ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ
ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

Ա. Ժ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ
Դ. Հ. ԲԱԴԱԼՅԱՆ
Ռ. Ց. ԳԱԲՐԻԵԼՅԱՆ
Մ. Վ. ՀԱՅՐԱՊԵՏՅԱՆ
Լ. Ա. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ

ԼԱԲՈՐԱՏՈՐ ՊԱՐԱՊՄՈՒՆՔՆԵՐԻ ՈՒՂԵՑՈՒՅՑ

ՄՈԼԵԿՈՒԼԱՅԻՆ ՖԻԶԻԿԱ

ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ
ՖԻԶԻԿԱՅԻ ՖԱԿՈՒԼՏԵՏ
ԸՆԴՀԱՆՈՒՐ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԵՎ ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱՅԻ ԱՄԲԻՈՆ

**Ա. Ժ. Մուրադյան, Դ. Հ. Բադալյան, Ռ. Ց. Գաբրիելյան,
Մ. Վ. Հայրապետյան, Լ. Ա. Հովհաննիսյան**

ԼԱԲՈՐԱՏՈՐ ՊԱՐԱՊՄՈՒՆՔՆԵՐԻ ՈՒՂԵՑՈՒՅՑ

Մոլեկուլային ֆիզիկա

**ԵՐԵՎԱՆ
ԵՊՀ ՀՐԱՏԱՐԱԿՉՈՒԹՅՈՒՆ
2019**

ՀՏԴ 539.19(07)
ԳՄԴ 22.36 ց7
Լ 120

Հրատարակության է երաշխավորել
ԵՊՀ ֆիզիկայի ֆակուլտետի
գիտական խորհուրդը

Լ 120 Լաբորատոր պարապմունքների ուղեցույց: Մոլեկուլային ֆիզիկա/ Ա. Ժ. Մուրադյան, Դ. Հ. Բադալյան, Ռ. Ց. Գաբրիելյան, Մ. Վ. Հայրապետյան, Լ. Ա. Հովհաննիսյան: -Եր., ԵՊՀ հրատ., 2019, 60 էջ:

Ձեռնարկը կազմվել է Ընդհանուր ֆիզիկայի և աստղաֆիզիկայի ամբիոնի աշխատակիցների՝ պրոֆեսորներ Ատոմ Մուրադյանի և Դավիթ Բադալյանի, դոցենտներ Ռուբեն Գաբրիելյանի և Մեխակ Հայրապետյանի, ուսումնական լաբորատորիայի վարիչ Լիլիթ Հովհաննիսյանի կողմից:

Նախատեսված է Երևանի պետական համալսարանի բնագիտական ֆակուլտետների ուսանողների համար: Կարող է օգտագործվել նաև այլ բուհերում:

ՀՏԴ 539.19(07)
ԳՄԴ 22.36 ց7

ISBN 978-5-8084-2348-0

ԻԴԵԱԼԱԿԱՆ ԳԱԶ

Գազային վիճակը նյութի ամենատարածված ագրեգատային վիճակներից է: Ջերմադինամիկական հավասարակշռության մեջ գտնվող ֆիզիկական համակարգի վիճակը նկարագրվում է փորձում չափելի սահմանափակ թվով պարամետրերով, որոնք գազի համար ճնշումը (P), ծավալը (V) և բացարձակ ջերմաստիճանն են (T): Փորձերից հայտնի է, որ այդ պարամետրերը միաժամանակ չեն կարող ընդունել ցանկացած արժեք. դրանք կապված են միմյանց որոշակի համամասնությամբ: Այն հավասարումը, որը կապ է հաստատում վիճակի պարամետրերի միջև, կոչվում է վիճակի հավասարում: Ընդհանուր դեպքում այն ներկայացվում է

$$f(P, V, T) = 0$$

ոչ բացահայտ տեսքով:

Վիճակի հավասարումն ամենապարզ տեսքն ունի *իդեալական* գազի դեպքում: Իդեալական է կոչվում այն գազը, որը կազմող մասնիկների (ատոմների, մոլեկուլների) միջև բացակայում են ձգողական ուժերը, իսկ փոխազդեցությունը դրսևորվում է անվերջ փոքր չափերի մասնիկների առաձգական հարվածների ձևով:

Ոչ շատ բարձր ճնշումների և ոչ շատ ցածր ջերմաստիճանների պայմաններում գազերը քիչ են տարբերվում իդեալականից: Այսպես՝ իդեալական կարելի է համարել սենյակային ջերմաստիճանում գտնվող օդը:

Օդի և այլ գազերի հետ կատարված փորձերի հետևանքով հայտնաբերվել է իդեալական գազի վիճակի (Կլապեյրոն-Մենդելեևի) հավասարումը՝

$$PV = \frac{m}{\mu} RT = \nu RT, \qquad (1)$$

որտեղ m-ը գազի զանգվածն է, μ-ը՝ մոլային զանգվածը, R-ը՝ ունիվերսալ գազային հաստատունը: Նյութում առկա մոլերի թիվը որոշող $\nu = \frac{m}{\mu}$ հարաբերությունը կոչվում է նյութի քանակ:

R-ը ֆիզիկական կարևոր հաստատուններից մեկն է: Այն կապ-ված է Բոլցմանի հաստատունի (k_B) հետ

$$k_B = \frac{R}{N_A} \tag{2}$$

առնչությամբ, որտեղ N_A-ն Ավոգադրոյի թիվն է՝ մեկ մոլում առկա մասնիկների թիվը:

Գազային R հաստատունին կարելի է ֆիզիկական իմաստ վե-րագրել՝ ելնելով նաև վիճակի հավասարումից: Հայտնի է, որ իզոբար ($P = const$) պրոցեսում գազի կատարած աշխատանքը հավասար է՝

$$A = P\Delta V, \tag{3}$$

որտեղ ΔV-ն գազի ծավալի փոփոխությունն է: Այդ պրոցեսի համար (1) բանաձևից կստանանք՝

$$P\Delta V = \frac{m}{\mu} R\Delta T = \nu R\Delta T \tag{4}$$

(ΔT-ն գազի ջերմաստիճանի փոփոխությունն է): Համեմատելով (3)-ը և (4)-ը՝ կունենանք՝

$$R = \frac{A}{\nu\, \Delta T}: \tag{5}$$

Այս բանաձևից երևում է, որ ունիվերսալ գազային հաստատունը թվապես հավասար է մեկ մոլ գազի ընդարձակման ժամանակ կա-տարվող աշխատանքին, երբ այն հաստատուն ճնշման տակ տա-քացվում է մեկ աստիճանով:

Կլապեյրոն-Մենդելեևի հավասարումը (1) բանաձևի տեսքով կի-րառելի է նաև իդեալական գազերի խառնուրդի նկատմամբ: Այդ դեպքում m-ն արդեն կլինի խառնուրդի զանգվածը, իսկ P-ն բաղա-դրիչ գազերի մասնական (պարցիալ) ճնշումների գումարն է՝

$$P = \sum_i P_i \tag{6}$$

(P_i-ն գազի i-րդ բաղադրիչի մասնական ճնշումն է),

$$\nu = \sum_i \frac{m_i}{\mu_i}, \tag{7}$$

որտեղ m_i-ն i -րդ բաղադրիչի զանգվածն է, իսկ μ_i-ն՝ մոլային զանգվածը:

(1) հավասարումը հաճախ անվանում են գազային վիճակի միաց-

յալ հավասարում, քանի որ դրանից բխում են իզոպրոցեսներ նկարագրող բոլոր գազային օրենքները:

Իսկապես, երբ $T = const$ (իզոթերմ պրոցես), $m = const$,

$$PV = \frac{m}{\mu} RT = const ,$$

որը Բոյլ-Մարիոտի օրենքն է:

Երբ $P = const$ (իզոբար պրոցես), $m = const$,

$$V = \frac{m}{\mu}\frac{R}{P} T = const \cdot T ,$$

այսինքն՝ $V \sim T$, որը Գեյ-Լյուսակի օրենքն է:

Վերջապես, երբ $V = const$ (իզոխոր պրոցես), $m = const$,

$$P = \frac{m}{\mu}\frac{R}{V} T = const \cdot T ,$$

այսինքն՝ $P \sim T$, որը Շառլի օրենքն է:

Վերջին երեք օրենքները կոչվում են հիմնական գազային օրենքներ: Չնայած այդ օրենքներն ստացվեցին որպես վիճակի հավասարման մասնավոր դեպքեր, իրականում վիճակի հավասարումն է ստացվում որպես այդ օրենքների ընդհանրացման արդյունք:

(1)-ը կարելի է գրել նաև հետևյալ տեսքով՝

$$PV = \nu N_A k_B T :$$

Հաշվի առնելով, որ $N = \nu N_A$-ն m զանգվածով գազի մոլեկուլների թիվն է, կարող ենք գրել՝

$$PV = N k_B T : \tag{8}$$

Քանի որ $n = N / V$-ն գազի միավոր ծավալում եղած մոլեկուլների թիվն է (կոնցենտրացիան), (8)-ից կստանանք՝

$$P = n k_B T , \tag{9}$$

կամ, (5)-ում հաշվի առնելով, որ խտությունը՝ $\rho = m / V$, կարող ենք գրել՝

$$\rho = \frac{\mu P}{RT}: \quad (10)$$

Վերջին երեք հավասարումները փաստորեն ներկայացնում են իդեալական գազի վիճակի հավասարումը՝ գրված տարբեր տեսքերով:

1. ԳԱԶԻ ՄԻԱՑՅԱԼ ՕՐԵՆՔԻ ՍՏՈՒԳՈՒՄԸ

Աշխատանքի նպատակն է փորձնական եղանակով ստուգել գազերի միացյալ օրենքի՝ Մենդելեև-Կլապեյրոնի հավասարման իսկությունը:

$$PV = \frac{m}{\mu}RT: \quad (1.1)$$

Ենթադրենք՝ անոթում ունենք որոշ քանակությամբ գազ, որը գտնվում է P մթնոլորտային ճնշման տակ և միացված է հեղուկային մանոմետրին: Եթե գազը տաքացնենք ΔT -ով, ապա տաքացման պրոցեսում միաժամանակ կփոխվեն գազի և՛ ծավալը, և՛ ճնշումը: Նոր $T + \Delta T$ * ջերմաստիճանի համար, համաձայն (1.1)-ի, կարելի է գրել՝

$$(P + \Delta P)(V + \Delta V) = \frac{m}{\mu}R(T + \Delta T):$$

Եթե ΔT -ն բավականաչափ փոքր է, ապա, արհամարհելով $\Delta P \Delta V$ արտադրյալը՝ որպես ավելի բարձր կարգի փոքրության անդամ, և հաշվի առնելով (1.1)-ը, կստանանք՝

$$P\Delta V + V\Delta P = \frac{m}{\mu}R\Delta T: \quad (1.2)$$

ΔP -ն և ΔV -ն փորձում կապված են մանոմետրի ծնկներում հեղուկի

---

* Պարզ հաշվարկները ցույց են տալիս, որ $\Delta P \Delta V$ անդամը կարելի է արհամարհել, եթե բավարարվում է $\Delta T << 273^o$ պայմանը:

մակարդակների ΔH փոփոխության միջոցով՝

$$\Delta P = 2\rho g \Delta H \text{ և } \Delta V = \frac{\pi d^2}{4}\Delta H ,$$

որտեղ ρ-ն հեղուկի խտությունն է մանոմետրական խողովակում, իսկ d-ն՝ խողովակի ներքին տրամագիծը: Կստանանք՝

$$(P\frac{\pi d^2}{4} + 2V\rho g)\Delta H = \frac{m}{\mu}R\Delta T : \tag{1.3}$$

Հաշվի առնելով, որ $\frac{m}{\mu}R = \frac{PV}{T}$, (1.3)-ի աջ և ձախ մասերը բաժանենք V ծավալի վրա՝

$$\left(\frac{P}{V}\frac{\pi d^2}{4} + 2\rho g\right)\Delta H = \frac{P\Delta T}{T} , \tag{1.4}$$

կամ

$$\Delta H = \frac{P\Delta T}{T\left(\frac{P\pi d^2}{4V} + 2\rho g\right)} = A\Delta T , \tag{1.5}$$

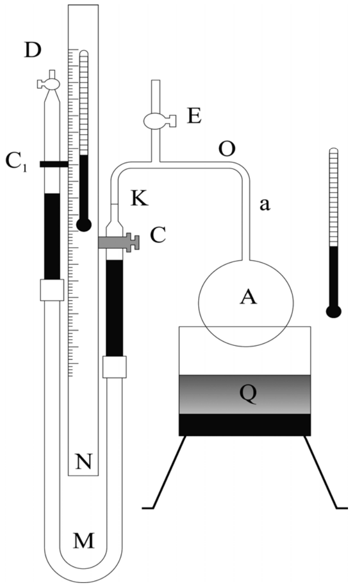
որտեղ

$$A = \frac{P}{T\left(\frac{P\pi d^2}{4V} + 2\rho g\right)} : \tag{1.6}$$

(1.5)-ից հետևում է, որ եթե ճիշտ է Մենդելև-Կլապեյրոնի (1.1) հավասարումը, ապա գազը տաքացնելիս պետք է նկատվի ΔH-ի գծային կախվածություն ΔT-ից:

Սարքի նկարագրությունը

Սարքը (նկ. 1.1) բաղկացած է A բալոնից, որը aOK մազական խողովակի օգնությամբ միացված է M սնդիկային մանոմետրին: Մանոմետրի ծայրերը շարժական են: Դրանք C և C_1 պտուտակների օգնությամբ կարելի է ամրացնել N ուղղաձիգ շտատիվին ցանկացած



Նկ. 1.1

բարձրության վրա: Q ջեռուցիչը ջրով լցված 1-2 սմ բարձրությամբ տաքացվող անոթ է: E և D ծորակները նախատեսված են A բալոնում և M մանոմետրում ճնշումն արտաքին P_0 մթնոլորտային ճնշմանը հավասարեցնելու համար: Շտատիվի վրա ամրացված է միլիմետրական քանոն՝ ΔH -ը որոշելու համար:

Չափումներ

Վարժություն 1

1. Սարքին տալով ուղղաձիգ դիրք՝ բացե՛ք E ծորակը և օդի ճնշումը A բալոնում հավասարեցրե՛ք P_0 արտաքին մթնոլորտային ճնշմանը:

2. Բացե՛ք D ծորակը և մանոմետրի ձախ ծունկը բարձրացրե՛ք այնքան, մինչև սնդիկի մակարդակն աջ ծնկում հավասարվի մազական խողովակի վրա նշված K նիշին: C_1 պտուտակի օգնությամբ մանոմետրի ձախ ծունկն ամրացրե՛ք N շտատիվին:

Ցուցում: Քանի որ E ծորակը շարունակում է բաց մնալ, ճնշումը A բալոնում հավասար է P_0 մթնոլորտային ճնշմանը, որը չափվում է բարոմետրի օգնությամբ: Բալոնի V_0 ծավալը մինչև K նիշը հայտնի է, իսկ ջերմաստիճանը հավասար է սենյակի T_0 ջերմաստիճանին: P_0, V_0 և T_0 մեծությունները բնութագրում են գազի առաջին վիճակը:

3. Փակե՛ք E ծորակը, Q անոթի ջուրը եռացրե՛ք և անոթն այնքան բարձրացրե՛ք, որ A բալոնն ամբողջությամբ ընկղմվի եռացող ջրի գոլորշիների մեջ: Ծածկելով անոթի խուփը՝ որոշ ժամանակ անց կհաստատենք ջերմային հավասարակշռություն, և բալոնի օդի ջեր-

մաստիճանը կհավասարվի ջրի եռման ջերմաստիճանին: Այն կարելի է անմիջականորեն չափել կամ, իմանալով բալոնում գազի ճնշումը (մանոմետրի ցուցմունքը), որոշել հատուկ աղյուսակների միջոցով:

4. Բալոնի տաքացման հետևանքով նրա մեջ եղած օդը կընդարձակվի, և սնդիկի մի մասը մանոմետրի աջ ծնկից կտեղափոխվի ձախ ծունկ: Իմանալով մանոմետրական խողովակի D ներքին տրամագիծը և սնդիկի մակարդակի տարբերությունը K նիշից՝ ΔH -ը, որոշե՛ք գազի ընդարձակված $\Delta V=\dfrac{\pi D^2\Delta H}{4}$ ծավալը և $\Delta P=\rho g2\Delta H$ ճնշման աճը:

Ցուցում: V_1-ը $\left(V_1=V_0+\Delta V\right)$, P_1-ը $\left(P_1=P_0+\Delta P\right)$ և T_1 եռման ջերմաստիճանը կբնութագրեն գազի երկրորդ վիճակը:

5. Ստացված արդյունքները տեղադրելով $\dfrac{PV}{T}=const$ բանաձևի մեջ՝ համոզվե՛ք, որ $\dfrac{P_0V_0}{T_0}=\dfrac{P_1V_1}{T_1}$:

6. Անհրաժեշտության դեպքում փորձը կրկնե՛ք այլ վիճակների համար:

Վարժություն 2

1. Ստացե՛ք ΔH -ի՝ ΔT -ից ունեցած կախվածության 4-5 արժեքներ $20-25^0C$ ջերմաստիճանային միջակայքի համար՝ ջերմաստիճանն ավելացնելով 1^0C -ով: Արդյունքները գրանցե՛ք աղյուսակում:

2. Ստացված արդյունքների հիման վրա կառուցե՛ք $\Delta H=f\left(\Delta T\right)$ գծային կախվածության գրաֆիկը, որի թեքման անկյան տանգենսը կներկայացնի A-ն:

3. A-ի՝ փորձից ստացված արժեքները համեմատե՛ք (1.6) բանաձևով հաշված արժեքների հետ:

Ստուգող հարցեր և առաջադրանքներ

1. Ո՞ր գազն է կոչվում իդեալական:
2. Ինչու՞ սենյակում գտնվող օդը կարելի է համարել իդեալական գազ:
3. Տվե՛ք նյութի վիճակի հավասարման սահմանումը:
4. Տվե՛ք մոլային զանգվածի, Ավոգադրոյի թվի, նյութի քանակի սահմանումները:
5. Ո՞րն է ունիվերսալ գազային հաստատունի ֆիզիկական իմաստը:
6. Ո՞րն է ունիվերսալ գազային հաստատունի և Բոլցմանի հաստատունի կապը:
7. Ինչպիսի՞ տեսք ունի Կլապեյրոն-Մենդելեևի հավասարումը գազային խառնուրդի դեպքում:

2. ՈՒՆԻՎԵՐՍԱԼ ԳԱԶԱՅԻՆ ՀԱՍՏԱՏՈՒՆԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

Աշխատանքի նպատակն է փորձնական եղանակով որոշել իդեալական գազի վիճակի

$$PV = \frac{m}{\mu} RT \tag{2.1}$$

հավասարման (Մենդելեև-Կլապեյրոնի հավասարման) մեջ մտնող R ունիվերսալ գազային հաստատունի թվային արժեքը:

Նախ պարզաբանենք R հաստատունի ֆիզիկական իմաստը:

Ենթադրենք՝ շարժական մխոցով փակված գլանում P ճնշման տակ և T_1 ջերմաստիճանում կա որոշ քանակությամբ գազ: Հաստատուն պահելով գազի ճնշումը՝ նրա ջերմաստիճանը բարձրացնենք $\Delta T = T_2 - T_1$-ով: Գազը կընդարձակվի, և մխոցը կտեղափոխվի Δh-ով: Գազի կատարած աշխատանքը կլինի՝

$$\Delta A = F\Delta h = P\Delta V = P\left(V_2 - V_1\right), \qquad (2.2)$$

որտեղ ΔV -ն գազի ծավալի փոփոխությունն է (աճը): Գրենք Մենդելեև-Կլապեյրոնի հավասարումը գազի առաջին և երկրորդ վիճակների համար՝

$$PV_1 = \frac{m}{\mu}RT_1, \qquad (2.3)$$

$$PV_2 = \frac{m}{\mu}RT_2 : \qquad (2.4)$$

Այս հավասարումներն իրարից հանելով՝ կստանանք՝

$$P\left(V_2 - V_1\right) = \frac{m}{\mu}R\left(T_2 - T_1\right) = \frac{m}{\mu}R\,\Delta T : \qquad (2.5)$$

Համեմատելով (2.2)-ը (2.5)-ի հետ՝ կարող ենք գրել՝

$$\Delta A = \frac{m}{\mu}R\Delta T : \qquad (2.6)$$

Այսինքն՝ ունիվերսալ գազային հաստատունը թվապես հավասար է այն աշխատանքին, որը կատարում է մեկ մոլ իդեալական գազն իզոբար պրոցեսում, երբ նրա ջերմաստիճանը բարձրացնում ենք մեկ աստիճանով (կելվինով)*:

(2.1) բանաձևում m-ը ներկայացնում է գազի զանգվածը, որը կստանանք, եթե գազով լցված բալոնի m_1 զանգվածից հանենք դատարկ բալոնի m_0 զանգվածը. $m = m_1 - m_0$:

Տեղադրելով m-ի արժեքը (2.1)-ի մեջ՝ կստանանք՝

* Նշենք, որ այս եզրակացությունն անմիջականորեն բխում է նաև Ռոբերտ Մայերի բանաձևից (տե՛ս Աշխատանք № 7)՝

$$C_P - C_V = R,$$

որտեղ C_P-ն և C_V-ն գազի մոլյար ջերմունակություններն են համապատասխանաբար հաստատուն ճնշման և հաստատուն ծավալի պայմաններում: Ինչպես հայտնի է, այս ջերմունակություններն իրարից տարբերվում են իզոբար պրոցեսում մեկ մոլ գազի կատարած աշխատանքով, երբ գազի ջերմաստիճանը փոխվում է մեկ աստիճանով:

$$P_1 V = \frac{m_1 - m_0}{\mu} RT \text{ :} \tag{2.7}$$

Այս հավասարումը, բացի R-ից, պարունակում է ևս մեկ անհայտ՝ m_0-ն, որից ազատվելու համար պետք է ունենալ ևս մեկ հավասարում: Եթե պոմպի միջոցով բալոնից հեռացնենք օդի որոշ քանակություն, ապա գազի նոր՝ $m_2 - m_0$ զանգվածով վիճակի համար (2.1) հավասարումը կգրվի հետևյալ տեսքով՝

$$P_2 V = \frac{m_2 - m_0}{\mu} RT \text{ :} \tag{2.8}$$

(2.7) և (2.8) հավասարումներից արտաքսելով m_0-ն և նկատի ունենալով, որ

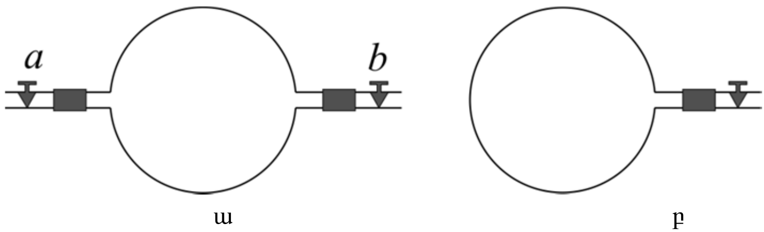
$$P_2 - P_1 = \rho g h, \tag{2.9}$$

որտեղ h-ը մանոմետրում սնդիկի մակարդակների տարբերությունն է, ρ-ն՝ սնդիկի խտությունը, g-ն՝ ազատ անկման արագացումը, R-ի համար վերջնականապես կստանանք՝

$$R = \frac{\mu g \rho h V}{\left(m_1 - m_2\right) T} \text{ :} \tag{2.10}$$

Սարքի նկարագրությունը

Սարքը բաղկացած է ապակյա բալոնից, որի երկու ծայրերին ռետինե խողովակների միջոցով ամրացված են a և b փականները (նկ. 2.1ա): Նույնպիսի ռետինե խողովակների միջոցով բալոնի մի ծայրն ամրացվում է U-աձև սնդիկային մանոմետրին, մյուսը՝ օդահան պոմպին:



Նկ. 2.1

Ցուցում: Փորձը կարելի է կատարել նաև մեկ փականունեցող ապակյա բալոնով (նկ. 2.1բ): Այդ դեպքում բալոնի միակ ծայրն ապակյա եռաբաշխիչի միջոցով միացվում է օդահան պոմպին և մանոմետրին:

Չափումներ

1. Բացե՛ք a և b փականները կամ նրանցից որևէ մեկը: Բալոնում ճնշումը կհավասարվի P_1 մթնոլորտային ճնշմանը: Անալիտիկ կշեռքի օգնությամբ որոշե՛ք բալոնի և նրանում եղած օդի m_1 գումարային զանգվածը:

2. Չափե՛ք լաբորատորիայի (օդի) t^0 ջերմաստիճանը: Բալոնում եղած օդի վիճակի հավասարումը, համաձայն (1) բանաձևի, ունի հետևյալ տեսքը՝

$$P_1V = \frac{m_1 - m_0}{\mu} RT, \qquad (2.11)$$

որտեղ m_0-ն դատարկ բալոնի զանգվածն է, T= t+273, μ-ը օդի մոլային զանգվածն է, որը հավասար է $\mu \approx 29$ գ/մոլ :

3. Ապակյա բալոնի մի ծայրը միացրե՛ք սնդիկային մանոմետրին, մյուսը՝ օդահան պոմպին: Բալոնից օդը հանե՛ք մինչև որոշակի P_2 ճնշում: Մանոմետրը ցույց կտա P_1 մթնոլորտային և բալոնում եղած P_2 ճնշումների տարբերությունը, որն արտահայտվում է մանոմետրի մակարդակների h տարբերությամբ.

$$P_1 - P_2 = \rho g h,$$

որտեղ ρ-ն սնդիկի խտությունն է, g-ն՝ ազատ անկման արագացումը:

4. Փակե՛ք a և b փականները, բալոնի ծայրերը զգուշորեն անջատե՛ք մանոմետրից և օդահան պոմպից: Անալիտիկ կշեռքի օգնությամբ որոշե՛ք բալոնի և նրանում մնացած օդի m_2 գումարային զանգվածը: Բալոնում եղած օդի վիճակի հավասարումը, համաձայն (2.1) բանաձևի, այժմ հետևյալն է՝

$$P_2V = \frac{m_2-m_0}{\mu}RT : \tag{2.12}$$

5. (2.11) և (2.12) բանաձևերից արտաքսելով դատարկ բալոնի m_0 զանգվածը և հաշվի առնելով (2.9) առնչությունը՝ վերջնականապես կստացվի՝

$$R = \frac{\rho gh\ \mu V}{(m_1-m_2)(\mathrm{t}+273)} :$$

$\rho, g, h,\ m_1\, m_{2,}\ t,\ \mu, V$ հայտնի մեծությունների արժեքները տեղադրելով (2.11) բանաձևում՝ հաշվե՛ք R-ը:

Ստուգող հարցեր

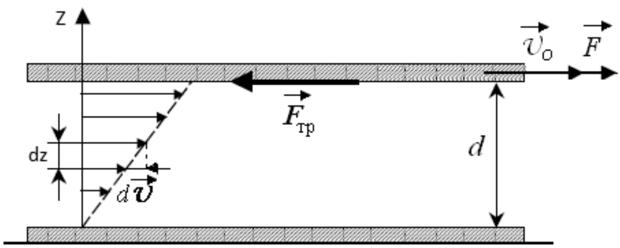
1. Ի՞նչ մեծություններով է բնութագրվում որոշակի զանգվածով գազի վիճակը, և ի՞նչ առնչությամբ են կապված այդ մեծությունները: Գրե՛ք Կլապեյրոնի հավասարումը:
2. Սահմանե՛ք Ավոգադրոյի օրենքը: Ո՞րն է Ավոգադրոյի թվի իմաստը:
3. Գրե՛ք իդեալական գազի վիճակի հավասարումը (Մենդելեև-Կլապեյրոնի հավասարումը) մեկ մոլ և ν մոլ գազերի համար:
4. Ո՞րն է Բոլցմանի k հաստատունի ֆիզիկական իմաստը:
5. Գրե՛ք Մայերի բանաձևը: Ո՞րն է R ունիվերսալ գազային հաստատունի ֆիզիկական իմաստը:
6. Ինչու՞ փորձը կատարելիս պետք է ունենալ գազի երկու վիճակ:

3. ԳԱԶԵՐԻ ՆԵՐՔԻՆ ՇՓՄԱՆ ԳՈՐԾԱԿՑԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ՄԱԶԱԿԱՆ ՎԻՍԿՈԶԻՄԵՏՐՈՎ

Լավ հայտնի է, որ երբ մի մարմին սահում է մյուս մարմնի մակերևույթով, առաջ է գալիս սահքի շփում, որն արգելակում է մարմնի շարժումը: Եթե երկու մարմիններն էլ շարժվում են, ապա շփման ուժը կդանդաղեցնի արագ շարժվող մարմնի շարժումը և կարագացնի այն մարմինը, որն ավելի դանդաղ է շարժվում:

Գազերի և հեղուկների՝ միմյանց նկատմամբ շարժվող շերտերի միջև նույնպես ծագում են ուժեր, որոնք դանդաղեցնում են այդ շերտերի մի մասի շարժումը և արագացնում մյուսներինը: Այդ ուժերը կոչվում են ներքին շփման կամ մածուցիկության ուժեր: Այժմ պարզենք, թե ինչ օրինաչափությունների են դրանք ենթարկվում:

Ներքին շփումը հեղուկներում կարելի է դիտել պարզ փորձի միջոցով: Ստացված արդյունքներն առանց վերապահումների կտարածվեն նաև գազերի վրա: Դիտարկենք հեղուկի մեջ ընկղմված երկու իրար զուգահեռ թիթեղներ, որոնց երկարությունն ու լայնությունը շատ անգամ մեծ են թիթեղների d հեռավորությունից (տե՛ս նկ. 3.1): Ներքևի թիթեղն անշարժ է, իսկ վերևինը $\vec{F}$ ուժի ազդեցության տակ շարժվում է $\vec{V}_0$ հաստատուն արագությամբ:



Նկ. 3.1

Փորձը ցույց է տալիս, որ դրա համար անհրաժեշտ է կիրառել հաստատուն $\vec{F}$ ուժ: Քանի որ թիթեղը հավասարաչափ է շարժվում, նշանակում է $\vec{F}$ -ը հավասարակշռված է մեծությամբ իրեն հավասար և ուղղությամբ հակառակ ուժով: Այդ ուժը ներքին շփման $\vec{F}_{շփ}$ ուժն է: Ակներև է, որ այն առաջանում է թիթեղների միջև գտնվող հեղուկի մածուցիկության պատճառով:

Դեռևս Նյուտոնը պարզել էր, որ եթե ունենք հեղուկի լամինար, այսինքն՝ շերտավոր շարժում, և շերտերի արագությունների բաշխումը գծային է (տե՛ս նկ. 3.1), ապա թիթեղի վրա ազդող շփման ուժը կարելի է հաշվել հետևյալ բանաձևով՝

$$\vec{F}_{շփ} = -\eta \frac{\vec{V}_0}{d} \mathrm{S}, \tag{3.1}$$

որտեղ S-ը թիթեղի մակերեսն է, իսկ η-ն՝ համեմատականության գործակիցը, որը կոչվում է ներքին շփման կամ մածուցիկության գործակից: Այն կախված է հեղուկի տեսակից և վիճակից (առաջին հերթին՝ ջերմաստիճանից): Հետազոտությունները ցույց են տալիս, որ թիթեղին հարող հեղուկի մասնիկները կպչում են թիթեղին, այսինքն՝ շարժվում են նույն $\vec{V}_0$ արագությամբ: Բացի դրանից՝ η-ն կախված չէ թիթեղի նյութի տեսակից: Նշանակում է՝ (3.1) բանաձևն ավելի շուտ նկարագրում է d հեռավորության վրա գտնվող հեղուկի շերտերի շփման ուժը: Բայց d-ն կամայական է, հետևաբար (3.1) բանաձևը կարելի է կիրառել նաև հեղուկի սահմանակից շերտերի դեպքում:

Եթե z ուղղությամբ հեղուկի շերտերի արագությունները փոխվում են ոչ թե գծային, այլ ավելի բարդ օրենքով, ապա (3.1) բանաձևը պետք է փոխարինել ավելի ընդհանուր բանաձևով՝

$$F_{շփ} = \eta \left|\frac{dV}{dz}\right| S, \tag{3.2}$$

որտեղ dV/dz -ը կոչվում է արագության գրադիենտ: Այդ մեծությունը ցույց է տալիս ուժի մեծությունը $z = const$ հարթության երկու կողմերում՝ հարթությունների միջև, և համեմատական է նրան, թե ինչքան արագ է փոխվում արագությունը z առանցքի ուղղությամբ: Օգտվելով (3.2) բանաձևից՝ կարելի է տալ η գործակցի սահմանումը. մածուցիկության գործակիցը թվապես հավասար է միավոր մակերեսով hպվող հեղուկի շերտերի շփման ուժին, եթե hպման սահմանին արա-գության գրադիենտի մոդուլը մեկ միավոր է:

Մածուցիկության գործակցի չափման միավորը ՄՀ-ում *Նվ/մ*^{2}-ն է կամ *Պա վ*-ը, միավորների ՍԳՎ համակարգում՝ պուազը (պզ) *(1 պզ* = 1 *գ/ վ սմ)*: Միավորների կապը հետևյալն է՝ 1 *պզ* = 0.1 *Պա վ*:

Համաձայն մոլեկուլային-կինետիկ տեսության պատկերացում-ների՝ գազերում ներքին շփումը պայմանավորված է դրեյֆային տարբեր արագություններով շարժվող շերտերի միջև իմպուլսի փո-խանակմամբ: Իմպուլսը մի շերտից մյուսը տեղափոխում են քաո-սային շարժում կատարող մոլեկուլները: Փոքր արագությամբ շարժ-վող շերտից մոլեկուլի թռիչքը դեպի արագ շարժվող շերտը փոքրաց-նում է վերջինիս արագությունը, և հակառակը՝ մեծանում է դանդաղ շարժվող շերտի արագությունը, եթե թռիչքը կատարվել է արագ շարժվող շերտից դեպի դանդաղ շարժվողը: Ներքին շփման առա-ջացման այս մեխանիզմը, որոշ վերապահումներով, կարելի է կիրա-ռել նաև հեղուկների նկատմամբ: Բայց անհրաժեշտ է հաշվի առնել, որ հեղուկում իմպուլսի հաղորդումը կարող է կատարվել ոչ միայն մո-լեկուլների ջերմային շարժման, այլև մոլեկուլների միջև գործող ձգո-ղական ուժերի միջոցով, ինչը իդեալական գազում բացակայում է:

Ներքին շփման ուժի համար ստացված (3.1) և (3.2) բանաձևերը ճիշտ են միայն հեղուկի (գազի) լամինար շարժման դեպքում: Լամի-նար հոսանքում հեղուկը բաժանվում է նեղ շերտերի, որոնք առանց իրար խառնվելու սահում են մեկը մյուսի վրայով: Լամինար հոսանքը մնայուն (ստացիոնար) շարժում է, որը ժամանակի ընթացքում չի փոխվում: Արագությունը մեծացնելիս լամինար հոսանքը կարող է կորցնել իր կայունությունը և վերածվել տուրբուլենտ հոսանքի: Այդ դեպքում շերտերը խառնվում են իրար, հեղուկի (գազի) տարրական տեղամասերը կատարում են անկանոն, քաոսային շարժում, առա-ջանում են մրրիկներ:

Կտրուկ փոխվում է շարժմանը դիմադրող շփման ուժը: Այդ պատճառով կարևոր է իմանալ, թե որն է լամինար հոսանքի կայու-նության պայմանը: Անգլիացի ֆիզիկոս Ռեյնոլդսը պարզել է, որ հեղուկի (գազի) հոսանքի ռեժիմը կարելի է բնութագրել չափողականություն չունեցող մի մեծությամբ (Re), որը հոսանքի շրջանաձև կտրվածքի դեպքում արտահայտվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$Re = \frac{\rho \langle V \rangle a}{\eta}, \quad (3.3)$$

որտեղ ρ-ն հեղուկի (գազի) խտությունն է, $\langle V \rangle$-ն՝ միջին (ըստ կտրվածքի) արագությունը, a-ն՝ հոսանքի խողովակի շառավիղը:

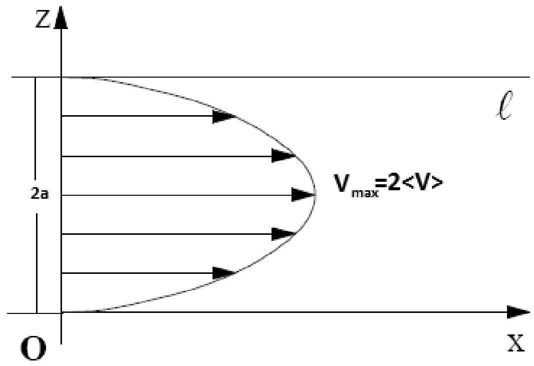
Շրջանաձև կտրվածքով հարթ խողովակներում անցումը լամինար հոսանքից տուրբուլենտին տեղի է ունենում $Re \approx 1000$ արժեքի դեպքում: Հետևաբար տուրբուլենտությունից խուսափելու համար անհրաժեշտ է, որ $Re < 10^3$:

Օդի ներքին շփման գործակիցը որոշելու համար սովորաբար օգտվում են գլանաձև խողովակներից: Խողովակում օդի հոսք ապահովելու համար անհրաժեշտ է նրա ծայրերին ստեղծել ճնշումների որոշակի ΔP տարբերություն: Խողովակից արտահոսած գազի Q ծավալի և ճնշումների ΔP տարբերության կախումն արտահայտվում է Պուազեյլի բանաձևով: Այդ բանաձևը ստանալու համար պետք է իմանալ արագությունների բաշխումը գլանաձև խողովակում: Լամինար հոսանքի դեպքում այն արտահայտվում է պարաբոլական օրենքով (նկ. 3.2).

$$V(r) = 2\langle V \rangle \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right), \quad (3.4)$$

որտեղ $V(r)$-ը հոսանքի արագությունն է գլանի առանցքից r հեռավորության վրա: Հաշվենք $dV/dZ \rightarrow dV/dr$ ածանցյալը խողովակի պատի վրա, այսինքն՝ $r = a$ կետում.

$$\left|\frac{dV}{dr}\right|_{r=a} = \frac{4 \langle V \rangle}{a}: \quad (3.5)$$



Նկ. 3.2

Տեղադրելով (3.5)-ը (3.2) բանաձևում՝ կստանանք՝

$$F_{շփ} = \eta \left|\frac{dV}{dr}\right| S = \eta \frac{4\,\langle V \rangle}{a}\, 2\pi a l\,, \qquad (3.6)$$

որտեղ l-ը խողովակի երկարությունն է, $2\pi a l$-ը՝ խողովակի ներքին կողմնային մակերևույթի մակերեսը: Հոսանքի մնայուն ռեժիմի դեպքում շփման ուժը հավասար է արտաքին (ճնշման) ուժին՝

$$F_{ա} = \Delta P \pi a^2\ : \qquad (3.7)$$

Իրար հավասարեցնելով (3.6) և (3.7) բանաձևերի աջ մասերը՝ կստանանք՝

$$\langle V \rangle = \frac{\Delta P a^2}{8\eta l}\ : \qquad (3.8)$$

Գազի հոսքի միջին արագության չափումը կապված է դժվարություններ հետ: Շատ ավելի հեշտ է չափել արտահոսած գազի ծավալը, որը համեմատական է $\langle V \rangle$-ին: Իրոք, t ժամանակում խողովակի լայնական հատույթով արտահոսող գազի Q ծավալը հաշվվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$Q = \pi a^2 \langle V \rangle t = \frac{\pi a^4 \Delta P t}{8\eta l}, \qquad (3.9)$$

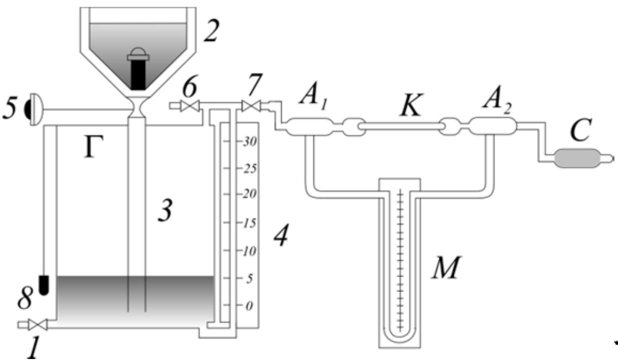
որն էլ կոչվում է Պուազեյլի բանաձև: Այստեղից

$$\eta = \frac{\pi a^4 \Delta P t}{8\, Q l}, \qquad (3.10)$$

որն օգտագործվում է գազերի և հեղուկների մածուցիկության գործակիցը չափելու համար: Խողովակում լամինար հոսանք ապահովելու համար, համաձայն (3.3) բանաձևի, անհրաժեշտ է վերցնել որքան կարելի է փոքր տրամագծով խողովակներ: Այդ պատճառով η-ի չափման` Պուազեյլի բանաձևի օգտագործման վրա հիմնված եղանակն անվանում են մազական խողովակի եղանակ:

Սարքի նկարագրությունը

Սարքը (նկ. 3.3) բաղկացած է r գազաչափից, M մանոմետրից, K մազական խողովակից և C չորանոցից: Գազաչափից ջրի հոսելու ժամանակ նրա` օդով լցված ծավալում տեղի է ունենում օդի նոսրացում, որը $K$ մազական խողովակի ծայրերում առաջացնում է ճնշումների $\Delta P$ տարբերություն: Դրա հետևանքով մթնոլորտային օդը չորանոցից մտնում է մազական խողովակ` առաջացնելով օդի հոսք: Չորանոցի դերն այն է, որ կլանում է օդի հետ խառնված ջրային գոլորշիները` արգելելով դրանց մուտքը մազական խողովակ:



Նկ. 3.3

Գազաչափն ունի 1, 5, 6, 7 ծորակները. 5 ծորակը ծառայում է ջուրը 2 ձագարից գազաչափ լցնելու համար, 1 ծորակը` գազաչափից ջուրը հեռացնելու համար, 6 և 7 ծորակները` գազաչափը համապատասխանաբար մթնոլորտին և մազական խողովակին միացնելու համար: Գազաչափից հեռացվող ջրի ծավալը որոշում են 4 ջրաչափ խողովակի օգնությամբ: K մազական խողովակը A_1 և A_2 ենթախողովակներին ամրացվում է ռետինե խցաններով:

Չափումներ

1. Միլիմետրական քանոնով չափե՛ք K խողովակի l երկարությունը, իսկ միկրոսկոպով՝ մի քանի անգամ նրա $2a$ տրամագիծը: Խողովակն ամրացրե՛ք A_1 և A_2 ենթախողովակներին:

2. 8 ուղղալարի օգնությամբ գազաչափը բերե՛ք ուղղաձիգ դիրքի և 2 ճագարը լցրե՛ք ջրով:

3. Փակ պահելով 1 և 7 ծորակները՝ բացե՛ք 5-ը և 6-ը: Ջուրը լցվում է գազաչափ: Երբ ջուրը հասնում է ջրաչափի ամենաբարձր կետին, 5 և 6 ծորակները փակե՛ք:

4. Լրիվ բացե՛ք 7 ծորակը, ապա դանդաղորեն բացե՛ք 1 ծորակը: Օդը K խողովակով մտնում է գազաչափ:

Ցուցում: Հետևե՛ք M մանոմետրին, որպեսզի թույլ չտրվի մանոմետրի ջրի սյան մուտքը A_1 ենթախողովակ:

5. Սպասե՛ք որոշ ժամանակ, մինչև M մանոմետրում ջրի մակարդակների տարբերությունը դառնա հաստատուն: Չափե՛ք ջրի մակարդակը գազաչափում և միացրե՛ք վայրկենաչափը:

6. Գազաչափից 0.5 – 1 լիտր ջուր արտահոսելուց հետո վայրկենաչափը կանգնեցրե՛ք: Գրանցե՛ք t ժամանակը և արտահոսած ջրի Q ծավալը:

7. Մազական խողովակի ծայրերին ճնշումների ΔP տարբերությունը որոշվում է մանոմետրում ջրի մակարդակների և ճնշումների h տարբերությամբ՝ $\Delta P = \rho_{ջուր}\, g\, h$:

Ցուցում: t ժամանակը ճնշումների միևնույն ΔP տարբերության և միևնույն Q ծավալի համար չափե՛ք 6-8 անգամ: Վերցրե՛ք չափումների միջին թվաբանականը՝ $\bar{t}$-ն:

8. Սենյակային ջերմաստիճանում η-ի արժեքը հաշվե՛ք

$$\eta = \frac{\pi\, \rho_{ջուր}\, g\, h\, a^4 \bar{t}}{8\, l\, Q}$$

բանաձևով:

Ստուգող հարցեր

1. Ի՞նչ է մածուցիկությունը: Նկարագրե՛ք Նյուտոնի կատարած փորձը:
2. Գրե՛ք մածուցիկության ուժի բանաձևը: Ո՞րն է մածուցիկության գործակցի ֆիզիկական իմաստը: Ի՞նչ միավորներով է այն չափվում:
3. Ո՞րն է մածուցիկության ուժի առաջացման պատճառը գազերում և հեղուկներում:
4. Ո՞ր հոսանքներն են կոչվում լամինար:
5. Ի՞նչ իմաստ ունի Ռեյնոլդսի թիվը: Գրե՛ք նրա արտահայտությունը գլանաձև խողովակի համար:
6. Ի՞նչ օրենքի է ենթարկվում արագությունների բաշխումը գլանաձև խողովակում հեղուկի կամ գազի ստացիոնար շարժման դեպքում:
7. Դո՛ւրս բերեք Պուազեյլի բանաձևը:
8. Ինչու՞ են տվյալ փորձում օգտագործում մազական խողովակներ:

4. ՕԴԻ ՄՈԼԵԿՈՒԼՆԵՐԻ ԱԶԱՏ ՎԱԶՔԻ ՄԻՋԻՆ ԵՐԿԱՐՈՒԹՅԱՆ ԵՎ ԱՐԴՅՈՒՆԱՐԱՐ ՏՐԱՄԱԳԾԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

Ներքին շփման երևույթը, որին ծանոթացանք Աշխատանք 3-ում, պատկանում է մոլեկուլային ֆիզիկայում լավ հայտնի տեղափոխման երևույթների շարքին: Բացի ներքին շփումից՝ տեղափոխման երևույթներից են դիֆուզիան, ջերմահաղորդականությունը և այլն:

Ընդհանուրն այստեղ այն է, որ տեղափոխման պրոցեսների միջոցով գազը (նաև հեղուկը) չհավասարակշռված ջերմադինամիկական վիճակից ձգտում է անցնելու հավասարակշիռ վիճակի: Անհավասարակշիռ վիճակում նյութի կոնցենտրացիան, ջերմաստիճանը, արագությունը հաստատուն չեն, այլ կախված են կոորդինատներից և ժամանակից: Որպեսզի համակարգն անցնի հավասարակշիռ վիճակի, նշված մեծությունների անհամասեռությունները պետք է աստիճանաբար վերանան: Դա տեղի է ունենում գրադիենտային ուժերի ազդեցության տակ՝ գազի կամ հեղուկի մի մասից մյուսը զանգվածի, իմպուլսի, կինետիկ էներգիայի տեղափոխման հաշվին:

Համաձայն մոլեկուլային-կինետիկ տեսության՝ գազերում տեղափոխման մեխանիզմը մոլեկուլների քաոսային շարժումն է և նրանց բախումները: Բախումը մոլեկուլների փոխազդեցությունն է, որի հետևանքով տեղի է ունենում նրանց արագությունների փոփոխություն: Այն ամենափոքր հեռավորությունը, որով մոլեկուլները կարող են իրար մոտենալ բախման պահին, կոչվում է մոլեկուլի արդյունարար տրամագիծ՝ d: d շառավղով շրջանի մակերեսն անվանում են բախման արդյունարար կտրվածք՝ σ : Համաձայն այդ սահմանման՝

$$\sigma = \pi d^2 : \tag{4.1}$$

Իդեալական գազում մոլեկուլները մի բախումից մինչև մյուսը շարժվում են հավասարաչափ և ուղղագիծ: Հաջորդական բախումների միջև ընկած միջին հեռավորությունը կոչվում է ազատ վազքի միջին երկարություն՝ λ : Ազատ վազքի միջին երկարության և բախման արդյունարար կտրվածքի միջև առկա է հետևյալ կապը՝

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}n\,\sigma}\,, \tag{4.2}$$

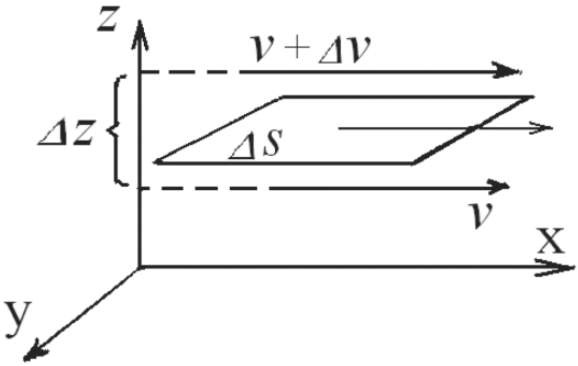
որտեղ n-ը կոնցենտրացիան է՝ մոլեկուլների թիվը միավոր ծավալում:

Տեղափոխման երևույթների մոլեկուլային–կինետիկ տեսությունը կապ է հաստատում ազատ վազքի միջին երկարության և գազի ներքին շփման η գործակցի միջև:

Չափելով η-ն և օգտվելով այդ կապից՝ կստանանք λ-ն: Իմանալով λ-ն և օգտագործելով (4.1) և (4.2) բանաձևերը՝ կորոշենք d-ն:

Դիտարկենք լամինար շարժում կատարող գազի երկու հարևան շերտեր: Ինչպես արդեն նշվել է (Աշխատանք 3), ներքին շփման պատճառն այն է, որ հարևան շերտերի միջև տեղի է ունենում իմպուլսների փոխանակում: Գազի յուրաքանչյուր մոլեկուլ միաժամանակ մասնակցում է երկու տիպի շարժման՝ քաոսային ջերմային շարժման՝ $\bar{v}$ միջին արագությամբ և կարգավորված (դրեյֆային) շարժման՝ շերտի u արագությամբ, ընդ որում՝ $u << \bar{v}$:

Շերտերի արանքում՝ հոսանքին զուգահեռ, մտովի տեղադրենք S մակերեսով մի հարթակ, որի կոորդինատը z է (տե՛ս նկ. 4.1): Հարթակի վրա ընկնող մոլեկուլների թիվը կարելի է որոշել հետևյալ կերպ. իդեալական գազի մոլեկուլների շարժումը ցանկացած կոորդինատային առանցքի ուղղությամբ հավասարահավանական է, իսկ x և y ուղղություններով շարժվող մոլեկուլները ընդհանրապես իմպուլս չեն տեղափոխում մի շերտից մյուսը: Իմպուլս կտեղափոխեն միայն z առանցքի մոլեկուլները, ընդ որում՝ վերևից ներքև (կամ ներքևից վերև) կշարժվի բոլոր մոլեկուլների $1/6$ մասը:



Նկ. 4.1

Δt ժամանակում S հարթակը կհատեն միայն այն մոլեկուլները, որոնք հարթակից գտնվում են $\bar{v}\,\Delta t$ և ավելի փոքր հեռավորությունների վրա: Դրանց թիվը հավասար է՝

$$\Delta N = \frac{1}{6} n S \bar{v} \Delta t \,: \qquad (4.3)$$

Հաշվենք մի շերտից մյուսը իմպուլսների տեղափոխման հետևանքով հարևան շերտերի իմպուլսների փոփոխությունը: Ենթադրենք S հարթակից վեր գտնվող շերտն ավելի արագ է շարժվում, քան ներքևինը: Շարժման անընդհատությունից հետևում է, որ շերտերի արագությունները թռիչքաձև չեն կարող փոխվել, հետևաբար պետք է ընդունել, որ u-ն ֆունկցիա է՝ կախված z-ից: Տեղափոխված իմպուլսը հաշվելիս պետք է նկատի ունենալ, որ S հարթակը հատող յուրաքանչյուր մոլեկուլի իմպուլսը որոշվում է այն արագությամբ, որը նա ձեռք է բերել վերջին բախումից հետո: Դա նշանակում է, որ շերտից մինչև հարթակ եղած հեռավորությունը չի կարող ավելի մեծ լինել, քան մոլեկուլի ազատ վազքի միջին երկարությունը: Այսպիսով՝ վերից վար թռչող մոլեկուլներին կվերագրենք $u(z+\lambda)$ դրեյֆային արագություն, իսկ վարից վեր թռչող մոլեկուլներին՝ $u(z-\lambda)$ արագություն:

Հաշվենք վերևի շերտի իմպուլսի փոփոխությունը: Իմպուլսներով փոխանակվելիս շերտը Δt ժամանակում կորցնում է $\Delta N\, m_0 u(z+\lambda)$ իմպուլս և ձեռք է բերում $\Delta N\, m_0 u(z-\lambda)$ իմպուլս (m_0-ն մոլեկուլի զանգվածն է): Իմպուլսի փոփոխությունն է՝

$$\Delta P_{վ} = \Delta N\, m_0 [u(z-\lambda) - u(z+\lambda)\,]: \tag{4.4}$$

Նույն ձևով ներքևի շերտի իմպուլսի փոփոխությունը հավասար է՝

$$\Delta P_{ն} = \Delta N\, m_0 [u(z+\lambda) - u(z-\lambda)\,]: \tag{4.5}$$

Համաձայն Նյուտոնի երկրորդ օրենքի՝ միավոր ժամանակում իմպուլսի փոփոխությունը հավասար է ազդող ուժին (այստեղ՝ ներքին շփման ուժին): Հետևաբար (4.3), (4.4) և (4.5) բանաձևերից վերևի և ներքևի շերտերի վրա ազդող շփման ուժերի համար կստանանք՝

$$F_{վ} = \frac{\Delta P_{վ}}{\Delta t} = \frac{1}{6} n\, m_0 \bar{v} [u(z-\lambda) - u(z+\lambda)\,] = -\frac{1}{3} n\, m_0 \bar{v}\, \lambda \frac{du}{dz} S, \tag{4.6}$$

$$F_{ն} = \frac{\Delta P_{ն}}{\Delta t} = \frac{1}{6} n\, m_0 \bar{v} [u(z+\lambda) - u(z-\lambda)\,] = \frac{1}{3} n\, m_0 \bar{v}\, \lambda \frac{du}{dz} S: \tag{4.7}$$

Այստեղ հաշվի առնվեց, որ $\lambda << z$, և օգտվեցինք հետևյալ վերլուծությունից՝

$$u(z \pm \lambda) \approx u(z) \pm \frac{du}{dz} \lambda : \tag{4.8}$$

Ինչպես երևում է (4.6) և (4.7) բանաձևերի համեմատությունից, վերևի և ներքևի շերտերի վրա ազդող շփման ուժերը թվապես հավասար են իրար, բայց ուղղությամբ հակառակ են. վերևի՝ արագ շարժվող շերտի վրա ազդող ուժը հակառակ է ուղղված հոսանքին, այսինքն՝ դանդաղեցնում է նրա շարժումը, իսկ ավելի դանդաղ շարժվող շերտի վրա ազդող ուժն ուղղված է հոսանքի ուղղությամբ:

Այժմ մոլեկուլային կինետիկ տեսությամբ ստացված (4.6) և (4.7) բանաձևերը համեմատենք փորձարարական եղանակով ստացված

$$F_{շփ} = \eta \left|\frac{du}{dz}\right| S \qquad (4.9)$$

բանաձևի հետ : Այդ բանաձևերը կհամընկնեն, եթե

$$\eta = \frac{1}{3} n\, m_0 \overline{v}\, \lambda = \frac{1}{3} \rho \overline{v}\, \lambda\,, \qquad (4.10)$$

որտեղ $\rho = n\, m_0$-ն գազի խտությունն է: (4.10) բանաձևը ստացվել է իդեալական գազի համար, որի մոլեկուլների չափերն անտեսվում են: Եթե ընդունենք, որ մոլեկուլներն առաձգական գնդեր են, ապա (4.10) բանաձևում 1/3 գործակցի փոխարեն պետք է վերցնել 1/2-ը: Այդ դեպքում λ-ն հավասար է՝

$$\lambda = \frac{2\,\eta}{\rho\, \overline{v}} : \qquad (4.11)$$

Համաձայն (4.11) բանաձևի՝ օդի մոլեկուլների ազատ վազքի միջին երկարությունը որոշելու համար պետք է իմանալ ρ, $\overline{v}$ և η մեծությունները: Օդը համարելով իդեալական գազ և հաշվի առնելով, որ $\rho = m/V$, Կլապեյրոն-Մենդելեևի հավասարումից կստանանք՝

$$\rho = \frac{P\mu}{RT}, \qquad (4.12)$$

որտեղ P-ն մթնոլորտային ճնշումն է, μ-ը՝ օդի մոլային զանգվածը ($\mu \approx 29\ գ/մոլ$), T-ն՝ սենյակի ջերմաստիճանը, R-ը՝ ունիվերսալ գազային հաստատունը:

Օդի մոլեկուլների միջին ջերմային արագությունը ստացվում է Մաքսվելի բաշխումից՝

$$\overline{v} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\, \mu}} : \qquad (4.13)$$

Միավորելով (4.11) - (4.13) բանաձևերը՝ կստանանք՝

$$\lambda = \frac{\eta}{P}\sqrt{\frac{\pi RT}{2\,\mu}}: \qquad (4.14)$$

η գործակիցը չափելու համար պետք է օգտվել Պուազեյլի բանաձևից.

