpha_l} \alpha_l;$$

kur α_l – pagal formulę apskaičiuota pailgėjimo koeficiento vertė.

Tarkim 3 laboratoriniame darbe apskaičiuovome savitąją šiluminę talpą pagal formulę $c_x = \frac{(mc + m_v c_v)(T_2 - T_1)}{m_x(T_{\text{vir}} - T_2)}$. Santykinė paklaida ε_{c_x} pagal (7) bus

$$\varepsilon_{c_x} = \left| \frac{\Delta(mc + m_v c_v)}{mc + m_v c_v} \right| + \left| \frac{\Delta(T_2 - T_1)}{T_2 - T_1} \right| + \left| \frac{\Delta m_x}{m_x} \right| + \left| \frac{\Delta(T_{\text{vir}} - T_2)}{T_{\text{vir}} - T_2} \right|.$$

Kad rasti $\Delta(mc + m_v c_v)$, $\Delta(T_2 - T_1)$ ir $\Delta(T_{\text{vir}} - T_2)$, pasinaudosime lentele. Tuomet turėsime

$$\Delta(mc + m_v c_v) = \Delta(mc) + \Delta(m_v c_v) = m\Delta c + c\Delta m + m_v \Delta c_v + c_v \Delta m_v;$$

$$\Delta(T_2 - T_1) = \Delta T_2 + \Delta T_1;$$

$$\Delta(T_{\text{vir}} - T_2) = \Delta T_{\text{vir}} + \Delta T_2.$$

Jei $\Delta T_1 = \Delta T_2 = \Delta T_{\text{vir}} = \Delta T$ ir laikysime, kad c ir c_v duotos tikslios vertės ($\Delta c = \Delta c_v = 0$), tai sutvarkę gausime

$$\varepsilon_{c_x} = \left| \frac{c\Delta m + c_v\Delta m_v}{mc + m_v c_v} \right| + \left| \frac{2\Delta T}{T_2 - T_1} \right| + \left| \frac{\Delta m_x}{m_x} \right| + \left| \frac{2\Delta T}{T_{\text{vir}} - T_2} \right|.$$

O absoliutinė paklaida

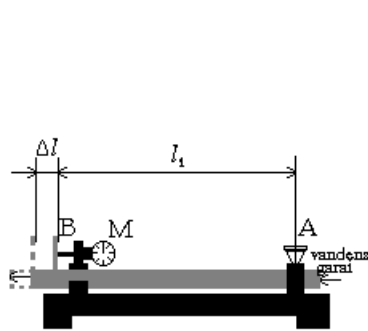
$$\Delta c_x = \varepsilon_{c_x} c_x.$$

Nr.1 Kietųjų kūnų temperatūrinio ilgėjimo ir skysčių tūrio temperatūrinio plėtimosi koeficientų tyrimas

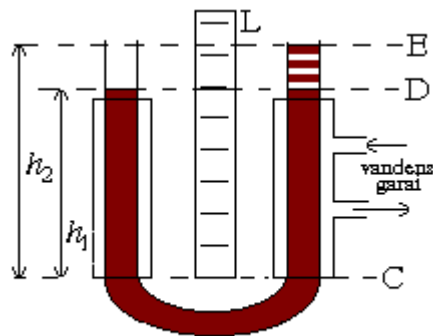
Darbo užduotys. Susipažinti su kūnų ilgėjimo ir skysčių tūrio plėtimosi reiškiniu. Nustatyti kietųjų kūnų temperatūrinio ilgėjimo ir skysčių tūrio temperatūrinio plėtimosi koeficientus.

Darbo priemonės ir medžiagos: elektrinė plytelė, kolba su vandeniu, mikrometras, liniuotė, termometras, U formos stiklinis vamzdelis, tiriamasis skystis, tiriamos medžiagos vamzdelis.

Darbo schema:



1 pav. Prietaisas kūno pailgėjimo koeficientui nustatyti



2 pav. Prietaisas skysčio tūrio plėtimosi koeficientui nustatyti

Darbo formulės:

$$\alpha_l = \frac{\Delta l}{l_1(T_2 - T_1)} \quad (1)$$

$$\alpha_v = \frac{\Delta h}{h_1(T_2 - T_1)} \quad (2)$$

Darbo metodika

1.1 Kietojo kūno temperatūrinio ilgėjimo koeficiento nustatymas

Tarkim turim kūną, kurio pradinis ilgis – l_0 , o temperatūra – T_0 . Pakitus temperatūrai dydžiu ΔT , kūno ilgis pakito dydžiu Δl . Linijinį ilgėjimo koeficientą α_l galime išreikšti taip:

$$\alpha_l = \frac{\Delta l}{l_0 \Delta T}. \quad (1.1)$$

Taigi, *temperatūrinis linijinio ilgėjimo koeficientas yra lygus santykiniam pailgėjimui $\frac{\Delta l}{l_0}$, kai kūno temperatūra pakinta vienu laipsniu.*

Temperatūriniam ilgėjimo koeficientui nustatyti pasinaudosime 1 pav. pavaizduotu prietaisu. Jį sudaro tiriamos medžiagos vamzdelis, kurio vienas galas įtvirtintas stovė (taškas A). Laisvas kitas vamzdelio galas turi metalinę plokštelę. Į ją (taške B) remiasi mikrometras M. Vamzdelio temperatūrą, verdančio vandens garais, pakeliame nuo temperatūros T_1 iki T_2 ($\Delta T = T_2 - T_1$). Vamzdelio dalies l_1 pailgėjimą Δl nustatome mikrometru M. Atstumą l_1 išmatuojame liniuote tarp taškų A ir B.

Matavimo rezultatus įstatę į (1) lygtį gausime

$$\alpha_l = \frac{\Delta l}{l_1 (T_2 - T_1)}. \quad (1.2)$$

1.2 Skysčio tūrio temperatūrinio plėtimosi koeficiento nustatymas

Analogiškai temperatūriniam ilgėjimo koeficientui galime išreikšti skysčio tūrio temperatūrinį plėtimosi koeficientą α_v .

$$\alpha_v = \frac{\Delta V}{V_0 \cdot \Delta T}. \quad (1.3)$$

Skysčio tūrio plėtimosi koeficientą surasime pasinaudodami 2 pav. prietaisu. Jį sudaro U formos stiklinis vamzdelis, kurio vieną pusę galima kaitinti verdančio vandens garais. Tiriamasis skystis užpildo didesniąją dalį vamzdelio.

Pastaba: Vamzdelis turi būti pagamintas iš tokio stiklo, kurio temperatūrinis plėtimosi koeficientas būtų daug kartų mažesnis už tiriamojo skysčio temperatūrinį plėtimosi koeficientą. Tuomet galime tarti, kad vamzdelio vidinis skerspjūvio plotas nekinta.

Skysčio dalies, nuo C lygio iki D lygio (2 pav.), tūris pradinėje temperatūroje T_1 išreiškiamas taip:

$$V_1 = h_1 S_1, \quad (1.4)$$

kur S_1 – stiklinio vamzdelio skerspjūvio vidinis plotas temperatūroje T_1 , h_1 – tiriamojo skysčio aukštis šakoje.

Verdančio vandens garais pakaitiname dešiniąją pusę iki temperatūros T_2 . Tiriamojo skysčio stulpelio aukštis dėl skysčio plėtimosi pakyla iki lygio E. Pakaitintos skysčio dalies, nuo C lygio iki E lygio, tūris bus

$$V_2 = h_2 S_2. \quad (1.5)$$

S_2 – stiklinio vamzdelio skerspjūvio vidinis plotas temperatūroje T_2 , h_2 – tiriamojo skysčio aukštis šakoje, kai temperatūra T_2 .

Tuomet tūrio pokytis

$$\Delta V = V_2 - V_1 = h_2 S_2 - h_1 S_1. \quad (1.6)$$

Jei vamzdelį parinkome atsižvelgdami į pastabą, tai $S_1 = S_2 = S$ ir

$$\Delta V = h_2 S - h_1 S = (h_2 - h_1) S. \quad (1.6a)$$

(1.3) lygtyje V_0 atitinka V_1 . Temperatūrų skirtumas $\Delta T = T_2 - T_1$. Įstatę į (1.3) lygtį visus dydžius gausime

$$\alpha_V = \frac{(h_2 - h_1) S}{h_1 S (T_2 - T_1)} = \frac{(h_2 - h_1)}{h_1 (T_2 - T_1)} = \frac{\Delta h}{h_1 (T_2 - T_1)}. \quad (1.7)$$

Darbo eiga:

1. Būtinai patikriname ar neužkimšti garų kanalai.
2. Išmatuojame T_1 ir l . Nustatome pailgėjimo matuoklio nulį.
3. Kaitiname kolbą su vandeniu.
4. Leidžiame garus pro vamzdelį.
5. Išmatuojame Δl ir T_2 . Pagal (1) apskaičiuojame temperatūrinį ilgėjimo koeficientą.
6. Išmatuojame skysčio aukštį h_1 ir temperatūrą T_1 .
7. Garais kaitiname skystį.
8. Išmatuojame T_2 ir Δh . Pagal (2) apskaičiuojame tūrio temperatūrinį plėtimosi koeficientą.
9. Darbo išvados.

Darbo ataskaita:

Žinoti:

1. Tarpatominės traukos ir stūmos jėgos.
2. Kūnų plėtimosi priežastys.
3. Ryšys tarp α_l ir α_v .

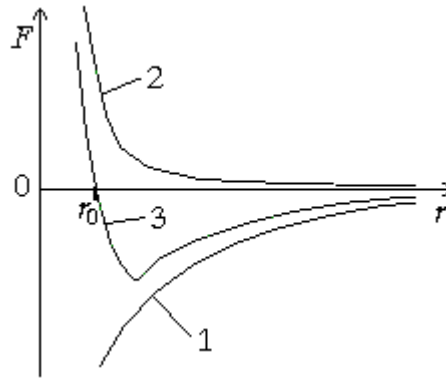
Literatūra:

1. B. Javorskis A. Detlafas L. Milkovskaja G. Sergejevas “Fizikos kursas” D.1. Vilnius ‘Mintis’, 1970. 276–281, 327–331 pusl.
2. A. Karpus “Molekulinės fizikos paskaitos”. Vilnius ‘Žiburys’, 1996. 119–121 pusl.
3. B. Kukšas S. Vičas “Fizika” D.1. Vilnius ‘Mokslas’, 1987. 115–116 pusl.

Teorija

2.1 Traukos ir stūmos jėgos

Tarp dalelių veikia traukos ir stūmos jėgos, priklausančios nuo atstumo tarp jų. Jėgų prigimtis – elektromagnetinė. Tarkime, kad taške O yra viena dalelė, o kita yra nutolusi atstumu r (3 pav.), kuris visą laiką mažėja.



3 pav. Traukos, stūmos ir jų atstojamosios priklausomybė nuo r

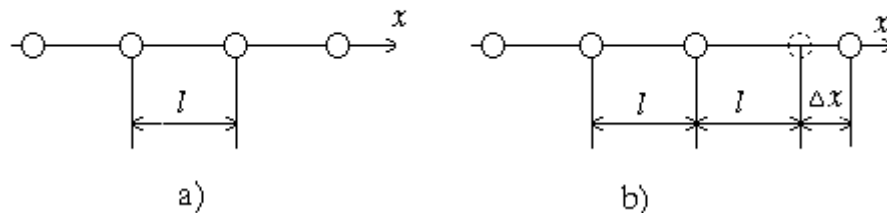
Traukos ir stūmos jėgų kitimą kintant atstumui tarp šių dalelių vaizduoja atitinkamai 1 ir 2 kreivės. 3 kreivė vaizduoja atstojamosios sąveikos jėgos kitimą. Kai $r=r_0$, traukos ir stūmos jėgų atstojamoji lygi nuliui. Kai $r>r_0$, būna didesnės tarpusavio traukos jėgos, kai $r<r_0$, didesnės stūmos jėgos. Didžiausias atstumas tarp dalelių, kuriam esant pastebimos sąveikos jėgos, vadinamas veikimo sferos spinduliu. Iš šio paveikslo matyti, kad, esant tarp dalelių centrų mažiems atstumams, būna gerokai didesnės stūmos jėgos, o kai atstumai didesni ($r \approx 10^{-7}$ cm), vyrauja traukos jėgos.

Dalelių sąveikos jėgų kitimu paaiškinama visa eilė reiškinių: dujų ir kietųjų kūnų skystėjimas, garavimas, deformacija ir pan.

2.2 Kūnų plėtimosi paaiškinimas

Kondensuotąją sistemą, skysčius ir kietuosius kūnus, sudaro atomai arba jonai, surišti stipriomis ryšio jėgomis. Pusiausvyroje esančią dalelę veikiančių traukos ir stūmos jėgų atstojamoji yra lygi nuliui:

$$\vec{F}_tr + \vec{F}_{st} = 0. \tag{2.1}$$



4 pav. Atomų padėtys: a) visi pusiausvyroje, b) vienas atomas pasislinkęs

4 pav. a) dalyje atomai pavaizduoti pusiausvyros padėtyse tarp kurių atstumas yra l . Jei vieną iš atomų (4 pav. b)) dydžiu Δx nustumime iš pusiausvyros padėties, tai traukos ir stūmos jėgų atstojamoji bus nelygi nuliui. Ji stengsis atomą grąžinti atgal ir bus nukreipta į pusiausvyros padėtį. Grąžinančios į pusiausvyros padėtį jėgos F_x modulis yra proporcingas poslinkiui Δx :

$$F_x = -c\Delta x. \quad (2.2)$$

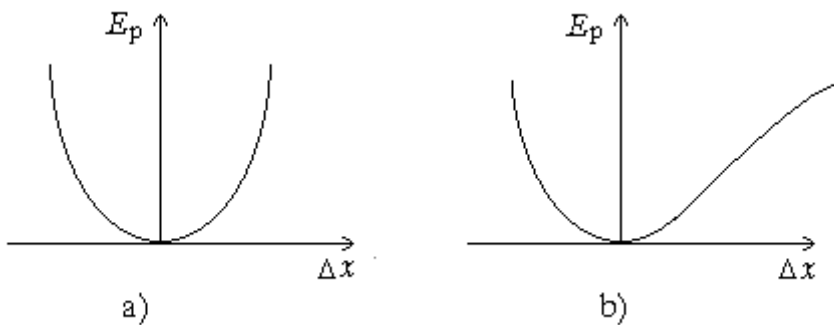
Poslinkio ir grąžinančios jėgos kryptys yra priešingos. Koeficientas c priklauso nuo poslinkio dydžio ir didžiausią reikšmę turi labai mažiems poslinkiams, kai $\Delta x \rightarrow 0$. Tuo atveju jis išreiškiamas taip:

$$c = c_0 - \gamma\Delta x. \quad (2.3)$$

Kur c_0 – koeficientas kai $\Delta x \rightarrow 0$, γ – anharmoniškumo koeficientas. Iš (2.3) lygties matyti, kad poslinkiui didėjant koeficientas c mažėja. Taigi

$$F_x = -(c_0 - \gamma\Delta x)\Delta x = -c_0\Delta x + \gamma\Delta x^2. \quad (2.4)$$

Jei anharmoniškumo koeficientas $\gamma = 0$ ($F_x = -c_0\Delta x$) atomo virpesiai apie pusiausvyros padėtį yra harmoniniai. Tuo atveju, didėjant dalelių virpesių amplitudėms, pusiausvyros padėtis turi nesikeisti, nes padidėjus dviejų gretimų kietojo kūno dalelių harmoningųjų virpėjimų amplitudei, vidutinis atstumas tarp tų dalelių nepadidėtų. Taip pat dalelės potencinės energijos E_p priklausomybė nuo Δx simetrinė (5 pav. a)).



5 pav. E_p priklausomybė nuo Δx : a) kai $\gamma=0$, b) kai $\gamma \neq 0$

Formulės (2.4) dešinės pusės pirmasis narys yra kvazitamprumo jėga, kurią atitinka harmoningų virpesių potencinė energija $\frac{c_0\Delta x^2}{2}$. Nukrypimą nuo harmoningų virpesių apibūdina antrasis narys ($\gamma\Delta x^2$) – dėl jo, kylant temperatūrai, didėja vidutinis atstumas tarp kietojo kūno dalelių. Jeigu kietasis kūnas yra pusiausvyros būvyje, tai visos dalelės virpa apie kristalinės gardelės mazgus, kurių padėtis, laikui bėgant, nesikeičia. Dėl to kiekvieną dalelę veikiančios jėgos F_x vidurkis lygus nuliui:

$$\langle F_x \rangle = 0.$$

Jeigu dalelių virpesiai būtų griežtai harmoningieji ($F_x = -c_0\Delta x$), tai ir dalelių poslinkio vidurkis $\langle \Delta x \rangle = -\frac{\langle F_x \rangle}{c_0}$ taip pat būtų lygus nuliui, tai yra dalelės viena nuo kitos būtų vidutiniškai nutolusios pastoviu atstumu r_0 .

Kas kita neharmoningiems virpesiams. Remiantis (2.4) sąlyga $\langle F_x \rangle = 0$, galima užrašyti taip:

$$-c_0\langle \Delta x \rangle + \gamma\langle \Delta x^2 \rangle = 0,$$

arba taip:

$$\langle \Delta x \rangle = \frac{\gamma}{c_0} \langle \Delta x^2 \rangle. \quad (2.5)$$

Kietojo kūno dalelių virpesiai yra neharmoniniai ($\gamma \neq 0$) ir dalelės potencinės energijos kreivė yra nesimetrinė (5 pav. b)). Didėjant temperatūrai, didėja virpesių amplitudė, dalelės pusiausvyros padėtis pakinta. Tad pailgėja ir kūnas.

Vykstant šiluminiais virpesiams, dalelių nukrypimo kvadrato vidurkį ($\langle \Delta x^2 \rangle$) tiksliai apskaičiuoti sunku. Tačiau šis uždavinys supaprastėja, jeigu nagrinėjami tik šiluminiai virpesiai mažomis amplitudėmis, nes dviejų dalelių, virpančių veikiant jėgai F_x , savitarpė potencinė energija

$$E_p = - \int_0^{\Delta x} F_x dx = \int_{\Delta x}^0 (-c_0 x + \gamma \cdot x^2) dx = \frac{c_0 \Delta x^2}{2} - \frac{\gamma \Delta x^3}{3}. \quad (2.6)$$

Jei virpesių amplitudė maža, tai šios lygybės dešinės pusės pirmasis narys žymiai didesnis už antrąjį. Vadinasi, bus pakankamai tikslu, jeigu laikysime, kad

$$E_p = \frac{c_0 \Delta x^2}{2};$$

tai yra pirmu artutiniu dviejų dalelių potencinę energiją apibūdina tik kvazitamprumo jėga – $c_0 \Delta x$. Iš energijos tolygaus pasiskirstymo laisvės laipsniais dėsnio gauname, kad dviejų kietojo kūno dalelių, turinčių vieną šiluminio virpesio laisvės laipsnį, vidutinė savitarpė potencinė energija

$$\langle E_p \rangle = \frac{kT}{2}.$$

Čia k – Bolcmano konstanta, o T – kūno absoliutinė temperatūra. Tuo būdu,

$$\frac{c_0 \langle \Delta x^2 \rangle}{2} = \frac{kT}{2},$$

arba

$$\langle \Delta x^2 \rangle = \frac{k}{c_0} T. \quad (2.7)$$

Irašę (2.7) į (2.5) gauname

$$\langle \Delta x \rangle = \frac{\gamma \cdot k}{c_0^2} T. \quad (2.8)$$

Iš formulės (2.8) matyti, kad dėl kietojo kūno dalelių šiluminių virpesių vidutinis atstumas tarp gretimų dalelių skiriasi nuo pusiausvyros (r_0) dydžiu $\langle \Delta x \rangle$, proporcingu absoliutinei kūno temperatūrai. Šis vidutinio atstumo tarp kietojo kūno dalelių padidėjimas, jį kaitinant, kaip tik ir yra kūno linijinio ir tūrinio plėtimosi priežastis.

Linijinio plėtimosi (ilgėjimo) koeficientas α_l yra lygus santykinio atstumo tarp dviejų kietojo kūno dalelių pokyčiui, pašildžius vienu laipsniu:

$$\alpha_l = \frac{1}{r_0} \frac{d \langle \Delta x \rangle}{dT} = \frac{\gamma \cdot k}{r_0 c_0^2}. \quad (2.9)$$

Koeficientų α_l reikšmes apskaičiavus iš šios formulės, matyti, kad jų eilė maždaug sutampa su reikšmėmis, gautomis bandymo keliu.

Skirtingi kūnai pailgės nevienodai, nes skiriasi jų anharmoniškumo koeficientai γ .

Pastaba: Anizotropinių kietųjų kūnų linijinio plėtimosi koeficientas priklauso nuo krypties, todėl šildant pailgės nevienodai skirtingomis kryptimis ir pasikeičia jų forma.

Tam, kad apibūdinti kūno pailgėjimo priklausomybę nuo temperatūros įsivedame dydį vadinamą temperatūriniu linijiniu ilgėjimo koeficientu.

Kietojo kūno linijinį ilgėjimo koeficientą galime išreikšti taip. Tarkim turim kūną, kurio pradinis ilgis – l_0 . Pakitus temperatūrai dydžiu ΔT , kūno ilgis pakito dydžiu Δl . Tai linijinis ilgėjimo koeficientas

$$\alpha_l = \frac{\Delta l}{l_0 \Delta T}. \quad (2.10)$$

Temperatūrinis linijinis ilgėjimo koeficientas yra lygus santykiniam pailgėjimui $\Delta l/l_0$, kai kūno temperatūra pakinta vienu laipsniu.

Kietų kūnų atveju, dažniausiai nagrinėjamas plėtimasis viena kryptimi tai yra ilgėjimas. Skysčiuose nagrinėjamas plėtimasis į visas puses, tad jam apibūdinti naudojamas kitas koeficientas, vadinamas temperatūriniu tūrinio plėtimosi koeficientu. Žymimas α_v .

Išreikšim temperatūrinį tūrinį plėtimosi koeficientą. Tarkim turim V_0 tūrio skystį. Pakitus temperatūrai dydžiu ΔT , skysčio tūris padidėjo dydžiu ΔV . Tai temperatūrinis tūrinis plėtimosi koeficientas

$$\alpha_v = \frac{\Delta V}{V_0 \Delta T}. \quad (2.11)$$

Temperatūrinis tūrinis plėtimosi koeficientas lygus santykiniam tūrio pokyčiui, kai temperatūra pakinta vienu laipsniu.

Temperatūrinis tūrinis plėtimosi koeficientas ir temperatūrinis ilgėjimo koeficientas tarpusavyje susiję. Sakykim turim tūrio V_0 kubą, kurio kraštinė yra l_0 . Jo vienos kraštinės ilgis pakitus temperatūrai dydžiu ΔT bus

$$l = l_0(1 + \alpha_l \Delta T). \quad (2.12)$$

Tuomet tūris V bus

$$V = (l_0(1 + \alpha_l \Delta T))^3, \quad (2.13)$$

arba pasinaudoję (2.11) lygtimi galime užrašyti

$$V = V_0(1 + \alpha_v \Delta T). \quad (2.14)$$

(2.13) ir (2.14) lygtys išreiškia tą patį tūrį V ir yra lygios.

$$V_0(1+\alpha_V\Delta T) = (l_0(1+\alpha_l\Delta T))^3,$$

$$V_0(1+\alpha_V\Delta T) = l_0^3(1+\alpha_l\Delta T)^3,$$

$$1+\alpha_V\Delta T = 1+3\alpha_l\Delta T+3\alpha_l^2\Delta T^2+\alpha_l^3\Delta T^3. \quad (2.15)$$

α_l yra labai mažas dydis, o jo kvadratas ir kubas bus dar mažesni, tai (2.15) lygtyje juos galime atmesti ir sutvarkę gausime

$$\alpha_V = 3\alpha_l. \quad (2.16)$$

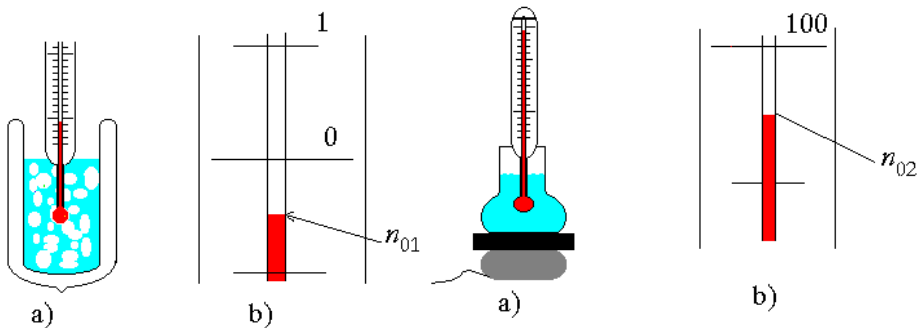
Tai yra ryšys tarp temperatūrinio tūrio plėtimosi koeficiento α_V ir temperatūrinio ilgėjimo koeficiento α_l .

Nr.2 Termometrijos pagrindai ir termometrų gradavimas

Darbo užduotys. Susipažinti su termometrų tipais, termometrų skalėmis. Išmokti sugraduoti termometrą, bei patikrinti sugraduoto termometro skalės tikslumą. Išmokti matuoti termopora.

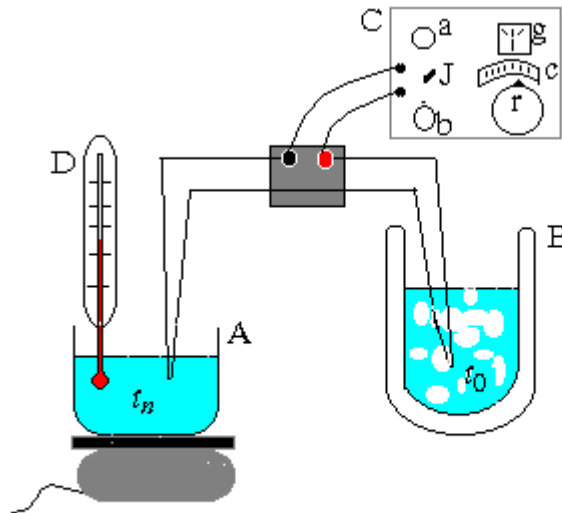
Darbo priemonės ir medžiagos: termopora, potenciometras, tiriamasis termometras, etaloninis termometras, elektrinė plytelė, kolba, barometras, ledas, vanduo, žinynas.

Darbo schema:



1 pav. Nulinio taško nustatymas: a) bendras vaizdas, b) padidinta termometro dalis

2 pav. Antro taško nustatymas: a) bendras vaizdas, b) padidinta termometro dalis



3 pav. Darbo įranga termoporai graduoti

Darbo formulės:

$$c_0 = \frac{t_{02} - t_{01}}{n_{02} - n_{01}}. \quad (1)$$

$$t_n = c_0(n_n - n_{01}). \quad (2)$$

$$\alpha = \frac{\Delta \varepsilon_T}{\Delta t}. \quad (3)$$

Darbo metodika**1.1 Termometro ir termoporos gradavimas**

Sugrauosime spiritinį arba gyvsidabrinį termometrą temperatūrų intervalui nuo 0 °C iki 100 °C. Tuo atveju atraminėmis temperatūromis pasirinksime švaraus ledo tirpimo t_{tir} ir vandens virimo t_{vir} temperatūras. Darbo metu atmosferos slėgį išmatuojame barometru ir virimo temperatūrą surandame iš higrometrinių lentelių (priede 7 lentelė). Tegul atmosferos slėgis yra p_0 . Tuomet ledo tirpimo temperatūra – t_{01} , o vandens virimo – t_{02} . Graduojamą termometrą įstatome į Diuaro indą, kuriame yra tirpstantis ledas (ledo ir vandens mišinys) (1 pav. a)). Po 4÷5 minučių termometrines medžiagos stulpelio viršus kapiliare nusistovi ties padala n_{01} , kurios vertė įvairiuose termometruose bus skirtinga. 1 pav. b) $n_{01} = -0,5$. Čia turėtų būti nulinė pažyma. Termometro dalies padidintas vaizdas parodytas atskirai 1 pav. b). Dabar termometrą įstatome į verdantį vandenį (2 pav.). Termometrinio skysčio rezervuaras panardinamas tik 1÷2 cm į verdantį vandenį. Po 7÷8 minučių nustatome termometrinio skysčio stulpelio viršutinės dalies padėtį termometro skalėje. 2 pav. parodyta, kad $n_{02} = 99,5$. Nustatome termometro vienos padalos vertę c_0 :

$$c_0 = \frac{t_{02} - t_{01}}{n_{02} - n_{01}}. \quad (1.1)$$

Sudarome lentelę, kurioje termometro padaloms priskiriame atitinkančias temperatūras. Jas paskaičiuosime pagal formulę

$$t_n = c_0(n_n - n_{01}), \quad (1.2)$$

kur $n_n - n$ -tos padalos numeris, $t_n - n$ -tos padalos temperatūros vertė.

Turėdami tikslų termometrą galime tam pačiam temperatūrų intervalui sugraduoti ir termoporą. Darbo įranga parodyta 3 pav. Čia A – indas su vandeniu, kuris gali būti kaitinamas elektrine plytele, B – Diuaro indas su ledo ir vandens mišiniu pastovioje 0 °C temperatūroje, C – potenciometras, matuojantis termoelektrovarą grandinėje. Matavimus pradėdame nuo temperatūros t_0 (tai yra induose A ir B esančių skysčių temperatūra t_0). Ją nustatome sugraduotu termometru D. Pakaitinus indą A iki

temperatūros t_n , termoporos galai būna skirtingose temperatūrose ir termoporoje atsiranda termoelektrovara ε_T . Ji pagal (2.1) ir (2.2) lygtis bus lygi

$$\varepsilon_{T_n} = \alpha(t_n - t_0). \quad (1.3)$$

Čia n – matavimo eilės numeris, α – termoporos konstanta.

Ant milimetrinio popieriaus nubrėžę ε_{T_n} priklausomybę nuo įvairių t_n gausime kreivę, vadinamą termoporos gradavimo grafiku. Iš šio grafiko galime surasti α reikšmę ir lengvai įvertinsime matuojamas temperatūras.

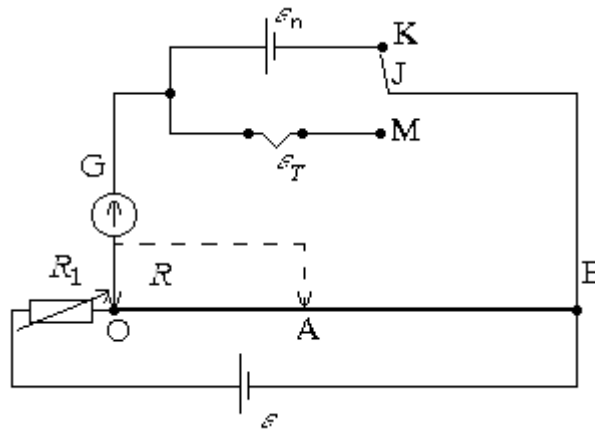
Termoporos konstantą α paskaičiuosime remiantis (1.3) formule.

$$\varepsilon_{T_n} = \alpha(t_n - t_0), \quad \varepsilon_{T_{n+1}} = \alpha(t_{n+1} - t_0) \quad \text{ir} \quad \Delta\varepsilon_T = \alpha(t_{n+1} - t_n) \quad \text{iš čia gaunam}$$

$$\alpha = \frac{\varepsilon_{T_{n+1}} - \varepsilon_{T_n}}{t_{n+1} - t_n} \quad \text{arba} \quad \alpha = \frac{\Delta\varepsilon_T}{\Delta t}. \quad (1.4)$$

1.2 Termoelektrovaros matavimas kompensaciniu metodu panaudojant potenciometrą

4 pav. pavaizduota supaprastinta potenciometro elektrinė schema. Matavimas potenciometru paremtas kompensacijos metodu (t. y. keičiant reochordo varžos dydį šakoje OA pasiekiamo, kad galvanometru G netektų srovė).



4 pav. Supaprastinta potenciometro elektrinė schema

Darbas su potenciometru susideda iš dviejų etapų:

1. Potenciometro paruošimas darbui.

Pradžioje jungtuku J įjungiamas norminis elementas ε_n , padėtis K. Keičiant varžos R_1 dydį (4 pav.) (žiūr. 3 pav. reguliuojant rankenėlę a, parenkame tokią srovę, kad įtampos kritimas tarp taškų OB būtų lygus norminio elemento elektrovarai ε_n . Tada per galvanometrą srovė neteka. Įvyko kompensacija. Tuomet

$$U_{OB} = \varepsilon_n. \quad (1.5)$$

2. Termoelektrovaros matavimas.

Perjungiame jungiklį į padėtį M (matavimas), į schemą įjungiamo termopora. Slankikliu A (žiūr. 3 pav. rankenėle r ir b) surandama nauja kompensacijos padėtis. Tuomet

$$U_{AB} = \varepsilon_T. \quad (1.6)$$

(1.6) daliname iš (1.5) formulės:

$$\frac{\varepsilon_T}{\varepsilon_n} = \frac{U_{AB}}{U_{OB}} = \frac{IR_{AB}}{IR_{OB}} = \frac{l_{AB}}{l_{OB}}.$$

Tokiu būdu:
$$\varepsilon_T = \varepsilon_n \frac{l_{AB}}{l_{OB}},$$

kur l_{OB} – reochordo ilgis tarp taškų OB, l_{AB} – reochordo ilgis tarp taškų AB.

Matuodami potenciometru ε_T dydį sužinome sumuodami rankenėlės b ir skalės c parodymus.

Darbo eiga:

1. Nustatome atmosferos slėgį p_0 . Iš žinytų lentelių surandame atraminių taškų temperatūras.
2. Nustatome termometro n_{01} padalą.
3. Nustatome termometro n_{02} padalą.
4. Pagal (1) formulę apskaičiuojame padalos vertę ir pagal (2) formulę apskaičiuojame tikrąsias padalų vertes.
5. Užpildome 1 lentelę.
6. Paruošiamo 3 pav. darbo įrangą.
7. Į indus A ir B (3 pav.) įpilame ledo ir vandens mišinį. Paruošti potenciometrą darbui.
8. Indą A kaitiname. Matuojame inde A esančio vandens temperatūrą t_n ir termoporos grandinės termoelektrovarą ε_{T_n} .
9. Užpildome 2 lentelę.
10. Nubrėžiame termoporos gradavimo kreivę $\varepsilon_T = f(t)$.
11. Pagal (3) formulę apskaičiuojame α keliems grafiko intervalams.
12. Darbo išvados.

Darbo ataskaita:

1 lentelė. Tikrosios termometro padalų vertės.

Termometro pad.	$t_n, ^\circ\text{C}$	Termometro pad.	$t_n, ^\circ\text{C}$
n_0		n_{60}	
n_{10}		n_{70}	
n_{20}		n_{80}	
n_{30}		n_{90}	
n_{40}		n_{100}	
n_{50}		n_{110}	

2 lentelė. Termoelektrovaros priklausomybė nuo temperatūros.

$t_n, ^\circ\text{C}$	$\varepsilon_{T_n}, \text{mV}$	$t_n, ^\circ\text{C}$	$\varepsilon_{T_n}, \text{mV}$
0		50	
10		60	
20		70	
30		80	
40		90	

Žinoti:

1. Temperatūra. Termometrų veikimo principas.
2. Termometrų rūšys.
3. Termometrų gradavimas.
4. Termometrų skalių rūšys. Ryšiai tarp jų.
5. Termopora. Jos veikimo principas.

Literatūra:

1. B. Javorskis A. Detlafas L. Milkovskaja “Fizikos kursas” D.2. Vilnius ‘Mintis’, 1970. 130–138 pusl.
2. A. Karpus “Molekulinės fizikos paskaitos”. Vilnius ‘Žiburys’, 1996. 57–59, 39–40 pusl.
3. A. Matvejevas “Molekulinė fizika”. Vilnius ‘Mokslas’, 1986. 82–89 pusl.

Teorija

2.1 Termometrijos pagrindai

Temperatūra yra termodinaminis dydis, kuris vienareikšmiai apibūdina makroskopinės sistemos, sudarytos iš daug dalelių, termodinaminės pusiausvyros būseną. Vienos sistemos, ar kelių sistemų termodinaminės pusiausvyros požymis yra vienas visų dalių, ar kelių sistemų temperatūrų vienodumas.

Temperatūros nustatymui naudojami matuokliai, vadinami termometrais. Juose pagrindiniais elementais yra tokios termometrines medžiagos, kurios išsiskiria jautriomis fizikinių savybių temperatūrinėmis priklausomybėmis: gyvsidabriniam termometre termometriniu medžiaga yra skystas gyvsidabris, kurio tūris jautrus temperatūros pokyčiams.

Temperatūros matavimo metu nustatoma termodinaminė pusiausvyra tarp matuoklio termometrines medžiagos ir tiriamos sistemos (kūno). Matuoklio įtakos sumažinimui būtina išpildyti tokią sąlygą: matuoklio šiluminė talpa turi būti daug kartų mažesnė už tiriamos, matuojamos sistemos šiluminę talpą. Prieš tai, termometro gradavimo metu, nustatomos matuoklio kelios atraminės, reperinės temperatūros – reperiniai taškai, susieti su žinomų medžiagų charakteringomis temperatūromis. Tai gali būti fazinių virsmų temperatūros.

Sistemų temperatūros nustatymo būdas remiasi Nuliniu termodinamikos principu: jei sistema A (tegu tai žinoma medžiaga fazinio virsmo temperatūroje) yra termodinaminėje pusiausvyroje su sistema (matuoklio termometriniu medžiaga), o pastaroji – termodinaminėje pusiausvyroje su tiriamąja sistema C, tai termodinaminė pusiausvyra bus ir tarp A bei C. Tai reiškia, kad jei $T_A = T_B$, o $T_B = T_C$, tai ir $T_A = T_C$.

2.2 Termometrų tipai. Termometrų matavimo skalės. Jų tarpusavio ryšiai

Dujiniai termometrai. Jų termometriniu medžiaga yra dujos (N_2 , He, H_2 ...), o termometriniu savybė – tų dujų tūrio (kai slėgis $p = \text{const.}$), arba slėgio (kai tūris $V = \text{const.}$) priklausomybė nuo temperatūros. Didelio tikslumo nereikalaujančiuose matavimuose dujoms taikome idealiųjų dujų būsenos lygtį $pV = \nu RT$. Dujiniai

termometrai tinkami naudoti temperatūrose, kurios yra didesnės už termometrinių medžiagų krizines temperatūras.

Kondensaciniai termometrai. Juos sudaro uždaras indas, kurio viduje yra termometrinis skystis ir virš jo sotieji garai. Kintant temperatūrai, keičiasi indo viduje esančių sočiųjų garų slėgis, pagal kurį nustatoma temperatūra. Tokie termometrai gali būti naudojami tik iki termometrinių medžiagos krizinės temperatūros.

Skysčių termometrai. Juos sudaro termometriniu skysčio rezervuaras su plonu permatomos medžiagos kapiliariniu vamzdeliu, kurie tvirtinami prie skalės su padalomis. Tokio tipo termometruose pasinaudojame termometrinių skysčių tūrio temperatūrinę priklausomybę: kylant temperatūrai keičiasi skysčio gyselės aukštis kapiliare. Tokių termometrų panaudojimo galimybės ribojamos termometrinių skysčių savybėmis: nuo $-200\text{ }^{\circ}\text{C}$ iki $600\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Varžiniai termometrai (termistoriai, termorezistoriai). Termometriniemis medžiagomis juose dažniausiai parenkami kietieji kūnai, kurių termometrine savybe yra varžos priklausomybė nuo temperatūros. Didelis termometrinių medžiagų (laidininkai, puslaidininkiai) pasirinkimas leidžia naudoti varžinius termometrus kaip labai žemose, taip ir aukštesiose temperatūrose. Platininis termistorius gali būti naudojamas nuo $-200\text{ }^{\circ}\text{C}$ iki $1200\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Termoelementai (termoporos). Termoelementuose termometriniemis medžiagomis gali būti laidininkai arba puslaidininkiai. Jų veikimo principas paremtas Zebėko reiškiniu: grandinėje, sudarytoje iš dviejų skirtingų medžiagų, atsiranda elektrovara, jei tų laidininkų (arba puslaidininkų) elektriniai kontaktai (sulydimo vietos) yra skirtingose temperatūrose. Vienam sulydimo kontaktui priskiriamos temperatūros T matuoklio funkcijos, o kitas – atraminis matavimo metu palaikomas žinomoje pastovioje T_0 temperatūroje. Elektrovara ε_T išreiškiama taip:

$$\varepsilon_T = \alpha(T - T_0) \text{ arba } T = \frac{\varepsilon_T}{\alpha} + T_0. \quad (2.1)$$

Koeficientas α priklauso nuo grandinėje pasirinktų laidininkų arba puslaidininkų poros, ir turi būti žinomas. Elektrovaros dydis ε_T išmatuojamas potenciometru.

Optiniai pirometrai. Jais vadinami tokie termometrai, kuriuose remiamasi termometrinių medžiagos spinduliuotės intensyvumo ir spektro temperatūrinę priklausomybę matuojamojoje spektro dalyje. Temperatūra nustatoma tiriamos ir termometrinių medžiagų spinduliuočių palyginimo būdu. Tokie matuokliai nekontaktiniu metodu leidžia išmatuoti gana aukštas temperatūras.

Žemose temperatūrose dažniausiai naudojami metalų termistoriai arba termoelementai. Labai žemose temperatūrose ($\sim 1\text{ K}$) matuojamas kūnas naudojamas ir kaip termometrinių medžiaga. Termometro pasirinkimą temperatūros nustatymui nulemia tokie kriterijai:

- a) tiriamų temperatūrų intervalas,
- b) termometro tikslumas, bei tiriamos sistemos ir matuoklio šiluminių talpų santykis (matuoklio šiluminė talpa turi būti nepalyginamai maža lyginant su sistemos šilumine talpa).

Visų tipų termometrų gradavimui rekomenduojamos reperinės temperatūros nurodytos priede (4 lent.).

Tarptautinėje vienetų sistemoje SI vandens trigubojo taško temperatūrai (joje ledas, vanduo ir sotieji garai yra termodinaminėje pusiausvyroje) tarptautiniu susitarimu priskiriama $273,16\text{ K}$. Temperatūros matavimo vienetas 1 K tuo atveju yra lygus nuo

0 K iki 273,16 K intervalo $\frac{1}{273,16}$ daliai ir tuomet 1 K=1 °C. Absoliutinis nulis yra 273,16 K žemiau vandens trigubojo taško temperatūros. Absoliutiniam nuliui reperinio taško prasmė netaikoma, nes jo pasiekti negalima.

XVIII amžiaus pirmoje pusėje pasirodė trys skirtingos temperatūrų matavimo skalės. 1730 m. švedų astronomo A. Celsijaus (1701 – 1744) pasiūlytoje praktinėje temperatūrų matavimo skalėje reperiniais taškais buvo paimti ledo tirpimo ($t_1=0$ °C) ir vandens virimo ($t_2=100$ °C) temperatūros. Tarpas buvo padalintas į 100 lygių dalių. Bet jiems Celsijus priskyrė ne dabartines vertes 0 ir 100, o 100 ir 0. Tik vėliau reperinių taškų vertės buvo sukeistos. Kadangi Celsijaus skalė apibrėžiama sąlyga, kad ledo tirpimo temperatūra, kai slėgis $1,013 \cdot 10^5$ Pa, yra lygi 0 °C, ir Celsijaus laipsnis lygus kelvinui, tai termodinaminėje skalėje ledo tirpimo temperatūra tokiomis pat sąlygomis yra lygi 273,15 K. Todėl pagal apibrėžimą Celsijaus temperatūra nusakoma lygybe

$$t = T - 273,15. \quad (2.2)$$

Prancūzų fizikas ir zoologas R. A. Reomiuras 1742 m. pasiūlė kitokią temperatūrų matavimo skalę. Pagrindiniu atraminiu – reperiniu tašku jis pasiūlė ledo lydymosi temperatūrą, o vienu laipsniu laikė tokį temperatūros $\Delta t=1$ pokytį, kurio metu santykinis skysto spirito tūrio pokytis $\frac{\Delta V}{V} = 0,001$. Tokia skalė prasminga spiritiniams termometrams ir tuo atveju vandens virimo temperatūra lygi 80 °R.

$$t_R = 0,8t. \quad (2.3)$$

Olandų stiklapūtys D. Farenheitas (1686 – 1736) pirmuoju reperiniu tašku pasiūlė ledo ir valgomosios druskos mišinio tirpimo temperatūrą ($t=-17,777$ °C) ir ją prilygino nuliui. Antruoju – švaraus ledo tirpimo temperatūrą ir ją prilygino 32. Tuo atveju vandens virimo temperatūra lygi 212 °F.

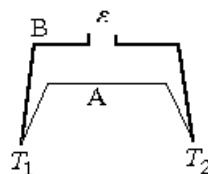
$$t_F = 32 + 1,8t. \quad (2.4)$$

Ryšiai tarp laipsnių skirtingose skalėse yra tokie:

- 1) 1 °C=1 K,
- 2) 1 °R=1,25 °C=1,25 K,
- 3) 1 °F=0,556 °C=0,556 K.

2.3 Metalinės termoporos veikimo principas

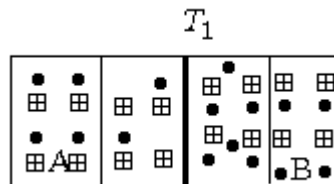
Metalinę termoporą sudaro sulydytais galais (5 pav.) dviejų skirtingų metalinių laidų grandinė.



5 pav. Metalinė termopora sudaryta iš metalų A ir B.
Sulydimo taškai yra temperatūrose T_1 ir T_2

Metaluose A ir B yra skirtingos elektronų koncentracijos $n_A \neq n_B$. Be to, šių metalų elektronų išlaisvinimo darbai A_A ir A_B yra skirtingi. Dėl tų priežasčių iš metalo A į metalą B ir atvirkščiai iš metalo B į metalą A susidaro skirtingi laisvųjų elektronų srautai.

Panagrinėkim pirmą atvejį. Tarkim $n_A = n_B$ ir $A_A < A_B$, tai srautas iš metalo A į B yra didesnis už srautą iš metalo B į A. Todėl metale A kontakto srityje padidėja teigiamų nekompensuotų jonų skaičius, o metale B kontakto srityje padidėja laisvųjų elektronų skaičius (6 pav.).

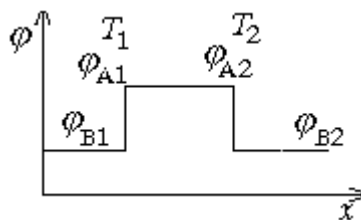


6 pav. Termoporos kontaktas temperatūroje T_1 , kai $A_A < A_B$

Kontakto srityje susikaupę teigiami jonai ir pertekliniai elektronai sukuria kontaktinį elektrinį lauką, kurio stipris E_K . Tai yra sukuria stabdančią elektronus jėgą $F_{st} = eE_K$. Elektronų kaupimasis metalo B kontakto srityje vyksta tol, kol elektronų srautai iš A į B ir atvirkščiai iš B į A tampa vienodi. Mes sakome “atsiranda termodinaminė pusiausvyra”. Esant termodinaminei pusiausvyrai kontakto srityje veikiantis kontaktinis elektrinis laukas E_K sukuria kontaktinį potencialų skirtumą

$$\varphi_A - \varphi_B = - \int_0^l E_K dl,$$

kur l – kontakto, kur susikaupia nekompensuoti teigiami jonai ir pertekliniai laisvieji elektronai, storis. Toks pat procesas vyksta ir antrame kontakte.



7 pav. Metalinės termoporos $\varphi=f(x)$ grafikas, kai $T_1=T_2$

Elektrovara lygi pašalinių jėgų atlikto darbo A_p perkeltant krūvį q uždara grandine, santykiui su perkeltu krūviu q .

$$\varepsilon = \frac{A_p}{q}. \tag{2.5}$$

Termoporai $A_p = A_{p1} + A_{p2}$, kur A_{p1} , A_{p2} – pašalinių jėgų darbas perkeltant krūvį pirmu ir antru kontaktu.

$$A_{p1} = q(\varphi_{A1} - \varphi_{B1}), A_{p2} = q(\varphi_{B2} - \varphi_{A2}).$$

$$\varepsilon = \frac{A_{p1} + A_{p2}}{q} = \frac{q(\varphi_{A1} - \varphi_{B1}) + q(\varphi_{B2} - \varphi_{A2})}{q} = (\varphi_{A1} - \varphi_{B1}) + (\varphi_{B2} - \varphi_{A2}). \quad (2.5a)$$

Elektrovara ε , kurią sukūrė temperatūrų skirtumas, vadinama **termoelektrovara** ir žymima ε_T .

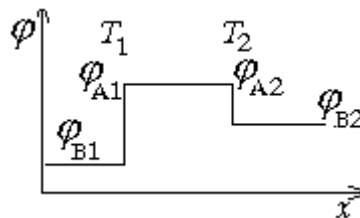
$$\varepsilon_T = (\varphi_{A1} - \varphi_{B1}) + (\varphi_{B2} - \varphi_{A2}). \quad (2.6)$$

Kontaktų srityje gaunami potencialų šuoliai, tai yra staigūs potencialų pokyčiai (7 pav.). Termoelektrovara yra potencialų šuolių algebrinė suma. ε_T , kai $T_1 = T_2$

$$\varepsilon_T = (\varphi_{A1} - \varphi_{B1}) + (\varphi_{B2} - \varphi_{A2}) = 0. \quad (2.6a)$$

Kai kontaktų temperatūros skirtingos $T_1 \neq T_2$, gauname kitokiį potencialo φ kitimo grafiką einant išilgai x ašies (8 pav.).

$$\varepsilon_T = (\varphi_{A1} - \varphi_{B1}) + (\varphi_{B2} - \varphi_{A2}) \neq 0. \quad (2.6b)$$



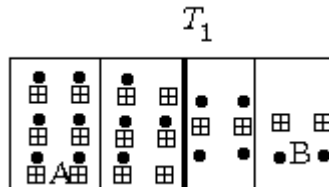
8 pav. Metalinės termoporos $\varphi=f(x)$ grafikas, kai $T_1 \neq T_2$

Termoelektrovara gali atsirasti ir dėl kitos priežasties. Tarkim $A_A = A_B$, bet $n_A \neq n_B$. Tuomet taip pat susikuria nevienodi elektronų srautai, tik čia jie atsiranda dėl elektroninių dujų slėgių skirtumo.

Elektroninėms dujoms taikome idealiųjų dujų sąvoką. Idealiųjų dujų slėgis, kaip žinome lygus

$$p_0 = n_0 k T. \quad (2.7)$$

Čia n_0 – elektronų skaičius tūrio vienetu, k – Bolcmano konstanta, T – temperatūra. Tuo būdu, net jeigu abiejų metalų temperatūros ir vienodos, bet $n_A \neq n_B$, tai elektroninių dujų slėgiai tuose metaluose skirtingi. Jeigu, pavyzdžiui, $p_A = n_A k T > p_B = n_B k T$, tai, veikiami slėgių skirtumo $p_A - p_B$, daugiau elektronų pereis iš A metalo į B, negu iš B į A (9 pav.).



9 pav. Termoporos kontaktas temperatūroje T_1 , kai $n_A > n_B$

Tai vyks tol, kol elektrinis laukas, susidaręs dėl nevienodo elektronų difuzinio perėjimo, nekompensuos priešingai veikiančio slėgių skirtumo. Kontaktinis potencialų skirtumas $\Delta\varphi_{AB}$, susidaręs dviejų metalų riboje dėl elektronų difuzinio perėjimo, išreiškiamas formule

$$\Delta\varphi_{AB} = \varphi_A - \varphi_B = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_A}{n_B}. \quad (2.8)$$

Šios formulės išvedimas paaiškintas (žiūr. pagal literatūros sąrašą) [1].

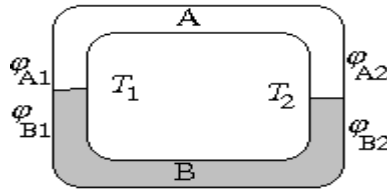
Tiriamojame grandinėje veikia termoelektrovara, lygi visų vidinių kontaktinių potencialų skirtumų sumai.

$$\varepsilon_T = (\varphi_{A1} - \varphi_{B1}) + (\varphi_{B2} - \varphi_{A2}). \quad (2.9)$$

Jeigu abiejų kontaktų temperatūra vienoda $T_1 = T_2 = T$, tai iš (2.8) ir (2.9) lygčių turime

$$\varepsilon_T = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_A}{n_B} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_B}{n_A} = 0. \quad (2.10)$$

Uždaroje grandinėje, sudarytoje iš kelių metalinių laidininkų, kai visi kontaktai yra vienodos temperatūros, negali atsirasti termoelektrovaros tik dėl vienu kontaktinių potencialo šuolių.



10 pav. Ev skaičiavimas termoporos grandinėje

Ką kita gausime, jei sulydymo vietų temperatūros T_1 ir T_2 bus skirtingos. Tuomet iš (2.8) ir (2.9) lygčių turime:

$$\varepsilon_T = \frac{k}{e} \ln \frac{n_A}{n_B} (T_A - T_B) = \alpha (T_A - T_B). \quad (2.11)$$

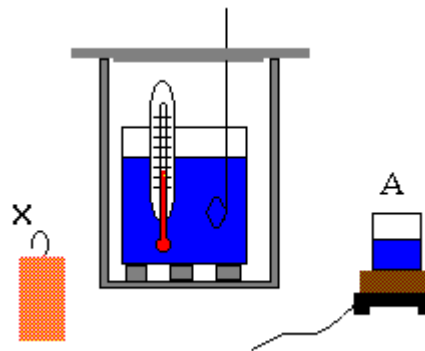
Čia $\alpha = \frac{k}{e} \ln \frac{n_A}{n_B}$. Dydis α yra konstanta, apibūdinanti dviejų turimų metalų kontakto savybes. Ji vadinama **termoelektrovaros konstanta**. Termoelektrovaros konstanta taip pat apibūdina gradavimo grafiko palinkimo kampą $\alpha = \frac{\Delta\varepsilon}{\Delta T}$. Metalinei termopora $\alpha = \text{const}$ (gradavimo grafikas yra tiesė) ir tik esant dideliems temperatūrų pokyčiams atsiranda nežymus α koeficiento pokytis.

Nr.3 Kietojo kūno savitosios šiluminės talpos nustatymas

Darbo užduotys. Rasti kietojo kūno savitąją šiluminę talpą. Nustatyti, kokia tai medžiaga.

Darbo priemonės ir medžiagos: kalorimetras su indu ir maišikliu, termometras, tiriamasis kūnas, indas su vandeniu, elektrinė plytelė, svarstyklės su svorsčiais, žinynas.

Darbo schema:



1 pav. Darbo priemonės

Darbo formulės:

$$m_v = m_1 - m. \quad (1)$$

$$c_x = \frac{(mc + m_v c_v)(T_2 - T_1)}{m_x (T_{\text{vir}} - T_2)}. \quad (2)$$

Darbo metodika

1.1 Kietojo kūno savitosios šiluminės talpos nustatymas

Kietiesiems kūnams molinių šiluminių talpų C_p ir C_v skirtumas yra mažas $C_p - C_v = 10^{-4} \div 10^{-5} \frac{\text{J}}{\text{mol} \cdot \text{K}}$. Tad kalbėdami apie juos mes nenurodome kurio proceso tai yra šiluminė talpa. Darbo metu mes nustatysime savitąją šiluminę talpą.

Ant elektrinės plytelės kaitiname indą A su vandeniu (1 pav.). Į jį įdedame m_x masės tiriamą kūną ir pakaitiname iki vandens virimo temperatūros T_{vir} . Įkaitintą kūną

mes įstatome į kalorimetro indą su vandeniu. Kalorimetro indo su maišikliu masė – m , vandens masė – m_v , o jų temperatūra – T_1 . **Pastaba:** vanduo turi kūną apsemti.

Tiriamasis kūnas atvėsta iki temperatūros T_2 . Jis netenka šilumos kiekio

$$Q_1 = m_X c_X (T_2 - T_{\text{vir}}). \quad (1.1)$$

Ši šilumos kiekį pasidalina vanduo ir kalorimetro indas su maišikliu. Vanduo gauna šilumos kiekį

$$Q_2 = m_v c_v (T_2 - T_1), \quad (1.2)$$

kitą dalį kalorimetro indas su maišikliu

$$Q_3 = mc(T_2 - T_1). \quad (1.3)$$

Kur c , c_v – kalorimetro indo su maišikliu ir vandens savitosios šiluminės talpos. Izoliuotai sistemai $\Delta Q=0$ arba mūsų atveju $Q_1+Q_2+Q_3=0$. Įstatę į pastarąją lygybę (1.1), (1.2), (1.3) ir pertvarkę gausim

$$m_X c_X (T_{\text{vir}} - T_2) = (mc + m_v c_v)(T_2 - T_1).$$

Iš pastarosios lygties išsireiškiame ieškomą savitąją šiluminę talpą c_X :

$$c_X = \frac{(mc + m_v c_v)(T_2 - T_1)}{m_X (T_{\text{vir}} - T_2)}. \quad (1.4)$$

Darbo eiga:

1. Kaitiname indą A su vandeniu.
2. Randam tiriamojo kūno masę m_X , kalorimetro indo su maišikliu masę m .
3. Į kalorimetro indą įpilame vandens. Pagal (1) apskaičiuojame jo masę; m_1 – kalorimetro indo su maišikliu ir vandeniu masė. Išmatuojame temperatūrą T_1 .
4. Verdančiame vandenyje keletą minučių kaitiname tiriamąjį kūną.
5. Kūną įstatome į kalorimetro indą su vandeniu.
6. Išmatuojame nusistovėjusią vandens temperatūrą T_2 .
7. Apskaičiuojame pagal (2) savitąją šiluminę talpą.
8. Darbo išvados.

Darbo ataskaita:

Žinoti:

1. Šiluminė talpa. Savitoji šiluminė talpa.
2. Kietųjų kūnų molinė šiluminė talpa.
3. Kietojo kūno šiluminės talpos modeliai.
4. Metalų šiluminė talpa.

Literatūra:

1. B. Javorskis A. Detlafas L. Milkovskaja G. Sergejevas “Fizikos kursas” D.1. Vilnius ‘Mintis’, 1970. 333–340 pusl.
2. A. Karpus “Molekulinės fizikos paskaitos”. Vilnius ‘Žiburys’, 1996. 111–119 pusl.
3. A. Matvejevas “Molekulinė fizika”. Vilnius ‘Mokslas’, 1986. 112–119, 248–258 pusl.

Teorija**2.1 Šiluminė talpa. Savitoji šiluminė talpa**

Suteikus sistemai šilumos kiekį δQ , jos temperatūra pakinta dydžiu dT . Dydis

$$C = \frac{\delta Q}{dT}. \quad (2.1)$$

vadinamas **šilumine talpa**. Ji matuojama šilumos kiekiu, reikalingu kūno temperatūrai pakelti vienu kelvinu. Aišku, kad ji priklauso nuo masės.

Tiriant medžiagos šiluminės savybes, geriau turėti dydį, kuris nuo masės nepriklauso. Tai yra savitoji šiluminė talpa. **Medžiagos savitąja šilumine talpa c vadinamas fizikinis dydis, kurio skaitinė vertė lygi šilumos kiekiui, kurį reikia suteikti tos medžiagos masės vienetui, kad jos temperatūra pakiltų vienu kelvinu.**

$$c = \frac{1}{m} \frac{\delta Q}{dT}. \quad (2.2)$$

Be to, dažnai naudojama ***molinė šiluminė talpa*** C_X , kuri apskaičiuojama ne masės vienetui, kaip savitoji šiluminė talpa, o vienam moliui medžiagos. Aišku, kad

$$C_X = \frac{1}{\nu} \left(\frac{\delta Q}{dT} \right)_X, \quad (2.3)$$

kur ν – medžiagos kiekis, arba

$$C_X = c \cdot M.$$

Medžiagos šiluminė talpa priklauso nuo termodinaminio proceso pobūdžio. Taip yra dėl to, kad Q priklauso nuo proceso rūšies. Tam, kad išskirti, kokio proceso šiluminė talpa nagrinėjama, mes nurodome indeksą pvz.: C_p , C_V arba C_N . Kadangi medžiagos savitoji šiluminė talpa skirtinguose procesuose būna įvairi, tai jos negalima laikyti tik pačios medžiagos charakteristika.

2.2 Kietųjų kūnų molinė šiluminė talpa

2.2.1 Klasikinis modelis

Kristalinių sistemų vidinę energiją sudaro tos sistemos dalelėse sukaupta energija. Šiluminiuose reiškiniuose nagrinėjama tik ta energijos dalis, kuri susieta su atomų virpesių – fononų ir laisvųjų elektroninių dujų energijomis.

Nemetalinių gardelių pagrindinę vidinės energijos dalį sudarys sistemos dalelių svyravimų energija. Jei apsiribosime virpesiais su nedidelėmis amplitudėmis, tai dalelių (atomų, molekulių arba jonų) šiluminius virpesius gardelės mazguose galime laikyti harmoningaisiais. Tada virpanti dalelė turi kinetinės ir potencinės energijos vidutiniškai po lygiai; jai tenka 2 laisvės laipsniai.

Panagrinėkime kietųjų kūnų, turinčių atominę gardelę, molinę šiluminę talpą. Kiekvienas atomas mazge gali virpėti trimis viena kitai statmenomis nepriklausomomis kryptimis, tai yra turi 6 laisvės laipsnius (3·2). Jei kietajame kūne yra N dalelių, tai vidinė energija bus išreikšta taip:

$$U = N \frac{i}{2} kT = N \frac{6}{2} kT \quad \text{ir} \quad U = 3\nu RT,$$

o jo molinė šiluminė talpa

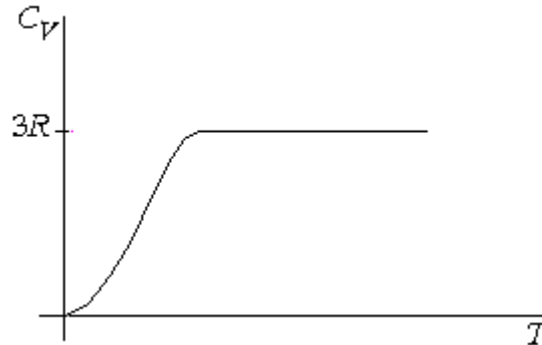
$$C_V = \frac{1}{\nu} \left(\frac{\delta Q}{dT} \right)_V = \frac{1}{\nu} \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V = 3R. \quad (2.4)$$

Kai tūris pastovus, $dV=0$, iš pirmojo termodinamikos dėsnio gauname $\delta Q = dU$, o

$\left(\frac{dU}{dT} \right)_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V$. Kaip matyti iš (2.4) kietojo kūno molinė šiluminė talpa yra pastovus

dydis ir nepriklauso nuo temperatūros. Ši išvada vadinama ***Diulongo ir Pti dėsniumi***.

Eksperimentu nustatyta, kad kietųjų kūnų, kaip ir dujų molinė šiluminė talpa žemose temperatūrose priklauso nuo temperatūros. Temperatūrai artėjant prie 0 K, molinė šiluminė talpa mažėja dėsnio $C_V \sim T^3$. Be to iš III termodinamikos dėsnio seka, kad C_V yra nepastovus dydis ir $\lim_{T \rightarrow 0} C_V = 0$ (2 pav.).



2 pav. Nemetališkų kietųjų kūnų molinės šiluminės talpos priklausomybė nuo temperatūros

Pažymėsime, kad tokia molinės šiluminės talpos priklausomybė nuo temperatūros būdinga tik nemetaliniams kietiesiems kūnams, kuriuose su šiluminiu judėjimu yra susijusi tik kristalinės gardelės mazguose esančių atomų svyravimų energija. Metaliniuose kūnuose esantys laisvieji elektronai taip pat prisideda prie molinės šiluminės talpos. Bet jų indėlis nedidelis, nes šiluminiame judėjime dalyvauja tik nedidelė dalis elektronų. Tik žemoje temperatūroje, kai gardelinė molinė šiluminė talpa labai sumažėja, elektroninė molinė šiluminė talpa tampa pagrindine.

Klasikinė teorija nepaaiškina eksperimentinių duomenų, kodėl $T \rightarrow 0$ ir $C_V \rightarrow 0$. Be to kintant temperatūrai šiluminė talpa kinta tolygiai, o ne šuoliškai kaip pakeičiame laisvės laipsnių skaičių.

2.2.2 Einšteino modelis

Kietojo kūno kvantinį šiluminės talpos ir vidinės energijos modelį pasiūlė A. Einšteinas. Jis kietojo kūno sistemą pristato kaip nepriklausomų kvantinių osciliatorių visumą. Tiems osciliatoriams energiją jis išreiškia taip:

$$E_v = \hbar\omega_0 \left(v + \frac{1}{2} \right), \quad (2.5)$$

čia vibracinis kvantinis skaičius $v=0; 1; 2; \dots$. Remiantis statistine fizika vieno osciliatoriaus vidutinė energija $\langle E_v \rangle$ temperatūroje T bus

$$\langle E_v \rangle = E_0 + \frac{\hbar\omega_0}{e^{kT} - 1}. \quad (2.6)$$

Čia $E_0 = \frac{1}{2} \hbar\omega_0$. Tuomet vieno molio visų osciliatorių virpesių energija

$$U = 3N_A \langle E_v \rangle = 3N_A E_0 + \frac{3N_A \hbar\omega_0}{e^{\frac{\hbar\omega_0}{kT}} - 1}, \quad (2.7)$$

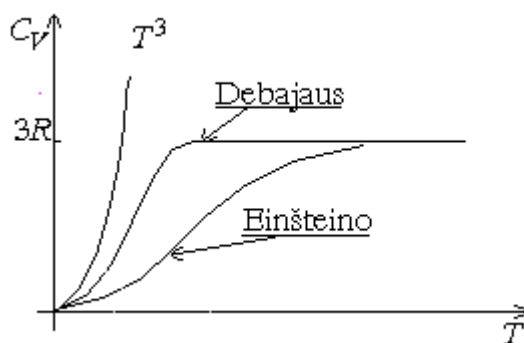
o pastovaus tūrio molinė šiluminė talpa

$$C_V = \frac{1}{\nu} \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V = 3N_A k \left(\frac{\hbar\omega_0}{kT} \right)^2 e^{\frac{\hbar\omega_0}{kT}} \left(e^{\frac{\hbar\omega_0}{kT}} - 1 \right)^{-2}. \quad (2.8)$$

Tai yra Einšteino šiluminės talpos formulė. Ši priklausomybė kokybiškai atitinka eksperimentą. Iš tikrųjų pagal formulę išeina, kad pakankamai aukštoje temperatūroje ($T \rightarrow \infty$) $C_V \rightarrow 3R$, o kai $T \rightarrow 0$ K,

$$C_V = 3R \left(\frac{\hbar\omega_0}{kT} \right)^2 e^{-\frac{\hbar\omega_0}{kT}} \rightarrow 0.$$

Tačiau ir Einšteino teorija turi trūkumų. Pagal Einšteiną, kai $T \rightarrow 0$ šiluminė talpa mažėja $\sim T^{-2} e^{-\frac{\hbar\omega_0}{kT}}$, o pagal eksperimentą turėtų būti $\sim T^3$ (3 pav.). Einšteino modelio trūkumus lemia prielaida, kad visų nesąveikaujančių osciliatorių virpesių dažniai vienodi.



3 pav. Kietojo kūno molinės šiluminės talpos kreivės įvairiems modeliams

2.2.3 Debajaus modelis

Kietąjį kūną sudarantys atomai – kvantiniai osciliatoriai 0 K temperatūroje yra žemiausioje energetinėje būsenoje:

$$E_0 = \frac{1}{2} \hbar\omega_0.$$

Tarkim, kad vienam atomui suteikiame energijos ir padidiname jo svyravimo amplitudę. Toks sužadintas osciliatorius (turintis šiluminės judėjimo energijos) gali paveikti artimiausius kaimynus – perduoti jiems dalį savo papildomos energijos. Perdavimo procesas bus galimas tik tuo atveju, jei tarp jų – osciliatorių pasireikš sąveikos jėgos. Kietojo kūno Debajaus modelis sudaromas iš spinduliuojančiųjų – surišusių osciliatorių rinkinio. Toks kolektyvinis atomų judėjimas, kai vieno atomo poslinkis perduodamas gretimam, o šio dar kitam ir t. t., yra ne kas kita, kaip akustinė banga kietame kūne. Tada bet kokių atomų sistemos judėjimą galime laikyti normaliųjų virpesių arba normaliųjų modų superpozicija. Kiekviena normalioji moda apibūdinama dažniu, o jos energija

$$E_k = \hbar \omega_k .$$

Debajaus teorija pagrįsta kietojo kūno akustinių virpesių modų skaičiavimu. Jis atmetė prielaidą, kad visų osciliatorių virpesių dažniai vienodi, kaip manė A. Einšteinas, ir gavo rezultatus, kurie atitinka eksperimentinius.

Be to kietąjį kūną laikė tolydine aplinka ir manė, jog tampriųjų bangų, kurias sukelia kristalo atomų šiluminiai virpesiai, dispersijos dėsnis turi būti tiesinis

$$\omega_{kj} = v_j k . \quad (2.9)$$

Čia $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – bangos skaičius, v_j – j tipo (išilginės arba vienos iš dviejų skersinių) bangos sklidimo greitis. (2.9) aprašant kietąjį kūną susieja tampriosios bangos dažnį su jos kvanto – fonono – bangos vektoriumi.

Normaliųjų virpesių dažniai yra skirtingi ir kinta nuo 0 (kai $k=0$, o $\lambda \rightarrow \infty$) iki tam tikro maksimalaus dažnio ω_{\max} , apibrėžiamo sąlyga

$$3N_A = \int_0^{\omega_{\max}} \rho(\omega) d\omega , \quad (2.10)$$

kuri reiškia, kad visų modų skaičius turi būti lygus faktiškai esančiam modų skaičiui $3N_A$. Čia $\rho(\omega)$ – visų modų tankis, išreiškiamas lygtimi

$$\rho(\omega) = \frac{4\pi L^3}{(2\pi)^3} \left(\frac{1}{v_{il}^3} + \frac{2}{v_{sk}^3} \right) \omega^2 . \quad (2.11)$$

Skirtingos poliarizacijos bangų ω_{\max} gali būti skirtingas. Paėmę tam tikrą vidutinį didžiausią dažnį, įrašę (2.11) į (2.10) bei suintegravę, gauname

$$\omega_{\max} = 2\pi \langle v \rangle \left(\frac{3N_A}{4\pi L^3} \right)^{\frac{1}{3}} ; \quad (2.12)$$

čia $\langle v \rangle$ yra sąryšiu

$$\frac{1}{v_{il}^3} + \frac{2}{v_{sk}^3} = \frac{3}{(\langle v \rangle)^3} \quad (2.13)$$

apibrėžtas vidutinis akustinis greitis.

Reikia paminėti, kad (2.11) formulė netinka labai trumpų bangų modoms aprašyti, nes buvo neatsižvelgta į kietojo kūno atominę sandarą, o skaičiuojama taip lyg kieto kūno masė visame tūryje būtų pasiskirsčiusi tolygiai. Bet kai bangos ilgis žymiai didesnis už vidutinį atstumą tarp atomų, o atomų poslinkiai iš pusiausvyros padėties nedideli, (2.11) formulė teisinga. Kaip tik taip yra, kai nagrinėjama šiluminė talpa žemoje temperatūroje. Kita vertus, kai T labai maža, o $\hbar\omega \gg kT$ didelių dažnių modų skaičius yra eksponentiškai mažas ir jų indėlis į bendrą energiją labai mažas. Tuomet bendrą visų modų energiją žemoje temperatūroje galime užrašyti

$$U = \frac{4\pi L^3 \hbar}{(2\pi)^3} \left(\frac{1}{v_{il}^3} + \frac{2}{v_{sk}^3} \right) \int_0^{\omega_{\max}} \frac{\omega^3 d\omega}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1} = \frac{4\pi L^3}{(2\pi)^3} \left(\frac{1}{v_{il}^3} + \frac{2}{v_{sk}^3} \right) (kT)^4 \int_0^{\xi} \frac{\xi^3 d\xi}{e^{\xi} - 1} . \quad (2.14)$$

$$\text{Čia } \xi = \frac{\hbar\omega}{kT}, \text{ o } \int_0^{\infty} \frac{\xi^3 d\xi}{e^{\xi} - 1} = \frac{\pi^4}{15}.$$

Remdamiesi (2.14) formule, apskaičiuojame molinę šiluminę talpą ir randame, kad

$$C_V = \frac{1}{v} \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V \sim T^3$$

Tokia molinės šiluminės talpos priklausomybė nuo temperatūros arti 0 K derinasi su eksperimentų duomenimis.