$$\eta = \frac{\pi\, a^4 t}{8\, Q\, l}\Delta p, \qquad (4.15)$$

որտեղ l-ը մազական խողովակի երկարությունն է, a-ն՝ խողովակի շառավիղը, ΔP-ն՝ ճնշումների տարբերությունը խողովակի ծայրերին, t-ն՝ այն ժամանակամիջոցը, որի ընթացքում մազական խողովակից արտահոսում է Q ծավալով գազ: Այսպիսով՝ (4.14) և (4.15) բանաձևերից λ-ն որոշելու համար կստանանք՝

$$\lambda = \frac{\pi a^4}{8\, lP}\sqrt{\frac{\pi RT}{2\,\mu}}\,\frac{\Delta pt}{Q}: \qquad (4.16)$$

Մոլեկուլի արդյունարար տրամագիծը որոշելու համար պետք է օգտվել (4.1), (4.2) բանաձևերից՝

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2 n}, \qquad (4.17)$$

որտեղ n-ը, համաձայն (4.12) բանաձևի, պետք է փոխարինել հետևյալ արտահայտությամբ՝

$$n = \frac{P}{k_B T}: \qquad (4.18)$$

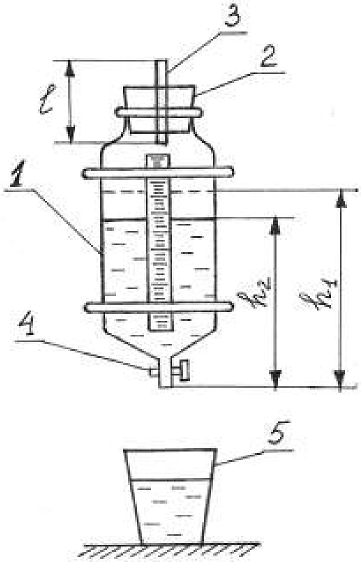
(4.18)-ում k_B-ն Բոլցմանի հաստատունն է ($k_B = 1.38\,10^{-23}$ Ջ/ Կ):

Տեղադրելով (4.18)-ը (4.17)-ում՝ d արդյունարար տրամագծի համար կստանանք հաշվարկային բանաձև՝

$$d = \sqrt{\frac{k_B T}{\sqrt{2}\pi\lambda P}}: \qquad (4.19)$$

Սարքի նկարագրությունը

Սարքը (տե՛ս նկ. 4.2) մի ապակյա բալոն է (1), որն ամրացվում է շտատիվին: Բալոնի վերևի մասում գտնվում է 3 մազական խողովակը, իսկ ներքևում՝ 4 ծորակը: Բալոնը լցվում է ջրով, որի մակարդակը որոշվում է աստիճանատախտակի օգնությամբ:



Նկ. 4.2

Չափումներ

1. Բալոնը նրա $3/4$ -ի չափով լցրե՛ք ջրով և նշե՛ք ջրի h_1 մակարդակը:

2. Մի փոքր բացե՛ք 4 ծորակը և, սպասելով, որ ջուրը կաթ-կաթ հոսի, նրա տակ դրե՛ք 5 չափանոթը, միաժամանակ միացրե՛ք վայրկենաչափը:

3. Երբ չափանոթում կհավաքվի մոտ $100\,սմ^3$ ջուր, 4 ծորակը փակե՛ք, իսկ վայրկենաչափը կանգնեցրե՛ք: Նշե՛ք բալոնում ջրի h_2 մակարդակը:

4. Գրանցե՛ք չափանոթում եղած ջրի ծավալը: Այն հավասար է 3 խողովակով բալոն ներթափանցած օդի Q ծավալին:

5. Ճնշումների տարբերությունը մազական խողովակի ծայրերին հաշվե՛ք հետևյալ բանաձևով՝

$$\Delta P = \rho_0 g \frac{h_1+h_2}{2}, \tag{4.20}$$

որտեղ ρ_0-ն ջրի խտությունն է, g-ն՝ ազատ անկման արագացումը:

6. Փորձի տվյալներով (4.16) բանաձևից հաշվե՛ք λ-ն:

Ցուցումներ

ա) (4.16) բանաձևը հարմար է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$\lambda = A\frac{\Delta P\ t}{Q}\,, \tag{4.21}$$

որտեղ

$$A = \frac{\pi a^4}{8\ lP}\sqrt{\frac{\pi RT}{2\ \mu}}\ :$$

բ) Նախօրոք հաշվելով A-ն՝ փորձը կրկնե՛ք երեք անգամ և հաշվե՛ք λ-ի միջին թվաբանականը:

7. d-ն հաշվե՛ք (4.19) բանաձևից՝ վերցնելով λ-ի միջին թվաբանականը:

Ստուգող հարցեր

1. Որո՞նք են տեղափոխման երևույթները:
2. Ո՞րն է տեղափոխման մեխանիզմը գազերում:
3. Ի՞նչ իմաստ ունեն մոլեկուլի արդյունարար տրամագիծը և արդյունարար կտրվածքը:
4. Ի՞նչ է ազատ վազքի միջին երկարությունը: Ինչպե՞ս է այն կապված մոլեկուլի արդյունարար տրամագծի հետ:
5. Ի՞նչ բանաձևով են իրար կապված գազի ներքին շփման գործակիցը և ազատ վազքի միջին երկարությունը:
6. Ստացե՛ք (4.16) և (4.19) հաշվարկային բանաձևերը:

5. ՀԵՂՈՒԿԻ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒԹԱՅԻՆ ԼԱՐՎԱԾՈՒԹՅԱՆ ԳՈՐԾԱԿՑԻ ՉԱՓՈՒՄԸ ՕՂԱԿԻ ՊՈԿՄԱՆ ՄԵԹՈԴՈՎ

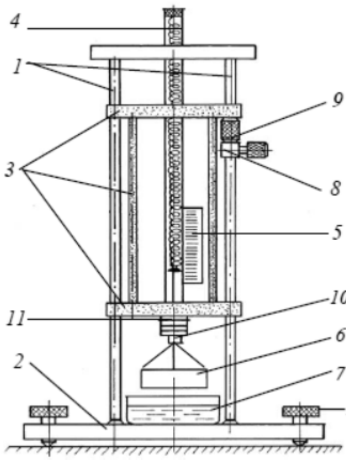
Հեղուկի մոլեկուլների միջև ձգողական ուժերի առկայությունը հանգեցնում է մակերևութային ուժերի առաջացման: Ուժն ուղղված է հեղուկի մակերևույթին տարած շոշափողով և ուղղահայաց է կոնտուրի տեղամասին, որի վրա այն ազդում է: Մակերևութային ուժի մեծությունը համեմատական է կոնտուրի l երկարությանը՝

$$F_{մակ} = \alpha\, l, \tag{5.1}$$

որտեղ α-ն կոչվում է մակերևութային լարվածության գործակից: Այն միավորների միջազգային համակարգում չափվում է Ն/մ-ով: Տարբեր հեղուկների դեպքում այն բնականաբար տարբեր է և կախված է ջերմաստիճանից: Առավել տարածում ունեցող մի քանի հեղուկների համար դրա արժեքները սենյակային ջերմաստիճաններում բերված են աղյուսակում:

Նյութը	Ջուր	Բենզին	Կերոսին	Ձեթ	Սնդիկ
α, Ն/մ	0.073	0.022	0.024	0.06	0.472

Տվյալ աշխատանքում մակերևութային լարվածության գործակիցը որոշվում է օղակի պոկման մեթոդով, որի փորձարարական սարքի սխեման պատկերված է նկ. 5.1-ում:



Նկ. 5.1 *Մակերևութային լարվածության գործակցի չափման սարքի սխեմատիկ պատկերը. 1 - կանգնակ, 2 - հիմք, 3 - շարժական շրջանակ, 4 - զսպանակ, 5 - ցուցանակ (սանդղակ), 6 - օղակ, 7 - անոթ, 8 - առնակալ, 9 - պտուտակամեր, 10 - պարուրակավոր առնակալ, 11 - բեռներ, 12 - կարգավորման պտուտակ*

Հեղուկը լցվում է անոթի մեջ, որտեղ իր ներքին եզրաշերտով իջեցվում է զսպանակից կախված օղակը: Հաշվարկներում ենթադրվում է, որ տեղի է ունենում օղակի նյութի թրջում հեղուկի կողմից:

Երբ զսպանակի կախման կետը դանդաղ տեղափոխվում է դեպի վեր՝ ձգտելով օղակը դուրս բերելու հեղուկից, զսպանակը երկարում է, ինչի շնորհիվ առաջանում է դեպի վեր ուղղված լրացուցիչ առաձգական ուժ: Բարձրացող օղակն իր հետ բարձրացնում է իրեն կպած հեղուկը, որի մակերևույթն աստիճանաբար ձգվում և մոտենում է ուղղաձիգ դիրքի: Համապատասխանաբար մեծանում է մակերևութային լարվածության ուժի ուղղաձիգ ուղղված համազորը: Հեղուկի մակերևույթից պոկվելու պահին օղակի վրա ազդող երեք՝ $F_{առ}$ առաձգական, mg ծանրության և $F_{մակ}$ մակերևութային ուժերի երկրաչափական գումարը հավասարվում է զրոյի.

$$F_{առ1} - mg - F_{մակ} = 0: \tag{5.2}$$

Հեղուկի մակերևույթից պոկվելուց հետո օղակի վրա ազդում են երկու ուժեր՝ $F_{առ2}$ առաձգական ուժը (զսպանակը որոշ չափով սեղմվում է. $F_{առ2}$-ը փոքր է $F_{առ1}$ առաձգական ուժից) և mg ծանրության ուժը, այնպես որ

$$F_{առ2} - mg = 0: \tag{5.3}$$

Այս հավասարումներից մակերևութային ուժի համար ստացվում է հետևյալը՝

$$F_{մակ} = F_{առ1} - F_{առ2} = \Delta F_{առ} = k\,\Delta x, \tag{5.4}$$

որտեղ k-ն զսպանակի կոշտության գործակիցն է (միավորը՝ Ն/մ):

Հավասարեցնելով (5.1) և (5.4) արտահայտությունները՝ փնտրվող մեծության՝ մակերևութային լարվածության գործակցի համար ստանում ենք՝

$$\alpha = \frac{k\,\Delta x}{l}, \tag{5.5}$$

որտեղ l-ը գծի երկարությունն է, որի երկայնքով տեղի էր ունեցել օղակի խզումը հեղուկի մակերևույթից: Խզումը տեղի է ունենում օղակի արտաքին և ներքին շրջանագծերի երկայնքով, այնպես որ կարող ենք գրել՝

$$\alpha = \frac{k\,\Delta x}{\pi D_1 + \pi D_2} = \frac{k\,\Delta x}{\pi(D_1 + D_2)}: \tag{5.6}$$

Եթե ամրությունն ապահովելու համար օղակի ներսում՝ տրամագծի երկայնքով, առկա է նաև բարակ թիթեղ, ապա հեղուկից պոկում տեղի է ունենում նաև այն շոշոփող $2D_2$ երկարությամբ գծի երկայնքով, ինչը պետք է ներառվի l-ի որոշման մեջ.

$$\alpha = \frac{k\,\Delta x}{\pi(D_1 + D_2) + 2D_2}: \tag{5.7}$$

Սարքի նկարագրությունը

2 հիմքի վրա ամրացված երկու կանգնակների (1) վրա կցորդված է 3 շարժական շրջանակը՝ ապակյա խողովակով, որի ներսում կախված է 4 զսպանակը: Խողովակի վրա ամրակայված է 5 ցուցնակը՝ զսպանակի երկարացումը չափելու համար: Զսպանակի ներքևի եզրի բարակ ճողից կապված երեք բարակ լարերին ամրացված է 6 օղակը, որը չափումների ժամանակ իջեցվում է 7 անոթում եղած հեղուկի մեջ, ապա՝ դուրս հանվում:

3 շրջանակի կոպիտ տեղափոխությունները 1 ուղղորդիչների երկայնքով կատարվում են անշարժացնող պտուտակ ունեցող 8 սռնակալի դիսկրետ քայլերի միջոցով, իսկ նուրբ տեղափոխությունները՝ 8 սռնակալի վրա եղած 9 պտուտակամերի միջոցով: 3 շրջանակի ներքևի ճողի տակ տեղակայված են չորս բեռներ (11), որոնք օգտագործվում են զսպանակի k առաձգականության գործակցի որոշման (զսպանակի աստիճանավորման) համար: 2 հիմքի վրա կան կարգավորման երեք պտուտակներ (12), որոնք ծառայում են 10 պարուրակավոր սռնակալն ուղղաձիգ ուղղորդիչների նկատմամբ կենտրոնական դիրքի բերելու համար:

Զսպանակի երկարացման չափումը կատարվում է 5 սանդղակի միջոցով:

Չափումներ

Լաբորատոր աշխատանքը բաղկացած է երկու մասից: Առաջին մասում կատարվում է զսպանակի աստիճանավորում, իսկ երկրորդում՝ ջրի մակերևութային գործակցի չափում:

Մաս 1. Զսպանակի աստիճանավորումը

1. 9 պտուտակամերը պտտե՛ք 8 սռնակալի մեջ և, թուլացնելով անշարժացնող պտուտակը, 8 սռնակալը 3 շրջանակի հետ տեղափոխե՛ք վերին դիրք և ամրացրե՛ք անշարժացնող պտուտակով:

2. 11 բեռներն ամրաձգե՛ք 10 պարուրակավոր սռնակալին:

3. Հեղուկի անոթը հեռացրե՛ք օղակի տակից:

4. Տեղաշարժե՛ք 5 ցուցնակն այնպես, որ զսպանակի ցուցիչը գտնվի ցուցնակի 10-20 մմ արժեքների սահմաններում, չափե՛ք x_0 կոորդինատը և գրանցե՛ք այն մատյանում:

5. 10 պարուրակավոր սռնակալից պտտահանե՛ք մեկ բեռ և իջեցրե՛ք օղակի վրա: Ըստ 5 ցուցնակի՝ չափե՛ք x_1 կոորդինատը և գրանցե՛ք այն մատյանում:

6. Ապա կրկնե՛ք չափումները երկու, երեք և չորս բեռներով օղակի վրա՝ արդյունքները գրանցելով մատյանում:

7. Բեռները հանե՛ք օղակի վրայից և պտտելով ամրացրե՛ք 10 սռնակալին:

Մաս 2. Ջրի մակերևութային լարվածության գործակցի չափումը

1. Թուլացրե՛ք 8 սռնակալի անշարժացնող պտուտակը և 3 շրջանակը ձեռքով տեղաշարժե՛ք ներքև՝ մինչև արգելականգառ: Համապատասխանեցրե՛ք 7 անոթի և 6 օղակի կենտրոնները:

2. Ազդելով օղակի վրա՝ այն ձեռքով կցորդե՛ք հեղուկի մակերևույթին:

3. Տեղափոխելով 5 ցուցնակը՝ զսպանակի ցուցիչը համապատասխանեցրե՛ք ցուցնակի 80 մմ արժեքին:

4. Պտտելով 9 պտուտակամերը՝ դանդաղ բարձրացրե՛ք շրջանակը և այդ ընթացքում միաժամանակ հետևե՛ք զսպանակի ցուցիչի դիրքին: Օղակի պոկվելու պահին 5 ցուցնակով չափե՛ք զսպանակի ցուցիչի սկզբնական դիրքի $x_{1սկզ}$ կոորդինատը, իսկ տատանումների դադարելուց հետո՝ վերջնական դիրքի $x_{1վերջ}$ կոորդինատը: Գրանցե՛ք ստացված արդյունքները:

5. 9 պտուտակամերը պտտելով ամրացրե՛ք 8 սռնակալի վրա:

6. Գործողությունները, որոնք ցուցված են 3-5-րդ կետերում, կրկնե՛ք չորս անգամ: Չափումների արդյունքները գրանցե՛ք մատյանի համապատասխան աղյուսակում:

Առաջին մասի արդյունքների հիման վրա կառուցե՛ք զսպանակի ձգման ուժի կախման գրաֆիկը զսպանակի երկարացումից, իսկ ապա, օգտվելով Հուկի օրենքից, հաշվե՛ք զսպանակի k առաձգականության գործակիցը:

Երկրորդ մասի զսպանակի սկզբնական և վերջնական դիրքերի տարբերությամբ հաշվե՛ք զսպանակի $\Delta \mathrm{x} = x_{1սկզ} - x_{1վերջ}$ երկարացումը բոլոր հինգ դեպքերի համար և դրա միջին թվաբանականը: Այդ արժեքները մյուս պարամետրերի արժեքների հետ տեղադրելով (5.7) բանաձևում՝ հաշվե՛ք α մակերևութային գործակցի արժեքը:

Ստուգող հարցեր

1. Դիտարկելով հեղուկի մակերևութային շերտը և նրա վրա ազդող ուժերը՝ հիմնավորե՛ք մակերևութային լարվածության ուժի առաջացումը:

2. Ի՞նչ ֆիզիկական իմաստ ունի մակերևութային լարվածության գործակիցը: Ի՞նչ միավորներով է այն չափվում:

3. Ի՞նչ գործոններից է կախված մակերևութային լարվածության գործակիցը:

4. Դո՛ւրս բերեք α-ի հաշվման բանաձևը, եթե շրջանակն ունի a կողմի երկարությամբ հավասարակողմ եռանկյան տեսք:

5. Ի՞նչպես է կատարվում զսպանակի աստիճանավորումը:

6. ՀԵՂՈՒԿՆԵՐԻ ՄԱԾՈՒՑԻԿՈՒԹՅԱՆ ԳՈՐԾԱԿՑԻ ՉԱՓՈՒՄԸ ԵՎ ՆՐԱ ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԱՅԻՆ ԿԱԽՄԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ

Ներքին շփման ուժը լամինար շարժվող գազում և հեղուկում որոշվում է միևնույն փորձարարական բանաձևով՝

$$F_{շփ} = \eta \left|\frac{d\,u}{dz}\right| S\,, \qquad (6.1)$$

որտեղ η մածուցիկության գործակիցը թվապես հավասար է հեղուկի S մակերևույթի մակերեսի միավորի վրա ազդող ներքին շփման ուժին, եթե արագության գրադիենտի մոդուլը՝ $\left|\frac{d\,u}{dz}\right|$-ը, հավասար է մեկ միավորի: Չնայած (6.1) բանաձևը հավասարապես կիրառվում է և՛ գազերի, և՛ հեղուկների դեպքում, սակայն մածուցիկության գործակցի կախումը ջերմադինամիկական պարամետրերից հեղուկի և գազի դեպքում տարբեր է: Այսպես՝ ջերմաստիճանի բարձրացմամբ գազի մածուցիկությունը դանդաղորեն մեծանում է, մինչդեռ հեղուկներինը կտրուկ ընկնում է:

Մածուցիկության ջերմաստիճանային վարքը գազերում բացատրվում է տեղափոխման երևույթների մոլեկուլային-կինետիկ տեսությամբ:

Համաձայն այդ տեսության՝ գազի մածուցիկության գործակիցը որոշվում է հետևյալ առնչությամբ՝

$$\eta = \frac{1}{3}\rho\,\bar{v}\,\lambda\,, \qquad (6.2)$$

որտեղ ρ-ն գազի խտությունն է, $\bar{v}$-ն՝ միջին արագությունը, λ-ն՝ ազատ վազքի միջին երկարությունը: (6.2) բանաձևում միայն $\bar{v}$-ն է կախված T-ից $\bar{v} \sim \sqrt{T}$ օրենքով: Հետևաբար $\eta \sim \sqrt{T}$:

Անցնենք հեղուկների մածուցիկության առանձնահատկությունների քննարկմանը: Հեղուկներում մոլեկուլները զգալի չափով ավելի մոտ են դասավորված մեկը մյուսին, քան գազում: Այդ պատճառով մոլեկուլների շարժման բնույթը և շատ հատկություններ մեծ չափով որոշվում են մոլեկուլների միջև գործող փոխազդեցության ուժերով:

Ըստ ժամանակակից պատկերացումների՝ հեղուկի յուրաքանչյուր մոլեկուլ գտնվում է հարևան մոլեկուլների ուժային դաշտում (պոտենցիալային փոսում), որտեղ կարճատև տատանումներ է կատարում հավասարակշռության որոշակի դիրքի շուրջ: Տատանվելու ժամանակն անվանում են «նստակյաց կյանքի» միջին տևողություն՝ τ_0: Բախումների եղանակով բավականաչափ կինետիկ էներգիա ձեռք բերելիս մոլեկուլը հաղթահարում է պոտենցիալային արգելքը և ցատկելով հայտնվում մի նոր շրջապատում (փոսում), որտեղ կրկին սկսում է տատանողական շարժում կատարել: Ընդ որում՝ ամեն մի ցատկ կատարելիս մոլեկուլն անցնում է որոշակի ճանապարհ, որը նման է գազային մոլեկուլների ազատ վազքի միջին երկարությանը: Այդ ճանապարհն անցնելու ժամանակը կարելի է համարել ցատկի միջին տևողություն՝ τ:

Հեղուկների մածուցիկության պարզագույն տեսության համաձայն, որքան մեծ է «նստակյաց կյանքի» միջին տևողությունը, այնքան փոքր է հեղուկի հոսունությունը, և հետևաբար մեծ՝ մածուցիկությունը: Կապ հաստատենք η և τ_0 մեծությունների միջև: Պոտենցիալային փոսից մոլեկուլի ցատկի հավանականությունը որոշվում է Բոլցմանի բաշխմամբ՝

$$P \sim e^{-\frac{U}{RT}}, \tag{6.3}$$

որտեղ U-ն ակտիվացման էներգիան է, որն անհրաժեշտ է մոլեկուլը պոտենցիալային փոսից դուրս բերելու համար: Մյուս կողմից՝ վիճակագրական տեսակետից՝

$$P \sim \frac{\tau}{\tau_0}: \tag{6.4}$$

Համեմատելով (6.3) և (6.4) բանաձևերը՝ կստանանք՝

$$\tau_0 \sim e^{\frac{U}{RT}}: \tag{6.5}$$

Այստեղից, համաձայն վերը բերված դատողությունների, կարող ենք գրել՝

$$\eta = A\, e^{\frac{U}{RT}}, \tag{6.6}$$

որտեղ A-ն համեմատականության գործակից է: Այս բանաձևից հետևում է, որ եթե $RT < U$, ապա հեղուկը տաքացնելիս նրա մածուցիկությունը փոքրանում է: Միաժամանակ ստացվում է, որ եթե հեղուկի ջերմաստիճանը բարձր է ($T > U/R$), ապա ջերմաստիճանի աճը, ինչպես գազերում, կարող է հանգեցնել մածուցիկության մեծացման:

Հեղուկի մածուցիկության գործակիցը չափելու համար դիմենք մազական խողովակի մեթոդին: Գլանաձև խողովակի l երկարությունն անցած հեղուկի ծավալը (V) որոշվում է Պուազեյլի բանաձևից՝

$$V = \frac{\pi\, r^4 \Delta P\, t}{8\, \eta\, l} = C\,\frac{\Delta P\, t}{\eta}, \qquad (6.7)$$

որտեղ r-ը մազական խողովակի շառավիղն է, ΔP-ն՝ ճնշումների տարբերությունը խողովակի ծայրերին, t-ն՝ հեղուկի հոսելու ժամանակը, $C = \pi\, r^4/8\, l$:

Սովորաբար (6.7) բանաձևն օգտագործում են հարաբերական մածուցիկությունը հաշվելու համար: Դիտարկենք նույն մազական խողովակով միևնույն պայմաններում հոսող երկու հեղուկներ, որոնցից մեկը էտալոնային է (մածուցիկության գործակիցը հայտնի է): Էտալոնային հեղուկին վերագրենք 0 ինդեքս, իսկ անհայտ մածուցիկությամբ հեղուկին՝ x ինդեքս: Այդ դեպքերի համար (6.7) բանաձևից կստանանք՝

$$V = C\,\frac{\Delta P_x\, t_x}{\eta_x}\,, \qquad (6.8)$$

$$V = C\,\frac{\Delta P_0\, t_0}{\eta_0}\,: \qquad (6.9)$$

Իրար հավասարեցնելով (6.8) և (6.9) բանաձևերի աջ մասերը՝ կստանանք՝

$$\frac{\eta_x}{\eta_0} = \frac{\Delta P_x\, t_x}{\Delta P_0\, t_0}: \qquad (6.10)$$

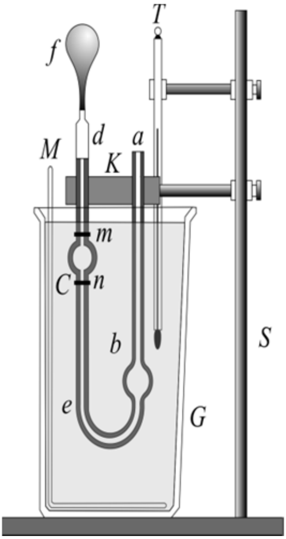
Այստեղ η_x/η_0-ն կոչվում է հարաբերական մածուցիկություն:

Եթե հեղուկները խողովակում հոսում են միայն ծանրության ուժի ազդեցության տակ, ապա

$$\Delta P = \rho\, g\, l\,, \qquad (6.11)$$

որտեղ ρ-ն հեղուկի խտությունն է, g-ն՝ ազատ անկման արագացումը: Հաշվի առնելով (6.11)-ը՝ (6.10) բանաձևից կստանանք՝

$$\eta_x = \eta_0 \frac{\rho_x t_x}{\rho_0 t_0} : \tag{6.12}$$



Նկ. 6.1

Սարքի նկարագրությունը

Սարքը U-աձև ապակյա խողովակ է (նկ. 6.1), որի ab ծունկը լայն է, իսկ մյուս ծունկը կազմված է e մազական խողովակից, որը վերևում ավարտվում է c գնդաձև մասով: Հետազոտվող հեղուկը զբաղեցնում է գնդաձև մասի՝ m և n գծիկներով առանձնացված ծավալը: Սարքը K բռնակի օգնությամբ ամրացված է S շտատիվին և ուղղաձիգ դիրքով իջեցված է ջրով լցված G անոթի (թերմոստատի) մեջ: Անոթում տեղադրված են նաև M խառնիչը և T ջերմաչափը:

Չափումներ

Վարժություն 1: Մածուցիկության գործակցի չափումը

1. U-աձև խողովակը լավ լվացե՛ք ջրով, ողողե՛ք ուսումնասիրվող հեղուկով, իջեցրե՛ք G անոթի մեջ և ամրացրե՛ք շտատիվին:

2. Կաթոցիկի օգնությամբ ab մասից խողովակով բա՛ց թողեք որոշ քանակությամբ հեղուկ: Խողովակի d ծայրին ամրացրած տանձիկի օգնությամբ C գնդաձև խողովակ քաշե՛ք այնքան հեղուկ, որ նրա մակարդակը m գծիկից բարձր լինի:

3. Հեռացրե՛ք տանձիկը և հետևե՛ք հեղուկի մակարդակի իջնելուն: Հենց որ հեղուկի մակարդակը (մենիսկը) հավասարվի m գծիկին, միացրե՛ք վայրկենաչափը: Այն պահին, երբ հեղուկի մենիսկն անցնում է n գծիկով, անջատե՛ք վայրկենաչափը և գրանցե՛ք t_x ժամանակը:

4. Փորձը կրկնե՛ք 3 անգամ և հաշվե՛ք $\bar{t}_x$ միջին ժամանակը:

5. Պիկնոմետրով որոշե՛ք փորձարկվող հեղուկի ρ_x խտությունը այն ջերմաստիճանում, որում չափվել էր հոսելու ժամանակամիջոցը:

6. Գործիքը լավ մաքրե՛ք և փորձը կրկնե՛ք էտալոնային հեղու-կով:

7. η_x -ը հաշվե՛ք հետևյալ բանաձևով՝

$$\eta_x = \eta_0 \frac{\bar{t}_x \rho_x}{\bar{t}_0 \rho_0} :$$

Վարժություն 2: Ակտիվացման էներգիայի չափումը

1. Սարքը տեղադրե՛ք էլեկտրաջեռուցիչի վրա: C_1 անոթում եղած ջուրը տաքացրե՛ք մինչև այն ջերմաստիճանը, որի դեպքում էտալոնային հեղուկի մածուցիկության գործակիցը հայտնի է: Անջա-տե՛ք ջեռուցիչը:

2. Կրկնե՛ք 1-ին փորձի բոլոր քայլերը: Հաշվե՛ք տաքացրած հե-ղուկի $\eta_\eta^{տաք}$ գործակիցը:

3. Գրե՛ք (6.6) բանաձևը սենյակային ջերմաստիճանում (T_1) չափված և տաքացրած (T_2) հեղուկի համար՝

$$\eta_x^{սեն} = A\, e^{\frac{U}{RT_1}}, \qquad \eta_x^{տաք} = A\, e^{\frac{U}{RT_2}} :$$