Skaičiuodami energiją, (2.14) formulėje neatsižvelgėme į tai, jog didžiausią dažnį riboja (2.10) lygybė. Jei į tai atsižvelgtume, (2.14) tektų užrašyti šitaip:

$$U = \frac{12\pi L^3}{(2\pi)^3 (\langle v \rangle)^3} \int_0^{\omega_{\max}} \frac{\omega^3 d\omega}{e^{\hbar\omega/kT} - 1}; \quad (2.15)$$

čia $\langle v \rangle$ apibrėžtas (2.13) formule. Įsivedę **Debajaus temperatūrą**, kuri nusakoma lygybe

$$k\Theta_D = \hbar\omega_{\max}$$

ir atsižvelgę į (2.12) ir bematį dydį ξ , rašome

$$U = 9N_A kT \left(\frac{T}{\Theta_D} \right)^3 \int_0^{\frac{\Theta_D}{T}} \frac{\xi^3 d\xi}{e^{\xi} - 1}. \quad (2.16)$$

Išdiferencijavę tą išraišką T atžvilgiu, randame C_V . Kai $T \ll \Theta_D$, viršutinę integravimo ribą galime nukelti į ∞ . Tada (2.16) virsta (2.14) išraiška.

Kai $T \gg \Theta_D$, viršutinė integralo riba yra mažas dydis, todėl pointegraliniame reiškinyje ξ yra taip pat mažas dydis, taigi $e^{\xi} \approx 1 + \xi$. Tada iš (2.16) randame, kad

$$U = 9N_A kT \left(\frac{T}{\Theta_D} \right)^3 \int_0^{\frac{\Theta_D}{T}} \frac{\xi^3 d\xi}{e^{\xi} - 1} = 3N_A kT = 3RT, \quad (2.17)$$

o pastovaus tūrio molinė šiluma

$$C_V = \frac{1}{v} \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V = 3R.$$

Tai atitinka Diulongo ir Pti dėsnį, kaip ir turėjo būti.

Kai $T \approx \Theta_D$, (2.16) integralo analiziškai išspręsti neįmanoma ir naudojami skaitiniai metodai.

2.2.4 Šiluminės talpos formulės išvedimas remiantis fononų sąvoka

Panagrindėm šiluminės talpos formulės išvedimą, remiantis fononų sąvoka. $\hbar\omega$ energiją pernešančią virpesių modą galime laikyti kvazidalele. Tada gardelės šiluminius virpesius galime vaizduoti fononų rinkiniu ir taikyti idealiųjų dujų dėsnius. Fonono energija bus

$$E = \hbar\omega, \quad (2.18)$$

o jo judesio kiekis yra susijęs su bangos skaičiumi k laisvosioms dalelėms įprastu sąryšiu

$$p = \hbar k. \quad (2.19)$$

Kita vertus, fonono energija ir judesio kiekis yra susieti (2.9) sąryšiu, kuri, atsižvelgę į (2.18) ir (2.19), galime užrašyti šitaip:

$$E = \langle v \rangle p; \quad (2.20)$$

čia $\langle v \rangle$ reiškia (2.13) formule apibrėžtą vidutinį greitį, nes yra kelių poliarizacijų fononai.

Iš fononų susidedančių dujų būsenų tankį užrašome fazinėje erdvėje formule

$$d\Gamma = \rho(E)dE = \frac{3V4\pi p^2}{(2\pi\hbar)^3} dp. \quad (2.21)$$

Daugiklis 3 parašytas dėl galimų trijų fononų poliarizacijų. Atsižvelgę į (2.20) ir (2.21), randame:

$$\rho(E) = \frac{12\pi V}{(2\pi\hbar)^3} \frac{1}{\langle v \rangle^3} E^2. \quad (2.22)$$

Toliau skaičiuojant, $\rho(E)$ parankiau išreikšti ne vidutiniu garso greičiu $\langle v \rangle$, o Debajaus temperatūra, remiantis sąlyga, kad visų fononų skaičius turi būti

$$3N_A = \int_0^{k\Theta_D} \rho(E)dE. \quad (2.23)$$

Tada

$$\rho(E) = \frac{9N_A E^2}{(k\Theta_D)^3}. \quad (2.24)$$

Kvantinėje statistikoje parodoma, kad vidutinis būsenos, kurios energija E , fononų skaičius išreiškiamas formule

$$\langle n(E) \rangle = \frac{1}{e^{\frac{E}{kT}} - 1}. \quad (2.25)$$

Suminė visų kūne esančių fononų energija

$$U = \int_0^{k\Theta_D} E\rho(E)\langle n(E) \rangle dE = 9N_A kT \left(\frac{T}{\Theta_D} \right)^3 \int_0^{\Theta_D/T} \frac{\xi^3}{e^\xi - 1} d\xi, \quad (2.26)$$

kur $\xi = \frac{E}{kT}$. Kaip ir reikėjo tikėtis ji sutampa su Debajaus formule (2.16).

Pateiktasis išvedimas rodo, kad, vartodami kvazidalelių, šiuo atveju fononų, sąvoką, galime naudoti realioms dalelėms nagrinėti taikomomis sąvokomis ir matematiniais metodais. Tačiau iš to negalime daryti išvados, kad kvazidalelės egzistuoja tokia pat prasme kaip ir realiosios dalelės, pvz. elektronai.

2.2.5 Metalų šiluminė talpa

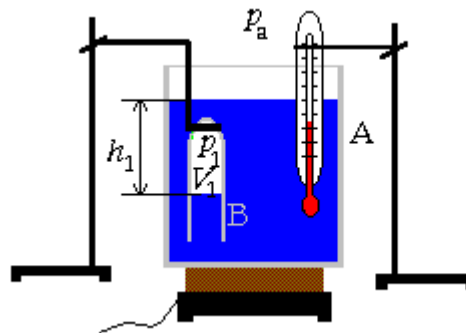
Tiksloje kietųjų kūnų šiluminės talpos išraiškoje būtina įskaityti laisvųjų elektroninių dujų indėlį į sistemos vidinę energiją. Laisvųjų laidumo elektronų priedas kietajame kūne gali būti įskaitytas tik remiantis kvantine Fermio ir Dirako statistika. Įprastoje temperatūroje elektroninės dalies galima nepaisyti, nes palyginti su virpesine yra visai menka. Bet temperatūrai mažėjant, elektroninės dalies vaidmuo didėja, nes virpesinė dalis mažėja proporcingai T^3 , o elektroninė (kaip aiškinama elektroninių dujų teorijoje) – proporcingai T . Labai žemoje temperatūroje elektroninė šiluminė talpa vaidina svarbesnį vaidmenį už virpesinę.

Nr.4 Vandens sočiųjų garų slėgio temperatūrinės priklausomybės tyrimas

Darbo užduotys. Nustatyti vandens sočiųjų garų slėgio temperatūrinę priklausomybę.

Darbo priemonės ir medžiagos: elektrinė plytelė, stiklinis indas, graduotas mėgintuvėlis, termometras, liniuotė, du stovai su laikikliais, barometras, vanduo, žinynas.

Darbo schema:



1 pav. Darbo įranga

Darbo formulės:

$$p_d(T_1, V_1) = p_a + \rho g h_1 - p_{sg}(T_1). \quad (1)$$

$$p_{sg}(T_n) = p_a + \rho g h_n - p_d(T_1, V_1) \frac{T_n V_1}{T_1 V_n}. \quad (2)$$

Darbo metodika

1.1 Vandens sočiųjų garų slėgio temperatūrinės priklausomybės tyrimas

Vandens sočiųjų garų slėgio temperatūrinei priklausomybei tirti naudosime įrangą pavaizduotą 1 pav. Ją sudaro ant elektrinės plytelės padėtas stiklinis indas A su vandeniu, kuriame tam tikrame gylyje panardintas apverstas graduotas mėgintuvėlis B. Apverstą mėgintuvėlį panardiname ir įtvirtiname stovė taip, kad didesnę jo dalį būtų užpildęs skystis. Dėl patogumo termometrą taip pat įtvirtiname stovo laikiklyje.

Vandens neužpildytoje mėgintuvėlio dalyje yra oras (azotas, deguonis, anglies dioksidas, vandens garai ir t. t.). Kadangi oras mėgintuvėlyje yra uždarytas, tai nusistovi

dinaminė pusiausvyra tarp vandens ir jo garų. Mėgintuvėlyje bus oras ir vandens sotieji garai. Tarkim, mėgintuvėlyje oro tūris temperatūroje T_1 yra V_1 , o slėgis p_1 . Remdamiesi Daltono dėsnio galime užrašyti

$$p_1 = p_d(T_1, V_1) + p_{sg}(T_1), \quad (1.1)$$

kur $p_{sg}(T_1)$ – vandens sočiųjų garų slėgis temperatūroje T_1 , $p_d(T_1, V_1)$ – oro be vandens garų dalinis slėgis temperatūroje T_1 ir tūryje V_1 . Slėgį p_1 galime išreikšti ir pasinaudoję slėgio skysčiuose lygtimi:

$$p_1 = p_a + \rho g h_1. \quad (1.2)$$

Čia p_a – atmosferos slėgis, h_1 – aukštis tarp vandens paviršių inde ir mėgintuvėlyje, kai temperatūra T_1 .

(1.1) ir (1.2) lygtys išreiškia tą patį dydį ir jas galime sulyginti.

$$p_a + \rho g h_1 = p_d(T_1, V_1) + p_{sg}(T_1). \quad (1.3)$$

Didiname sistemos temperatūrą. Temperatūroje T_n oro ir vandens sočiųjų garų tūris bus V_n , slėgis – p_n . Tuomet (1.1), (1.2) ir (1.3) atrodys taip:

$$p_n = p_d(T_n, V_n) + p_{sg}(T_n), \quad (1.4)$$

$$p_n = p_a + \rho g h_n, \quad (1.5)$$

$$p_a + \rho g h_n = p_d(T_n, V_n) + p_{sg}(T_n). \quad (1.6)$$

Iš (1.6) išreiškiame $p_{sg}(T_n)$

$$p_{sg}(T_n) = p_a + \rho g h_n - p_d(T_n, V_n). \quad (1.7)$$

(1.7) lygtyje turime nežinomą dydį $p_d(T_n, V_n)$. Kadangi oro kiekis darbo metu nekinta, tai galios idealiųjų dujų lygtis

$$\frac{p_d(T_1, V_1) V_1}{T_1} = \frac{p_d(T_n, V_n) V_n}{T_n}.$$

Iš jos išsireiškiame $p_d(T_n, V_n)$ ir įstatę į (1.7) gauname

$$p_{sg}(T_n) = p_a + \rho g h_n - p_d(T_1, V_1) \frac{T_n V_1}{T_1 V_n}. \quad (1.8)$$

Oro dalinį slėgį pradinėje temperatūroje rasime pasinaudoję (1.3)

$$p_d(T_1, V_1) = p_a + \rho g h_1 - p_{sg}(T_1). \quad (1.9)$$

$p_d(T_1, V_1)$ slėgiui rasti mums reikia žinoti vandens sočiųjų garų slėgį temperatūroje T_1 (jį rasime iš lentelių), atmosferos slėgį ir pradinį vandens paviršių aukščių skirtumą.

Paskaičiuoju pagal (1.8) įvairioms T_n vertėms ir nubrėžę grafiką $f(T)=p_{sg}(T_n)$ turėsime vandens sočiųjų garų temperatūrinę priklausomybę.

Darbo eiga:

1. Išmatuojame p_a , T_1 , V_1 , h_1 . Iš lentelės randame $p_{sg}(T_1)$. Duomenis surašome į lentelę.
2. Pagal (1) apskaičiuojame $p_d(T_1, V_1)$.
3. Kaitiname vandenį iki $90\text{ }^\circ\text{C}$ arba kol iš mėgintuvėlio neišeina oro burbuliukas (nekinta oro kiekis mėgintuvėlyje).
4. Kas $10\text{ }^\circ\text{C}$ išmatuojame T_n , V_n , h_n .
5. Pagal (2) apskaičiuojame $p_{sg}(T_n)$. Duomenis ir rezultatus surašome į lentelę.
6. Nubrėžiame grafiką $f(T)=\ln p_{sg}(T_n)$.
7. Darbo išvados.

Darbo ataskaita:

Lentelė. Darbo duomenys ir rezultatai.

T_n , K	V_n , m ³	h_n , m	$p_{sg}(T_n)$, Pa
$T_1=$			
293			
303			
313			
323			
333			
343			
353			
363			

Žinoti:

1. Garai. Sotieji garai.
2. Sočiųjų garų slėgis. Savybės.

Literatūra:

1. B. Javorskis A. Detlafas L. Milkovskaja G. Sergejevas “Fizikos kursas” D.1. Vilnius ‘Mintis’, 1970. 319–323 pusl.
2. A. Karpus “Molekulinės fizikos paskaitos”. Vilnius ‘Žiburys’, 1996. 68–70, 89–90 pusl.
3. B. Kukšas S. Vičas “Fizika” D.1. Vilnius ‘Mokslas’, 1987. 162–163 pusl.
4. A. Matvejevas “Molekulinė fizika”. Vilnius ‘Mokslas’, 1986. 175–180, 213 pusl.

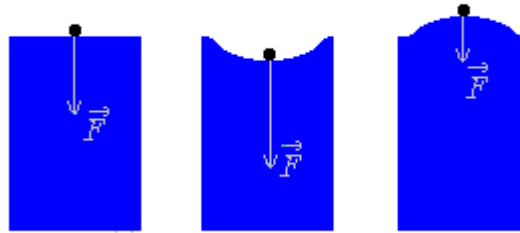
Teorija**2.1 Sočiųjų garų slėgis. Jo savybės**

Kiekvienas skystis garuoja, tad virš jo paviršiaus visada būna to paties skysčio molekulių, kurias mes vadiname *garais*. Skiriami sotieji ir nesotieji garai.

Sočiaisiais garais vadiname tokius garus, kurie yra dinaminėje pusiausvyroje su skysčiu arba kietuoju kūnu, tai yra kiek išlekia iš kondensuotosios fazės paviršiaus molekulių, tiek jų ir sugrįžta į ją per tą patį laiką. Mes nagrinėsime sočiuosius garus virš skystos fazės paviršiaus.

Jei turime garus, tai jų slėgis p temperatūroje T negali būti didesnis už ribinį slėgį p_{sg} , kuris vadinamas sočiųjų garų slėgiu. Esant slėgiui p_{sg} , bandymai izotermiškai didinti slėgį (mažinant tūrį) sukelia kondensacijos procesus (molekulių jungimąsi į labai mažus skysčio lašelius) ir slėgis nekinta (plačiau apie garus rasite darbo Nr.7 teorijoje).

Sočiųjų garų slėgis priklauso nuo skysčio paviršiaus kreivumo. Virš kreivo skysčio paviršiaus sočiųjų garų slėgis skiriasi nuo sočiųjų garų slėgio virš plokštumos. Fizikiniu požiūriu dinaminės pusiausvyros sąlygos ties kreivu paviršiumi tokios pat kaip ir ties plokščiu, t. y. molekulės vienodai intensyviai išlekia iš skysčio ir į jį sugrįžta. Bet kai paviršius kreivas, tas molekulių mainų intensyvumas priklauso nuo paviršiaus kreivumo. Atsižvelgę į tą priklausomybę, galime surasti sočiųjų garų slėgį ties kreivu paviršiumi. 2 pav. pavaizduoti įvairiai iškreivinti paviršiai. Matyti, kad įgaubto paviršiaus atveju traukos jėga į skystį yra didesnė, o išgaubto paviršiaus atveju – mažesnė negu esant plokščiam paviršiui. Veikiant didesnei jėgai, skystis labiau į save trauks molekulę, o skysčio molekulėms bus sunkiau išlėkti iš skysčio. Dėl to *ties įgaubtu skysčio paviršiumi sočiųjų garų slėgis yra mažesnis nei ties plokščiu*. Panašiai samprotaujant, bus aišku, kad *ties išgaubtu skysčio paviršiumi sočiųjų garų slėgis yra didesnis negu ties plokščiu*.



2 pav. Sočiųjų garų slėgio priklausomybės nuo skysčio paviršiaus formos

Sočiųjų garų slėgis priklauso nuo temperatūros. Garavimas yra pirmos rūšies fazinis virsmas, tad jam galioja Klapeirono ir Klauzijaus lygtis. Verdančio skysčio garavimui ji atrodo taip

$$\frac{dp}{dT} = \frac{\lambda}{(v_g - v_s)T_{\text{vir}}} \quad (2.1)$$

Čia v_s , v_g – skysčio ir garų savitieji tūriai, λ – savitojo garavimo šiluma. Kadangi $v_g > v_s$ ir $\lambda > 0$, tai iš (2.1) matyti, kad $\frac{dp}{dT} > 0$. O tai reiškia, kad didinant temperatūrą didėja ir slėgis, kuriame skystis verda. Tai yra didėja sočiųjų garų slėgis. Tačiau kokia sočiųjų garų slėgio priklausomybė nuo temperatūros? Ją rasime taip. Garų savitasis tūris yra daug didesnis už skysčio savitąjį tūrį ($v_s \ll v_g$). Tuomet (2.1) lygtyje narį v_s galime praleisti. Pasinaudoję idealiųjų dujų būsenos lygtimi, garų savitąjį tūrį galim užrašyti taip

$$v_g = \frac{RT}{pM} \quad (2.2)$$

Tuomet (2.1) lygtis bus

$$\frac{dp}{dT} = \frac{\lambda p M}{RT^2} \quad (2.3)$$

(2.3) lygties sprendinys yra

$$p = p_0 e^{\frac{\lambda M}{RT}} \quad (2.4)$$

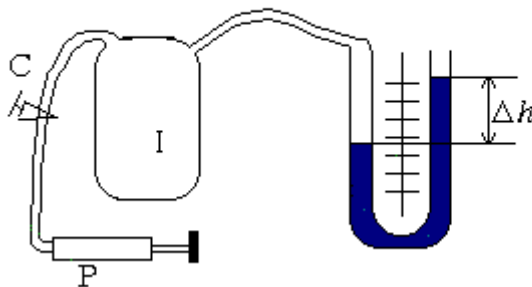
Kaip matome iš (2.4) sočiųjų garų slėgio priklausomybė nuo temperatūros yra eksponentinė. Tačiau (2.4) tik apytiksliai nusako tą priklausomybę, nes gaunant šį sprendinį mes neatsižvelgėme į skysčio savitąjį tūrį ir į tai kad garavimo savitoji šiluma λ priklauso nuo temperatūros (žiūr. darbo Nr.8 (2.8) formulę).

Nr.5 Oro molekulių struktūros tyrimai

Darbo užduotys. Nustatyti oro molekulių adiabatės rodiklį ir laisvės laipsnių skaičių.

Darbo priemonės ir medžiagos: stiklinis indas, vandens manometras, čiaupas, jungiamosios žarnos, pompa.

Darbo schema:



1 pav. Darbo įranga

Darbo formulės:

$$\gamma = \frac{\Delta h_1}{\Delta h_1 - \Delta h_2}. \quad (1)$$

$$i = \frac{2}{\gamma - 1}. \quad (2)$$

Darbo metodika

1.1 Adiabatės rodiklio radimas

Laboratoriniame darbe naudosime 1 pav. pavaizduotą darbo įrangą. Darbą atliekame taip: pompa P pro čiaupą C suspaudžiame inde I dujas. Slėgio pokytį parodo vandens manometro aukščių skirtumas Δh . Spaudžiant dujas jos išsilo, tad palaukiame kol aplinkos ir indo dujų temperatūros susilygins. Tai yra nebemažės aukščių skirtumas Δh . Jį pažymėsime Δh_1 . Dujų slėgis inde bus $p_1 = H_0 + \Delta h_1$ (čia slėgis išreikštas vandens stulpelio aukščiais), temperatūra T_1 ir tūris V_1 . Tai pradinės sąlygos (1 taškas 2 pav.). Atidarome čiaupą ir leidžiame dujoms adiabatškai plėstis. Kad plėtimosi procesas būtų kuo artimesnis adiabatiniam, tai dujoms leidžiame plėstis nedidelį laiko tarpą (~ 1 s). Tačiau plėtimosi procesas turi būti ne per trumpas, kad dujos pakankamai atšaltų, ir kuo greitesnis, kad besiplėsdamos dujos nespėtų sušilti. Adiabatškai išsiplėsdamos dujos

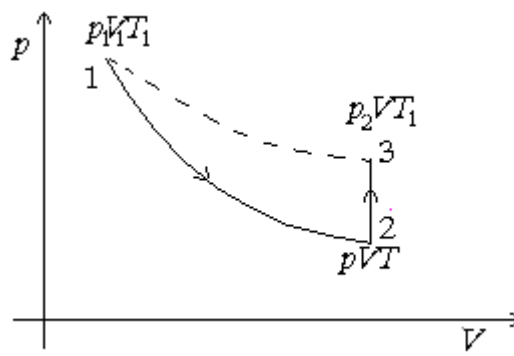
atvėso iki temperatūros T (2 taškas 2 pav.). Atidarius čiaupą dalis dujų iš indo išėjo, likusios dujos dabar užima visą jo tūrį V . Prieš tai tas pats dujų kiekis užėmė mažesnę tūrį $V-\Delta V=V_1$. Dujų plėtrai užrašome adiabatinio proceso lygtį

$$p_1 V_1^\gamma = p V^\gamma. \quad (1.1)$$

Kur γ – adiabatės rodiklis. $\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{i+2}{i}$, o i – laisvės laipsnių skaičius. Taigi, tirdami

dujas adiabatinio proceso metu mes galime nustatyti molekulių laisvės laipsnių skaičių.

Uždarius čiaupą, inde likusios dujos sušilo izochoriškai. Jų temperatūra susilygino su aplinkos temperatūra T_1 ir jų slėgis padidėjo iki $p_2=H_0+\Delta h_2$ (3 taškas 2 pav.). Čia Δh_2 – vandens manometro aukščių skirtumas po izochorinio proceso.



2 pav. Laboratorinio darbo pV diagrama

Pradinę ir galutinę būsenas jungia izotermė (punkttyrinė linija 2 pav.). Jai galioja Boilio ir Marijoto dėsnis:

$$p_1 V_1 = p_2 V. \quad (1.2)$$

Arba (1.2) pakėlus laipsniu γ gausime

$$p_1^\gamma V_1^\gamma = p_2^\gamma V^\gamma. \quad (1.3)$$

Randame lygčių (1.1) ir (1.3) santykį:

$$\frac{p_1 V_1^\gamma}{p_1^\gamma V_1^\gamma} = \frac{p V^\gamma}{p_2^\gamma V^\gamma}. \quad (1.4)$$

Tuomet $\frac{p_1}{p_1^\gamma} = \frac{p}{p_2^\gamma}$ arba

$$\left(\frac{p_1}{p_2}\right)^\gamma = \frac{p_1}{p}. \quad (1.5)$$

Išlogaritmavę (1.5) ir išsireiškę γ gausime lygtį

$$\gamma = \frac{\lg p_1 - \lg p}{\lg p_1 - \lg p_2}. \quad (1.6)$$

Logaritmus skleidami Teiloro eilute atsižvelgsime, kad $H_0 \gg \Delta h_1$ ir $H_0 \gg \Delta h_2$, bei apsiribosime pirmais dviem nariais:

$$\lg p_1 = \lg(H_0 + \Delta h_1) = \lg H_0 + \frac{\Delta h_1}{H_0}, \quad (1.7)$$

$$\lg p_2 = \lg(H_0 + \Delta h_2) = \lg H_0 + \frac{\Delta h_2}{H_0}. \quad (1.7a)$$

(1.7) ir (1.7a) logaritmų išraiškas įstatome į (1.6) ir sutvarkę gausim

$$\gamma = \frac{\Delta h_1}{\Delta h_1 - \Delta h_2}. \quad (1.8)$$

1.2 Laisvės laipsnių skaičiaus radimas

Adiabatės rodiklis γ yra molinių šiluminių talpų santykis.

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v}. \quad (1.9)$$

Tuomet pasinaudoję (2.8) ir (2.10) lygtimis (1.9) galime užrašyti

$$\gamma = \frac{\frac{i+2}{2}R}{\frac{i}{2}R} = \frac{i+2}{i}. \quad (1.9a)$$

Iš (1.9a) išreiškiame i :

$$i = \frac{2}{\gamma - 1}. \quad (1.10)$$

Darbo eiga:

1. Atidarome čiaupą. Pompa didiname inde dujų slėgį, kol manometriniame vamzdelyje skysčio aukščio skirtumas Δh bus apie 15 cm.

2. Uždarome čiaupą. Palaukiame kelias minutes kol susilygins dujų ir aplinkos temperatūros. Išmatuojame Δh_1 .

3. Leidžiame dujoms adiabatiškai plėstis (trumpam atidarome čiaupą).

4. Palaukiame kol susilygins dujų ir aplinkos temperatūros. Išmatuojame Δh_2 .

5. Pagal (1) apskaičiuojame γ .

6. 1–6 punktus pakartojame 5 kartus.

7. Randame γ vidutinę reikšmę. Pagal (2) apskaičiuojame i .
8. Darbo išvados.

Darbo ataskaita:

Žinoti:

1. Laisvės laipsnių skaičius.
2. C_p ir C_V sąryšis su i .
3. Izoprocesai.

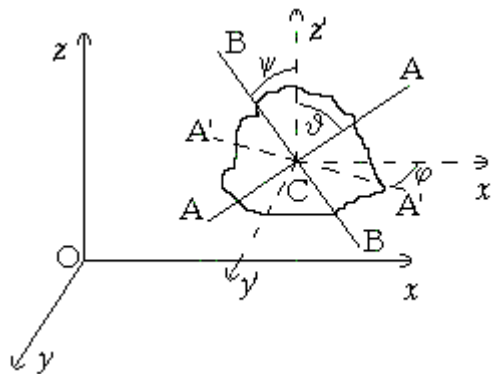
Literatūra:

1. B. Javorskis A. Detlafas L. Milkovskaja G. Sergejevas “Fizikos kursas” D.1. Vilnius ‘Mintis’, 1970. 224–230 pusl.
2. A. Karpus “Molekulinės fizikos paskaitos”. Vilnius ‘Žiburys’, 1996. 42–45 pusl.
3. A. Matvejevas “Molekulinė fizika”. Vilnius ‘Mokslas’, 1986. 89–94 pusl.
4. И. В. Савельев “Курс физики” Т.1. Механика. Молекулярная физика. Москва ‘Наука’, 1989. 222-226 с.

Teorija**2.1 Laisvės laipsnių skaičius**

Laisvės laipsnių skaičiumi mechaninėje sistemoje vadiname skaičių nepriklausomų dydžių, kuriais galima nusakyti visus galimus ir tarpusavyje nesusietus judėjimus sistemoje (slinkimą, sukimąsi ir virpesius).

Materialaus taško padėtis nusakoma trimis jo koordinatėmis pavyzdžiui Dekarto koordinatėmis x , y , z , sferinėmis koordinatėmis r , θ , φ ir t. t. Tai yra materialus taškas erdvėje turi 3 laisvės laipsnius.



3 pav. Kieto kūno masės centro C koordinatės nustatomos nejudančioje atskaitos sistemoje $Oxyz$. Pagalbinės koordinačių ašys x' , y' , z' slenka kartu su kūnu. Tarpusavyje statmenos tiesės AA ir BB susietos su kūnu. Tiesės $A'A'$ yra tiesės AA projekcija į $x'y'$ plokštumą. Kampai θ ir φ nusako tiesės AA orientaciją erdvėje. Kampas ψ nusako tiesės BB orientaciją.

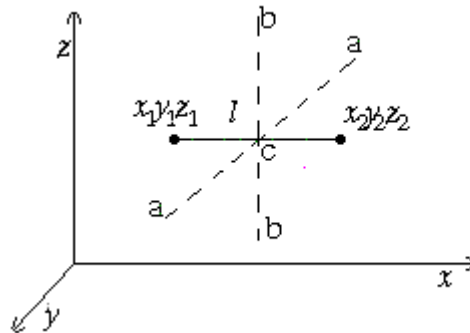
Absoliučiai kieto kūno padėtį galima nusakyti jo masės centro koordinatėmis x , y , z ir kampais θ , φ , ψ nurodančiais kūno orientaciją erdvėje (3 pav.). *Vadinasi absoliučiai kietas kūnas arba sistema N materialių taškų su netampriais ryšiais turi*

6 laisvės laipsnius. Slenkamajame judėjime keičiasi tik masės centro koordinatės x , y , z , o kampai ϑ , φ , ψ nekinta. Tai masės centro koordinatės bus slenkamojo judėjimo laisvės laipsniai. Kampai ϑ , φ , ψ kinta ir nekinta masės centro koordinatės kai yra sukamasis judėjimas. Kampai ϑ , φ , ψ atitiks sukamojo judėjimo laisvės laipsnius. Taigi, iš šešių absoliučiai kieto kūno laisvės laipsnių trys yra slenkamojo ir trys sukamojo judėjimų.

Sistema N materialių taškų, su tampriais ryšiais, turi $3N$ laisvės laipsnių (kiekvienas taškas apibūdinamas 3 koordinatėmis). Kiekvienas netamprus ryšys, sąlygojantis pastovų atstumą tarp dviejų taškų, sumažina laisvės laipsnių skaičių vienetu. Pavyzdžiui, dviejų materialių taškų sistema tarp kurių atstumas l nekinta (4 pav.) turi 5 laisvės laipsnius. Taip yra todėl, kad koordinatės susietos lygtimi

$$(x_2-x_1)^2+(y_2-y_1)^2+(z_2-z_1)^2=l^2. \quad (2.1)$$

Tam, kad nustatyti sistemos padėtį užtenka penkių koordinačių, šeštąją gauname iš lygties. Tokią sistemą galime apibūdinti masės centro koordinatėmis x , y , z ir kampais ϑ , φ , nurodančiais tiesės l kryptį erdvėje. Taigi bus trys slenkamojo judėjimo laisvės laipsniai ir du sukamojo. Pastarieji atitinka sukimą aplink tarpusavyje statmenas ašis aa ir bb (4 pav.). Sukimasis materialių taškų aplink sistemos ašį neturi prasmės.



4 pav. Du materialūs taškai su netampriu ryšiu; c – sistemos masės centras

Jeigu du materialūs taškai surišti taip, kad tarp jų veikia kvazitamprumo jėga (t. y. jėga panaši į jėgą atsirandančią suspaudus ar ištempus spyruoklę) lygi nuliui esant tam tikram atstumui l_0 tarp taškų, tai laisvės laipsnių skaičius bus 6. Tokios sistemos padėtį galima nusakyti nurodžius tris masės centro koordinatas, kampus ϑ , φ , apibūdinančius sistemos ašies orientaciją, ir atstumą l tarp taškų. l kitimą sąlygoja svyravimai sistemoje. Laisvės laipsnių atitinkantį l kitimą vadinsime svyravimų laisvės laipsniu. Vadinasi dviejų taškų sistema su tampriu ryšiu turi tris slenkamojo jud., du sukamojo jud. ir vieną svyravimo laisvės laipsnius.

Sistema, sudaryta iš N tampriai susietų tarpusavyje materialių taškų, turi $3N$ laisvės laipsnius. Egzistuoja pusiausvyra konfigūracija taškų, atitinkanti sistemos potencinės energijos minimumą. Jeigu taškus išvesti iš padėties atitinkančios pusiausvyros konfigūraciją, sistemoje prasidės svyravimai. Sistemos padėtį erdvėje galima apibūdinti nurodant pusiausvyros konfigūracijos padėtį ir dydžius, nusakančius taškų nukrypimus nuo pusiausvyros padėčių. Pusiausvyros konfigūracijos padėtį, kaip ir kieto kūno, galime nusakyti trimis masės centro koordinatėmis ir kampais ϑ , φ , ψ . Masės centro koordinatės atitiks slenkamojo jud., o kampai – sukamojo jud. laisvės laipsniai. Vadinasi svyravimų laisvės laipsnių skaičius bus $3N-6$. Jeigu pusiausvyros padėtys visų N taškų yra vienoje tiesėje, tuomet sukamojo judėjimo laisvės laipsnių skaičius bus 2. Atitinkamai svyravimų laisvės laipsnių skaičius – $3N-5$.

Svyravimai susiję ne tik su kinetine bet ir potencine svyruojančios sistemos energija. Nagrinėjant svyravimus mechanikoje buvo įrodyta, kad vidutinė kinetinė ir vidutinė potencinė energijos harmoningo osciliatoriaus vienodos. Iš čia seka, kad svyravimų laisvės laipsnis turi 2 kartus didesnę energetinę talpą lyginant su slenkamojo ir sukamojo judėjimo laisvės laipsniu. T. y. kiekvienam svyravimo laisvės laipsniui tenka vidutiniškai dvi $\frac{1}{2}kT$ (viena kinetinės energijos pavidalu, kita – potencinės).

Iš energijos pasiskirstymo laisvės laipsniais dėsnio seka, kad vidutinė molekulės energija

$$E = \frac{i}{2}kT. \quad (2.2)$$

Čia i – suma laisvės laipsnių skaičių (slenkamojo, sukamojo ir dvigubo svyravimų laisvės laipsnių skaičių).

$$i = i_{\text{slenk}} + i_{\text{suk}} + 2i_{\text{svyr}}. \quad (2.3)$$

2.2 C_V ir C_p sąryšis su laisvės laipsnių skaičiumi

Suteikus sistemai šilumos kiekį δQ , jos temperatūra pakinta dydžiu dT . Dydis

$$C = \frac{\delta Q}{dT}$$

vadinamas *šilumine talpa*. Ji priklauso nuo sistemos masės ir sąlygų, kuriomis jai suteikiama šiluma.

Izoproceso X *moline šilumine talpa* vadiname tokį šilumos kiekį, kurį X izoproceso metu reikia suteikti vienam moliui medžiagos, kad temperatūra pakistų vienu kelvinu.

$$C_x = \frac{1}{\nu} \left(\frac{\delta Q}{dT} \right)_x; \nu - \text{medžiagos kiekis}. \quad (2.4)$$

Izochoriniam procesui ($V=\text{const}$) molinę šiluminę talpą galime užrašyti taip:

$$C_V = \frac{1}{\nu} \left(\frac{\delta Q}{dT} \right)_V. \quad (2.4a)$$

Izobariniam procesui ($p=\text{const}$) molinę šiluminę talpą galime užrašyti taip:

$$C_p = \frac{1}{\nu} \left(\frac{\delta Q}{dT} \right)_p. \quad (2.4b)$$

Iš pirmojo termodinamikos principo žinome, kad

$$\delta Q = dU + \delta A. \quad (2.5)$$

Darbas δA termodinamikoje nustatomas lygtimi

$$\delta A = p dV. \quad (2.6)$$

Vienos molekulės, turinčios i laisvės laipsnių, vidutinė šiluminė energija yra $\langle E \rangle = \frac{i}{2} kT$, tai bet kokio kiekio medžiagos vidinė energija yra νN_A kartų didesnė.

$$U = \frac{i}{2} \nu N_A kT = \frac{i}{2} \nu RT. \quad (2.7)$$

Izochoriniam procesui $V = \text{const}$, tai $dV = 0$ ir $\delta A = 0$. Tad pasinaudojus (2.5) ir (2.7) lygtimis (2.4a) atrodys taip

$$C_V = \frac{1}{\nu} \left(\frac{dU}{dT} \right)_V = \frac{i}{2} R. \quad (2.8)$$

Pasinaudojus lygtimis (2.5), (2.6) ir (2.7), lygtį (2.4b) galime užrašyti taip:

$$C_p = \left(\frac{i}{2} R \frac{dT}{dT} \right)_p + \left(\frac{p dV_m}{dT} \right)_p. \quad (2.9)$$

Kur V_m yra vieno molio tūris. Iš idealiųjų dujų lygties $V_m = \frac{RT}{p}$. Ją diferencijuojame ir

$$C_p = \frac{i}{2} R + R = \frac{i+2}{2} R. \quad (2.10)$$

2.3 Adiabatinis procesas

Tai toks procesas, kuriam vykstant sistema nesikeičia šiluma su išorine aplinka (visi $\delta Q = 0$). Pirmasis termodinamikos dėsnis tokiam procesui užrašomas šitaip:

$$C_V dT + p dV = 0. \quad (2.11)$$

Akivaizdu, kad $dT < 0$, kai $dV > 0$. Matome, kad besiplėsdamos dujos atlieka darbą savo vidinės energijos sąskaita. Kai $dT > 0$, tai $dV < 0$, todėl darbas, atliktas dujų atžvilgiu (mažinant jų tūrį), padidina dujų vidinę energiją ir temperatūrą.

Lygybė, siejanti būsenos parametrus adiabatiniame procese, vadinama adiabatės lygtimi. Ji taip pat vadinama **Puasono lygtimi**. Išvesime tą lygtį.

Iš idealiųjų dujų lygties randame:

$$T = \frac{pV}{C_p - C_V}. \quad (2.12)$$

Čia pasinaudojome Majerio lygtimi $R = C_p - C_v$. Padaliję (2.11) iš $C_v T$ ir pasinaudoję (2.12), turime

$$\frac{dT}{T} + (\gamma - 1) \frac{dV}{V} = 0; \quad (2.13)$$

čia $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ vadinamas *adiabatės rodikliu*.

Suintegravę tą lygtį ir ją antilogaritmavę randame adiabatės lygtį T ir V kintamaisiais:

$$TV^{\gamma-1} = \text{const}. \quad (2.14)$$

Jei norime pereiti nuo kintamųjų T, V prie kintamųjų p, V , iš būsenos lygties išreiškiame temperatūrą $T = \frac{pV}{R}$. Tada

$$pV^\gamma = \text{const}. \quad (2.14a)$$

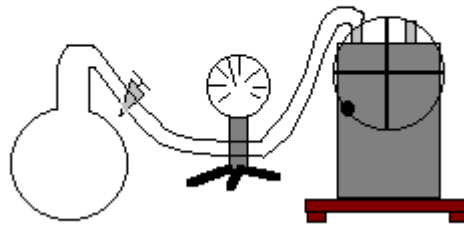
Apie kitus izoprocesus galite pasiskaityti ir darbo Nr.6 teorijoje.

Nr.6 Universaliosios dujų konstantos R eksperimentinis nustatymas

Darbo užduotys. Susipažinti su idealiųjų dujų dėsniais ir jų taikymu eksperimentiniuose uždaviniuose. Patikrinti universaliosios dujų konstantos vertę.

Darbo priemonės ir medžiagos: kolba, siurblys, manometras, guminė žarnelė su čiaupu.

Darbo schema:



1 pav. Darbo įranga

Darbo formulės:

$$\Delta m = m_1 - m_2. \quad (1)$$

$$R = \frac{\Delta p V M_{\text{oro}}}{T \Delta m}. \quad (2)$$

Darbo metodika

1.1 Konstantos R nustatymas

Universalioji dujų konstanta R nustatoma iš idealiųjų dujų būsenos lygties (2.9a). Mes ją nustatysime naudodami izoterminį procesą. Realioms dujoms idealiųjų dujų būsenos lygtis gana gerai tinka kai jų slėgis nedidelis ir temperatūros artimos normalioms.

Laboratorinio darbo įrangą sudaro žinomo tūrio V kolba, kurią gumine žarnele su čiaupu galima sujungti su manometru ir siurbliu (1 pav.).

Tarkim, kad esant atmosferiniam slėgiui $p_a = p_1$ ir temperatūrai T kolboje esančio oro masė yra m_1 . Dujų būsenos lygtis tuomet bus

$$p_1 V = \frac{m_1}{M_{\text{oro}}} RT. \quad (1.1)$$

Izotermiškai sumažiname slėgį iki p_2 . Kolboje likusio oro masė bus m_2 . Tuomet būsenos lygtį užrašome taip

$$p_2 V = \frac{m_2}{M_{\text{oro}}} RT. \quad (1.2)$$

Iš (1.1) atėmus (1.2) turėsime

$$(p_1 - p_2)V = (m_1 - m_2) \frac{RT}{M_{\text{oro}}}. \quad (1.3)$$

Iš (1.3) išreiškiame R .

$$R = \frac{\Delta p V M_{\text{oro}}}{\Delta m T}. \quad (1.4)$$

Čia $\Delta p = p_1 - p_2$ ir $\Delta m = m_1 - m_2$.

Kaip matyti iš (1.4) lygties, norint rasti R reikia išmatuoti slėgio pokytį Δp , oro masės pokytį Δm , aplinkos temperatūrą T . Slėgio pokytį Δp parodo manometras. Oro masės pokytį nustatome sverdami kolbą su oru. Kolbos masė su oru, kai oro joje slėgis p_1 , žymėkim m_1 , o kai slėgis $p_2 - m_2$. Kadangi pačios kolbos masė nekinta, tai išsiurbto oro masė bus

$$\Delta m = m_1 - m_2. \quad (1.5)$$

Darbo eiga:

1. Išmatuojame aplinkos temperatūrą T .
2. Nustatome kolbos masę m_1 , kai slėgis kolboje p_a .
3. Išsiurbiamo dalį oro.
4. Manometru įvertiname Δp .
5. Nustatome kolbos masę m_2 , pagal (1) apskaičiuojame Δm .
6. Apskaičiuojame R pagal (2). $M_{\text{oro}} = 2,9 \cdot 10^{-2}$ kg/mol.
7. Darbą pakartojame keisdami oro praretinimo dydį Δp .
8. Darbo išvados.

Darbo ataskaita:

Žinoti:

1. Idealiosios dujos. Idealiųjų dujų dėsniai.
2. Idealiųjų dujų būsenos lygtis.
3. Universaliosios dujų konstantos fizikinė prasmė.

Literatūra:

1. B. Javorskis A. Detlafas L. Milkovskaja G. Sergejevas “Fizikos kursas” D.1. Vilnius ‘Mintis’, 1970. 184–188, 198–206 pusl.
2. A. Karpus “Molekulinės fizikos paskaitos”. Vilnius ‘Žiburys’, 1996. 46–49 pusl.
3. B. Kukšas S. Vičas “Fizika” D.1. Vilnius ‘Mokslas’, 1987. 118–119, 121–124 pusl.
4. A. Matvejevas “Molekulinė fizika”. Vilnius ‘Mokslas’, 1986. 76–77, 119–125 pusl.

Teorija**2.1 Idealiosios dujos**

Dujos – tai agregatinė būseną, kuri neišlaiko pastovaus tūrio, formos, jų spūdimas didelis, klampumas labai mažas, o atstumas tarp molekulių (atomų) didelis.

Panagrinėkime idealiasias dujas. **Idealiosiomis dujomis** vadinamos tokios įsivaizduojamos dujos, tarp kurių molekulių (atomų) nėra sąveikos jėgų, o pačios molekulės (atomai) yra taškinės dalelės (tai yra neturi savojo tūrio) ir molekulėms susidūrus elgiasi, kaip labai maži tamprūs rutuliukai, t. y. keičiasi tik greičių kryptys, o greičių moduliai lieka nepakitę. Idealiosios dujos yra tik modelis, tačiau visų pakankamai praretintų realiųjų dujų savybės yra artimos idealiųjų dujų savybėms. Pavyzdžiui, oras, azotas, deguonis kambario temperatūroje ir atmosferos slėgyje nedaug tesiskiria nuo idealiųjų dujų.

Tam tikros masės kiekvienų dujų būseną iš esmės apibūdina trys dydžiai: slėgis p , tūris V , temperatūra t . Šie dydžiai vadinami dujų būsenos parametrais.

2.2 Izoprocesai

Procesai, kurių metu nekinta vienas iš parametrų, vadinami *izoprocesais*.

Procesas, kurio metu pastovi temperatūra ($t=\text{const}$), o kinta slėgis ir tūris, yra *izoterminis*. Slėgio priklausomybę nuo tūrio pastovioje temperatūroje nusako Boilio ir Marioto dėsnis: *kai temperatūra pastovi, tai tos pačios masės dujų slėgis kinta atvirkščiai proporcingai tūriui*, arba *dujų slėgio p ir tūrio V sandauga yra pastovus dydis*. Matematiškai užrašomas taip:

$$pV=\text{const.} \quad (2.1)$$

Kreivė, vaizduojanti izoterminį procesą, vadinama *izoterme*. Reikia paminėti, kad Boilio ir Marioto dėsnis galioja tik nedidelių slėgių ir gana aukštų temperatūrų, lyginant su dujų skystėjimo temperatūra, srityje.

Procesas, kai nekinta slėgis ($p=\text{const}$), vadinamas *izobariniu*. Dujų tūrio V priklausomybę nuo temperatūros T esant pastoviam slėgiui, nusako Gei – Liusako dėsnis. Temperatūrinis tūrio kitimas išreiškiamas formule

$$V=V_0(1+\alpha\Delta T), \quad (2.2)$$

kur V_0 – dujų tūris 273,15 K arba 0 °C temperatūroje, o α – temperatūrinis dujų tūrio plėtimosi koeficientas esant pastoviam slėgiui, ΔT – temperatūra termodinaminėje skalėje. Gei – Liusakas eksperimentiškai nustatė, kad visų dujų α yra tas pats:

$\alpha = \frac{1}{273,15} \text{ K}^{-1}$. 273,15 K atitinka 0 °C, tad šią temperatūrą galim pažymėti

$T_0=273,15 \text{ K}$. Galim užrašyti, kad $\alpha = \frac{1}{T_0}$, be to $\Delta T+T_0=T$. Pasinaudoję šiais pažymėjimais iš (2.2), gauname kitą Gei – Liusako dėsnio formulę:

$$V = V_0 \frac{T}{T_0}. \quad (2.3)$$

Iš (2.3) formulės matyti, kad temperatūrose T_1 ir T_2 tos pačios masės dujų tūriai atitinkamai lygūs:

$$V_1 = V_0 \frac{T_1}{T_0} \text{ ir } V_2 = V_0 \frac{T_2}{T_0}.$$

Padaliję pirmąją lygybę iš antrosios, gauname

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2}, \text{ arba } \frac{V}{T} = \text{const} - \text{izobarės lygtį.} \quad (2.4)$$

Esant pastoviam slėgiui, dujų tūris yra tiesiog proporcingas absoliutinei temperatūrai T (pirmasis Gei – Liusako dėsnis).

Jei dujas aušinsime ar šildysime esant pastoviam tūriui ($V=\text{const}$), turėsime *izochorinį* procesą. Izochoriniam procese kinta slėgis, o jo priklausomybę nuo temperatūros nusako analogiškas (2.2) dėsnis:

$$p = p_0(1 + \beta\Delta T). \quad (2.5)$$

Čia p_0 – dujų slėgis $T_0=273,15$ K arba 0°C temperatūroje, o β – temperatūrinis slėgio koeficientas esant pastoviam tūriui. Idealioms dujoms $\beta=\alpha$.

Dujų slėgio priklausomybę nuo temperatūros, kai $V=\text{const}$, yra nustatęs Ž. Šarlis, todėl šis dėsnis kartais vadinamas Šarlio vardu. Tačiau Šarliui nebuvo žinomas kiekybinis slėgio kitimas kintant temperatūrai, t. y. temperatūrinis slėgio koeficientas. Pastarąjį nustatė Gei – Liusakas, todėl tiksliau yra (2.5) lygybę vadinti jo vardu.

Analogiškai, kaip ir izobariniam procesui, galime (2.5) išreikšti paprasčiau pasinaudojant absolute temperatūra. Turėsime

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}, \text{ arba } \frac{p}{T} = \text{const} - \text{izochorės lygtis.} \quad (2.6)$$

Pastoviam tūryje dujų slėgis yra tiesiog proporcingas absolutei temperatūrai (antrasis Gei – Liusako dėsnis).

2.3 Idealiųjų dujų būsenos lygtis

Boilio ir Marioto bei Gei – Liusako dėsniai nusako dviejų parametrų ryšį, kai trečiasis nagrinėjamame procese nekinta. Dažnai susiduriame su tokiais procesais, kurių metu kinta visi trys parametrai. Nustatysim visų idealiųjų dujų parametrų ryšį vykstant tokiam procesui.

Tarkime, kad masės m dujų pradinę būseną nusako parametrai p_1, V_1, T_1 . Po to šios dujos perėjo į kitą būseną su parametrais p_2, V_2, T_2 . Tarkim, kad šis perėjimas vyko dviem etapais. Iš pradžių dujas šildėme izobariškai ($p=\text{const}$) iki temperatūros T_2 ; taip pašildytų dujų slėgis liko p_1 , o tūris pasidarė V' . Šį naują tūrį V' surandam pagal (2.4)

$$V' = \frac{V_1 T_2}{T_1}. \quad (2.7)$$

Iš šios būsenos į galutinę dujas pervedame keisdami tūrį izotermiškai. Todėl galutinėje būsenoje dujų slėgis bus p_2 , tūris V_2 , temperatūra nepakis – T_2 . Pagal Boilio ir Marioto dėsnį (2.1)

$$p_1 V' = p_2 V_2.$$

Įrašę V' vertę (2.7), gaunam

$$p_1 \frac{V_1 T_2}{T_1} = p_2 V_2, \text{ arba } \frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2}.$$

Iš pastarosios lygties matyti, kad, nors procesui vykstant pasikeitė visi trys parametrai, tačiau pradinės ir galutinės būsenos slėgio ir tūrio sandauga, padalyta iš absolute temperatūros, yra tokia pat, tai yra:

$$\frac{pV}{T} = \text{const}. \quad (2.8)$$

Šią lygtį išvedė B. Klapeironas. Ji vadinama *idealiųjų dujų būsenos lygtimi*. Šio santykio skaitinė vertė priklauso nuo dujų kiekio. D. Mendelejevas pasinaudojęs Avogadro dėsnio nustatė šią konstantą.

Pagal Avogadro dėsnį *bet kurių dujų vienas molis tomis pačiomis sąlygomis (kai slėgis ir temperatūra vienodi) užima tokį pat tūrį*. Normaliomis sąlygomis (0 °C ir 760 mm Hg) vieno molio dujų tūris $V_m = 2,24 \cdot 10^{-2} \text{ m}^3$. Tad, taikant (2.8) lygtį vienam moliui, bet kokių dujų gausim tą pačią konstantą. Ji vadinama *universalioja dujų konstanta* ir žymima R . Tad (2.8) galim perrašyti šitaip:

$$\frac{pV_m}{T} = R, \text{ arba } pV_m = RT. \quad (2.9)$$

(2.9) lygtis vadinama Klapeirono ir Mendelejevo lygtimi; ji taikoma vienam moliui dujų. Ją galima apibendrinti bet kokiam dujų kiekiui. Tarkim turim m kg dujų, kurių molinė masė M kg/mol. Ši dujų masė sudaro $\nu = \frac{m}{M}$ molių. Jei dujos užima tūrį

V , tai 1 molis dujų užima tūrį $V_m = \frac{V}{\nu} = \frac{VM}{m}$. Įrašę šias vertes į (2.9) lygtį, gaunam

$$pV = \frac{m}{M} RT. \quad (2.9a)$$

Tai yra Mendelejevo ir Klapeirono lygtis, tinkanti bet kokiam idealiųjų dujų kiekiui.

Universaliosios dujų konstantos skaitinę vertę randame iš (2.9) lygties, vietoj p , V_m , T įrašę šių dydžių vertes normaliomis sąlygomis. SI vienetais

$$R = \frac{10,13 \cdot 10^4 \left(\frac{\text{N}}{\text{m}^2}\right) \cdot 2,24 \cdot 10^{-2} \left(\frac{\text{m}^3}{\text{mol}}\right)}{273,15(\text{K})} = 8,314 \frac{\text{J}}{\text{mol} \cdot \text{K}}.$$

2.4 Universaliosios dujų konstantos fizikinė prasmė

Išsiaiškinsime universaliosios dujų konstantos fizikinę prasmę. Tarkime turime cilindre su paslankiu stūmokliu vieną molį dujų, kurių parametrai p , V_m , T . Pagal idealiųjų dujų būsenos lygtį $V_m = \frac{RT}{p}$. Šildydami dujas izobariškai ($p = \text{const}$), pakelkime jų temperatūrą dydžiu ΔT . Dujos šildomos plėsis ir pakels stūmoklį aukščiau Δh . Naujos būsenos parametrai bus p , V'_m ir $T + \Delta T$. Tūris $V'_m = \frac{R(T + \Delta T)}{p}$. Tūrio pokytis, pakilus temperatūrai,

$$\Delta V = V'_m - V_m = \frac{R(T + \Delta T)}{p} - \frac{RT}{p} = \frac{R\Delta T}{p}. \quad (2.10)$$

Besiplėsdamos dujos atliko darbą, nes pakėlė stūmoklį aukščiau Δh . Darbas $\Delta A = F \cdot \Delta h = pS \cdot \Delta h$. Čia S – stūmoklio plotas. Tačiau $S \cdot \Delta h = \Delta V$. Įrašę iš (2.10) lygybės ΔV vertę, gauname:

$$\Delta A = p \cdot \Delta V = \frac{pR\Delta T}{p} = R\Delta T. \quad (2.11)$$

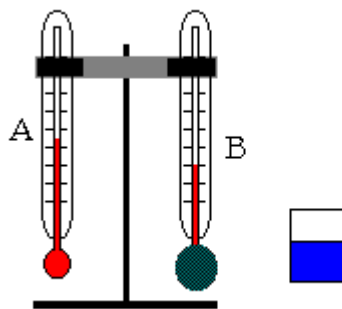
Matome, kad *universalioji dujų konstanta skaitine verte yra lygi darbui, kurį atlieka 1 mol dujų, izobariškai besiplėsdamos, kai jų temperatūra pakinta 1 K.*

Nr.7 Santykinės oro drėgmės nustatymas

Darbo užduotys. Susipažinti su santykinės oro drėgmės nustatymo būdais. Išmatuoti santykinę oro drėgmę naudojantis Augusto ir Asmano psichrometru. Nustatyti kaip keičiasi santykinė oro drėgmė laboratorinio darbo metu laboratorijoje.

Darbo priemonės ir medžiagos: stovas su laikikliais, du termometrai, medžiagos skiautelė, indas su vandeniu, barometras, žinynas.

Darbo schema:



1 pav. Augusto ir Asmano psichrometras

Darbo formulės:

$$R = \frac{p_{sgB} - p_a(t_A - t_B)k}{p_{sgA}} \cdot 100\%. \quad (1)$$

Darbo metodika

1.1 Drėgmės nustatymas

Santykinei oro drėgmei rasti naudosime Augusto ir Asmano psichrometrą. Jį sudaro du termometrai A ir B (1 pav.). Termometro B gyvsidabrio rezervuaras aptrauktas medžiaginiu apvaskalėliu. Jį sudrėkiname kambario temperatūros vandeniu. Vanduo garuoja; garavimui reikalinga šiluma gaunama iš paties medžiaginio apvaskalėlio ir todėl jo temperatūra krinta. Termometro ir jo artimiausios aplinkos šiluma savaiame pereina į medžiaginį apvaskalėlį. Kai šilumos pritekės tiek kiek reikalinga vandens garinimui, nusistovės dinaminė pusiausvyra – sudrėkinto termometro B temperatūra nustos kritusi.

Sausasis A ir sudrėkintas B termometrai rodys skirtingas temperatūras t_A ir t_B ($t_A > t_B$). Temperatūrų skirtumas priklausys nuo vandens garavimo spartos. Intensyvėjant garavimui, temperatūrų skirtumas didėja, nes daugiau sunaudojama šiluminės energijos. Kuo ore esančių vandens garų slėgis p bus mažesnis už slėgį p_{sgB} tų vandens garų, kurie

sotintų temperatūros t_B ora, tuo intensyviau garuos vanduo ir tuo didesnis bus skirtumas $t_A - t_B$. Taigi

$$t_A - t_B \sim p_{\text{sgB}} - p. \quad (1.1)$$

Be to, garavimas bus tuo intensyvesnis, kuo atmosferinis slėgis p_a bus mažesnis. Tuomet galim užrašyti

$$t_A - t_B \sim \frac{p_{\text{sgB}} - p}{p_a}. \quad (1.2)$$

Proporcingumo koeficientą pažymėkim $\frac{1}{k}$ ir

$$t_A - t_B = \frac{1}{k} \frac{p_{\text{sgB}} - p}{p_a}. \quad (1.3)$$

Iš (1.3) lygties surandame t_A temperatūros ore esančių vandens garų slėgį p .

$$p = p_{\text{sgB}} - p_a (t_A - t_B) k. \quad (1.4)$$

k – prietaiso konstanta.

Santykinė oro drėgmė pagal (2.3) ir (1.4) temperatūroje t_A bus

$$R = \frac{p_{\text{sgB}} - p_a (t_A - t_B) k}{p_{\text{sgA}}} \cdot 100\%. \quad (1.5)$$

p_{sgA} – vandens sočiųjų garų slėgis temperatūroje t_A .

Darbo eiga:

1. Sudrėkiname apvalkalėlių kambario temperatūros vandeniu.
2. Laukiame kada nusistovės termometro B parodymai. Išmatuojame t_A ir t_B .
3. Iš žinytų arba lentelių randame vandens sočiųjų garų slėgius p_{sgB} ir p_{sgA} temperatūrose t_A ir t_B .
4. Laboratorijos barometru išmatuojame atmosferos slėgį p_a .
5. Pagal (1) apskaičiuojame santykinę oro drėgmę. $k=6,5 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$.
6. Bandymą pakartojame kelis kartus.
7. Darbo išvados.

Darbo ataskaita:

Žinoti:

1. Absoliutinė oro drėgmė.
2. Santykinė oro drėgmė.
3. Santykinės oro drėgmės nustatymo būdai.
4. Rasos taškas.

Literatūra:

1. A. Karpus “Molekulinės fizikos paskaitos”. Vilnius ‘Žiburys’, 1996. 64–68 pusl.
2. B. Kukšas S. Vičas “Fizika” D.1. Vilnius ‘Mokslas’, 1987. 161–163 pusl.

Teorija

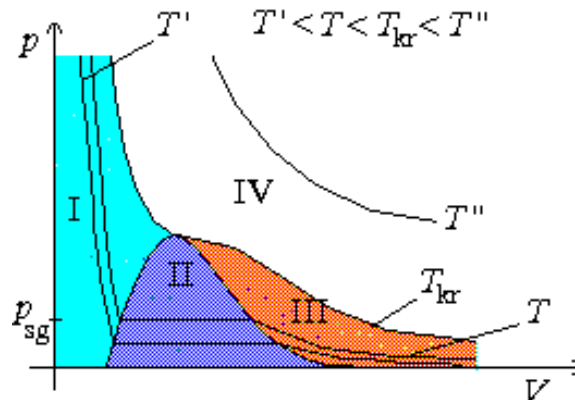
2.1 Garai. Sotieji ir nesotieji garai

Kiekvienas skystis garuoja, tad virš jo paviršiaus visada būna to paties skysčio molekulių, kurias mes vadiname *garais*. Skiriami sotieji ir nesotieji garai.

Sočiaisiais garais vadiname tokius garus, kurie yra dinaminėje pusiausvyroje su skysčiu, tai yra kiek išlekia iš skysčio paviršiaus molekulių, tiek jų ir sugrįžta į skystį per tą patį laiką.

Nesočiaisiais garais vadiname tokius garus, kurių tankis ir slėgis yra mažesnis negu sočiųjų garų tankis ir slėgis toje pačioje temperatūroje. Arba tiesiog garai, kurie

nėra dinaminėje pusiausvyroje su skysčiu. Nesotieji garai iš esmės nesiskiria nuo paprastų dujų. Todėl jiems tinka Klapeirono ir Mendelejevo lygtis $pV = \frac{m}{M}RT$.



2 pav. Eksperimentinės realiųjų dujų izotermės. I srityje – skystis, II – skystis ir sotieji garai, III – garai, IV – dujos.

Garų terminas gali būti taikomas dujoms tik tuo atveju, jei dujų temperatūra yra žemesnė už tai medžiagai būdingą krizinę temperatūrą, kurioje išnyksta riba tarp skysčio ir sočiųjų garų (2 pav. III sritis; kiekviena sritis pažymėta skirtinga spalva). Jei medžiagos temperatūra didesnė už tai medžiagai būdingą krizinę temperatūrą, turėsime dujas (2 pav. IV sritis).

Jei turime dujas garų būsenoje (arba garus) temperatūroje T ir jas izotermiškai slėgsime, tai jų slėgis p didės kol pasieks slėgį p_{sg} , kuris vadinamas **sočiųjų garų slėgiu**. Esant slėgiui p_{sg} , bandymai izotermiškai didinti slėgį sukelia kondensacijos procesus (molekulių jungimąsi į labai mažus skysčio lašelius) ir slėgis nedidėja. Tai atitinka 2 pav. izotermių horizontaliąsias dalis II srityje (p_{sg} yra sočiųjų garų slėgis temperatūroje T). Čia yra dviejų fazių skysčio ir jo sočiųjų garų pusiausvyra. Jų kiekių santykis priklauso nuo taško padėties horizontalioje atkarpoje: kuo arčiau III srities, tuo didesnis kiekis sočiųjų garų, kuo arčiau I srities, tuo didesnis kiekis skysčio. Kai visi sotieji garai virsta skysčiu, toliau izotermiškai mažinant tūrį slėgis labai greitai didėja (2 pav. I sritis). II srities gaubiamoji gaunama išvedus kreivę, einančią per izotermių horizontalių dalių kraštus.

Jei dujų temperatūra didesnė už krizinę temperatūrą, tai tuo atveju izotermiškai slėgiant galime pasiekti bet kokius slėgius (2 pav. temperatūros T' izotermė). Nors proceso metu dideliuose slėgiuose vidutiniai atstumai tarp molekulių ir sumažėja, tačiau didelė molekulių vidutinė kinetinė energija trukdys jungtis į skysčio lašelius.

2.2 Oro drėgmė. Absolutinė ir santykinė drėgmė. Rasos taškas

Mūsų Žemę gaubia atmosfera, sudaryta iš skirtingų medžiagų molekulių arba atomų. Jos bendra masė yra apie $5,15 \cdot 10^{18}$ kg. Apie 90% visos masės tenka troposferai, kurią sudaro ~17 km storio sluoksnis prie Žemės paviršiaus. Atmosferos oras, kuriame yra garų vadinamas drėgnu, o kuriame jų nėra – sausu. Oro sudėtis be vandens parodyta priedo 5 lentelėje. Vertinant 1 lentelėje pateiktus duomenis, galime tvirtinti, kad 15°C temperatūros ore garais galime vadinti tik CO_2 ir Xe. Tačiau jų kiekis labai mažas ir į juos neatsižvelgiame apibūdindami oro drėgmę.

Iš vandenynų ir kitų telkinių vandens molekulės patenka į atmosferą ir jų koncentracija ore kinta. Oras, turintis daug vandens molekulių yra tropiniuose kraštuose, o mažos vandens molekulių koncentracijos – šaltuose poliariniuose rajonuose. Vandens $T_{kr}=647,3$ K ir žemės sąlygomis vandens molekulėms taikomas garų terminas, bei akivaizdžiai pasireiškia visos garų savybės. Vandens garų kiekį ore ir apibūdina *drėgmė*. Skiriama absoliutinė ir santykinė drėgmė.

Absoliutinė drėgmė f vadiname masę vandens garų, esančių 1 m^3 oro. Tai yra vandens garų tankis ρ . Paprastai jį išreiškia ne SI sistemos vienetais kg/m^3 , o g/m^3

$$f = \rho \text{ g/m}^3. \quad (2.1)$$

Meteorologijoje absoliutinę drėgmę įvertina pagal vandens garų slėgį išreikštą mm Hg.

$$f = p \text{ mm Hg.}$$

Kambario temperatūroje $[p] \text{ mm Hg} \approx [\rho] \text{ g/m}^3$.

Santykine drėgmė R vadinamas ore esančių vandens garų tankio ρ santykis su sočiųjų vandens garų, toje pačioje temperatūroje, tankiu ρ_{sg} išreikštas procentais.

$$R = \frac{\rho}{\rho_{sg}} \cdot 100\%. \quad (2.2)$$

Jei ρ pakeisim vandens garų slėgiu p , o ρ_{sg} – sočiųjų vandens garų slėgiu p_{sg} , tai (2.2) atrodys taip:

$$R = \frac{P}{P_{sg}} \cdot 100\%. \quad (2.3)$$

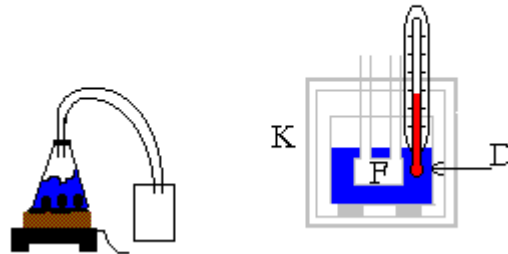
Rasos tašku vadiname temperatūrą, kurioje nesotieji garai tampa sočiais. Žinant oro temperatūrą ir nustačius rasos tašką, galime rasti santykinę oro drėgmę.

Nr.8 Vandens savitosios garavimo šilumos nustatymas

Darbo užduotys. Susipažinti su garavimo, kondensacijos procesais. Nustatyti vandens savitąją garavimo šilumą.

Darbo priemonės ir medžiagos: kalorimetras, stiklinis indas, stiklinis kondensorius, termometras, kolba, kamštis su žarnele, svarstyklės su svareliais, vanduo, priemaišos, žinynas.

Darbo schema:



1 pav. Darbo priemonės

Darbo formulės:

$$m_v = m_1 - m. \quad (1)$$

$$m_3 = m_2 - m_1. \quad (2)$$

$$\lambda = \frac{(mc_k + m_v c_v)(T_2 - T_1)}{m_3} - c_v (T_{\text{vir}} - T_2). \quad (3)$$

Darbo metodika

1.1 Savitosios garavimo šilumos nustatymas

Skysčiui išgarinti paimamas iš aplinkos, o jo garams kondensuojantis išsiskiria į aplinką tas pats šilumos kiekis. Tad savitoji garavimo ir savitoji kondensacijos šilumos yra to paties dydžio.

Kad nustatyti savitąją garavimo šilumą, šiame darbe mes pasinaudosime kondensacijos procesu. Žinodami kiek šilumos išsiskyrė susikondensavus tam tikrai masei garų, galime rasti savitąją kondensacijos šilumą ir savitąją garavimo šilumą.

1 pav. parodytą laboratorinio darbo įrangą sudaro: kolba su vandeniu, kalorimetras K, stiklinis kalorimetro indas D, stiklinis kondensorius F, termometras, elektrinė plytelė.

Į kalorimetro indą D įpilame vandens tiek, kad apsemtų kondensorių F. Tai būtina tam, kad kondensorius visą šilumą atiduotų vandeniui ir indui. Vandens pradinė temperatūra T_1 , o masė – m_v . Kalorimetro indo D su kondensoriumi masė – m .

Kolbą su vandeniu užviriname. **Pastaba:** kolboje turi būti priemaišų, kad neperkaitintume vandens. Laukiame kada vandens garai pradės veržtis pro guminę žarnelę į pagalbiniį indą. Žarnelės vidinės sienelės įkais iki verdančio vandens temperatūros T_{vir} . Žarnelę nukreipiame garus į kondensorių. Vandens garai, patekę į temperatūros T_1 kondensorių, pradės jame kondensuotis ir išskirs šilumos kiekį

$$Q_1 = -m_3 \lambda. \quad (1.1)$$

m_3 – susikondensavusio vandens masė, λ – vandens savitoji garavimo šiluma. Susikondensavusio vandens pradinė temperatūra T_{vir} . Aušimo metu ji sumažėja iki T_2 . Tai yra iki tos temperatūros pakyla kalorimetro indo su kondensoriumi ir vandens temperatūra. Ją nustatome palengva maišydami kalorimetro indo vandenį.

Susikondensavęs vanduo atvėsdamas atidavė šilumos kiekį

$$Q_2 = m_3 c_v (T_2 - T_{vir}). \quad (1.2)$$

Šilumos kiekį $Q_1 + Q_2$ gavo kalorimetro indas su kondensoriumi ir vanduo.

$$Q_1 + Q_2 = -m_3 \lambda - m_3 c_v (T_{vir} - T_2). \quad (1.3)$$

Galime rasti šilumos kiekį kuris teko kalorimetro indui su kondensoriumi

$$Q' = m c_k (T_2 - T_1), \quad (1.4)$$

ir vandeniui

$$Q'' = m_v c_v (T_2 - T_1). \quad (1.5)$$

Čia c_k – kalorimetro indo su kondensoriumi savitoji šiluminė talpa. Bendras kalorimetro indo su kondensoriumi ir vandens gautas šilumos kiekis

$$Q_3 = (m c_k + m_v c_v) (T_2 - T_1). \quad (1.6)$$

Izoliuotai sistemai $\Delta Q = 0$ arba $Q_1 + Q_2 + Q_3 = 0$ ir $Q_3 = -Q_1 - Q_2$. Pasinaudoję pastarąją lygybe ir (1.3), (1.6) galime rasti savitąją garavimo šilumą.

$$\lambda = \frac{(m c_k + m_v c_v) (T_2 - T_1)}{m_3} - c_v (T_{vir} - T_2). \quad (1.7)$$

Darbo eiga:

1. Šildome kolbą su vandeniu.

Saugaus darbo reikalavimai: *Kolbą su vandeniu galima pradėti kaitinti tik tuomet, jei patikrinote, kad vandens garams išėjimo kanalas yra atviras. Kolboje turi būti pakankamas kiekis vandens ir priemaišų.*

2. Nustatome kalorimetro indo su kondensoriumi masę m .
3. Į indą įpilame vandens. Pasveriamo ir pagal (1) randame jo masę; m_1 – kalorimetro indo D, kondensoriaus ir vandens masė prieš kondensaciją.
4. Išmatuojame T_1 .
5. Nukreipiame verdančio vandens garus į kondensorių, kol susikondensuos garų daugiau kaip pusė kondensoriaus.
6. Atsargiai pamaišome vandenį. Išmatuojame temperatūrą T_2 .
7. Išimame iš kalorimetro ir pasveriamo indą su vandeniu ir kondensoriumi. Pagal (2) randam susikondensavusių garų masę m_3 ; m_2 – kalorimetro indo D, kondensoriaus ir vandens masė po kondensacijos.
8. Pagal (3) apskaičiuojame savitąją garavimo šilumą.
9. Darbo išvados.

Darbo ataskaita:

Žinoti:

1. Garavimas.
2. Virimas.
3. Kondensacija.
4. Garavimo ir kondensacijos šilumos, savitosios šilumos.

Literatūra:

1. B. Javorskis A. Detlafas L. Milkovskaja G. Sergejevas “Fizikos kursas” D.1. Vilnius ‘Mintis’, 1970. 320–323 pusl.
2. A. Karpus “Molekulinės fizikos paskaitos”. Vilnius ‘Žiburys’, 1996. 87–89 pusl.
3. B. Kukšas S. Vičas “Fizika” D.1. Vilnius ‘Mokslas’, 1987. 161–165 pusl.
4. A. Matvejevas “Molekulinė fizika”. Vilnius ‘Mokslas’, 1986. 210–217 pusl.

Teorija

2.1 Garavimas ir kondensacija

Procesas, kurio metu iš skysčio paviršiaus išlekia skysčio molekulės, vadinamas **garavimu**. Skysčio molekulės, esančios virš skysčio paviršiaus, yra vadinamos **garais**. Molekulė iš skysčio galės išlėkti tik tuomet, jei jos kinetinė energija bus didesnė už darbą, kurį reikia atlikti nutraukiant ryšius su skysčio aplinkos molekulėmis. Be to, jos turi judėti garų fazės link bei tuo metu turi būti arti paties paviršiaus. Patekusios į dujinę fazę garų molekulės turės atlikti papildomą darbą pasidarant sau vietos garų fazėje – nustumti ten buvusius garus. Tai reiškia, kad iš skysčio išlėks tik greitosios molekulės, kurių skaičius proporcingas temperatūrai. Tai yra temperatūrai kylant, garavimas spartėja. Joms išlėkus, likusių skysčio molekulių vidutinė energija sumažės – sumažės ir sistemos temperatūra. Kad skysčio temperatūra nekistų, reikia jam suteikti šilumos, kuri vadinama garavimo šiluma. Skysčio masės vienetui suteikta garavimo šiluma vadinama **savitąją garavimo šiluma**.

Iš skysčio išlėkusi molekulė taip pat turi įvairius greičius ir patiria smūgius su kitomis išlėkusių molekulėmis. Po smūgių dalis molekulių judės tam tikru greičiu link skysčio paviršiaus ir niekieno netrukdomos gali patekti atgal į skystį. Gali būti ir taip, kad išlėkdama iš skysčio paviršiaus molekulė prarado visą savo kinetinę energiją, ir skystyje esančių molekulių trauka gražina molekulę į skysčio paviršių. Po kurio laiko nusistovi pusiausvyra tarp išlėkusių iš skysčio paviršiaus molekulių skaičiaus ir į jį sugrįžtančių molekulių skaičiaus. Tuomet sakome, kad nusistovėjo dinaminė pusiausvyra tarp skysčio ir garų. Dinaminėje pusiausvyroje su skystiu esantys garai vadinami **sočiaisiais garais**.

Procesas, kurio metu garai virsta skysčiu, vadinamas **kondensacija**. Jos metu šiluma išskiriama į aplinką. Kad vyktų garų kondensacija reikalingi tam tikri centrai, kurie vadinami **kondensacijos centrais**.

2.2 Skysčių virimas

Virimu vadinamas toks procesas, kai skystis intensyviai garuoja ne tik nuo laisvojo paviršiaus, bet ir visame tūryje. Tai yra į visame skysčio tūryje susidariusių

garų burbuliukų vidų. Garų burbuliukai verdančiame skystyje labai greitai didėja ir, pasiekę skysčio paviršių, sprogsa. Dėl to verdantis skystis kunkuliuoja.

Skystyje esančio dujų burbuliuko viduje slėgis p lygus išorinio slėgio p_0 , virš jo esančio skysčio sluoksnio hidrostatinio slėgio p_s ir paviršiaus įtempties sukkelto papildomo slėgio Δp sumai:

$$p = p_0 + p_s + \Delta p. \quad (2.1)$$

Be to,

$$p_s = \rho_s g h \text{ ir } \Delta p = \frac{2\sigma}{R};$$

čia R – dujų burbuliuko spindulys, h – atstumas nuo burbuliuko centro iki skysčio paviršiaus, ρ_s, σ – skysčio tankis ir paviršiaus įtempties koeficientas.

Garų burbuliukai didėja, tai yra skystis verda tiksliai tada, kai skysčio temperatūra tokia, kad sotinančiųjų garų slėgis p_{sg} burbuliuko viduje būtų nemažesnis už slėgį p , apskaičiuotą pagal (2.1):

$$p_{sg} \geq p_0 + \rho_s g h + \frac{2\sigma}{R}. \quad (2.2)$$

Jeigu sąlyga (2.2) neišpildoma, burbuliukas “sugniuždomas” ir jame esantieji garai susikondensuoja.

Iš (2.2) matome, kad mažuose garų burbuliukuose slėgis p_{sg} turi būti didelis. Todėl, kad skystis virtų, jį reikia įkaitinti iki aukštos temperatūros. Jei skystyje yra dulkelių, ištirpusių dujų burbuliukų, indo sienelių nelygumų ar kitokių **garavimo centrų**, tai jis pradeda virti ir žemesnėje temperatūroje, nes ant tų garavimo centrų jau iš pat pradžių atsirandančių garų burbuliukų kreivumo spindulys būna toks, kad trečiojo nelygybės (2.2) dešinės pusės nario įtaka nedidelė.

Paprastai tokių garavimo centrų yra. Be to indo aukštis taip pat dažniausiai būna nedidelis, tad $\rho_s g h \ll p_0$. Vadinasi, vietoj (2.2) galima parašyti apytikslių virimo sąlygą:

$$p_{sg} = p_0.$$

Temperatūra, kurioje skysčio sočiųjų garų slėgis yra lygus išoriniam slėgiui, vadinama to skysčio **virimo temperatūra** T_{vir} .

Jei, skysčiui verdant, slėgis p_0 būna pastovus, tai ir verdančio skysčio temperatūra būna pastovi. Visa skysčiui suteikiama energija sunaudojama molekulėms nuo skysčio atplėšti ir joms pervesti į garų fazę. Šiluma, kuri sunaudojama iki virimo temperatūros įkaitinto skysčio masės vienetui išgarinti, vadinama **savitąją virimo garavimo šiluma** λ .

Skysčio virimas ir garų kondensacija yra **pirmos rūšies faziniai virsmai**. Termodinamikoje įrodoma, kad savitoji fazinio virsimo šiluma išreiškiama taip:

$$q = (v_2 - v_1)T \frac{dp}{dT}. \quad (2.3)$$

Čia v_1 , v_2 – medžiagos savitieji tūriai pradinėje ir galinėje fazėje, o T ir p – fazinio virsmo temperatūra ir slėgis. (2.3) vadinama **Klapeirono – Klauzijaus lygtimi**. Pagal ją savitoji virimo garavimo šiluma

$$\lambda = (v_g - v_s)T_{\text{vir}} \frac{dp}{dT}. \quad (2.3a)$$

Čia v_g ir v_s – garų ir skysčio savitieji tūriai virimo temperatūroje T_{vir} .

Kondensacijos savitoji šiluma taip pat apskaičiuojama pagal (2.3) ir nuo garavimo savitosios šilumos skirsis tik ženklų, nes keisis vietomis pradinės ir galinės būsenos savitieji tūriai. Tai yra skirsis tik šilumos perdavimo kryptis.

Kaip matyti iš (2.3a) jei vietoj T_{vir} įstātysime kitą virimo temperatūrą T , tai pasikeis ir savitoji garavimo šiluma. Tai yra norint išgarinti tą patį kiekį skysčio skirtingose temperatūrose reikės suteikti skirtingą kiekį šilumos. Norint išspręsti (2.3a) lygtį, iš pradžių būtina nustatyti garavimo šilumos priklausomybę nuo temperatūros. T_0 temperatūros ir p_0 slėgio skystį galima paversti T temperatūros ir p slėgio garais dviem būdais. Pirmuoju būdu – skystis išgarinamas T_0 temperatūroje, o garai kaitinami iki temperatūros T , palaikant pastovų slėgį. Tokio proceso metu vienam medžiagos moliui suvartojamos šilumos kiekis

$$\Delta Q_1 = L_0 + C_p(T - T_0); \quad (2.4)$$

čia L_0 – garavimo šiluma, T_0 temperatūroje apytiksliai lygi garavimo šilumai, kai sočiųjų garų slėgis yra p_0 . Antruoju būdu – skystis pradžioje kaitinamas iki temperatūros T , po to išgarinamas. Garavimo šilumą temperatūroje T pažymėkime $L(T)$. Šiame procese sunaudotos šilumos kiekis

$$\Delta Q_2 = C_s(T - T_0) + L(T). \quad (2.5)$$

Čia C_s – yra molinė skysčio šiluminė talpa.

Pagal energijos tvermės dėsnį turi būti $\Delta Q_1 = \Delta Q_2$, tai yra

$$L_0 + C_p(T - T_0) = C_s(T - T_0) + L(T), \quad (2.6)$$

arba

$$L(T) = L_0 + (C_p - C_s)(T - T_0). \quad (2.7)$$

Jei pagal (2.7) paskaičiuotą garavimo šilumą padalinsime iš medžiagos molinės masės M , tai gausime savitąją garavimo šilumą $\lambda(T)$:

$$\lambda(T) = \lambda_0 + (c_p - c_s)(T - T_0). \quad (2.8)$$

Pastarąją lygtį įrašius į (2.3a) ir paskaičiavus sočiųjų garų slėgio priklausomybę nuo temperatūros gautos reikšmės gerai atitinka eksperimentines.

Didėjant temperatūrai sočiųjų garų slėgis didėja, kartu didėja ir jų tankis. Sočiųjų garų tankiui didėjant, paviršiaus įtempis mažėja, nes didėja traukos jėgos iš sočiųjų garų pusės, mažindamos atstojamąsias jėgas, traukiančias molekules atgal į skysčio vidų. Dėl to garavimo šiluma kylant temperatūrai mažėja. Krizinėje temperatūroje sočiųjų garų tankis pasidaro lygus skysčio tankiui, ir skirtumas tarp jų išnyksta.

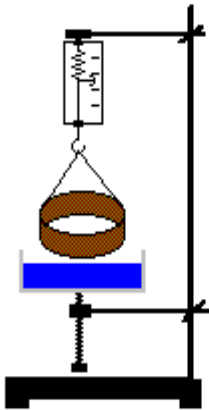
Išnyksta ir juos skiriantis paviršius. Todėl *paviršiaus įtemptis ir garavimo šiluma krizinėje temperatūroje yra lygūs nuliui.*

Nr.9 Skysčių paviršiaus įtempies koeficiento tyrimas

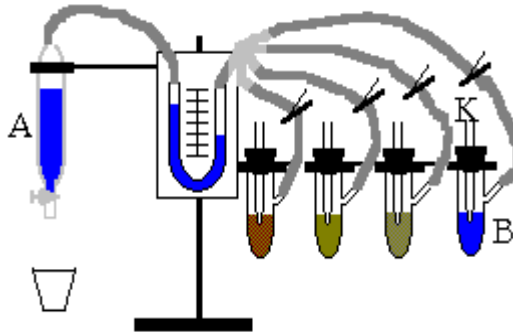
Darbo užduotys. Susipažinti su skysčio paviršiaus įtempies koeficiento nustatymo būdais. Nustatyti vandens paviršiaus įtempies koeficientą su žiedeliu. Nustatyti skysčių paviršiaus įtempies koeficientą burbuliuko principu.

Darbo priemonės ir medžiagos: milidynamometras, žiedelis, indelis su varžtu, aspiratorius, vandens manometras, žarnelės, kapiliarai, 4 mėgintuvėliai su atšaka, guminiai kamščiai, spaustukai, stiklinaitė, vanduo, tiriamieji skysčiai, žinynas.

Darbo schema:



1 pav. Darbo įranga matuoti skysčio paviršiaus įtempies koeficientui su žiedeliu



2 pav. Darbo įranga matuoti skysčio paviršiaus įtempies koeficientui burbuliuko principu

Darbo formulės:

$$k = \frac{f_s}{\Delta x}. \quad (1)$$

$$\sigma = \frac{k\Delta x}{2\pi(D-d)}. \quad (2)$$

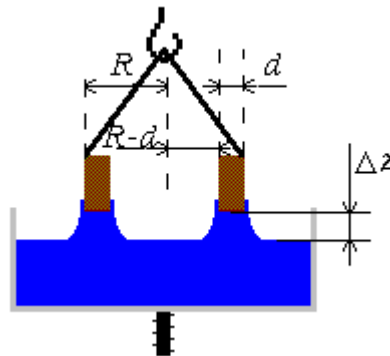
$$\sigma = c\Delta h. \quad (3)$$

Darbo metodika

1.1 Paviršiaus įtempties koeficiento nustatymas su žiedeliu

Darbui atlikti mums reikia milidynamometro su metaliniu žiedeliu ir indo su skysčiu. Kad darbas būtų tikslesnis mes visa tai įtvirtiname stovė, o indelį tvirtiname taip, kad galėtume keisti jo aukštį sukdami varžtą (1 pav.).

Tiriamąjį skysčio paviršius paliečiamas metaliniu žiedeliu, kurio išorinis spindulys R , o vidinis – $R-d$ (3 pav.). Čia d – žiedelio storis. Tiriamasis skystis metalinį žiedelį drėkina (jei taip nėra, tai reikia parinkti tokios medžiagos žiedelį, kad tiriamasis skystis jį drėkintų). Tuomet žiedelis prilimpa prie skysčio paviršiaus. Indelį su skysčiu leidžiame žemyn. Žiedeliui leistis žemyn trukdo didėjanti spyruoklės tamprumo jėga. Atsiranda aukščių skirtumas Δz tarp skysčio paviršiaus ir žiedelio apačios (3 pav.).



3 pav. Vandens paviršiaus su žiedeliu pjūvis

Kadangi skystis drėkina žiedelį, tai prie jo skysčio paviršius išlinksta ir padidėja paviršiaus plotas. Izotermio darbu metu, didinant dviejų fazių riboje skysčio paviršiaus plotą, padidiname skysčio paviršinės energijos tankį. Paviršiaus didinimo darbas pagal (2.6):

$$A = \sigma \Delta S. \quad (1.1)$$

Kur $\Delta S = \Delta S_1 + \Delta S_2$, o $\Delta S_1 = 2\pi R \Delta z$ ir $\Delta S_2 = 2\pi(R-d)\Delta z$. Tuomet

$$A = \sigma(2\pi D - 2\pi d)\Delta z, \quad D = 2R. \quad (1.2)$$

Pagal darbo apibrėžimą iš mechanikos turėsime, kad sandauga $\sigma(2\pi D - 2\pi d)$ yra jėga. Ir tai yra paviršiaus įtempties jėga f . Ji priešinasi paviršiaus ploto didinimui ir veikia paviršiaus ploto kontūrą liestinės kryptimi. $(2\pi D - 2\pi d)$ yra kontūro ilgis. Žiedelio atitrūkimo nuo skysčio paviršiaus metu, paviršiaus įtempties jėgos f ir spyruoklės tamprumo jėgos f_{tamp} moduliai turi didžiausias vertes ir yra lygūs.

$$f = f_{\text{tamp}} = \sigma(2\pi D - 2\pi d). \quad (1.3)$$

Iš pastarosios lygybės surandame paviršiaus įtempties koeficientą

$$\sigma = \frac{f_{\text{tamp}}}{2\pi(D-d)}. \quad (1.4)$$

Spyruoklės tamprumo jėgos dydį nustatysime taip:

1. Nustatysime spyruoklės standumo koeficientą k . Tai atliksime prie spyruoklės kabindami įvairios masės svarelius ir matuodami jos pailgėjimą Δx .

$$k = \frac{f_s}{\Delta x}. \quad (1.5)$$

2. Randame $\langle k \rangle$.

3. Žinodami $\langle k \rangle$ ir Δx , kai žiedelis atitrūksta nuo skysčio paviršiaus, pasinaudoję (1.5) rasim f_{tamp} .

Tuomet (1.4) lygtį galim perrašyti taip

$$\sigma = \frac{\langle k \rangle \Delta x}{2\pi(D-d)}. \quad (1.6)$$

1.2 Paviršiaus įtempies koeficiento nustatymas burbuliuko principu

Šiuo atveju naudosime aparatūrą pavaizduotą 2 pav. Ją sudaro aspiratorius A pripiltas vandens ir turintis išleidimo čiaupą, U formos vandens manometras, keletas indų B su tiriamaisiais skysčiais ir kapiliarais K bei žarnelės su spaustukais.

Atleidžiamė vieną spaustuką. Eksperimento pradžioje oro slėgis indo B viduje ir išorėje turi būti vienodas (U formos manometro vandens lygiai turi sutapti). Atsukus aspiratoriaus čiaupą, vanduo pradės iš jo tekėti. Oro slėgis jame ir inde B sumažės ir pro kapiliarą oras veršis į indą B. Tegu atmosferos slėgis yra p_0 . Kada inde B slėgis p_1 mažesnis už p_0 , kapiliaro gale susidaro oro burbuliukas. Slėgis jo viduje yra

$$p_0 = p_1 + \frac{2\sigma}{R}. \quad (1.7)$$

$\frac{2\sigma}{R}$ – papildomas slėgis, kuris dėl skysčių paviršiaus įtempies atsiranda po kreivu paviršiumi ir nukreiptas kreivumo centro link. R – kreivumo spindulys.

Iš (1.7) išreiškiame σ .

$$\sigma = \frac{(p_0 - p_1)R}{2}. \quad (1.8)$$

Slėgių skirtumą $p_0 - p_1$ matuojame U formos vandens manometru. Oro burbuliuko atitrūkimo metu vandens aukščių skirtumas bus Δh . Ir $p_0 - p_1 = \rho_v g \Delta h$. O (1.8) atrodys taip

$$\sigma = \frac{\rho_v g R \Delta h}{2}, \text{ arba}$$

$$c = \frac{\rho_v g R}{2} \text{ ir } \sigma = c \Delta h. \quad (1.9)$$

Čia c – prietaiso konstanta, kuri lengvai nustatoma su žinomo paviršiaus įtempies koeficiento skysčiu.

Darbo eiga:

1. Ant žiedelio kabiname 100, 200, 300, 400 mg svarelius ir matuojame Δx (pad.).
2. Pagal (1) apskaičiuojame k , randam jo vidurkį. Duomenis ir rezultatus surašome į lentelę.
3. Išmatuojame Δx žiedelio atitrūkimo nuo vandens paviršiaus metu. Pagal (2) randam σ . $D=1,5$ cm, $d=1,5$ mm.
4. 3 punktą pakartojame kelis kartus. Apskaičiuojame σ vidurkį.
5. Į aspiratorių įpilame vandens.
6. Patikriname ar visos žarnelės užspaustos. Atleidžiame spaustuką nuo žarnelės į mėgintuvėlį su vandeniu. Leidžiame vandenį iš aspiratoriaus, išmatuojame Δh burbuliuko sprogimo metu.
7. Žinodami vandens σ ir pasinaudoję (3) nustatome prietaiso konstantą c .
8. Kartojame 5, 6 punktus su kitais skysčiais.
9. Jau žinodami prietaiso konstantą c , pagal (3) apskaičiuojame tų skysčių σ .
10. Darbo išvados.

Darbo ataskaita:

Lentelė. Spyruoklės standumo koeficiento nustatymas

m , mg	f_s , mN	Δx , pad.	k , N(pad.) ⁻¹	$\langle k \rangle$, N(pad.) ⁻¹
100	0,981			
200	1,962			
300	2,943			
400	3,924			

Žinoti:

1. Skysčiai.
2. Paviršiaus įtempis.
3. Skysčių paviršiaus įtempies koeficientas.
4. Aktyviosios medžiagos.

Literatūra:

1. B. Javorskis A. Detlafas L. Milkovskaja G. Sergejevas “Fizikos kursas” D.1. Vilnius ‘Mintis’, 1970. 307–312 pusl.
2. A. Karpus “Molekulinės fizikos paskaitos”. Vilnius ‘Žiburys’, 1996. 83–85, 86–87 pusl.
3. B. Kukšas S. Vičas “Fizika” D.1. Vilnius ‘Mokslas’, 1987. 169–174 pusl.
4. A. Matvejevas “Molekulinė fizika”. Vilnius ‘Mokslas’, 1986. 172–175, 202–210 pusl.

Teorija**2.1 Skysčiai**

Skysčiai yra kondensuotos sistemos tarpinė būseną tarp kietosios ir dujinių fazių. Žemose temperatūrose ji yra ribojama faziniu virsmu į kietojo kūno būseną, o aukštose – garavimu į dujinę fazę. Skysčio molekulės, panašiai kaip ir kietojo kūno dalelės, virpa apie tam tikras pusiausvyros padėtis, tačiau priešingai negu kietajame kūne, virpantys skysčio atomai gali lengvai pakeisti savo virpesių vietas. Kadangi skysčio dalelių $\langle E_k \rangle \approx \langle E_p \rangle$, tai šuoliavimo procesas yra gana intensyvus. Tad skystis yra takus lengvai keičia savo formą.

2.2 Paviršiaus įtempis. Paviršiaus įtempies koeficientas

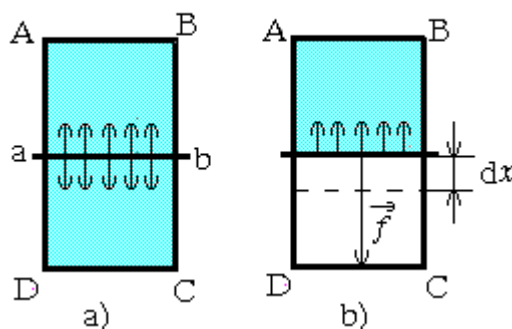
Vidutinis atstumas tarp skysčio molekulių yra daug mažesnis, negu tarp dujų molekulių. Todėl molekulių sąveikos jėgos skysčiuose vaidina svarbų vaidmenį. Skysčio paviršiaus sluoksnyje pastebimos nekompensuotos tarpmolekulinės jėgos: šiame sluoksnyje esančias skysčio daleles veikia į skysčio vidų nukreipta likusios

skysčio dalies traukos jėga. Todėl pagal Van–der–Valso modelį skysčio paviršiaus sluoksnis sukelia skystyje papildomą vidinį slėgį. Pastebėsime, kad vidinio slėgio eksperimentiškai išmatuoti negalima, nes jis visada nukreiptas į skysčio vidų ir statmenas jo paviršiui. Tad slėgis neveikia nei indo sienelių, nei skystyje panardintų kūnų.

Panagrinėkim skysčio paviršiaus sluoksnio energiją. Šio sluoksnio dalelės turi šiluminio judėjimo kinetinės energijos ir potencinės energijos, kuri atsiranda, veikiant tarpmolekulinėms sąveikos jėgoms. Dalelių vidutinę kinetinę energiją apibrėžia temperatūra. Pusiausvyroje būvio atveju temperatūra yra pastovi visame tūryje. Todėl paviršiaus sluoksnio molekulių ir skysčio viduje esančių molekulių vidutinės kinetinės energijos yra vienodos. Kitaip yra su potencine energija. Pereidamos iš skysčio vidinių dalių į jo paviršių, molekulės turi atlikti darbą prieš į skysčio vidų nukreiptas kitų skysčio dalelių traukos jėgas. Šis darbas sunaudojamas pereinančių į paviršiaus sluoksnį molekulių potencinei energijai padidinti. Todėl šio sluoksnio molekulės turi didesnę potencinę energiją, negu dalelės skysčio viduje. *Vykstant izoterminiam procesui, potencinės energijos vaidmenį atlieka **laisvoji energija**.*

Pusiausvyros būsenoje sistema turi turėti mažiausią energiją (griežtai kalbant, reikia kalbėti apie laisvosios energijos mažiausią vertę). Todėl kiekvieno skysto kūno, kurio neveikia išorinės jėgos, forma turi būti tokia, kad kūno paviršius būtų mažiausias. Kadangi skystis, be to, yra nespūdas, tai skysto kūno pusiausvyros sąlyga yra tokia: jo paviršiaus ploto ir tūrio santykis turi būti mažiausias. Iš matematikos žinoma, kad tokią sąlygą atitinka rutulys. Tą patvirtina ir stebėjimai.

Jei ši sąlyga nėra patenkinta, tai skystis stengiasi sumažinti laisvojo paviršiaus plotą – tai įrodo, kad paviršiaus sluoksnis yra panašus į ištemptą tamprią plėvelę: šiame paviršiuje taip pat, kaip ir tamprioje plėvelėje, veikia įtempties jėgos. Šiam faktui pailiustruoti panagrinėkime tokį bandymą (4 pav.). Vertikalus stačiakampio formos vielinis rėmelis ABCD ir į dvi dalis jį skiriantis skersinėlis ab ištiesai aptraukiami muilino vandens plėvele (4 pav. a)). Jėgos, kuriomis viršutinė ir apatinė plėvelė veikia skersinėlių, viena kitą atsveria, ir skersinėlis nejuda. Jeigu apatinę plėvelę pašalinsime (4 pav. b)), tai skersinėlis, veikiamas tik viršutinės plėvelės, pradės slinkti aukštin.



4 pav. Vielinis rėmelis su skersinėliu: a) abi dalys su muilino plėvele, b) viena dalis su muilino plėvele

Norint kompensuoti plėvelės veikimą, skersinėlių reikia paveikti jėga f . Iš bandymų paaiškėja, kad ši jėga f yra proporcinga skersinėlio ilgiui, t. y.

$$f \sim l. \quad (2.1)$$

Muilo plėvelė turi du ją ribojančius paviršiaus sluoksnius, kurių kiekvienas veikia skersinėli jėga proporcinga l . Tad lygybėje turi būti daugiklis 2. Tuomet (2.1) galim užrašyti

$$f = 2\sigma l. \quad (2.2)$$

Proporcingumo koeficientas σ vadinamas **skysčio paviršiaus įtempies koeficientu**. Iš (2.2) matyti, kad paviršiaus įtempies koeficiento skaitinė reikšmė lygi jėgai, veikiančiai skysčio paviršių ribojančio kontūro ilgio vienetą. Kadangi šią jėgą sukelia paviršiaus sluoksnio molekulių tarpusavio trauka, tai ta jėga eina skysčio paviršiaus liečiamąja ir yra statmena kontūrai. SI sistemoje paviršiaus įtempies koeficientas matuojamas N/m.

Paviršiaus įtempies koeficientas σ priklauso nuo skysčio cheminės sudėties ir jo temperatūros. Temperatūrai didėjant, σ mažėja ir virsta nuliu krizinėje temperatūroje. Tuomet išnyksta riba tarp skysčio ir jo sočiųjų garų.

Reikia pastebėti, kad skysčio paviršiaus sluoksnis ir tampri plėvelė iš esmės skiriasi. Paprastos tamprios plėvelės įtempis yra tiesiog proporcingas jos deformacijai ir yra lygus nuliui, esant tam tikram baigtiniam plėvelės paviršiaus plotui. Skysčių paviršiaus įtempis nepriklauso nuo laisvojo paviršiaus didumo, t. y. ši įtempis stengiasi sumažinti paviršių iki nulio. Skystos plėvelės turi tokią savotišką ypatybę dėl to, kad, izotermiškai tempiant arba spaudžiant tokias plėveles, keičiasi joje esančių molekulių skaičius, o vidutinis atstumas tarp molekulių nesikeičia. Todėl nesikeičia ir tarpmolekulinės sąveikos jėgos, nuo kurių priklauso paviršiaus įtempies didumas.

Paskaičiuokime darbą kurį reikia atlikti norint patraukti skersinėli atstumu dx . Iš mechanikos pagal darbo apibrėžimą

$$\delta A = f dx = 2\sigma l dx. \quad (2.3)$$

Sandauga $2l dx$ yra skystos plėvelės laisvojo paviršiaus ploto padidėjimas dS . Todėl

$$\delta A = \sigma dS. \quad (2.4)$$

Vadinasi darbas A , kurį atlieka išorinės jėgos, pakeisdamos plėvelės paviršiaus plotą nuo S_1 iki S_2 , yra lygus:

$$A = \int_{S_1}^{S_2} \sigma dS. \quad (2.5)$$

Kai plotas kinta izotermiškai, tai $\sigma = \text{const}$ ir

$$A_{\text{izot}} = \sigma(S_2 - S_1). \quad (2.6)$$

Įrodyta, kad laisvosios energijos pokytis ΔF yra lygus darbui A_{izot} , kurį atlieka sistemos atžvilgiu išorinės jėgos, vykstant grįžtamajam izoterminiam procesui. Ir pasinaudojus (2.6) išraiška gausime, kad

$$\Delta F = F_2 - F_1 = \sigma(S_2 - S_1). \quad (2.7)$$

Skysčio paviršiaus sluoksnio laisvosios energijos pokytis yra lygus skysčio paviršiaus įtempies koeficiento ir paviršiaus ploto pokyčio sandaugai.

Iš (2.7) matyti, kad

$$F = \sigma S. \quad (2.8)$$

Tuo būdu, paviršiaus įtempties koeficiento skaitinė reikšmė lygi laisvajai energijai tokio paviršiaus sluoksnio, kurio plotas lygus 1 m^2 . Tad jį galima matuoti SI sistemoje J/m^2 .

2.3 Paviršiaus aktyviosios medžiagos

Skystyje ištirpinti įvairūs priedai pakeičia paviršiaus įtemptį. Tai ypač pastebima tais atvejais, kai sąveikos jėgos tarp ištirpintos medžiagos ir tirpiklio molekulių smarkiai skiriasi nuo sąveikos jėgų tarp tirpiklio molekulių. Jeigu pastarosios jėgos didesnės už pirmąsias, tai ištirpintos medžiagos molekulės, silpnai sąveikaujančias su tirpiklio molekulėmis, tirpiklio molekulės “išstumia” į paviršiaus sluoksnį. Tuo būdu ištirpintos medžiagos molekulių koncentracija paviršiaus sluoksnyje tampa didesnė už jų koncentraciją visame skysčio tūryje. Medžiagos, kurios, ištirpintos skystyje, susirenka paviršiaus sluoksnyje, yra vadinamos **paviršiaus aktyviosiomis medžiagomis**. O reiškiny, kurio metu paviršiaus sluoksnyje padidėja šių medžiagų koncentracija, vadinamas **adsorbcija**. Vandens atžvilgiu paviršiniu aktyvumu pasižymi daugelis organinių medžiagų: riebiosios rūgštys, jų druskos, spiritai, eteriai... Paviršiaus aktyviosios medžiagos mažina paviršiaus įtempties koeficientą.

Jeigu sąveikos jėgos tarp ištirpintos medžiagos ir tirpiklio molekulių didesnės už sąveikos jėgas tarp tirpiklio molekulių (pvz. ištirpinus cukrų vandenyje), tai pastebimas atvirkščias reiškiny – paviršiaus sluoksnyje ištirpintos medžiagos molekulių koncentracija mažesnė nei likusiame tirpiklio tūryje. Toks reiškiny vadinamas **neigiama adsorbcija**.

Paviršiaus aktyvioji medžiaga praktiškai visa susikoncentruoja tirpiklio paviršiaus sluoksnyje. Pavyzdžiui, kai į vandenį įvedamos riebiosios rūgštys. Šių rūgščių molekulės – ilgos grandinėlės, kurių galai su vandens molekulėmis sąveikauja nevienodai. Galas, kuriame yra grupė COOH , su vandens molekulėmis sąveikauja smarkiau, nei galas, kuriame yra grupė CH_3 . Todėl riebiųjų rūgščių molekulės, įsiterpdamos į vandens paviršiaus sluoksnį, išsidėsto jame vertikaliai. Tai yra galai su grupe COOH būna panirę vandenyje, o galai su grupe CH_3 kyšo lauke.

Jei riebiosios rūgšties koncentracija vandenyje yra tokia maža, kad laisvojo paviršiaus plotas, tenkantis vienai riebiosios rūgšties molekulei, daug didesnis už tos molekulės skerspjūvį, tai paviršiaus įtempties koeficientas praktiškai būna lygus vandens paviršiaus įtempties koeficientui. Didinant riebiosios rūgšties kiekį vandenyje, rūgšties molekulių koncentracija paviršiaus sluoksnyje didėja iki tol, kol jos sudaro ištįsą monomolekulinį sluoksnį. Tada paviršiaus įtempties koeficientas sumažėja. Toliau didinant riebiosios rūgšties kiekį, atsiranda du ir daugiau monomolekulinių sluoksnių, o paviršiaus įtempties koeficientas artėja prie riebiosios rūgšties paviršiaus įtempties koeficiento.

Paviršiaus sluoksnio adsorbcija didina jo klampumą. Taip yra dėl to, kad adsorbuotos medžiagos molekulių aktyvūs galai, esantieji tirpiklyje, traukia prie savęs tirpiklio molekules, jas prie savęs koncentruoja. Paviršiaus plėvelės klampumo padidėjimas plėvelę sustiprina. Pvz., plonų muilino vandens plėvelių klampumas žymiai didesnis už vandens klampumą, dėl to šios plėvelės yra žymiai pastovesnės. Todėl muilo burbulai gali slysti vienas kitu nesusiliedami (nesusijungdami į vieną) ir taip muilo putos išsilaiko gana ilgai.

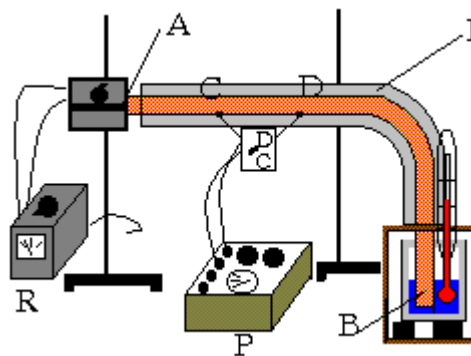
Paviršiaus aktyviosios medžiagos plačiai naudojamos: pjaunant metalą, gręžiant uolienas, skalbiant ir kitur. Toks platus jų panaudojimas susijęs su tuo, kad adsorbuotos paviršiaus aktyviosios medžiagos prasiskverbia į mikroplyšius ir juos padidina. Todėl naudojant jas kietam kūnui suardyti prireikia mažesnių išorinių jėgų.

Nr.10 Kietųjų kūnų šiluminio laidumo tyrimas

Darbo užduotys. Išmatuoti metalo šiluminio laidumo koeficientą. Pasinaudojus žinynu nustatyti koks tai metalas.

Darbo priemonės ir medžiagos: tiriamos medžiagos strypas, termoizoliacinė medžiaga, dvi termoporos, potenciometras, kalorimetras su indu, termometras, elektrinė krosnelė, įtampos reguliatorius, stovai su laikikliais, svarstyklės su svareliais, žinynas.

Darbo schema:



1 pav. Darbo įranga

Darbo formulės:

$$m_v = m - m_k, \quad (1)$$

m_k – kalorimetro indo su maišikliu masė, m – kalorimetro indo su maišikliu ir vandeniu masė.

$$T_C = \frac{\epsilon_C}{\alpha} + T_0. \quad (2)$$

$$\chi = \frac{(m_v c_v + m_k c_k) l \Delta T_v}{(T_C - T_D) S \Delta t}. \quad (3)$$

Darbo metodika

1.1 Šiluminio laidumo koeficiento nustatymas

Metalinio strypo šiluminio laidumo koeficientui χ nustatyti pasinaudosime 1 pav. pavaizduota įranga. Ją sudaro tokios dalys: potenciometras P, įtampos reguliatorius R, elektrinė plytelė, kalorimetras su indu, maišikliu ir termometru, termoizoliacinė

medžiaga padengtas metalinis strypas, kurio dviejuose taškuose C ir D įtaisytos termoporos.

Elektrinę plytelę įjungiamo per įtampos reguliatorių, kuris leidžia reguliuoti strypo daliai A suteikiamos šilumos kiekį. Strypo dalis B įleidžiama į kalorimetro indą su vandeniu. Kadangi dalies A temperatūra bus didesnė už galo B temperatūrą, tai susidarys šilumos srautas iš A į B. Savaime šiluma pereina tik iš aukštesnės temperatūros dalies į žemesnę. Taip šildant strypo dalį A, pradės kilti taškų C ir D bei vandens temperatūros. Ilgesnį laiką šildydami dalį A ir vėsindami kalorimetre esančiu vandeniu dalį B, pasieksime tokią stacionarią būseną kai taškų C ir D temperatūros nebesikeis, o vandens temperatūra kils pastoviu greičiu.

Tuo atveju pro skerspjūvio plotą S praėjęs šilumos kiekis ΔQ per laiką Δt bus išreiškiamas Furjė dėsniumi (2.19):

$$\Delta Q = \chi \frac{T_C - T_D}{l} S \Delta t. \quad (1.1)$$

Čia χ – medžiagos šiluminio laidumo koeficientas, l – atstumas tarp taškų C ir D.

Stacionarios būsenos atveju, tas pats šilumos kiekis ΔQ per laiką Δt pakels kalorimetro indo ir jame esančio vandens temperatūrą dydžiu ΔT_v . Galime parašyti

$$\Delta Q = (m_v c_v + m_k c_k) \Delta T_v, \quad (1.2)$$

kur m_v , c_v – vandens masė ir savitoji šiluminė talpa, m_k , c_k – kalorimetro indo su maišikliu masė ir savitoji šiluminė talpa.

Sulyginame (1.1) ir (1.2) lygčių dešiniąsias puses

$$\chi \frac{T_C - T_D}{l} S \Delta t = (m_v c_v + m_k c_k) \Delta T_v$$

ir išreiškiame šiluminio laidumo koeficientą

$$\chi = \frac{(m_v c_v + m_k c_k) l \Delta T_v}{(T_C - T_D) S \Delta t}. \quad (1.3)$$

Taškų C ir D temperatūras išmatuojame pasinaudodami termoporomis ir potenciometru P. Jų veikimo principų čia neapstarinėsime. Taškų temperatūra apskaičiuojama pagal formulę

$$T = \frac{\varepsilon}{\alpha} + T_0; \quad (1.4)$$

čia ε – termoelektrovara, α – termoporos konstanta, T_0 – pradinė temperatūra.

Darbo eiga:

1. Sureguliuojame potenciometrą.
2. Pasveriamo tuščią kalorimetro indą su maišikliu, po to su vandeniu. Pagal (1) randam m_v .
3. Kaitiname strypo galą A. Elektrinės plytelės maitinimo įtampa 80÷120 V.

4. Termoelektrovaras tarp taškų C ir D matuojame iki stacionarios būsenos ($T_C = \text{const}$ ir $T_D = \text{const}$).
5. Pagal (2) apskaičiuojame T_C ir T_D .
6. 20 min. stebime kaip keisis vandens temperatūra. Užpildome lentelę.
7. Pagal (3) paskaičiuojame χ įvairiais laiko tarpais.
8. Darbo išvados.

Darbo ataskaita:

Lentelė. Darbo duomenys

$t, \text{ min.}$	$T_C, \text{ K}$	$T_D, \text{ K}$	$T_v, \text{ K}$
0			
5			
10			
15			
20			

Žinoti:

1. Būdingieji kinematiniai molekulinio judėjimo dydžiai.
2. Pernešimo proceso lygtis.
3. Šilumos laidumas.
4. Šilumos laidumas kietuose kūnuose.
5. Elektroninis ir fononinis šilumos laidumas.

Literatūra:

1. B. Javorskis A. Detlafas L. Milkovskaja G. Sergejevas “Fizikos kursas” D.1. Vilnius ‘Mintis’, 1970. 331–332 pusl.
2. A. Karpus “Molekulinės fizikos paskaitos”. Vilnius ‘Žiburys’, 1996. 121–124 pusl.
3. B. Kukšas S. Vičas “Fizika” D.1. Vilnius ‘Mokslas’, 1987. 138–139 pusl.
4. A. Matvejevas “Molekulinė fizika”. Vilnius ‘Mokslas’, 1986. 281, 285–286, 298 pusl.
5. Сильданс “Физика полупроводников”. Москва ‘Советское радио’, 1967. 43–55 с.
6. Я. де Бур “Введение в молекулярную физику и термодинамику”. Москва ‘ИЗ-во иностранной литературы’, 1962. 71–81 с.

Teorija

2.1 Būdingieji kinematiniai molekulinio judėjimo dydžiai

Molekulė judėdama dujose susidūrinėja su kitomis molekulėmis ir dėl to kaitalioja judėjimo kryptį. Gali būti ir kitokių susidūrimų pasekmių. Pavyzdžiui, molekulė gali būti sužadinta, jonizuotis. Tokios konkrečiomis aplinkybėmis galimos susidūrimų pasekmės gali būti numatytos tik tikimybiškai. *Susidūrimo su konkrečia pasekme tikimybė yra apibūdinama skerspjūvio sąvoka.*

Tariama, kad smogiančioji dalelė yra taškinė, o apšaudomosios dalelės matmenys yra tokie, kad perkirtus ją statmenai smogiančiosios dalelės judėjimo kryptčiai, didžiausias skerspjūvio plotas yra σ . Tai įsivaizduojamas, o ne geometrinis plotas. Jis parenkamas laikantis šios sąlygos: nagrinėjamo susidūrimo pasekmės tikimybė turi būti lygi tikimybei, kad smogiančioji dalelė, judėdama tiesiai ir nesąveikaudama, pakliūs į plotelį σ .

Tarkime, kad tam tikrame tūryje apšaudomų dalelių koncentracija yra n_0 . Į to tūrio plotą S pataiko smogiančioji dalelė (2 pav. a)). Storio dx sluoksnyje yra $n_0 S dx$ apšaudomųjų dalelių, o jų skerspjūvių plotų suma, kuri tartum uždengia dalį ploto S , yra $dS = \sigma n_0 S dx$. Tikimybė, kad smogiančioji dalelė pataikys į vieną dx sluoksnyje esančią apšaudomąją dalelę,

$$dP = \frac{dS}{S} = \sigma n_0 dx. \quad (2.1)$$

Tai yra nagrinėjamo proceso *skerspjūvio ploto* apibrėžimas. Tikimybė dP paprastai apskaičiuojama remiantis konkrečiais proceso dėsningumais arba išmatuojama eksperimentiškai, o skerspjūvis randamas iš (2.1).

Suprantama, σ ir n_0 dydžiai nepriklauso nuo x . Todėl įvykio tikimybė didėja proporcingai smogiančiosios dalelės nueitam keliui. Kelio ilgis $\langle l \rangle$, kurį nulėkus dalelei, tikimybė tampa lygi vienetui, vadinamas **vidutiniu laisvojo kelio ilgiu**. Jį apibrėžiame remdamiesi (2.1) lygybe $1 = \sigma n_0 \langle l \rangle$, tai yra

$$\langle l \rangle = \frac{1}{\sigma n_0}. \quad (2.2)$$

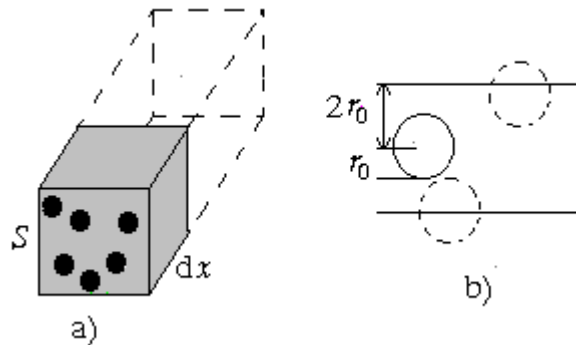
Tokį kelią vidutiniškai nulekia smogiančioji dalelė medžiagoje, kol įvyksta laukiamasis įvykis.

Smogiančioji dalelė juda vidutiniu greičiu $\langle v \rangle$ ir vidutinį kelio ilgį nueina per laiką $\tau = \frac{\langle l \rangle}{\langle v \rangle}$. Vidutinis susidūrimų dažnis (vidutinis susidūrimų per 1 s skaičius)

$$v' = \frac{1}{\tau} = \frac{\langle v \rangle}{\langle l \rangle} = \sigma n_0 \langle v \rangle. \quad (2.3)$$

Nagrinėdami vienodų molekulių susidūrimus dujose, jas dažniausiai vaizduojame tam tikro r_0 spindulio rutuliukais. Tada nesunku apskaičiuoti skerspjūvio plotą ir su juo susijusius dydžius.

Tarkime, kad taikinio molekulės nejuda, o smogiančioji molekulė juda $\langle v \rangle$ greičiu (2 pav. b)). Aišku, kad smogiančioji molekulė, kol nulėks kelią x , susidurs su visomis molekulėmis, kurių centrai yra $2r_0$ spindulio ir x aukščio ritinyje.



2 pav. skerspjūvio ploto: a) apibrėžimo nustatymas, b) skaičiavimas standžių rutuliukų susidūrimų metodu

Vidutinis laisvojo kelio ilgis yra lygus aukščiui ritinio, kuriame vidutiniškai yra viena taikinio molekulė. Todėl vidutinį laisvojo kelio ilgį galime rasti iš lygties

$$\pi(2r_0)^2 \langle l \rangle n_0 = 1.$$

Įvedę pakeitimą $2r_0 = d$ (d – efektyvusis skersmuo), gausim, kad

$$\langle l \rangle = \frac{1}{\pi d^2 n_0}. \quad (2.4)$$

Tada pagal (2.3) susidūrimų dažnis

$$v' = \pi d^2 n_0 \langle v \rangle. \quad (2.5)$$

(2.4) ir (2.5) lygtys tinka, kai juda tik viena dalelė. Tačiau ir taikinio, ir smogiančiosios molekulės juda įvairiais greičiais, pasiskirsčiusiais pagal Maksvelo pasiskirstymo formulę. Norint atsižvelgti į tuos greičius, (2.5) formulėje greičiu $\langle v \rangle$ reikia imti vidutinį reliatyvųjį smogiančiųjų molekulių greitį, o visus kitus samprotavimus galima pakartoti.

Dviejų v_1 ir v_2 greičiais judančių molekulių reliatyvusis greitis $\vec{v}_{\text{rel}} = \vec{v}_1 - \vec{v}_2$, o jo absoliutinė vertė

$$v_{\text{rel}} = \sqrt{(v_1 - v_2)^2} = \sqrt{v_1^2 + v_2^2 - 2v_1v_2 \cos \vartheta}; \quad (2.6)$$

čia ϑ – kampas tarp \vec{v}_1 ir \vec{v}_2 vektorių. Kadangi dalelės tapačios ir aplinkos sąlygos tos pačios, tai galime teigti, kad

$$\langle v_1 \rangle = \langle v_2 \rangle = \langle v \rangle, \text{ o } \langle \cos \vartheta \rangle = 0.$$

Tuomet pagal (2.6)

$$\langle v_{\text{rel}} \rangle = \sqrt{2} \langle v \rangle,$$

Atsižvelgę į susiduriančių molekulių greičių pasiskirstymą, vidutinį molekulių susidūrimų dažnį ir vidutinį laisvojo kelio ilgį (tai yra (2.5) ir (2.4)) turime užrašyti šitaip:

$$v' = \sqrt{2} \pi d^2 n_0 \langle v \rangle, \quad (2.7)$$

$$\langle l \rangle = \frac{1}{\sqrt{2} \pi d^2 n_0}. \quad (2.8)$$

Visų dalelių susidūrimų dažnis 1 m^3 tūryje

$$v = \frac{n_0 v'}{2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \pi d^2 n_0^2 \langle v \rangle. \quad (2.9)$$

Kai yra dviejų rūšių dalelės, kurių molekulių masės M_1 ir M_2 , vidutinis reliatyvusis greitis

$$\langle v_{12} \rangle = \sqrt{\frac{8RT}{\pi} \left(\frac{1}{M_1} + \frac{1}{M_2} \right)}. \quad (2.10)$$

Susidūrimo tarp skirtingo spindulio dalelių *efektinis skerspjūvio spindulys*, yra lygus susiduriančiųjų dalelių efektinių spindulių sumos pusei $\frac{r_{01} + r_{02}}{2}$, o efektinis skersmuo $d = r_{01} + r_{02}$. Vienos pirmos rūšies dalelės susidūrimų su antrosios rūšies dalelėmis dažnį pažymėję v'_{12} , pagal (2.5) turime:

$$v'_{12} = \pi(r_{01} + r_{02})^2 n_{02} \langle v_{12} \rangle. \quad (2.11)$$

Analogiškai galime rasti ir vienos antros rūšies dalelės susidūrimų su pirmosios rūšies dalelėmis dažnį v'_{21} . Padauginę (2.11) iš n_{01} turėsime visų dalelių susidūrimo dažnį 1 m^3 .

2.2 Dalelių srauto tankis

Tarkim, kad A apibūdina vienai dalelei tenkanti fizikinį dydį, pavyzdžiui, energiją, judesio kiekį. Pusiausvyroje būsenoje A visoje sistemoje vienodas, o esant A gradientui, jis juda mažėjimo kryptimi. Nustatykime jo srauto tankį taške x . Tam reikia žinoti kiek, judančių pasirinkta kryptimi, dalelių kirs plotą ΔS per laiką Δt .

Imkime plotelį ΔS ir suraskime per laiką Δt jį kertančių dalelių skaičių N_+ teigiama x ašies kryptimi.

$$N_+ = n_0 \langle v_x \rangle \Delta S \Delta t. \quad (2.12)$$

Vidutinis dalelių greitis x ašies kryptimi yra

$$\langle v_x \rangle = \int_0^{\infty} v_x f(v_x) dv_x,$$

kur $f(v_x)$ – Maksvelo pasiskirstymo funkcija greičio projekcijai. Atsižvelgę į darbo Nr.13 (2.4a) formulę turėsime

$$\langle v_x \rangle = \int_0^{\infty} v_x \left(\frac{m_0}{2\pi kT} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{m_0 v_x^2}{2kT}} dv_x = \sqrt{\frac{kT}{2\pi m_0}}. \quad (2.13)$$

arba

$$\langle v_x \rangle = \frac{1}{4} \langle v \rangle. \quad (2.14)$$

Tokia greičio $\langle v_x \rangle$ vertė gaunama sumuojant visų dalelių greičių vektoriaus dedamąsias teigiama x ašies kryptimi. Pernešimo reiškinius x ašies kryptimi nulems tos dalelės, kurių greičių projekcijos toje ašyje bus ne mažesnės už vidutinio greičio ($\langle v \rangle^2 = 3 \langle v_x \rangle^2$) projekciją į ją: $v_x \geq \frac{1}{\sqrt{3}} \langle v \rangle$. Tuomet srauto tankis x ašies kryptimi:

$$\frac{N_+}{\Delta S \Delta t} = n_0 \int_{\frac{1}{\sqrt{3}} \langle v \rangle}^{\infty} v_x \left(\frac{m_0}{2\pi kT} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{m_0 v_x^2}{2kT}} dv_x.$$

Įveskime naują kintamąjį $u_x = \frac{v_x}{\langle v \rangle}$ ir $du_x = \frac{dv_x}{\langle v \rangle}$. Tuomet

$$\frac{N_+}{\Delta S \Delta t} = \frac{2}{\pi} n_0 \langle v \rangle \int_{\frac{1}{\sqrt{3}}}^{\infty} u_x e^{-\frac{4}{\pi} u_x^2} d u_x \text{ ir}$$

$$\frac{N_+}{\Delta S \Delta t} = 0,1635 n_0 \langle v \rangle = \frac{1}{6,11} n_0 \langle v \rangle. \quad (2.15)$$

Kai visos judėjimo kryptys yra lygiavertės, tai tikėtina koeficiento vertė būtų $\frac{1}{6}$.

Per laiką Δt pro ΔS praeis visos dalelės, judančios x ašies kryptimi $\left(\frac{1}{6} n_0\right)$ greičiu $\langle v \rangle$ ir ne iš toliau, kaip laisvasis kelias:

$$N_+ = \frac{1}{6} n_0 \langle v \rangle \Delta S \Delta t. \quad (2.16)$$

Priešinga kryptimi apskaičiuojama lygiai taip pat ir jei n_0 nuo koordinatės nepriklauso, tai $N_+ = N_-$. Pilnutinis dalelių srauto tankis taške x ašies kryptimi bus

$$I = \frac{N_+ - N_-}{\Delta S \Delta t}. \quad (2.17)$$

2.3 Šilumos laidumas

Panagrinėkime procesą, kai A reiškia vienai molekulei tenkančią vidutinę energiją. Jei einant nuo taško prie taško temperatūra keičiasi, tai A yra kintamasis dydis. Remdamiesi vienodu energijos pasiskirstymu pagal laisvės laipsnius teorema, turime:

$$A = \frac{i}{2} k T. \quad (2.18)$$

Didesnės energijos dalelė pereidama į sritį, kurioje dalelės turi mažesnę energiją, perneša šilumos kiekį Q . Pasinaudojus (2.16) šiluminės energijos srautai taške x bus

$$q_1 = \frac{3}{2} k T_1 N_+, \text{ o } q_2 = \frac{3}{2} k T_2 N_-;$$

taške $x - \langle l \rangle$ temperatūra yra T_1 , o taške $x + \langle l \rangle - T_2$. Šiluminės energijos srauto tankis taške x

$$q = \frac{q_1 - q_2}{\Delta S \Delta t} = \frac{1}{6} n_0 \langle v \rangle \frac{3}{2} k 2 \langle l \rangle \frac{T_1 - T_2}{2 \langle l \rangle},$$

$$q = \frac{1}{6} \langle v \rangle \rho c_v 2 \langle l \rangle \frac{T_1 - T_2}{2 \langle l \rangle}.$$

$\frac{3}{2}n_0k = \rho c_V$, c_V – dujų izochorinio proceso savitoji šiluminė talpa. Kai temperatūrų skirtumas $\Delta T = T_1 - T_2$, atstumo skirtumas $\Delta x = x - \langle l \rangle - (x + \langle l \rangle) = -2\langle l \rangle$. Su-
tvarkę gauname

$$q = -\frac{1}{3}\langle v \rangle \langle l \rangle \rho c_V \frac{\Delta T}{\Delta x}.$$

$$q = -\chi \frac{\Delta T}{\Delta x}. \quad (2.19)$$

$$\chi = \frac{1}{3}\rho \langle v \rangle \langle l \rangle c_V \quad (2.20)$$

yra **šilumos laidumo koeficientas**, o (2.19) lygtis vadinama šilumos laidumo Furjė lygtimi arba *Furjė dėsniu*.

Jei dujų slėgis yra didesnis už ribinį p_r , tai galima teigti, kad *šilumos laidumo koeficientas nepriklauso nuo slėgio ir didėja apytiksliai proporcingai temperatūros kvadratinei šakniai*. Sakoma “apytiksliai” todėl, kad kylant temperatūrai, skerspjūvio plotas σ šiek tiek mažėja, o sandauga $n_0\langle l \rangle$ didėja. Taip pat daugiaatomėse dujose reikia atsižvelgti į tam tikrą C_V didėjimą kylant temperatūrai. Kad šilumos laidumas normaliomis sąlygomis nepriklauso nuo slėgio gerai patvirtina eksperimentiniai duomenys. Tačiau, praretintose dujose kai $\langle l \rangle = L$ (L – indo matmuo), t. y. kai dujų slėgis mažesnis už ribinį slėgį p_r , mažinant slėgį šiluminio laidumo koeficientas mažėja ir kuo didesnis praretinimas, tuo mažesnis šiluminis laidumas

2.4 Šilumos laidumas kietuose kūnuose

Kietųjų kūnų šilumos laidumas yra daug kartų didesnis už dujų šilumos laidumą. Dujų šilumos laidumas normaliomis sąlygomis yra $1 \frac{\text{mW}}{\text{m} \cdot \text{K}}$, o kietųjų kūnų neretai siekia $1 \frac{\text{kW}}{\text{m} \cdot \text{K}}$, tai yra šimtus tūkstančių ir milijonus kartų didesnis.

Kietuose kūnuose egzistuoja du pagrindiniai šilumos pernešimo mechanizmai: tamprūs gardelės svyravimai ir laisvieji elektronai (aišku, jei jų yra).

Metaluose be gardelinio šilumos laidumo reikia atsižvelgti ir į elektroninį, nes laisvieji elektronai taip pat perneša šilumą. Norint jį įvertinti, reikia atsižvelgti į elektroninių dujų savybes. Aukštoje temperatūroje elektroninis šilumos laidumas yra labai svarbus. Kaip tik jis lemia didelį palyginti su nemetalais metalų laidumą. Žemesnėje temperatūroje vyrauja gardelinis šilumos laidumas, o žemiausioje temperatūroje, kurioje gardelinis (fononų) šilumos laidumas yra labai mažas, vėl vyrauja elektroninis šilumos laidumas.

Taigi ir šilumos laidumo koeficientas susideda iš dviejų dalių – gardelės χ_g ir elektronų χ_e :

$$\chi = \chi_g + \chi_e. \quad (2.21)$$

Jei kietą kūną supa aplinka, kurios temperatūra skiriasi nuo kūno temperatūros, tai pro kūno paviršių teka šilumos srautas. Ties kūno paviršiumi yra temperatūros šuolis nuo kūno temperatūros T iki aplinkos temperatūros T_0 . Iš bandymų rezultatų matyti, kad, kol temperatūros skirtumas $T - T_0$ nedidelis, statmena paviršiui šilumos srauto dėdamoji yra proporcinga tam skirtumui:

$$q_n = h(T - T_0);$$

čia h – vadinamas *išorinio laidumo koeficientu*. Šią lygtį pirmą kartą išvedė I. Niutonas.

2.4.1 Elektronų šilumos laidumas

Elektronų šilumos laidumo mechanizmas niekuo nesiskiria nuo išnagrinėto dujų šilumos laidumo mechanizmo. Jo analizei galime pasinaudoti dujų šilumos laidumo koeficiento formule (2.20). Šiuo atveju

$$C_V = \frac{3}{2}R = \frac{3}{2}N_A k, \quad (2.22)$$

kur k – Bolcmano konstanta. Vadinasi,

$$\chi_e = \frac{1}{2}kn_0 \langle v \rangle \langle l \rangle. \quad (2.23)$$

Kaip ir reikėjo tikėtis, elektronų šilumos laidumo koeficientas proporcingas koncentracijai ir vidutiniam laisvojo kelio ilgiui.

2.4.2 Gardelės šilumos laidumas

Kietojo kūno atomai surišti vienas su kitu traukos jėgomis. Todėl šiluminiai svyravimai bet kurio atomo persiduoda gretimam, ir tokiu būdu visomis galimomis kryptimis sklinda tampriosios bangos. *Toks kolektyvinis atomų judėjimas, kai vieno atomo poslinkis perduodamas gretimam, o šio dar kitam ir t. t., yra ne kas kita, kaip akustinė banga kietame kūne.* Šios bangos skiriasi viena nuo kitos ne tik sklidimo kryptimi, bet ir savo ilgiu: nuo mažiausio bangos ilgio

$$\lambda_{\min} = 2a,$$

kur a – gardelės konstanta, iki didžiausio bangos ilgio

$$\lambda_{\max} = 2L,$$

kur L – kieto kūno ilgis. Be to bangos skiriasi savo poliarizacija; tam tikro ilgio ir krypties banga gali būti trijų rūšių: dvi skersinės ir viena išilginė. Bangų sklidimo greitis susietas su bangos ilgiu ir svyravimų dažniu lygtimi

$$v = \lambda \nu,$$

tai yra kiekvieno svyravimo dažnis atvirkščiai proporcingas bangos ilgiui

$$v = \frac{v}{\lambda}. \quad (2.24)$$

Pagal (2.24) tokių svyravimų dažnis taip pat kinta tam tikrame intervale; pačių trumpiausių bangų svyravimo dažnis v_0 , o pačių ilgiausių santykiu a/L mažesnis.

Trumpai panagrinėkim faktorius nulemiančius gardelės šiluminį laidumą. Jei kūnas būtų idealus (tai yra nebūtų jokių defektų), o atomai būtų susieti vienas su kitu jėgomis F , kurios griežtai paklūsta Huko dėsnui:

$$F = -c \frac{\Delta x}{x_0}, \quad (2.25)$$

kur c – tamprumo koeficientas, x_0 – normalus atstumas tarp atomų pusiausvyros padėtyse (tai yra gardelės konstanta a) ir Δx – pokytis šio atstumo, tuomet svyravimai būtų griežtai periodiniai; esant tokioms sąlygoms tampriosios bangos visiškai nesąveikautų susitikusios viena su kita ir pereitų viena per kitą taip pat laisvai, kaip šviesos spinduliai tuštumoje.

Jei tokia idealioje kūne būtų galima sukurti temperatūrų gradientą, tai atomai, esantys karščiausioje gale ir svyruojantys didžiausia amplitude, perduotų savo energiją gretimoms ir šiluminės bangos frontas plisėtų garso greičiu per visą kūną. Kadangi tokiu atveju šiluminė banga neturėtų jokio pasipriešinimo, tai šiluminis laidumas būtų begalinis ir jam sukelti užtektų labai mažo temperatūrų gradiento. Bet tokių kūnų nėra. Realiose kūnuose gretimų atomų sąveikos jėga išreiškiama begaline eilute

$$F = -c \frac{\Delta x}{x_0} + \gamma \left(\frac{\Delta x}{x_0} \right)^2 + \dots \quad (2.26)$$

ir kuo didesni nuokrypiai, tuo didesnę reikšmę turi aukštesnės eilės nariai.

Nagrinėjant šiluminius svyravimus būtina atsižvelgti ir į antrąjį narį (2.26) lygtyje, o kitus galime atmesti. Be to antrojo nario įtaka tuo didesnė, kuo didesnis koeficientas γ , vadinamas anharmoniškumo koeficientu, ir kuo didesnė svyravimų amplitudė (t. y. kuo didesnė temperatūra). Iš to seka dvi išvados:

1) vidutinis atstumas tarp atomų realioje kūne didėja keliant temperatūrą, be to šiluminio plėtimosi koeficientas proporcingas γ ;

2) atomų svyravimai nebėra griežtai harmoniniai ir to pasėkoje negali plisti nepriklausomai, o priešingai, susitikę vienas su kitu išsisklaido, t. y. keičia savo judėjimo kryptį ir energiją.

Kietuose kūnuose visada dar yra defektų (priemaišų, tušti mazgai, atomai tarp mazgų ...) kurie taip pat išsklaido tampriąsias bangas. Todėl realių kūnų šilumos laidumas yra baigtinis ir priklauso nuo to kaip aukščiau išvardintos priežastys trukdo skliti šiluminėms bangoms.

Bet kokioms bangoms, lygiai taip pat kaip ir dalelėms, galime įvesti vidutinio laisvojo kelio sąvoką. Šiuo atveju tai vidutinis atstumas, kuriame banga vieną kartą išsibarsto, tai yra keičia judėjimo kryptį.

Debajus išvedė gardelės šilumos laidumo koeficiento formulę, savo išraiška analogišką dujų šilumos laidumo koeficientui:

$$\chi_g = \frac{1}{3} \rho \langle v_g \rangle \langle l_f \rangle > c_V, \quad (2.27)$$

čia $\langle v_g \rangle$ – garso greitis kūne, $\langle l_f \rangle$ – tampriųjų bangų vidutinis laisvojo kelio ilgis, c_V – kūno savitoji šiluminė talpa.

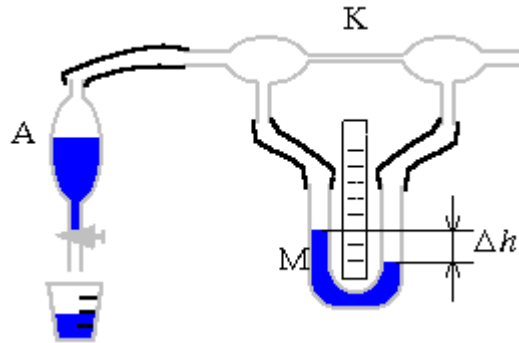
Energija kiekvienos tokios bangos, pagal Debajų, gali kisti tik diskretiškai dydžiu $\pm h\nu$, kur ν – svyravimo dažnis. Pasirodo, kad svyravimo energijos pakitimą vienu kvantu galime nagrinėti kaip atsiradimą arba išnykimą ypatingos dalelės – kvazidalelės **fonono**, turinčio energiją $h\nu$. Tad kalbėdami apie gardelės šiluminį laidumą, galime sakyti, kad jis atsiranda dėl fononų srauto iš karštesniojo galo į šaltesnįjį.

Nr.11 Oro vidinės trinties koeficiento nustatymas. Molekulių laisvojo kelio tyrimas

Darbo užduotys. Nustatyti oro vidinės trinties koeficientą. Rasti vidutinį laisvąjį kelią. Palyginti jį su vidutiniu atstumu tarp molekulių.

Darbo priemonės ir medžiagos: aspiratorius, U formos vandens manometras, kapiliaras su plačiais indais galuose, graduota menzūrėlė, stiklinaitė, jungiamosios žarnelės, sekundometras, liniuotė, barometras, termometras, vanduo, žinynas.

Darbo schema:



1 pav. Darbo įranga

Darbo formulės:

$$\eta = \frac{\pi r^4 \rho_v g \Delta h t}{8 V a} \quad (1)$$

$$\langle l \rangle = \frac{3\eta}{p} \sqrt{\frac{\pi R T}{8 M_{\text{oro}}}} \quad (2)$$

$$\langle l \rangle_{\text{teor}} = \frac{kT}{\sqrt{2} \pi d^2 p} \quad (3)$$

$$\langle l_0 \rangle = \sqrt[3]{\frac{kT}{p}} \quad (4)$$

Darbo metodika

1.1 Oro vidinės trinties koeficiento nustatymas

Oro vidinės trinties koeficientui nustatyti naudosime 1 pav. pavaizduotą įrangą. Ją sudaro aspiratoriaus indas A, kapiliaras turintis galuose praplatėjančius indus, prie tų indų prijungtas vandens manometras. Iš aspiratoriaus indo tekant vandeniui, slėgis jame sumažėja ir ilgio a kapiliaru oras patenka į aspiratoriaus indą. Dėl oro vidinės trinties, kapiliaro galuose susidaro slėgių skirtumas Δp . Jei oro tekėjimas buvo laminarinis, tai pratekėjusio oro tūrį galime rasti pagal Puazelio nustatytą lygtį (2.7):

$$V' = \frac{\pi r^4 \Delta p}{8 \eta a} . \quad (1.1)$$

Tai yra dujų tūris V' , pratekęs pro ilgio a ir vidinio spindulio r kapiliarą per laiko vienetą 1 s, kai slėgių skirtumas kapiliaro galuose Δp , o dujų vidinės trinties koeficientas η .

Norint rasti dujų tūrį pratekėjusį per bet kokį laiko tarpą t , reikia (1.1) padauginti iš t .

$$V = \frac{\pi r^4 \Delta p}{8 \eta a} t . \quad (1.2)$$

Tad pasinaudoję (1.2) galime rasti oro vidinės trinties koeficientą

$$\eta = \frac{\pi r^4 \Delta p}{8 V a} t . \quad (1.3)$$

Slėgių skirtumą išmatuojame vandens manometru ir $\Delta p = \rho_v g \Delta h$. Įstatę ją į (1.3) turėsime

$$\eta = \frac{\pi r^4 \rho_v g \Delta h}{8 V a} t . \quad (1.4)$$

Be to pro kapiliarą pratekėjusių dujų (oro) tūris yra lygus ištekėjusio vandens tūriui.

1.2 Vidutinio laisvojo kelio nustatymas

Oro vidinės trinties koeficientas yra susietas su oro tankiu ρ_{oro} , molekulių vidutiniu greičiu $\langle v \rangle$ ir vidutiniu laisvojo kelio ilgiu $\langle l \rangle$ (2.22) lygtimi

$$\eta = \frac{1}{3} \langle l \rangle \rho_{oro} \langle v \rangle . \quad (1.7)$$

Molekulių vidutinis greitis

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M_{\text{oro}}}}, \quad (1.8)$$

o dujų tankį galima išreikšti iš idealiųjų dujų lygties

$$pV = \frac{m}{M_{\text{oro}}} RT \Rightarrow \rho_{\text{oro}} = \frac{m}{V} = \frac{pM_{\text{oro}}}{RT}. \quad (1.9)$$

Čia p – oro slėgis, T – aplinkos temperatūra. (1.8) ir (1.9) įstatome į (1.7) lygtį ir gausime

$$\eta = \frac{1}{3} \langle l \rangle \frac{pM_{\text{oro}}}{RT} \sqrt{\frac{8RT}{\pi M_{\text{oro}}}} \text{ arba}$$

$$\eta = \frac{\langle l \rangle p}{3} \sqrt{\frac{8M_{\text{oro}}}{\pi RT}}. \quad (1.10)$$

Žinant oro vidinės trinties koeficientą ir aplinkos sąlygas, galime rasti oro molekulių vidutinį laisvojo kelio ilgį $\langle l \rangle$:

$$\langle l \rangle = \frac{3\eta}{p} \sqrt{\frac{\pi RT}{8M_{\text{oro}}}}. \quad (1.11)$$

Oro molekulių vidutinį laisvojo kelio ilgį galime apskaičiuoti teoriškai pagal (2.8) formulę:

$$\langle l \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2 n_0},$$

kur d – oro molekulių efektyvusis skersmuo, n_0 – oro molekulių koncentracija.

Pasinaudoję dujų slėgio sąryšiu su koncentracija ir temperatūra

$$p = n_0 kT,$$

pastarąją lygtį galime užrašyti taip

$$\langle l \rangle = \frac{kT}{\sqrt{2}\pi d^2 p}. \quad (1.12)$$

1.3 Vidutinio atstumo tarp oro molekulių nustatymas

Kad būtų paprasčiau, tarkim, kad turime oro molekules kubo formos inde. Kubo tūris yra 1 m^3 . Tuomet inde yra n_0 oro molekulių. Kubo tūris, kuris tenka vienai oro molekulei

$$V_1 = \frac{1}{n_0}.$$

Jei tarsim, kad kiekviena molekulė yra to mažo kubiuko centre, tai vidutinį atstumą tarp oro molekulių galime išreikšti kaip

$$\langle l_0 \rangle = \sqrt[3]{V_1} = \sqrt[3]{\frac{1}{n_0}}. \quad (1.13)$$

Pasinaudoję aukščiau parašytu slėgio ir koncentracijos sąryšiu (1.13) perrašome

$$\langle l_0 \rangle = \sqrt[3]{\frac{1}{n_0}} = \sqrt[3]{\frac{kT}{p}}. \quad (1.14)$$

Darbo eiga:

1. Į aspiratoriaus indą A įpilame vandens. Atsukame čiaupą taip, kad vanduo tekėtų lėtai ir manometre vandens paviršių aukščių skirtumas Δh būtų ne didesnis kaip 1 cm. Išmatuojame Δh .

2. Leidžiame vandenį į graduotą menzurėlę ir sekundometru matuojame laiką per kurį išteka žinomas tūris V vandens. Pvz.: 100, 150, 200 ml.

3. Išmatuojame kapiliaro ilgį a . Pagal (1) randam vidinės trinties koeficientą. $r=5 \cdot 10^{-4}$ m.

4. Bandymą pakartojame su keliais skirtingais Δh ir V .

5. Išsimatuojame T ir p . Pagal (2) randam vidutinį laisvojo kelio ilgį.

$M_{\text{oro}}=2,9 \cdot 10^{-2}$ kg/mol.

6. Apskaičiuojame vidutinį laisvojo kelio ilgį pagal (3). $d=3,5 \cdot 10^{-10}$ m.

7. Pagal (4) randam vidutinį atstumą tarp molekulių.

8. Duomenis ir rezultatus surašome į lentelę.

9. Darbo išvados.

Darbo ataskaita:

Lentelė. Duomenys ir rezultatai

Nr.	V , ml	t , s	η , Pa·s	p , Pa	T , K	$\langle l \rangle$, m	$\langle l_{\text{teor}} \rangle$, m	$\langle l_0 \rangle$, m
1								
2								
3								
4								
5								

Žinoti:

1. Vidinė trintis. Vidinės trinties koeficientas.
2. Molekulių laisvasis kelias.
3. Efektyvusis molekulės skersmuo.

Literatūra:

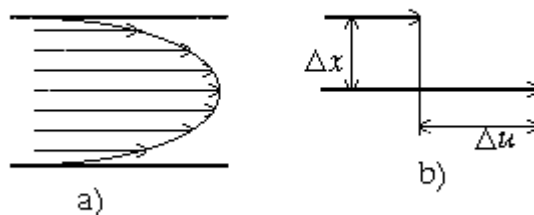
1. B. Javorskis A. Detlafas L. Milkovskaja G. Sergejevas “Fizikos kursas” D.1. Vilnius ‘Mintis’, 1970. 221–224, 236–241 pusl.
2. A. Karpus “Molekulinės fizikos paskaitos”. Vilnius ‘Žiburys’, 1996. 26–28, 30–32 pusl.
3. B. Kukšas S. Vičas “Fizika” D.1. Vilnius ‘Mokslas’, 1987. 130–131, 139 pusl.
4. A. Matvejevas “Molekulinė fizika”. Vilnius ‘Mokslas’, 1986. 274–279, 282–283 pusl.
5. Я. де Бур “Введение в молекулярную физику и термодинамику”. Москва ‘Из-во иностранной литературы’, 1962. 71–76 с.

Teorija

2.1 Vidinė trintis

Vidinę trintį dujose lemia molekulių judesio kiekio pernešimas statmenai dujų sluoksnių judėjimo kryptims, kai tie sluoksniai juda skirtingais greičiais. 2 pav. a) pavaizduota, kaip keičiasi dujų sluoksnių greitis vamzdelyje einant nuo vienos sienelės prie kitos. Sluoksniais skirstome sąlygiškai; Δx – atstumas tarp sluoksnių, kurių greičių skirtumas Δu (2 pav. b)).

Dėl šiluminio judėjimo molekulės perlekia iš vieno sluoksnio į kitą, kartu persinešdamos savo dreifinio judėjimo judesio kiekį mu . Dėl molekulių mainų tarp skirtingu greičiu judančių sluoksnių greičiau judančio sluoksnio dreifinis judesio kiekis mažėja, o lėčiau judančio – didėja. Dėl to *greičiau judantys sluoksniai yra stabdomi, o lėčiau judantys – greitinami*. Taip atsiranda **vidinė trintis** tarp skirtingais greičiais judančių dujų sluoksnių.



2 pav. Trinties atsiradimas: a) bendras vaizdas, b) tarp dviejų sluoksnių

Šiuo atveju vienai dalelei tenkantis fizikinis dydis

$$A = mu - \text{dreifinis judesio kiekis.}$$

Nors dalelių skaičiai ir vienodi, tačiau tų dalelių judesio kiekiai dujų sluoksniuose bus skirtingi. Tarkim sluoksnyje $x < l >$ molekulių judesio kiekis yra $m_0 u_1$, o sluoksnyje $x + < l >$ – $m_0 u_2$. Tuomet judesio kiekio srautai taške x bus

$$p_1 = N_+ m_0 u_1, \text{ o } p_2 = N_- m_0 u_2.$$

Žinome, kad $F_{\text{tr}} \cdot \Delta t = p_1 - p_2$ ir pasinaudojus darbo Nr.10 (2.16) lygtimi, rasim judesio kiekio srauto tankį taške x

$$\frac{p_1 - p_2}{\Delta S \Delta t} = \frac{F_{\text{tr}} \cdot \Delta t}{\Delta S \Delta t} = \frac{1}{6} n_0 \langle v \rangle m_0 (u_1 - u_2),$$

$$\frac{F_{\text{tr}}}{\Delta S} = \frac{1}{6} n_0 \langle v \rangle m_0 2 \langle l \rangle \frac{(u_1 - u_2)}{2 \langle l \rangle}.$$

Kai greičių skirtumas $\Delta u = u_1 - u_2$ ir koordinacių skirtumas $\Delta x = -2 \langle l \rangle$, pertvarkę gausime

$$\frac{F_{tr}}{S} = f_0 = -\frac{1}{3} n_0 \langle v \rangle \langle l \rangle m_0 \frac{\Delta u}{\Delta x}. \quad (2.1)$$

Įvedę dydį

$$\eta = \frac{1}{3} n_0 \langle v \rangle \langle l \rangle m = \frac{1}{3} \rho \langle v \rangle \langle l \rangle \quad (2.2)$$

vadinamą *dinaminio vidinės trinties koeficientu*, $\rho = n_0 m$ – dujų tankis, (2.1) užrašom taip

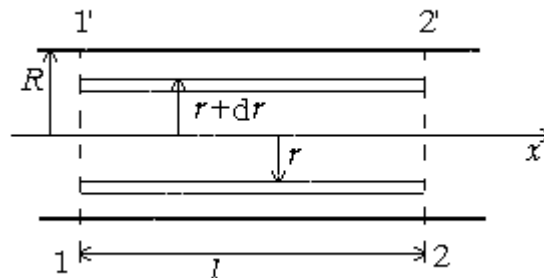
$$f_0 = -\eta \frac{\Delta u}{\Delta x}. \quad (2.3)$$

F_{tr} ženklas pasirinktas taip, kad greičiau judančius sluoksnius veikianti jėga būtų nukreipta prieš greitį. (2.3) lygtis vadinama *Niutono dėsnium*. Joje esantis dydis f_0 – yra trinties jėga pasireiškianti 1 m².

Jei dujų slėgis yra didesnis už ribinį slėgį p_r , tai galima teigti, kad *vidinės trinties koeficientas nepriklauso nuo slėgio*. Kad vidinė trintis normaliomis sąlygomis nepriklauso nuo slėgio patvirtina eksperimentai. Tačiau praretintose dujose kai $\langle l \rangle = L$ (L – indo matmuo), t. y. kai dujų slėgis mažesnis už ribinį slėgį p_r (vakuume), mažinant slėgį vidinės trinties koeficientas mažėja ir kuo didesnis praretinimas, tuo mažesnis vidinės trinties koeficientas.

2.2 Puazelio lygtis

Panagrinėkim laminarinio tekėjimo dėsningumus, kai dujos ar skystis teka apvaliu cilindrinio vamzdžiu, kurio spindulys R . Kadangi vamzdis simetriškas, aišku, kad skysčio greitis v priklauso tik nuo atstumo r tarp srauto tiriamojo taško ir vamzdžio ašies: $v=v(r)$.



3 pav. Puazelio lygties išvedimas

Mintyse išskirkime dujų sluoksnį, apribotą cilindriniais spindulių r ir $r+dr$ paviršiais ir dviem skerspjūviais 1–1' ir 2–2', tarp kurių atstumas lygus l (3 pav.). Ašį išveskime išilgai vamzdžio ašies dujų tekėjimo linkme. Vidinės trinties jėgos veikia tiek išorinį, tiek vidinį nagrinėjamų dujų sluoksnio paviršių. Pagal Niutono dėsnį vidaus trinčiai (2.2)

$$F_{\text{vid}} = -\eta \frac{dv}{dr} 2\pi r l;$$

čia $2\pi r l$ – sluoksnio vidinio paviršiaus plotas. Kadangi $\frac{dv}{dr} < 0$ (greitis v mažėja, didėjant r , tai yra artėjant prie vamzdžio sienelių), tai $F_{\text{vid}} > 0$, t. y. jėga \vec{F}_{vid} yra nukreipta ašies x kryptimi ir greitina dujų cilindrinio sluoksnio judėjimą.

Panašiai

$$F_{\text{is}} = \eta \left\{ \frac{dv}{dr} 2\pi r l + \left[\frac{d}{dr} \left(\frac{dv}{dr} 2\pi r l \right) \right] dr \right\}.$$

Vektorius \vec{F}_{is} nukreiptas prieš ašį x , tai yra jėga \vec{F}_{is} stabdo dujų cilindrinio sluoksnio judėjimą. Atstojamoji jėga $d\vec{F}_{\text{tr}}$ lygi jėgų \vec{F}_{vid} ir \vec{F}_{is} , nukreiptų priešingomis kryptimis, vektorinei sumai. Atstojamosios kryptis sutampa su \vec{F}_{is} kryptimi, o jos skaitinė reikšmė

$$dF_{\text{tr}} = 2\pi\eta l \cdot dr \frac{d}{dr} \left(r \frac{dv}{dr} \right) = 2\pi\eta l \cdot d \left(r \frac{dv}{dr} \right).$$

Be to, minima dujų sluoksnį veikia slėgio jėgos atstojamoji $d\vec{F}_{\text{s}}$, nukreipta išilgai ašies x . Šios jėgos skaitinė reikšmė lygi skirtumui slėgių į sluoksnio galų paviršius, kurių plotas $2\pi r dr$. Jeigu slėgis į pjūvį 1–1' lygus p , tai slėgis į pjūvį 2–2' lygus $p + \frac{dp}{dx} l$.

Jėgos $d\vec{F}_{\text{s}}$ skaitinė reikšmė tokia:

$$dF_{\text{s}} = 2\pi r \cdot dr \left[p - \left(p + \frac{dp}{dx} l \right) \right] = -2\pi r l \frac{dp}{dx} dr.$$

Kai tekėjimas nusistovėjęs, jėgos $d\vec{F}_{\text{s}}$ ir $d\vec{F}_{\text{tr}}$ viena kitą atsveria, tai yra $dF_{\text{tr}} = -dF_{\text{s}}$. Tuo būdu,

$$2\pi\eta l \cdot d \left(r \frac{dv}{dr} \right) = -2\pi r l \frac{dp}{dx} dr,$$

arba

$$d \left(r \frac{dv}{dr} \right) = \frac{1}{\eta} \frac{dp}{dx} r \cdot dr.$$

Suintegravę gauname

$$r \frac{dv}{dr} = \frac{r^2}{2\eta} \frac{dp}{dx} + C_1.$$

Kai $r=0$, greitis $v=v_{\max}$, todėl

$$\left(\frac{dv}{dr}\right)_{r=0} = 0, C_1=0 \text{ ir } \frac{dv}{dr} = \frac{r}{2\eta} \frac{dp}{dx}.$$

Pakartotinai suintegruvę, gauname

$$v = \frac{r^2}{4\eta} \frac{dp}{dx} + C_2.$$

Kai $r=R$, greitis $v=0$ (prie sienelės esantis sluoksnis prie jo “prilimpa”). Todėl integravimo konstanta

$$C_2 = -\frac{R^2}{4\eta} \frac{dp}{dx}.$$

Vadinasi, v priklausomybė nuo r atrodo taip:

$$v = -\frac{1}{4\eta} (R^2 - r^2) \frac{dp}{dx}. \quad (2.4)$$

Tuo būdu, greičiai vamzdžio pjūvyje yra pasiskirstę pagal parabolinį dėsnį (2 pav.).

Rasime dujų tekėjimo vidutinio greičio reikšmę:

$$\langle v \rangle = \frac{V}{\pi R^2}.$$

Kadangi

$$V = \int_0^R v \cdot 2\pi r \cdot dr,$$

tai

$$\langle v \rangle = \frac{1}{\pi R^2} \int v \cdot 2\pi r \cdot dr = -\frac{2}{4\eta R^2} \frac{dp}{dx} \left[R^2 \int_0^R r \cdot dr - \int_0^R r^3 \cdot dr \right] = -\frac{R^2}{8\eta} \frac{dp}{dx}.$$

Taigi,

$$\langle v \rangle = -\frac{R^2}{8\eta} \frac{dp}{dx}. \quad (2.5)$$

Minuso ženklas rodo, kad statinis slėgis p , mažėja dujų tekėjimo kryptimi. Dujų tūrinis debitas

$$V = \pi R^2 \langle v \rangle = -\frac{\pi R^4}{8\eta} \frac{dp}{dx}. \quad (2.6)$$

Iš nenutrūkstamumo lygties matyti, kad V nepriklauso nuo x , todėl

$$\frac{dp}{dx} = -\frac{8\eta V}{\pi R^4} = \text{const.}$$

Vadinasi,

$$\frac{dp}{dx} = -\frac{\Delta p}{l};$$

čia Δp – statinio slėgio kritimas ilgio l vamzdžio dalyje. Įrašę šią $\frac{dp}{dx}$ išraišką į lygtį (2.6), gauname **Puazelio formulę**:

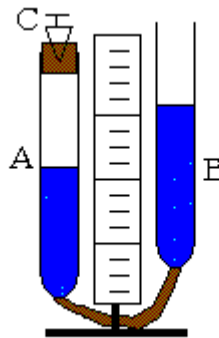
$$V = \frac{\pi R^4}{8\eta} \frac{\Delta p}{l}. \quad (2.7)$$

Nr.12 Atmosferinio slėgio ir oro molinės masės nustatymas

Darbo užduotys. Susipažinti su idealiųjų dujų dėsniais ir jų taikymu eksperimentiniuose uždaviniuose. Nustatyti atmosferos slėgį ir oro molinę masę pasinaudojant idealiųjų dujų dėsniais.

Darbo priemonės ir medžiagos: čiapas, 50 cm ilgio stiklinis vamzdelis, piltuvėlis, jungiamoji žarnelė, liniuotė, žinomo tankio skystis, stovas.

Darbo schema:



1 pav. Darbo įrenginys

Darbo formulės:

$$p_a = \frac{\rho_s g \Delta h (l_0 - \Delta l)}{\Delta l} \quad (1)$$

$$p_a = \frac{\rho_s g \Delta h (l_0 + \Delta l)}{\Delta l} \quad (2)$$

$$M = \rho_{\text{oro}} \frac{RT}{p_a} \quad (3)$$

Darbo metodika

1.1 Atmosferos slėgio nustatymas

Surenkame įrenginį pavaizduotą 1 pav. Jį sudaro apie 50 cm ilgio stiklinis vamzdelis A, sujungtas žarnele su piltuvėliu B (arba kitu tokiu pat vamzdeliu). Visos detalės tvirtinamos prie stovo su liniuote taip, kad piltuvėlio padėtį būtų galima lengvai nustatyti skirtinguose aukščiuose. Vamzdelio A gale įstatome čiapą C.

Atidarome čiaupą ir per piltuvėlį pripilame žinomo tankio skysčio (vandens) tiek, kad didesnė stiklinio vamzdelio A dalis liktų neužpildyta. Palaukiame kol susilygins skysčio lygiai vamzdelyje ir piltuvėlyje. Oro slėgis vamzdelyje lygus atmosferiniam slėgiui p_a . Uždarome čiaupą. Uždaryto vamzdelyje oro tūrį pažymėkim V_0 .

$$V_0 = S \cdot l_0. \quad (1.1)$$

kur S – vamzdelio A skerspjūvio plotas, l_0 – oro stulpelio jame aukštis. Oro stulpelio aukštį nustatome liniuote. Toliau darbą tęsti galima dviem būdais:

1 būdas. Piltuvėlis keliamas aukštn.

Piltuvėlį lėtai pakeliame kiek galima aukščiau. Oro tūris vamzdelyje sumažės dydžiu

$$\Delta V = S \cdot \Delta l. \quad (1.2)$$

Δl – oro stulpelio vamzdelyje A aukščio pokytis.

Lėtai keliant piltuvėlį aplinkos ir oro vamzdelyje temperatūra nekinta. Tad įvyko izoterminis procesas. Jam galioja Boilio ir Marioto dėsnis (2.1) arba

$$p_1 V_1 = p_2 V_2. \quad (1.3)$$

Sumažėjus tūriui dydžiu ΔV , oro vamzdelyje A slėgis padidėjo dydžiu Δp . Pastarąjį įvertiname iš skysčių paviršių aukščių skirtumo Δh . Pagal hidrostatinio slėgio formulę,

$$\Delta p = \rho_s g \Delta h. \quad (1.4)$$

ρ_s – skysčio tankis, g – laisvojo kritimo pagreitis. Remiantis (1.3) galime užrašyti

$$p_a V_0 = (p_a + \Delta p)(V_0 - \Delta V),$$

$$p_a \Delta V = \Delta p (V_0 - \Delta V),$$

$$p_a = \frac{\Delta p (V_0 - \Delta V)}{\Delta V}. \quad (1.5)$$

Pasinaudoję (1.1), (1.2) ir (1.4) lygtimis gausime

$$p_a = \frac{\rho_s g \Delta h (l_0 - \Delta l)}{\Delta l}. \quad (1.5a)$$

2 būdas. Piltuvėlis leidžiamas žemyn.

Piltuvėlį lėtai leidžiame kiek galima žemiau. Oro tūris vamzdelyje padidėja. Tūrio pokytis randamas pagal (1.2). Šiuo atveju taip pat galioja ir (1.3), (1.4) lygtys. Remiantis (1.3) galime užrašyti

$$p_a V_0 = (p_a - \Delta p)(V_0 + \Delta V),$$

$$p_a = \frac{\Delta p(V_0 + \Delta V)}{\Delta V}. \quad (1.6)$$

Istatę (1.1), (1.2), (1.4) gausim

$$p_a = \frac{\rho_s g \Delta h (l_0 + \Delta l)}{\Delta l}. \quad (1.6a)$$

1.2 Oro molinės masės nustatymas

Oro molinę masę rasime pasinaudodami idealiųjų dujų būsenos lygtimi

$$pV = \frac{m}{M} RT. \quad (1.7)$$

Iš jos išreiškiame molinę masę M

$$M = \frac{m}{V} \frac{RT}{p}. \quad (1.8)$$

Santykis $\frac{m}{V}$ yra oro tankis ρ_{oro} .

$$M = \rho_{\text{oro}} \frac{RT}{p}. \quad (1.8a)$$

Į (1.8a) įstatę oro tankio ρ_{oro} , aplinkos temperatūros T ir atmosferos slėgio p_a vertes, rasime oro molinę masę.

Darbo eiga:

1. Piltuvėlį nuleidžiame žemyn. Atidarome čiaupą.
2. Palaukiame kol susilygins skysčio paviršių aukščiai. Uždarome čiaupą.

Išmatuojame l_0 .

3. Lėtai piltuvėlį keliam į viršų kiek galima aukščiau. Nustatome Δl ir Δh .
4. Pagal (1) apskaičiuojame p_a .
5. Piltuvėlį pakeliame į viršų. Atidarome čiaupą.
6. Palaukiame kol susilygins skysčio paviršių aukščiai. Uždarome čiaupą.

Išmatuojame l_0 .

7. Lėtai piltuvėlį leidžiame kiek galima žemiau. Nustatome Δl ir Δh .
8. Pagal (2) apskaičiuojame p_a .
9. Darbo eigą pakartojame 3 kartus. Randame p_a vidurkį.
10. Barometru išmatuojame atmosferos slėgį ir palyginame.
11. Pagal (3) randame oro molinę masę.
12. Darbo išvados.

Darbo ataskaita:

Žinoti:

1. Idealsios dujos. Idealiųjų dujų būsenos lygtis.
2. Izoprocesai.
3. Medžiagos kiekis. Molinė masė.

Literatūra:

1. B. Javorskis A. Detlafas L. Milkovskaja G. Sergejevas “Fizikos kursas” D.1. Vilnius ‘Mintis’, 1970. 184–188, 198–206 pusl.
2. A. Karpus “Molekulinės fizikos paskaitos”. Vilnius ‘Žiburys’, 1996. 15–17, 44–48 pusl.
3. B. Kukšas S. Vičas “Fizika” D.1. Vilnius ‘Mokslas’, 1987. 118–119, 122–123 pusl.
4. A. Matvejevas “Molekulinė fizika”. Vilnius ‘Mokslas’, 1986. 119–126 pusl.

Teorija

2.1 Idealsios dujos

Dujos – tai agregatinė būsena, kuri neišlaiko pastovaus tūrio, formos, jų spūdumas didelis, klampumas labai mažas, o atstumas tarp molekulių (atomų) didelis.

Panagrinėkime idealiasias dujas. **Idealsiomis dujomis** vadinamos tokios įsivaizduojamos dujos, tarp kurių molekulių (atomų) nėra sąveikos jėgų, o pačios molekulės (atomai) yra taškinės dalelės (tai yra neturi savojo tūrio) ir molekulėms susidūrus elgiasi, kaip labai maži tamprūs rutuliukai, t. y. keičiasi tik greičių kryptys, o greičių moduliai lieka nepakitę. Idealsios dujos yra tik modelis, tačiau visų pakankamai praretintų realiųjų dujų savybės yra artimos idealiųjų dujų savybėms. Pavyzdžiui, oras, azotas, deguonis kambario temperatūroje ir atmosferos slėgyje nedaug tesiskiria nuo idealiųjų dujų.

Tam tikros masės kiekvienų dujų būseną iš esmės apibūdina trys dydžiai: slėgis p , tūris V , temperatūra t . Šie dydžiai vadinami dujų būsenos parametrais.

2.2 Izoprocesai

Procesai, kurių metu nekinta vienas iš parametru, vadinami **izoprocesais**.

Procesas, kurio metu pastovi temperatūra ($t=\text{const}$), o kinta slėgis ir tūris, yra **izoterminis**. Slėgio priklausomybę nuo tūrio pastovioje temperatūroje nusako Boilio ir Marioto dėsnis: *kai temperatūra pastovi, tai tos pačios masės dujų slėgis kinta atvirkščiai proporcingai tūriui*, arba *dujų slėgio p ir tūrio V sandauga yra pastovus dydis*. Matematiškai užrašomas taip:

$$pV=\text{const.} \quad (2.1)$$

Kreivė, vaizduojanti izoterminį procesą, vadinama **izoterme**. Reikia paminėti, kad Boilio ir Marioto dėsnis galioja tik nedidelių slėgių ir gana aukštų temperatūrų, lyginant su dujų skystėjimo temperatūra, srityje.

Procesas, kai nekinta slėgis ($p=\text{const}$), vadinamas **izobariniu**. Dujų tūrio V priklausomybę nuo temperatūros t esant pastoviam slėgiui, nusako Gei – Liusako dėsnis. Temperatūrinis tūrio kitimas išreiškiamas formule

$$V=V_0(1+\alpha\Delta T), \quad (2.2)$$

kur V_0 – dujų tūris 273,15 K arba 0 °C temperatūroje, o α – temperatūrinis dujų tūrio plėtimosi koeficientas esant pastoviam slėgiui, ΔT – temperatūra termodinaminėje skalėje. Gei – Liusakas eksperimentiškai nustatė, kad visų dujų α yra tas pats: $\alpha = \frac{1}{273,15} \text{K}^{-1}$. 273,15 K atitinka 0 °C, tad šią temperatūrą galim pažymėti

$T_0=273,15 \text{ K}$. Galim užrašyti, kad $\alpha = \frac{1}{T_0}$, be to $\Delta T+T_0=T$. Pasinaudoję šiais pažymėjimais iš (2.2), gauname kitą Gei – Liusako dėsnio formulę:

$$V = V_0 \frac{T}{T_0}. \quad (2.3)$$

Iš (2.3) formulės matyti, kad temperatūrose T_1 ir T_2 tos pačios masės dujų tūriai atitinkamai lygūs:

$$V_1 = V_0 \frac{T_1}{T_0} \text{ ir } V_2 = V_0 \frac{T_2}{T_0}.$$

Padaliję pirmąją lygybę iš antrosios, gauname:

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2}, \text{ arba } \frac{V}{T} = \text{const} - \text{izobarės lygtį.} \quad (2.4)$$

Esant pastoviam slėgiui, dujų tūris yra tiesiog proporcingas absoliutinei temperatūrai T (pirmasis Gei – Liusako dėsnis).

Jei dujas aušinsime ar šildysime esant pastoviam tūriui ($V=\text{const}$), turėsime **izochorinį** procesą. Izochoriniam procese kinta slėgis, o jo priklausomybę nuo temperatūros nusako analogiškas (2.2) dėsnis:

$$p = p_0(1 + \beta\Delta T). \quad (2.5)$$

Čia p_0 – dujų slėgis $T_0=273,15 \text{ K}$ arba 0 °C temperatūroje, o β – temperatūrinis slėgio koeficientas esant pastoviam tūriui. Idealioms dujoms $\beta=\alpha$.

Dujų slėgio priklausomybę nuo temperatūros, kai $V=\text{const}$, yra nustatęs Ž. Šarlis, todėl šis dėsnis kartais vadinamas Šarlio vardu. Tačiau Šarliui nebuvo žinomas kiekybinis slėgio kitimas kintant temperatūrai, t. y. temperatūrinis slėgio koeficientas. Pastarąjį nustatė Gei – Liusakas, todėl tiksliau yra (2.5) lygybę vadinti jo vardu.

Analogiškai, kaip ir izobariniam procesui, galime (2.5) išreikšti paprasčiau pasinaudojant absoliutine temperatūra. Turėsime

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}, \text{ arba } \frac{p}{T} = \text{const} - \text{izochorės lygtis.} \quad (2.6)$$

Pastoviam tūryje dujų slėgis yra tiesiog proporcingas absoliutinei temperatūrai (antrasis Gei – Liusako dėsnis).

2.3 Idealiųjų dujų būsenos lygtis

Boilio ir Marioto bei Gei – Liusako dėsniai nusako dviejų parametų ryšį, kai trečiasis nagrinėjamame procese nekinta. Dažnai susiduriame su tokiais procesais, kurių metu kinta visi trys parametrai. Nustatysim visų idealiųjų dujų parametų ryšį vykstant tokiam procesui.

Tarkime, kad masės m dujų pradinę būseną nusako parametrai p_1, V_1, T_1 . Po to šios dujos perėjo į kitą būseną su parametrais p_2, V_2, T_2 . Tarkim, kad šis perėjimas vyko dviem etapais. Iš pradžių dujas šildėme izobariškai ($p=\text{const}$) iki temperatūros T_2 ; taip pašildytų dujų slėgis liko p_1 , o tūris pasidarė V' . Ši naują tūrį V' surandam pagal (2.4)

$$V' = \frac{V_1 T_2}{T_1}. \quad (2.7)$$

Iš šios būsenos į galutinę dujas pervedame keisdami tūrį izotermiškai. Todėl galutinėje būsenoje dujų slėgis bus p_2 , tūris V_2 , o temperatūra nepakis – T_2 . Pagal Boilio ir Marioto dėsnį (2.1)

$$p_1 V' = p_2 V_2.$$

Irašę V' vertę (2.7), gaunam

$$p_1 \frac{V_1 T_2}{T_1} = p_2 V_2, \text{ arba } \frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2}.$$

Iš pastarosios lygties matyti, kad, nors procesui vykstant pasikeitė visi trys parametrai, tačiau pradinės ir galutinės būsenos slėgio ir tūrio sandauga, padalyta iš absoliutinės temperatūros, yra tokia pat, tai yra:

$$\frac{pV}{T} = \text{const}. \quad (2.8)$$

Šią lygtį išvedė B. Klapeironas. Ji vadinama *idealiųjų dujų būsenos lygtimi*. Šio santykio skaitinė vertė priklauso nuo dujų kiekio. D. Mendelejevas pasinaudojęs Avogadro dėsniumi nustatė šią konstantą.

Pagal Avogadro dėsnį *bet kurių dujų vienas molis tomis pačiomis sąlygomis (kai slėgis ir temperatūra vienodi) užima tokį pat tūrį*. Normaliomis sąlygomis (0°C ir 760 mm Hg) vieno molio dujų tūris $V_m = 2,24 \cdot 10^{-2}\text{ m}^3$. Tad, taikant (2.8) lygtį vienam moliui, bet kokių dujų gausim tą pačią konstantą. Ji vadinama *universalioja dujų konstanta* ir žymima R . Tad (2.8) galim perrašyti šitaip:

$$\frac{pV_m}{T} = R, \text{ arba } pV_m = RT. \quad (2.9)$$

(2.9) lygtis vadinama Klapeirono ir Mendelejevo lygtimi; ji taikoma vienam moliui dujų. Ją galima apibendrinti bet kokiam dujų kiekiui. Tarkim turim m kg dujų,

kurių molinė masė M kg/mol. Ši dujų masė sudaro $v = \frac{m}{M}$ molių. Jei dujos užima tūrį V , tai 1 molis dujų užima tūrį $V_m = \frac{V}{v} = \frac{VM}{m}$. Įrašę šias vertes į (2.9) lygtį, gaunam

$$pV = \frac{m}{M}RT. \quad (2.9a)$$

Tai yra Mendelejevo ir Klapeirono lygtis, tinkanti bet kokiam idealiųjų dujų kiekiui.

Universaliosios dujų konstantos skaitinę vertę randame iš (2.9) lygties, vietoj p , V_m , T įrašę šių dydžių vertes normaliomis sąlygomis. SI vienetais

$$R = \frac{10,13 \cdot 10^4 \left(\frac{\text{N}}{\text{m}^2}\right) \cdot 2,24 \cdot 10^{-2} \left(\frac{\text{m}^3}{\text{mol}}\right)}{273,15(\text{K})} = 8,314 \frac{\text{J}}{\text{mol} \cdot \text{K}}.$$

2.4 Molekulių masė. Molinė masė

Atomų ir molekulių masės paprastai išreiškiamos santykiniais vienetais, jas lyginant su tam tikra mase, kuri laikoma atominiu masės vienetu. Skaičiai, išreiškiantys atomų ir molekulių masę santykiniais vienetais, vadinami *santykinė atominė ir santykinė molekulinė masė*.

*Tarptautiniu atominiu masės vienetu laikoma 1/12 anglies izotopo ^{12}C atomo masės dalis. Šis vienetas vadinamas **unitu**, sutrumpintai – u.*

Cheminio elemento santykinė atominė masė A_r yra lygi šio elemento atomo masės m_a ir 1/12 anglies izotopo ^{12}C atomo masės dalies santykiui:

$$A_r = \frac{m_a}{\frac{1}{12}m_{^{12}\text{C}}}. \quad (2.10)$$

Medžiagos santykinė molekulinė masė M_r yra lygi šios medžiagos molekulės masės m_m ir 1/12 anglies izotopo ^{12}C atomo masės dalies santykiui:

$$M_r = \frac{m_m}{\frac{1}{12}m_{^{12}\text{C}}}. \quad (2.11)$$

Iš apibrėžčių matyti, kad atominė ir molekulinė masės yra bemačiai dydžiai. Pavyzdžiui, minėto anglies izotopo $A_r=12$.

Vienas pagrindinių SI dydžių yra medžiagos kiekis, kuris nusako struktūrinių elementų (atomų, molekulių, jonų, elektronų ir pan.), iš kurių sudaryta medžiaga, skaičių. Kadangi skirtingų struktūrinių elementų masės nevienodos, tai toks pat medžiagos kiekis turi skirtingą masę. Taigi masė nėra medžiagos kiekio matas.

Medžiagos kiekio vienetas yra *molis* (mol): 1 mol – tai medžiagos kiekis sistemoje, sudarytoje iš tiek pat struktūrinių elementų, kiek yra atomų anglies izotope ^{12}C , kurio masė 0,012 kg.

Dalelių skaičius medžiagos molyje vadinamas *Avogadro skaičiumi* N_A . Tyrimais nustatyta, kad $N_A=6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$.

Medžiagos kiekio – molio – masė vadinama *moline mase*, ją žymim M . Vadinasi, anglies izotopo ^{12}C molinė masė $M=0,012 \text{ kg/mol}$ ir joje yra N_A atomų.

Tarkime, kad atominės masės vieneto (1 u) masė, išreikšta kilogramais, yra m_u . Tuomet atomo masė, išreikšta kg, yra $A_r \cdot m_u$, o molekulės masė – $M_r \cdot m_u$. Nesunku suvokti, kad molio masė M lygi Avogadro skaičiaus N_A ir vienos molekulės masės sandaugai:

$$M=N_A M_r m_u. \quad (2.12)$$

Kadangi anglies izotopo ^{12}C molio masė $M=0,012 \text{ kg/mol}$, o atomo masė lygi $12m_u$, tai, įrašę šias reikšmes į (2.12), randame:

$$0,012(\text{kg/mol})=N_A(1/\text{mol}) \cdot 12m_u(\text{kg}).$$

Iš čia

$$m_u = \frac{0,001(\text{kg} / \text{mol})}{N_A (1 / \text{mol})} = \frac{0,001(\text{kg})}{6,022 \cdot 10^{23}(1 / \text{mol})} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}. \quad (2.13)$$

Taigi bet kurio atomo masė lygi $1,66 \cdot 10^{-27} A_r \text{ kg}$, masė bet kurios molekulės lygi $1,66 \cdot 10^{-27} M_r \text{ kg}$.

Iš (2.13) matyti, kad sandauga $N_A m_u=0,001 \text{ kg/mol}$. Įrašę tai į (2.12), randame molio masę.

$$M=0,001 \cdot M_r \text{ kg/mol, arba } M= M_r \text{ g/mol}. \quad (2.14)$$

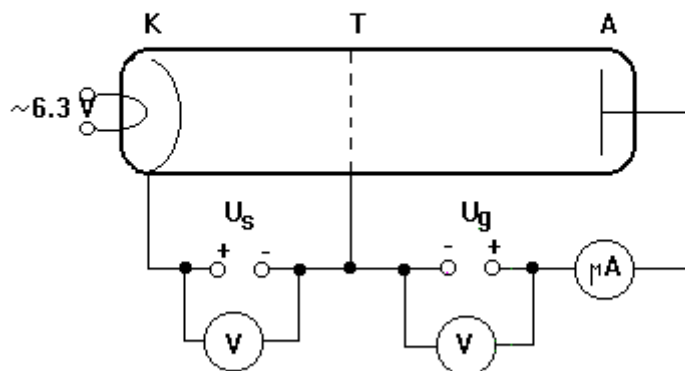
Taigi *molio masė, išreikšta gramais, skaitine verte lygi santykinei molekulinei (atominėi) masei*. Tačiau reikia nepamiršti, kad M_r ar A_r yra bemačiai dydžiai, o molio masė turi matavimo vienetus g/mol arba kg/mol .

Nr.13 Termoelektronų pasiskirstymo greičiais eksperimentinis tyrimas

Darbo užduotys. Eksperimentiškai gauti termoelektronų Maksvelio pasiskirstymo greičiais funkcijos grafiką.

Darbo priemonės ir medžiagos: elektroninė lempa su tinkleliu, du voltmetrai, mikroampermetras, du reguliuojamos įtampos nuolatinės srovės šaltiniai, 6,3 V kintamos srovės šaltinis.

Darbo schema:



1 pav. Darbo elektrinė schema. K – katodas, A – anodas, T – tinklelis

Darbo formulės:

$$f(v) = \frac{m_e}{e^2 S n} \frac{\Delta I}{\Delta U_s}, \quad S n = 1. \quad (1)$$

$$f(v) = \frac{\Delta I}{e S n \langle v \rangle \Delta v}, \quad S n = 1. \quad (2)$$

$$v = \sqrt{\frac{2eU_s}{m_e}}. \quad (3)$$

$$\langle v \rangle = \frac{v_n + v_{n+1}}{2}. \quad (4)$$

Darbo metodika

1.1 Greičių pasiskirstymo eksperimentinis tyrimas

Sujungiamo darbo schemą (1 pav.). Prie elektroninės lempos tinklelio prijungiame vieno šaltinio minusą, o jo plusą – prie katodo. Taip prijungus šaltinį tarp katodo ir tinklelio susidaro elektronus stabdantis elektrinis laukas (katodas yra termoelektronų šaltinis), tad šio šaltinio įtampą toliau vadinsime stabdymo įtampa ir žymėsime U_s (1 pav.). Kito šaltinio plusą prijungiame prie anodo, o minusą – prie tinklelio. Taip prijungus šaltinį tarp tinklelio ir anodo susidaro elektronus greitinantis elektrinis laukas. Šio šaltinio įtampą vadinsime greitinimo įtampa ir žymėsime U_g (1 pav.).

Iš katodo emituoti termoelektronai turi įvairias kinetines energijas

$$E_k = \frac{m_e v^2}{2}.$$

Termoelektronas judėdamas elektriniame lauke igys kinetinės energijos pokytį

$$\Delta E_k = -eU_s, \quad \Delta E_k = eU_g.$$

Taigi termoelektronui judant stabdančiame elektriniame lauke jo kinetinė energija mažės ir tinklelį pasieks tik tie termoelektronai, kurių kinetinė energija

$$E_k = \frac{m_e v^2}{2} \geq eU_s. \quad (1.1)$$

Pastarieji pateks į greitinantį elektrinį lauką. Čia jų kinetinė energija pradės didėti ir jie galės pasiekti anodą. Tarp anodo ir tinklelio pratekės srovė, kurią mes išmatuosime mikroampermetru (1 pav.). Šią srovės stiprį galime apskaičiuoti pagal formulę

$$I = envS, \quad (1.2)$$

kur e – elektrono krūvis, n – elektronų koncentracija, v – elektrono greitis, S – plotas per kurį teka srovė.

Didinant stabdantį elektrinį lauką (t. y. didindami U_s) tinklelį pasieks elektronai turintys didesnius greičius. Matuodami srovės priklausomybę nuo stabdymo įtampos galime teigti, kad matuojame dalelių skaičiaus n priklausomybę nuo kvadratinės šaknies iš greičio v , nes $I \sim n$, $U_s \sim v^2$. Toliau skaičiuoti galime dviem būdais.

Pirmas būdas:

Tuomet pasinaudoję lygtimi (1.2) galime užrašyti

$$\Delta I = I_2 - I_1 = eS n_2 v_2 - eS n_1 v_1 = eS n_2 \langle v \rangle - eS n_1 \langle v \rangle.$$

Apytiksliai skaičiuojant ir imant mažus intervalus galime laikyti, kad $v_2=v_1=\langle v \rangle$, tuomet

$$\Delta I = eS \Delta n \langle v \rangle. \quad (1.3)$$

O pasinaudoję lygtimi (1.1) galime užrašyti

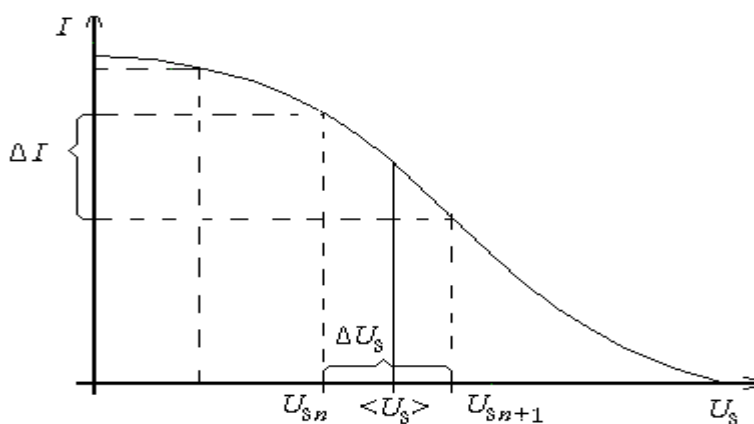
$$\Delta U_s = U_{s2} - U_{s1} = \frac{m_e v_2^2}{2e} - \frac{m_e v_1^2}{2e} = \frac{m_e}{e} (v_2^2 - v_1^2) = \frac{m_e}{2e} (v_2 - v_1)(v_2 + v_1) = \frac{m_e}{2e} \Delta v \langle v \rangle,$$

$$\Delta U_s = \frac{m_e}{2e} \Delta v \langle v \rangle. \quad (1.4)$$

(1.3) padaliname iš (1.4) ir išreiškiame $\Delta n / \Delta v$ ir įstatę į (2.3) lygtį gausime

$$f(v) = \frac{\Delta n}{n \Delta v} = \frac{m_e}{e^2 S n} \frac{\Delta I}{\Delta U_s}. \quad (1.5)$$

Taigi gavome pirmą darbo formulę, kur ΔI ir ΔU_s yra srovės ir įtampos pokyčiai (žiūr. 2 pav.). Čia sandaugą $S n$ laikysime lygia vienam. Tai darydami mes $f(v)$ reikšmę padidiname $S n$ kartų.



2 pav. Srovės priklausomybė nuo stabdymo įtampos

Kad nubrėžti $f(v)$ priklausomybę nuo v , turime surasti v . Tai padarysime pasinaudodami (1.1) formule:

$$\frac{m_e v^2}{2} = eU_s \Rightarrow v = \sqrt{\frac{2eU_s}{m_e}}. \quad (1.6)$$

Tai yra trečia darbo formulė. Pasinaudodami grafiku $I=f(U_s)$ ir (1.5) ir (1.6) lygtimis galime nubrėžti Maksvelio pasiskirstymo funkciją termoelektronams. Tai būtų vienas iš būdų.

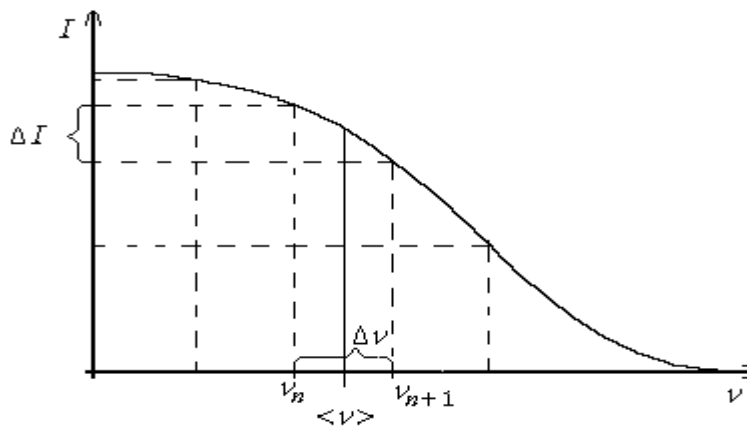
Antras būdas:

Pasinaudodami (1.6) lygtimi stabdymo įtampą pakeičiame greičiu ir nusibrėžiame srovės priklausomybę nuo greičio $I=f(v)$ (3 pav.). Funkcijos $f(v)$ reikšmę randame taip: iš (1.3) išsireiškiame Δn įstatome į (2.3) ir gausim

$$\Delta n = \frac{\Delta I}{eSn \langle v \rangle},$$

$$f(v) = \frac{\Delta n}{n\Delta v} = \frac{\Delta I}{eSn\Delta v \langle v \rangle}. \quad (1.7)$$

Tai yra antra darbo formulė. Kur (žiūr. 3pav.) ΔI – srovės pokytis, Δv – greičio pokytis, $\langle v \rangle$ – greičio intervalo vidurkis. Sandaugą Sn taip pat laikysim lygia vienam.



3 pav. Srovės priklausomybė nuo greičio

Darbo eiga:**Prieš įjungiant prietaisą patikriname:**

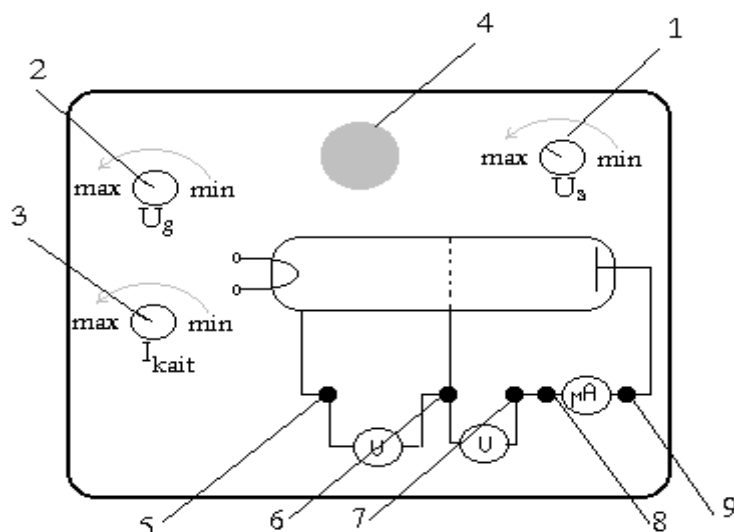
- 1) kad stabdymo įtampa U_s būtų minimali $U_s=0$ (4 pav. 1 rankenėlė padėtyje min),
- 2) kad katodą kaitinančio siūlelio srovė I_{kait} būtų didesnė už vidutinę, bet ne maksimali (4 pav. 3 rankenėlė),
- 3) kad greitinimo įtampa U_g būtų maksimali (4 pav. 2 rankenėlė).

1. Įjungiamo prietaisą ir palaukiame keletą minučių, kol pradės tekėti srovė ir mikroampermetro parodymai nebekis. Nusistatome pasirinktą greitinimo įtampos U_g vertę ($2 \div 7$ V) ir 3 rankenėle pareguliuojame I_{kait} taip, kad elektronine lempa tarp tinklelio ir anodo tekanti srovė neviršytų maksimalios mikroampermetro srovės.

2. Matuojame kaip elektroninėje lempeje tarp tinklelio ir anodo tekanti srovė I priklauso nuo stabdymo įtampos U_s . Apskaičiuojame v pagal (3) formulę.

3. Duomenis surašome į 1 lentelę.

4. Nubrėžiame grafiką: 1 būdui – $I=f(U_s)$, o 2 būdui – $I=f(v)$.



4 pav. Prietaiso vaizdas iš viršaus

Toliau darbą atlikti galima dviem būdais.

1 būdas:

5. Pasinaudodami grafiku $I=f(U_s)$ (2 pav.) pagal (1) formulę apskaičiuojame Maksvelio pasiskirstymo greičiais funkciją $f(v)$.

6. Pagal (3) formulę apskaičiuojame $\langle v \rangle$ kai $U_s = \langle U_s \rangle$.

7. Užpildome 2 lentelę.

8. Nubrėžiame $f(v)$ priklausomybę nuo $\langle v \rangle$.

9. Darbo išvados.

2 būdas:

5. Pasinaudodami $I=f(v)$ grafiku (3 pav.) pagal (2) formulę apskaičiuojame $f(v)$.

Pagal (4) formulę apskaičiuojame $\langle v \rangle$.

6. Užpildome 2 lentelę.

7. Nubrėžiame $f(v)$ priklausomybę nuo $\langle v \rangle$.

8. Darbo išvados.

Darbo ataskaita:

1 lentelė. Matavimų rezultatai.

I, A	U_s, V	$v, m/s$	I, A	U_s, V	$v, m/s$

2 lentelė. Funkcijos $f(v)$ priklausomybė nuo $\langle v \rangle$.

$f(v)$					
$\langle v \rangle, \text{m/s}$					
$f(v)$					
$\langle v \rangle, \text{m/s}$					
$f(v)$					
$\langle v \rangle, \text{m/s}$					

Žinoti:

1. Tinklelio paskirtis elektroninėje lemposje.
2. Darbo metodo dviejų būdų skirtumai.
3. Maksvelio pasiskirstymo funkcija.
4. Maksvelio pasiskirstymo funkcijos grafiko ypatybės. Tikimiausias greitis.
5. Maksvelio pasiskirstymo funkcijos radimas turint grafikus $I=f(U_s)$ arba $I=f(v)$.

Literatūra:

1. A. Karpus "Molekulinės fizikos paskaitos". Vilnius 'Žiburys', 1996. 17–22 pusl.
2. A. Tamašauskas "Fizika" D.1. Vilnius 'Mokslas', 1987. 150–152 pusl.

Teorija

2.1 Maksvelo pasiskirstymo funkcija

Iš idealiųjų dujų molekulinės kinetinės teorijos pagrindinės lygties $p = \frac{2}{3}n \langle E_k \rangle$ matyti, kad dujų slėgis, t. y. sistemos makroskopinė charakteristika, priklauso nuo vienos molekulės chaotiško judėjimo energijos vidutinės vertės. Taigi, tik žinodami ją, pagal šią formulę galime apskaičiuoti slėgį. Molekulinės fizikos lygtyse yra ir kitų molekuli būdingų fizikinių dydžių vidutinės vertės. Kaip jas apskaičiuoti? Čia į pagalbą ateina matematinė statistika. Viena iš pagrindinių jos sąvokų yra vadinamoji **pasiskirstymo funkcija**. Molekulinėje fizikoje pasiskirstymo funkcija reiškia molekulių pasiskirstymą pagal greitį, energiją ar kito fizikinio dydžio vertes. Žinant molekulių pasiskirstymą pagal tam tikrą dydį, nesunku apskaičiuoti to dydžio vidutinę vertę. Taigi molekulinėje fizikoje pasiskirstymo funkcija labai svarbi. Išsiaiškinkime, kaip pasiskirsto chaotiškai judančios molekulės pagal greičio modulio vertes.

Normalaus tankio dujose per 1 s kiekviena molekulė susiduria su kitomis vidutiniškai daugiau kaip 10^9 kartų. Susiduriant keičiasi molekulių greičio moduliai ir judėjimo kryptys, todėl dujų molekulės juda chaotiškai įvairiausiais greičiais. Dažnai reikia žinoti, kaip molekulės pasiskirsčiusios pagal greičius, nes daugelio reiškinų pobūdis priklauso nuo šio pasiskirstymo. Kadangi greitis yra vektorius, tai bendras molekulių pasiskirstymo pagal greičius dėsnis turi išreikšti molekulių pasiskirstymą ir pagal greičio modulį ir pagal greičio kryptį. Tačiau mes pasitenkiname paprasčiausiu atveju, t. y. nagrinėsime, kaip pasiskirsto molekulės pagal slenkamojo judėjimo greičio modulius ir nepaisysime judėjimo krypties.

Mus domina, kiek yra tokių molekulių, kurių greičių moduliai "telpa" tam tikrame greičių intervale. Sakysime, kad tūrio vienetė yra dn_0 molekulių, kurių greičio moduliai yra nuo v iki $v+dv$. Dydis dn_0 tiesiogiai proporcingas molekulių koncentracijai n_0 ir greičio modulių intervalui dv :

$$dn_0 = f(v)n_0 dv. \quad (2.1)$$

Pasirodo, jog šioje formulėje esantis proporcingumo koeficientas $f(v)$ pirmiausia priklauso nuo greičio modulio skaitinės vertės v , ties kuria imamas greičio intervalas dv . Santykis

$$\frac{dn_0}{n_0} = f(v)dv \quad (2.2)$$

reiškia *tikimybę*, kad molekulės greičio modulis yra intervale tarp v ir $v+dv$. Greičio modulio funkcija

$$f(v) = \frac{dn_0}{n_0 dv} \quad (2.3)$$

lygi tikimybės, kad molekulės greitis yra intervale nuo v iki $v+dv$, ir šio intervalo dv santykio ribai, kai dv artėja prie nulio. Ši funkcija reiškia minėtos *tikimybės tankį*. Ji ir rodo, koku dėsniu dujų molekulės pasiskirsčiusios pagal greičio modulius, todėl ir vadinama *pasiskirstymo funkcija*. Žinodami pasiskirstymo funkciją ir molekulių koncentraciją, pagal (2.1) formulę apskaičiuojame dn_0 skaičių molekulių tūrio vienetu, kurių greičio moduliai yra mus dominančiame intervale.

Pasiskirstymo funkcijos $f(v)$ matematinę išraišką teoriškai pirmasis gavo anglų fizikas Dž. Maksvelis (1860). Jis nagrinėjo makroskopinę fizikinę sistemą, susidedančią iš vienos rūšies idealiųjų dujų molekulių ir esančią termodinaminėje pusiausvyroje. Tačiau ši pusiausvyra yra statistinė: ji nusistovi dėl sistemoje nepaliamajam vykstančių mikroprocesų visiško chaoso, ir jai tinka detaliosios pusiausvyros principas. Dėl to molekulių koncentracija bet kurioje sistemos dalyje vidutiniškai yra vienoda. Be to, jis rėmėsi prielaida, kad molekulės juda pagal klasikinės fizikos dėsnius, t. y. visi sistemos fizikiniai procesai vyksta nenutrūkstamai erdvėje ir laike, ir kiekviena molekulė, nepriklausydama nuo kitų, gali užimti sistemoje bet kurią padėtį, judėti bet koku greičiu, turėti bet kokį judesio kiekį ir energiją. Dž. Maksvelis, naudodamasis klasikine statistika, gavo šitokią molekulių pasiskirstymo pagal greičių modulius funkcijos išraišką:

$$f(v) = \frac{dn_0}{n_0 dv} = 4\pi \left(\frac{m_0}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} v^2 e^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}}. \quad (2.4)$$

Dydį $f(v)$ vadiname *Maksvelio pasiskirstymo funkcija*. Greičių pasiskirstymas nepriklauso nuo krypties (yra izotropiškas), todėl iš (2.4) pasinaudodami lygtimis

$$f(v)dv = f(v_x)f(v_y)f(v_z)dv_x dv_y dv_z \quad \text{ir} \quad v^2 dv = \frac{1}{4\pi} dv_x dv_y dv_z,$$

galime gauti Maksvelio pasiskirstymo funkciją greičio projekcijai

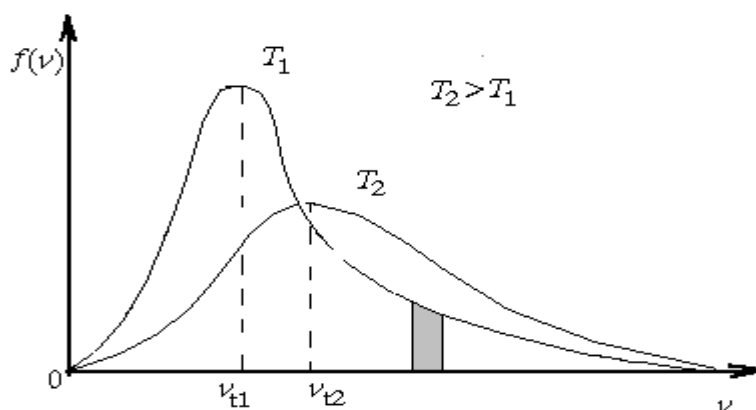
$$f(v_x) = \left(\frac{m_0}{2\pi kT} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{m_0 v_x^2}{2kT}}. \quad (2.4a)$$

Įstatę (2.4) į (2.1) gauname

$$dn_0 = 4\pi \left(\frac{m_0}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} n_0 v^2 e^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}} dv.$$

Čia dn_0 yra molekulių, kurių greičiai yra nuo v iki $v+dv$, skaičius tūrio vienetu. Ši formulė vadinama **Maksvelio pasiskirstymu**.

5 pav. pateikti (2.4) funkcijos grafikai, atitinkantys skirtingas temperatūras T_1 ir T_2 . Iš formulės išplaukia: kai greitis $v=0$, ir funkcija $f(v)=0$, esant labai didelėms greičio modulio vertėms, pasiskirstymo funkcijos vertės lemia eksponentinis daugiklis, todėl, kai $v \rightarrow \infty$, ir funkcija $f(v) \rightarrow 0$.



5 pav. Maksvelio pasiskirstymo funkcijos grafikai

Tai rodo, jog mažai tikimas yra toks reiškinys, kad viena molekulė, susidurdama su kitomis, vis daugiau gautų energijos. Tam tikrą greičio vertę v_t atitinka Maksvelio pasiskirstymo funkcijos maksimumas. Lyginant molekulių skaičius vienoduose greičių intervaluose Δv , daugiausiai bus tame intervale, kuriam priklausys pasiskirstymo funkcijos maksimumas ir jam atitinkantis greitis v_t vadinamas **tikimiausiu**. Tikimiausią greitį apskaičiuojame iš Maksvelio pasiskirstymo funkcijos ekstremumo sąlygos. Tam (2.4) diferencijuojame greičio atžvilgiu ir, prilyginę išvestinę nuliui, gauname tikimiausio greičio išraišką

$$v_t = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}} = \sqrt{\frac{2RT}{m_0 N_A}} = \sqrt{\frac{2RT}{M}}. \quad (2.5)$$

čia dydis $M=m_0 N_A$ – molio masė, R – universalioji dujų konstanta, k – Bolcmano konstanta. Taigi tikimiausias greitis yra tiesiogiai proporcingas kvadratinei šakniai iš dujų absoliutinės temperatūros ir atvirkščiai proporcingas kvadratinei šakniai iš jų molio masės.

5 pav. užbrūkšniuoto plotelio skaitinė vertė aprašoma (2.2) formule ir lygi tikimybei, jog dujų molekulės chaotiško judėjimo greičio modulis yra intervale tarp v ir $v+dv$. Iš čia išplaukia, kad ploto, ribojamo pasiskirstymo funkcijos kreivės ir greičio modulio ašies, skaitinė vertė yra lygi 1, t. y.

$$\int_0^{\infty} f(v) dv = 1. \quad (2.6)$$

Didėjant temperatūrai ($T_2 > T_1$), pasiskirstymo kreivė darosi lėkštesnė ir tikimiausias greitis pasislenka į didesnių verčių pusę.

Nors čia nagrinėjome idealiųjų dujų molekulių pasiskirstymą pagal greičio modulius, bet gautasis dėsningumas apytiksliai tinka įvairių sistemų, esančių termodinaminėje pusiausvyroje, dalelėms, jeigu joms tinka klasikinės mechanikos dėsniai. Įrodoma, kad kūno dalelių pasiskirstymo pagal greičius funkcijos pavidalas nepriklauso nuo dalelių sąveikos pobūdžio. Jį lemia tik vienas veiksnys: dalelių gebėjimas keisti energiją sistemai pereinant į pusiausvyrą būseną. Maksvelio pasiskirstymą galima taikyti visur, kur tik dalelių šiluminiam judėjimui galima taikyti klasikinę nereliatyvistinę mechaniką.

Priedas

1 lentelė. Molekulinėje fizikoje vartojami dydžiai ir vienetai

Dydis			Vienetas	
Pavadinimas	Žymėjimas	Dimensija	Pavadinimas	Žymėjimas
Pagrindiniai dydžiai			Pagrindiniai vienetai	
Ilgis	l	L	Metras	m
Masė	m	M	Kilogramas	kg
Laikas	t	T	Sekundė	s
Srovės stiprumas	I	I	Amperas	A
Temperatūra	T	Θ	Kelvinas	K
Medžiagos kiekis	ν	N	Molis	mol
Šviesos stiprumas	I	J	Kandela	cd
Išvestiniai dydžiai			Išvestiniai vienetai	
Greitis	v, u	LT^{-1}	Metras per sekundę	m/s
Pagreitis	a	LT^{-2}	Metras sekundei kvadratu	m/s ²
Jėga	F	LMT^{-2}	Niutonas	N
Slėgis	p	$L^{-1}MT^{-2}$	Paskalis	Pa
Judesio kiekis	p	LMT^{-1}	Kilogramas iš metro per sekundę	kg·m/s
Energija	W, E	L^2MT^{-2}	Džaulis	J
Vidinė energija	U	L^2MT^{-2}	Džaulis	J
Entalpija	H	L^2MT^{-2}	Džaulis	J
Laisvoji energija	A, F	L^2MT^{-2}	Džaulis	J
Darbas	A	L^2MT^{-2}	Džaulis	J
Šilumos srautas	Φ	L^2MT^{-3}	Vatas	W
Šilumos srauto tankis	q, φ	MT^{-3}	Vatas kvadratiniam metrui	W/m ²
Šilumos kiekis	Q	L^2MT^{-2}	Džaulis	J
Galia	P	L^2MT^{-3}	Vatas	W
Plotas	S	L^2	Kvadratinis metras	m ²
Tūris	V	L^3	Kubinis metras	m ³
Molio tūris	V_m	L^3N^{-1}	Kubinis metras moliui	m ³ /mol
Savitasis tūris	ν	L^3M^{-1}	Kubinis metras kilogramui	m ³ /kg
Masės tankis	ρ	ML^{-3}	Kilogramas kubiniam metrui	kg/m ³
Fazinio virsmo šiluma	L	L^2MT^{-2}	Džaulis	J
Šiluminė talpa	C	$L^2MT^{-2}\Theta^{-1}$	Džaulis kelvinui	J/K
Savitoji šiluminė talpa	c	$L^2T^{-2}\Theta^{-1}$	Džaulis kelvinui kilogramui	J/(K·kg)
Molinė šiluminė talpa	C_X	$L^2MT^{-2}\Theta^{-1}N^{-1}$	Džaulis kelvinui moliui	J/(K·mol)

1 lentelė. Tęsinys

Dydis			Vienetas	
Pavadinimas	Žymėjimas	Dimensija	Pavadinimas	Žymėjimas
Entropija	S	$L^2MT^{-2}\Theta^{-1}$	Džaulis kelvinui	J/K
Santykinė atominė masė	A_r	Bematė		
Santykinė molekulinė masė	M_r	Bematė		
Molio masė	M	MN^{-1}	Kilogramas moliui	kg/mol
Koncentracija	n_0	L^{-3}	Vienetas kubiniam metrui	$1/m^3$
Adiabatės rodiklis	γ	Bematė		
Paviršiaus įtempimas	σ	MT^{-2}	Niutonas metrui	N/m
Temperatūrinis tūrio plėtimosi koeficientas	α_V	Θ^{-1}	Vienetas kelvinui	1/K
Temperatūrinis ilgėjimo koeficientas	α_l	Θ^{-1}	Vienetas kelvinui	1/K
Vidutinis laisvojo kelio ilgis	$\langle l \rangle, l$	L	Metras	m
Susidūrimų dažnis	ν	T^{-1}	Vienetas sekunde	s^{-1}
Šilumos laidumo koeficientas	χ, λ	$LMT^{-3}\Theta^{-1}$	Vatas metrui iš kelvino	W/(m·K)
Vidinės trinties koeficientas	η	$L^{-1}MT^{-1}$	Paskalsekundė	Pa·s
Difuzijos koeficientas	D	L^2T^{-1}	Kvadratinis metras sekunde	m^2/s

2 lentelė. SI priešdėliai

10^{15}	peta	P
10^{12}	tera	T
10^9	giga	G
10^6	mega	M
10^3	kilo	k
10^2	hekto	h
10	deka	da

10^{-1}	deci	d
10^{-2}	centi	c
10^{-3}	mili	m
10^{-6}	mikro	μ
10^{-9}	nano	n
10^{-12}	piko	p
10^{-15}	femto	f

3 lentelė. **Pagrindinės fizikos konstantos**

Pavadinimas	Žymėjimas	Skaitinė vertė
Šviesos greitis tuštumoje	c	$2,99792458 \cdot 10^8$ m/s
Laisvojo kritimo pagreitis	g	$9,80665$ m/s ²
Normalusis molio tūris	V_m	$22,41383$ m ³ /mol
Avogadro skaičius	N_A	$6,022045 \cdot 10^{23}$ 1/mol
Lošmidto skaičius	N_L	$2,686754 \cdot 10^{25}$ 1/m ³
Bolcmano konstanta	k	$1,380662 \cdot 10^{-23}$ J/K
Planko konstanta	h	$6,626176 \cdot 10^{-34}$ J/s
Universalioji dujų konstanta	R	$8,31441$ J/(mol·K)
Elektrinė konstanta	ϵ_0	$8,85418782 \cdot 10^{-12}$ F/m
Magnetinė konstanta	μ_0	$1,25663706144 \cdot 10^{-6}$ H/m
Atomis masės vienetas	m_u	$1,6605655 \cdot 10^{-27}$ kg
Stefano ir Bolcmano konstanta	σ	$5,67032 \cdot 10^{-8}$ W/(m ² ·K ⁴)
Elementarusis elektros krūvis	e	$1,6021892 \cdot 10^{-19}$ C
Elektrono rimties masė	m_e	$9,109534 \cdot 10^{-31}$ kg
Protono rimties masė	m_p	$1,6726485 \cdot 10^{-27}$ kg
Neutrono rimties masė	m_n	$1,6749543 \cdot 10^{-27}$ kg
Gravitacijos konstanta	G	$6,6720 \cdot 10^{-11}$ m ³ /(kg·s ²)

4 lentelė. **Reperinės temperatūros**

Medžiaga ir jos būseną	T , K	t , °C
H ₂ trigubas taškas	13,81	-259,34
O ₂ virimas	90,188	-182,962
Ledo tirpimas	273,15	0,00
H ₂ O trigubas taškas	273,16	0,01
H ₂ O virimas	373,15	100,0
Zn lydymasis	692,73	419,58
Ag lydymasis	1235,08	961,93
Au lydymasis	1337,58	1064,43

5 lentelė. **Sauso oro sudėtis**

Dujos	%	T_{kr} , K
Azotas, N ₂	78,09	126,25
Deguonis, O ₂	20,95	154,78
Argonas, Ar	0,93	150,71
Anglies dioksidas, CO ₂	0,03	304,21
Neonas, Ne	0,018	44,43
Helis, He	$5,24 \cdot 10^{-4}$	5,20
Kriptonas, Kr	$1,0 \cdot 10^{-4}$	209,38
Vandenilis, H ₂	$5,0 \cdot 10^{-5}$	33,24
Ksenonas, Xe	$8,0 \cdot 10^{-6}$	289,74
Ozonas, O ₃	$1,0 \cdot 10^{-6}$	261,05

6 lentelė. Tankis ρ

Medžiaga	$\rho, 10^3 \text{ kg/m}^3$	Medžiaga	$\rho, 10^3 \text{ kg/m}^3$
Aliuminis	2,69	Etilo spiritas	0,77
Ažuolas sausas	0,86	Benzolas	0,85
Ledas	0,9	Gyvsidabris	13,5
Manganinas	8,4	Glicerinas	1,23
Nikelis	8,8	Žibalas	0,78
Platina	21,15	Vanduo	0,998
Plienas	7,85	Azotas	$1,25 \cdot 10^{-3}$
Sidabras	10,48	Anglies dioksidas	$1,98 \cdot 10^{-3}$
Stiklas	2,5	Deguonis	$1,43 \cdot 10^{-3}$
Varis	8,75	Oras	$1,29 \cdot 10^{-3}$
Žalvaris	8,5	Vandenilis	$0,09 \cdot 10^{-3}$

7 lentelė. Vandens virimo temperatūros $t_{\text{vir}}, ^\circ\text{C}$ priklausomybė nuo slėgio

Slėgis mm Hg	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
680	96,910	950	990	031*	071*	111*	151*	191*	231*	271*
690	97,311	351	391	431	471	510	550	590	630	669
700	97,709	748	788	827	866	906	945	984	023*	062*
710	98,102	141	180	219	258	296	335	374	413	451
720	98,490	529	567	606	644	683	721	759	798	836
730	98,874	912	950	989	027*	065*	102*	140*	178*	216*
740	99,254	292	329	367	405	442	480	517	554	592
750	99,629	666	704	741	778	815	852	889	926	963
760	100,000	037	074	110	147	184	220	257	294	330
770	100,367	403	439	476	512	548	584	620	657	693
780	100,729	765	801	836	872	908	944	980	015*	051*

* Žvaigždute nurodyta, kad sveiką skaičių reikia imti iš kitos eilutės.

8 lentelė. Vandens sočiųjų garų slėgio $p_{\text{sg}}, \text{ mm Hg}$ priklausomybė nuo temperatūros

Tempera- tūra $^\circ\text{C}$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
0	4,579	4,924	5,290	5,681	6,097	6,541	7,011	7,511	8,042	8,606
10	9,205	9,840	10,513	11,226	11,980	12,779	13,624	14,517	15,460	16,456
20	17,51	18,62	19,79	21,02	22,32	23,69	25,13	26,65	28,25	29,94
30	31,71	33,57	35,53	37,59	39,75	42,02	44,40	46,90	49,51	52,26
Tempera- tūra $^\circ\text{C}$	0	2	4	6	8	10	12	14	16	18
40	55,13	61,30	68,05	75,43	83,50	92,30	101,9	112,3	123,6	135,9
60	149,2	163,6	179,1	195,9	214,0	233,5	254,5	277,1	301,3	327,2
80	355,1	384,9	416,7	450,8	487,1	525,8	567,1	611,0	657,7	707,3
100	760,0	815,9	875,1	937,9	1004	1074,5	1149	1227	1310	1397
120	1489	1586	1687	1795	1907	2026	2150	2280	2416	2560

9 lentelė. Savitoji šiluminė talpa c_p

Medžiaga	c_p , kJ/(kg·K)	Medžiaga	c_p , kJ/(kg·K)
Aliuminis	0,896	Etilo spiritas	2,13
Ažuolas sausas	1,38	Benzolas	1,70
Ledas	2,09	Gyvsidabris	0,138
Manganinas	0,418	Glicerinas	2,43
Nikelis	0,461	Žibalas	2,14
Platina	0,117	Vanduo	4,18
Plienas	0,469	Azotas	1,04
Sidabras	0,234	Anglies dioksidas	0,816
Stiklas	0,67	Degūonis	0,913
Varis	0,394	Oras	1,01
Žalvaris	0,418	Vandenilis	14,09

10 lentelė. Skysčių paviršiaus įtempties koeficientas σ

Medžiaga	σ , N/m
Benzolas	$2,9 \cdot 10^{-2}$
Etilo spiritas	$2,2 \cdot 10^{-2}$
Gyvsidabris	$5,0 \cdot 10^{-3}$
Glicerinas	$6,6 \cdot 10^{-2}$
Žibalas	$2,4 \cdot 10^{-2}$
Vanduo 0 °C	$7,56 \cdot 10^{-2}$
Vanduo 20 °C	$7,28 \cdot 10^{-2}$
Vanduo 80 °C	$6,25 \cdot 10^{-2}$

11 lentelė. Vidinės trinties koeficientas η

Medžiaga	η , Pa·s
Benzolas	$4,6 \cdot 10^{-3}$
Etilo spiritas	$1,22 \cdot 10^{-3}$
Gyvsidabris	$1,6 \cdot 10^{-3}$
Glicerinas	1,39
Žibalas	$1,8 \cdot 10^{-1}$
Vanduo	$1,05 \cdot 10^{-3}$
Azotas	$1,67 \cdot 10^{-5}$
Anglies dioksidas	$1,40 \cdot 10^{-5}$
Degūonis	$1,92 \cdot 10^{-5}$
Oras	$1,72 \cdot 10^{-5}$
Vandenilis	$0,84 \cdot 10^{-5}$

12 lentelē. **Savitoji garavimo šiluma λ**

Medžiaga	λ , J/kg
Benzolas	$3,94 \cdot 10^6$
Etilo spiritas	$8,46 \cdot 10^5$
Gyvsidabris	$2,88 \cdot 10^5$
Vanduo	$2,26 \cdot 10^6$
Azotas	$2,01 \cdot 10^5$
Anglies dioksidas	$5,95 \cdot 10^5$
Deguonis	$2,14 \cdot 10^5$
Oras	$2,09 \cdot 10^5$
Vandenilis	$4,61 \cdot 10^5$

13 lentelē. **Šilumos laidumo koeficients χ**

Medžiaga	χ , W/(m·K)	Medžiaga	χ , W/(m·K)
Aluminis	201	Varis	318,5
Manganinas	21,8	Žalvaris	169
Nikelis	53,6	Azotas	$2,37 \cdot 10^{-4}$
Platina	74,1	Anglies dioksidas	$1,39 \cdot 10^{-4}$
Plienas	46,1	Deguonis	$2,39 \cdot 10^{-4}$
Sidabras	423	Oras	$2,37 \cdot 10^{-4}$
Stiklas	0,5–1,1	Vandenilis	0,157

14 lentelē. **Temperatūrinis plētīmosi koeficients α**

Medžiaga	α_l , 10^{-6} 1/K	Medžiaga	α_v , 10^{-3} 1/K
Aluminis	22,8	Alyva	0,7–0,9
Deimantas	1,2	Benzinas (40°C)	1,496
Geležis	12,1	Etilo spiritas	1,12
Plienas	10–18	Gyvsidabris	0,181
Sidabras	19,0	Glicerinas	0,505
Stiklas	8	Vanduo	0,182
Varis	16,61	Žibālas	0,955

15 lentelė. **Psichrometrinė lentelė**

Sauso termometro parodymai K	Santykinė drėgmė %, kai sauso ir drėgno termometrų temperatūrų skirtumas K										
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
273	100	81	63	45	28	11					
274	100	83	65	48	32	16					
275	100	84	68	51	35	20					
276	100	85	69	54	39	24	10				
277	100	86	70	56	42	28	14				
278	100	86	72	58	45	32	19	6			
279	100	87	73	60	47	35	23	10			
280	100	87	74	61	49	37	26	14			
281	100	88	75	63	51	40	29	18	7		
282	100	88	76	64	53	42	31	21	11		
283	100	88	76	65	54	44	34	24	14	5	
284	100	89	77	66	56	46	36	26	17	8	
285	100	89	78	68	57	48	38	29	20	11	
286	100	89	79	69	59	49	40	31	23	14	6
287	100	90	79	70	60	51	42	34	25	17	9
288	100	90	80	71	61	52	44	36	27	20	12
289	100	90	81	71	62	54	46	37	30	22	15
290	100	91	81	72	64	55	47	39	32	24	17
291	100	91	82	73	65	56	49	41	34	27	20
292	100	91	82	74	65	58	50	43	35	29	22
293	100	91	83	74	66	59	51	44	37	30	24
294	100	92	83	75	67	60	52	46	39	32	26
295	100	92	83	76	68	61	54	47	40	34	30
296	100	92	84	76	69	61	55	48	42	36	31
297	100	92	84	77	69	62	56	49	43	37	33
298	100	92	85	77	70	63	57	50	44	38	34
299	100	92	85	78	71	64	58	51	46	40	36
300	100	92	85	78	71	65	59	52	47	41	37
301	100	93	86	78	72	65	59	54	48	42	38
302	100	93	86	79	72	66	60	55	49	43	39
303	100	93	86	79	73	67	61	55	50	44	39