Այստեղ հաշվի ենք առել, որ A գործակիցը ջերմաստիճանից կախված չէ: $\eta_x^{սեն}$-ը բաժանելով $\eta_x^{տաք}$-ի վրա և լոգարիթմելով ստաց-ված արտահայտությունը՝ կստանանք՝

$$U = R \frac{T_1 T_2}{T_2 - T_1} \ln \frac{\eta_x^{սեն}}{\eta_x^{տաք}} : \qquad (6.13)$$

Ստուգող հարցեր

1. Բացատրե՛ք մածուցիկության գործակցի ֆիզիկական իմաս-տը: Ինչի՞ց է այն կախված:

2. Ինչո՞վ է տարբերվում հեղուկի մածուցիկությունը գազի մա-ծուցիկությունից:

3. Նկարագրե՛ք մոլեկուլների ջերմային շարժումը հեղուկում:

4. Ի՞նչ է ակտիվացման էներգիան:

5. Ստացե՛ք հեղուկի մածուցիկության գործակցի կախումը ջերմաստիճանից:

6. Ի՞նչ առավելություն կամ թերություն ունի հարաբերական մածուցիկության որոշման եղանակը:

7. Ստացե՛ք (6.12) բանաձևը:

8. Ստացե՛ք (6.13) բանաձևը:

7. ՋԵՐՄՈՒՆԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Համակարգի (մարմնի) ջերմային հատկությունները բնութագրելու համար օգտագործում են մի հատուկ մեծություն, որն անվանում են **ջերմունակություն:** Ջերմունակությունը ջերմության այն քանակն է, որն անհրաժեշտ է մարմնի ջերմաստիճանը 1Կ-ով բարձրացնելու համար: Այսինքն, եթե δQ ջերմաքանակ հաղորդելիս մարմնի ջերմաստիճանն աճել է dT -ով, ապա ջերմունակությունը կլինի՝

$$C = \frac{\delta Q}{dT}: \qquad (7.1)$$

Ջերմունակության չափման միավորը ջոուլ/կելվինն է (Ջ/Կ): Եթե մարմինը համասեռ է, ապա օգտագործում են նաև *տեսակարար* և *մոլյար* ջերմունակությունները: Առաջինը մարմնի ջերմունակության հարաբերությունն է նրա զանգվածին, երկրորդը՝ մարմնում պարունակվող մոլերի թվին: Այս ջերմունակությունները, ի տարբերություն C -ի, բնութագրում են ոչ թե մարմնի, այլ նյութի ջերմային հատկությունները: Նշենք, որ ամենագործածականը մոլյար ջերմունակությունն է, այդ պատճառով այսուհետ, ջերմունակություն ասելով, նկատի կունենանք հենց մոլյար ջերմունակությունը՝ C -ն:

Ջերմունակության մեծությունը կախված է մարմնի (մասնավորապես՝ գազի) տաքացման պայմաններից: Այսպես, եթե տաքացումը կատարվում է հաստատուն ծավալի պայմաններում (C_v), ապա համակարգն արտաքին մարմինների դեմ աշխատանք չի կատարում: Ըստ թերմոդինամիկայի առաջին օրենքի՝ ամբողջ ջերմաքանակը ծախսվում է համակարգի ներքին էներգիայի մեծացման վրա: Եթե տաքացումը կատարվում է հաստատուն ճնշման տակ (C_p), ապա, բացի ներքին էներգիայի աճից, կատարվում է նաև աշխատանք:

Հետևաբար գազի ջերմաստիճանը 1Կ-ով բարձրացնելու համար կպահանջվի ավելի մեծ ջերմաքանակ: Այդ պատճառով գազի ջերմունակությունը հաստատուն ճնշման տակ ավելի մեծ կլինի, քան հաստատուն ծավալի դեպքում ($C_p > C_v$): Օգտագործելով թերմոդինամիկայի առաջին օրենքը՝ հեշտությամբ կարելի է ցույց տալ, որ իդեալական գազի մեկ մոլի համար ջերմունակությունների այս տարբերությունը հավասար է R ունիվերսալ գազային հաստատունին.

$$C_p - C_v = R: \tag{7.2}$$

Այս արդյունքը կոչվում է Ռոբերտ Մայերի բանաձև: Այս բանաձևից ակնհայտ է դառնում, որ ունիվերսալ գազային հաստատունը թվապես հավասար է այն աշխատանքին, որը կատարում է մեկ մոլ իդեալական գազն իզոբար պրոցեսում, երբ նրա ջերմաստիճանը փոփոխվում է 1Կ-ով: Տվյալ գազի համար $\gamma = \dfrac{C_p}{C_v}$ հարաբերությունը հաստատուն է. այն անվանում են ադիաբատի հաստատուն: Ադիաբատ են կոչվում այն պրոցեսները, որոնք ընթանում են արտաքին միջավայրից ջերմամեկուսացման պայմաններում: Ջերմունակության սահմանումից բխում է, որ ադիաբատ պրոցեսներում $C = 0$, քանի որ $\delta Q = 0$, իսկ $dT \neq 0$, իսկ իզոթերմ պրոցեսներում $C = \infty$, քանի որ $dT = 0$, իսկ $\delta Q \neq 0$:

Գազի ջերմունակությունների հարաբերության որոշումը: Գազի ջերմունակություններն ուսումնասիրելիս պարզվել է, որ մի կողմից փորձնականորեն շատ ավելի հեշտ է որոշել $\gamma = \dfrac{C_p}{C_v}$ հարաբերությունը, քան առանձին C_p-ն և C_v-ն, մյուս կողմից մի շարք ադիաբատ պրոցեսներ նկարագրվում են հենց այդ հարաբերությամբ: Օրինակ՝ այդ հարաբերությամբ է որոշվում ձայնի արագությունը գազերում:

Ստորև ներկայացվում է $\gamma = C_p / C_v$ հարաբերության որոշման՝ Կլեմանի և Դեզորմի կողմից առաջարկված պարզ մեթոդը, որը հիմնված է գազերի ադիաբատ ընդարձակման վրա:

Քանի որ բնության մեջ բացարձակ անջերմահաղորդիչ նյութեր գոյություն չունեն, ուստի պրոցեսն այնքան մոտ կլինի ադիաբատին, որքան այն արագ ընթանա: Թերմոդինամիկայի առաջին օրենքից հետևում է, որ ադիաբատորեն ընդարձակվելիս գազի ջերմաստիճանը նվազում է (գազն իր ներքին էներգիայի հաշվին աշխատանք է կատարում), իսկ սեղմվելիս՝ աճում:

Մեթոդի էությունը հետևյալն է: Ենթադրենք՝ ունենք եռաբաշխիչի (тройник) միջոցով մանոմետրին և պոմպին միացված ապակյա բալոն, որը ծորակով հաղորդակցվում է նաև մթնոլորտի հետ: Եթե ծորակը փակենք և պոմպի միջոցով որոշ քանակությամբ օդ մղենք, ապա ճնշումը բալոնում կմեծանա: Փակելով բալոնը պոմպին միացնող ծորակը (որպեսզի բալոնի ջերմաստիճանը հավասարվի շրջապատող օդի T_1 ջերմաստիճանին)՝ կարող ենք տեսնել, որ որոշ ժամանակ անց մանոմետրը ցույց կտա բալոնում ճնշման աճը: Եթե այդ աճը նշանակենք h_1-ով, բալոնում եղած օդի ճնշումը կլինի՝

$$P_1 = P_0 + h_1, \tag{7.3}$$

որտեղ P_0-ն մթնոլորտային ճնշումն է (պարզ է, որ P_0-ն և h_1-ը արտահայտված են նույն միավորներով): P_1 և T_1 պարամետրերը բնութագրում են գազի առաջին վիճակը: Եթե արագորեն բացենք մթնլորտին միացնող ծորակը, բալոնում եղած օդն ադիաբատորեն կըն-դարձակվի, ճնշումը կհավասարվի P_0 մթնոլորտային ճնշմանը, իսկ ջերմաստիճանը կնվազի մինչև ինչ-որ T_2 ջերմաստիճան: P_0 և T_2 պարամետրերով բնութագրվող վիճակն ավանենք գազի երկրորդ վի-ճակ: Եթե ծորակը բացելուց հետո արագորեն փակենք և սպասենք որոշ ժամանակ, ապա ընդարձակման հետևանքով սառած օդը կտա-քանա մինչև շրջապատի T_1 ջերմաստիճանը: Նշանակելով մանո-մետրի ցուցմունքը h_2-ով՝ բալոնում եղած օդի P_2 ճնշման համար կա-րող ենք գրել՝

$$P_2 = P_0 + h_2 : \tag{7.4}$$

P_2 և T_1 պարամետրերով բնութագրվող վիճակն անվանենք գա-զի երրորդ վիճակ:

$$\boxed{P_1T_1} \xrightarrow{\delta Q=0} \boxed{P_0T_2} \xrightarrow{V=const} \boxed{P_2T_1}$$

Քանի որ անցումը 2-րդ վիճակից 3-րդ վիճակին կատարվել է հաստատուն ծավալի պայմաններում (V=const, իզոխոր պրոցես), ուստի կարելի է կիրառել Շառլի օրենքը՝

$$\frac{P_2}{T_1} = \frac{P_0}{T_2} : \tag{7.5}$$

P_2-ի արժեքը տեղադրելով (7.2)-ից՝ կստանանք՝

$$\frac{P_0 + h_2}{T_1} = \frac{P_0}{T_2}, \tag{7.6}$$

որտեղից

$$h_2 = P_0 \frac{T_1 - T_2}{T_2} : \tag{7.7}$$

Քանի որ 1-ին վիճակից երկրորդին անցումն ադիաբատ է, ուստի կարելի է կիրառել Պուասոնի հավասարումը: Հարմար է Պուասոնի

$$PV^{\gamma} = const \tag{7.8}$$

հավասարումը գրել

$$\frac{P_1^{\gamma-1}}{T_1^{\gamma}} = \frac{P_0^{\gamma-1}}{T_2^{\gamma}} \tag{7.9}$$

տեսքով, որը հեշտությամբ ստացվում է, եթե (7.8)-ում օգտագործենք վիճակի հավասարումը:

(7.3)-ից P_1-ի արժեքը տեղադրելով (7.9)-ում կստանանք`

$$\left(\frac{P_0 + h_1}{P_0}\right)^{\gamma-1} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\gamma}, \tag{7.10}$$

կամ

$$\left(1 + \frac{h_1}{P_0}\right)^{\gamma-1} = \left(1 + \frac{T_1 - T_2}{T_2}\right)^{\gamma} : \tag{7.11}$$

Քանի որ h_1 / P_0 և $\left(T_1 - T_2\right) / T_2$ անդամները մեկից շատ փոքր են, կարելի է վերջին հավասարման 2 մասերը վերածել շարքի` բավարարվելով ըստ $h_1 / P_0$-ի և $\left(T_1 - T_2\right) / T_2$-ի միայն գծային անդամներով: Կստանանք`

$$1 + \left(\gamma - 1\right)\frac{h_1}{P_0} = 1 + \gamma\frac{T_1 - T_2}{T_2},$$

որտեղից

$$P_0\frac{T_1 - T_2}{T_2} = \frac{\gamma - 1}{\gamma}h_1 :$$

Համեմատելով այս հավասարումը (7.7)-ի հետ` կստանանք`

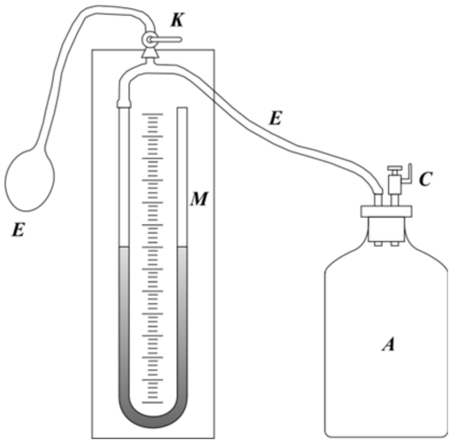
$$h_2 = \frac{\gamma - 1}{\gamma}h_1, \tag{7.12}$$

որտեղից γ-ի համար կստանանք`

$$\gamma = \frac{h_1}{h_1 - h_2}: \qquad (7.13)$$

Սարքի նկարագրությունը

Սարքը բաղկացած է A ապակյա բալոնից, M մանոմետրից և E ռետինե փուքսից (նկ. 7.1): Բալոնի բերանը փակված է խցանով, որի մեջ արված երկու անցքերից դուրս են գալիս խողովակներ: Խողովակներից մեկը բալոնը C ծորակի միջոցով միացնում է մթնոլորտին, իսկ մյուսը այն K ծորակի միջոցով միացնում է M մանոմետրին և E փուքսին:



Նկ. 7.1

Չափումներ

1. Փակե՛ք C ծորակը (K ծորակը բաց է) և փուքսով օդը մղե՛ք բալոն: Երբ ջրի մակարդակների տարբերությունը մանոմետրում դառնա 25-30 սմ, փակե՛ք K ծորակը և սպասե՛ք մի քանի րոպե, մինչև բալոնի օդի ջերմաստիճանը հավասարվի շրջապատի օդի ջերմաստիճանին: Գրանցե՛ք մանոմետրում ջրի մակարդակների h_1 տարբերությունը:

2. Արագ բացե՛ք ու անմիջապես փակե՛ք C ծորակը: Փակումը

կատարե՛ք դուրս եկող օդի ձայնի կտրվելու հետ միաժամանակ: Սպասե՛ք այնքան, մինչև մանոմետրում ջրի մակարդակների տարբերությունը կայունանա: Գրանցե՛ք հաստատված h_2 տարբերությունը:

3. Հաշվե՛ք γ -ն (7.13) բանաձևից:

Ցուցում: Փորձը կրկնե՛ք մինչև 10 անգամ և հաշվե՛ք γ -ի միջին թվաբանականը՝ $\overline{\gamma}$ -ն:

Ստուգող հարցեր

1. Ի՞նչ է ջերմունակությունը, և ո՞րն է նրա չափման միավորը:

2. Ո՞ր բանաձևով են կապված իդեալական գազի ջերմունակությունները հաստատուն ճնշման C_p և հաստատուն ծավալի C_v պայմաններում: Գրե՛ք Ռոբերտ Մայերի բանաձևը: Ինչու՞ է $\gamma = \dfrac{C_p}{C_v}$ հարաբերությունը մեծ մեկից:

3. Տվյալ աշխատանքում ինչպիսի՞ պրոցեսների է ենթարկվում գազը: Ո՞ր օրենքներն են բնութագրում այդ պրոցեսները:

4. Ո՞ր պրոցեսներն են կոչվում ադիաբատ: Գրե՛ք Պուասոնի հավասարումը: Ինչպե՞ս է իրականացվում ադիաբատին մոտ պրոցես:

5. Տվյալ աշխատանքում ի՞նչ պարամետրերով է բնութագրվում գազի յուրաքանչյուր վիճակը: Պատկերե՛ք պրոցեսների հաջորդականությունը ներկայացնող գծանկարը:

6. Ստացե՛ք $\gamma = \dfrac{C_p}{C_v}$ հարաբերության հաշվարկային բանաձևը:

8. ԷՆՏՐՈՊԻԱ: ԱՆԱԳԻ ԿՏՈՐԻ ՀԱԼՄԱՆ ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԻ ՈՒ ԷՆՏՐՈՊԻԱՅԻ ՓՈՓՈԽՈՒԹՅԱՆ ՉԱՓՈՒՄԸ ԿՏՈՐԸ ՏԱՔԱՑՆԵԼԻՍ ՈՒ ՀԱԼԵԼԻՍ

Աշխատանքի նպատակը մարմնի էնտրոպիայի փոփոխության չափումն է առաջին սեռի փուլային փոփոխության ժամանակ՝ անագի կտորը հալելու օրինակով:

Բյուրեղային մարմնի առաջին սեռի փուլային փոփոխությունն այն փուլային փոփոխությունն է, որն ուղեկցվում է ջերմաքանակ կլանելով կամ արձակելով և մարմնի խտության, ներքին էներգիայի ու էնտրոպիայի (տե՛ս հետո) թռիչքային փոփոխությամբ, երբ փուլային անցման ջերմաստիճանը հաստատուն է ու կախված է արտաքին ճնշումից:

Մեր փորձում խտության ու արտաքին ճնշման փոփոխությունները այնքան աննշան են, որ անտեսվում են:

Անագի՝ m զանգվածով կտորը հալելու համար այն պետք է սենյակի T_1 ջերմաստիճանից տաքացնենք մինչև անագի հալման T_2 ջերմաստիճանը՝ այդ կտորին տալով ΔQ_1 ջերմաքանակ, ու հետո դրան հաղորդենք ΔQ_2 ջերմաքանակ, որ լրիվ հալվի: Հալելու համար անհրաժեշտ ջերմաքանակը հետևյալն է.

$$Q_2 = \lambda m: \tag{8.1}$$

Այստեղ λ-ն տվյալ նյութի հալվելու տեսակարար ջերմությունն է, և սա, ինչպես փորձն է ցույց տալիս, այնքան քիչ է կախված ջերմաստիճանից, որ տրված արտաքին ճնշման համար համարվում է հաստատուն: Այս պրոցեսն իզոթերմ է, որովհետև փուլային անցումը կատարվում է անագի հալվելու T_2 հաստատուն ջերմաստիճանում:

Մարմնի S էնտրոպիան մարմնի թերմոդինամիկական վիճակի այնպիսի ֆունկցիա է, որի շատ փոքր dS փոփոխությունը մարմնին շրջելի պրոցեսի միջոցով հաղորդած շատ փոքր δQ ջերմաքանակի ու T բացարձակ ջերմաստիճանի հարաբերությունն է.

$$dS = \frac{\delta Q}{T} \quad \text{կամ} \quad \delta Q = TdS : \tag{8.2}$$

Էնտրոպիայի հասկացությունը ներմուծել է գերմանացի գիտնական Կլաուզիուսը 1865 թվականին՝ ելնելով ֆրանսիացի գիտնական Կառնոյի աշխատանքներից:

Էնտրոպիան միշտ որոշվում է հաստատուն գումարելու ճշտությամբ: Այդ պատճառով էլ ֆիզիկական իմաստ ունի միայն սրա չափելի փոփոխությունը, երբ համակարգը 1-ին վիճակից անցնում է 2-րդ վիճակին.

$$\Delta S = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} : \tag{8.3}$$

Մեր փորձում $\delta Q = \delta Q_1 + \delta Q_2$, որտեղ δQ_1-ը անագը dT ջերմաստիճանով տաքացնելու համար անհրաժեշտ ջերմաքանակն է, իսկ δQ_2-ը՝ անագի կտորը $T_2 = const$ ջերմաստիճանում հալելու համար անհրաժեշտ տարրական ջերմաքանակը: Ուրեմն, եթե L_{T_2}-ով նշանակենք T_2 ջերմաստիճանի իզոթերմ պրոցեսը, կստացվի՝

$$\Delta S_2 = \int\limits_{L_{T_2}} \frac{\delta Q}{T_2} = \frac{1}{T_2} \int\limits_{L_{T_2}} \delta Q = \frac{\Delta Q_2}{T_2} = \frac{\lambda m}{T_2}, \tag{8.4}$$

իսկ

$$\delta Q_1 = c\, m\, dT, \tag{8.5}$$

որտեղ c-ն անագի տեսակարար ջերմունակությունն է:

Ուրեմն

$$\Delta Q_1 = \int\limits_{T_1}^{T_2} c\, m\, dT = m \int\limits_{T_1}^{T_2} c\, dT : \tag{8.6}$$

Այս արտահայտության մեջ ենթադրել ենք, որ մարմնի զանգվածը չի փոխվում, ինչը խելամիտ է, եթե մարմնի մոլեկուլների թվի փոփոխությունն աննշան է: Փորձերը ցույց են տալիս, որ ոչ շատ ցածր ջերմաստիճաններում մարմնի c տեսակարար ջերմունակությունը (համարյա) կախված չէ մարմնի T ջերմաստիճանից: Այս փորձնական արդյունքն անվանում են Դյուլոնգ-Պտիի օրենք: Ուրեմն, եթե համարենք, որ c=const, (8.6)-ից կստացվի դպրոցական դասընթացից հայտնի բանաձևը, որն էլ հենց Դյուլոնգ-Պտիի օրենքի արտահայտությունն է.

$$\Delta Q_1 = \int_{T_1}^{T_2} cmdT = cm\int_{T_1}^{T_2} dT = cm(T_2 - T_1) = cm\Delta T: \quad (8.7)$$

Էնտրոպիայի փոփոխությունը հաշվելու համար պիտի նկատի առնենք (8.3)-(8.5) բանաձևերը, զանգվածի հաստատունությունն ու Դյուլոնգ-Պտիի օրենքը: Կստացվի հետևյալը՝

$$\Delta S = \Delta S_1 + \Delta S_2 = \int_1^2 \frac{\delta Q_1}{T} + \frac{\Delta Q_2}{T_2} = \int_1^2 \frac{cmdT}{T} + \frac{\Delta Q_2}{T_2} =$$

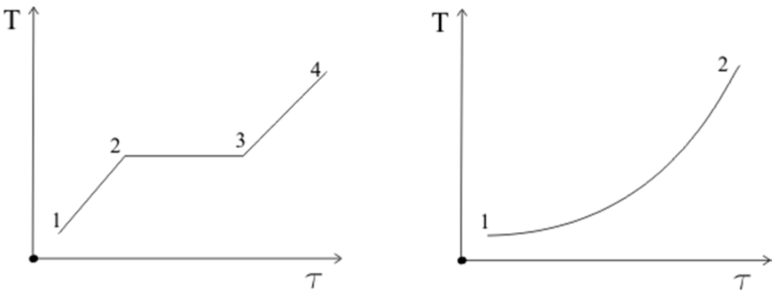
$$= cm\int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} + \frac{\Delta Q_2}{T_2} = cm\ln\frac{T_2}{T_1} + \frac{\lambda m}{T_2}:$$

Նշանակում է՝ հնարավորություն ունենք փորձով որոշելու անագի էնտրոպիայի փոփոխությունը՝ չափելով m, c, λ, T_1, T_2 մեծությունները.

$$\Delta S = cm\ln\frac{T_2}{T_1} + \frac{\lambda m}{T_2}: \quad (8.8)$$

Բյուրեղային ու ամորֆ նյութերի հալվելն ու պնդանալը: Անագը բյուրեղ է, այսինքն՝ անագի իոնները տարածության մեջ դասավորված են հատուկ սիմետրիայով, որը տարածվում է ցանկացած իոնից բազում իոններ հեռու: Այսպիսի կարգավորվածությունն անվանում են *հեռավոր կարգ*, որը հատուկ է բոլոր բյուրեղներին: Անագի (ու առհասարակ ցանկացած բյուրեղի) տաքանալու ու հալվելու T ջերմաստիճանի և τ ժամանակի իդեալականացրած կախվածության գրաֆիկը բերված է նկ. 8.1ա-ում:

Նկ. 8.1ա-ի 1-2 մասը համապատասխանում է պինդ անագի տաքանալուն, հորիզոնական 2-3 մասը նկարագրում է անագի հալվելը T_2 ջերմաստիճանում: Մինչև հալվելու սկիզբը, երբ անագի կտորը տաքանում է, ջերմաստիճանի աճին զուգընթաց՝ անագի բյուրեղային ցանցի հանգույցների իոնների քաոսային տատանումների ամպլիտուդներն աճում են: Երբ անագն սկսում է հալվել, ջերմաստիճանի ու ասված տատանումների ամպլիտուդների աճը դադարում է, և անագի ստացած ջերմաքանակը ծախսվում է իոնական ցանցը քանդելու, այսինքն՝ բյուրեղի իոնների փոխադարձ պոտենցիալ էներգիաները մեծացնելու վրա, ինչը տեղի է ունենում T_2 հաստատուն ջերմաստիճանում, մինչև անագի կտորը լրիվ հալվում է, և բյուրեղի իոնների հեռավոր կարգը լրիվ անհետանում է:



ա **բ**

Նկ. 8.1

Ամորֆ նյութերը, օրինակ՝ ապակին, ձյութը, պարաֆինը, մոմը, հալվելու հաստատուն ջերմաստիճան չունեն: Երբ դրանք տաքանում են, միաժամանակ քիչ-քիչ փափկում են, մինչև դառնում են հեղուկ (նկ. 8.1բ): Ամորֆ նյութերի ատոմների դասավորության «սիմետրիան» զուրկ է հեռավոր կարգից. դրանց կարգը մերձակա է, այսինքն՝ քիչ թե շատ կարգ կա միայն ամեն մի ատոմի մերձակայքում:

Թերմոդինամիկայի առաջին օրենքը պնդում է, որ հաստատուն թվով մասնիկներից կազմված մարմնի $U = U(T, V)$ ներքին էներգիան թերմոդինամիկական T,V մակրովիճակի միարժեք ֆունկցիա է, որի փոփոխությունը հնարավոր է միայն, երբ մարմինը ΔQ ջերմաքանակ է ստանում (կամ կորցնում) կամ ΔA աշխատանք է կատարում (կամ իր վրա են աշխատանք կատարում): Ընդ որում՝

$$\Delta U = \Delta Q - \Delta A, \qquad \Delta U \equiv \oint dU = 0: \tag{8.9}$$

Նշենք, որ ΔQ-ն ու ΔA-ն պրոցես են նկարագրում և կախված են պրոցեսից, ուրեմն տվյալ վիճակում իմաստ չունեն:

Ըստ էության, թերմոդինամիկայի առաջին օրենքն էներգիայի պահպանվելու օրենքն է ջերմային երևույթների համար: Շրջելի պրոցեսների համար (8.2)-ից ու (8.9)-ից կստացվի՝

$$dU = TdS - \delta A: \tag{8.10}$$

Սրանից բացի՝ ենթադրվում է, որ շրջելի պրոցեսների դեպքում մեկուսի մարմնի էնտրոպիայի փոփոխությունը զրո է.

$$\oint dS = 0, \tag{8.11}$$

որից էլ հետևում է, որ էնտրոպիայի փոփոխությունը, երբ մարմինը 1-ին վիճակից 2-րդ վիճակին է անցնում, կախված չէ պրոցեսից, այսինքն՝

$$\int_{L_{12}} dS = S_2 - S_1 :$$

Հավելյալ ենթադրվում է, որ (բյուրեղային) մարմինների էնտրոպիան ձգտում է զրոյի, երբ բացարձակ ջերմաստիճանն է ձգտում զրոյի, այսինքն՝ մարմնի միկրովիճակների Ω թիվը հավասար է մեկի, եթե այդ մարմնի բացարձակ ջերմաստիճանը ձգտում է զրոյի: Այս դրույթն անվանում են թերմոդինամիկայի 3-րդ սկզբունք:

Ցիկլային պրոցեսների համար (8.9)-ից ստացվում է՝

$$\delta Q = \delta A, \tag{8.12}$$

ինչը կարող է մեկնաբանվել որպես առաջին սեռի հավերժական շարժիչի անհնարինության սկզբունք:

Թերմոդինամիկայի երկրորդ օրենքը: Թերմոդինամիկայի երկրորդ օրենքն էնտրոպիայի լեզվով պնդում է հետևյալը. *մեկուսի մարմնի էնտրոպիան չի նվազում,* այսինքն՝

$$\Delta S \geq 0 \Leftrightarrow S_2 \geq S_1 : \tag{8.13}$$

Վերևի (8.11) առնչության իմաստը պարզ է դառնում էնտրոպիայի՝ ավստրիացի գիտնական Բոլցմանի տված սահմանումից՝

$$S = k \ln \Omega, \qquad \Delta S = k \ln \frac{\Omega_2}{\Omega_1}, \tag{8.14}$$

որտեղ $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ Ջ/Կ-ը Բոլցմանի հաստատունն է, Ω-ն՝ U էներգիայով N մասնիկանոց մարմնի հնարավոր միկրովիճակների թիվը, ընդ որում՝ մեկ միկրովիճակը տրվում է $6N$ թվով, այսինքն՝ N հատ շառավիղ-վեկտորով ու N հատ իմպուլսով.

$$\vec{r}_1, \vec{r}_2, ..., \vec{r}_N, \qquad \vec{p}_1, \vec{p}_2, ..., \vec{p}_N : \tag{8.15}$$

Ենթադրվում է՝ մարմնի մասնիկների՝ հնարավոր բոլոր միկրովիճակներից յուրաքանչյուրում գտնվելու հավանականությունները նույնն են (այս դրույթն անվանում են միկրոկանոնիկ բաշխում):

Վերոհիշյալ (8.13) և (8.14) բանաձևերից բխում է, որ մեկուսի համակարգի միկրովիճակների Ω թիվը ժամանակի ընթացքում աճում կամ մնում է հաստատուն: Որոշ դատողություններ հանգեցնում են նրան, որ մարմնի S էնտրոպիան կարող է ընկալվել որպես մարմինը կազմող մասնիկների համակարգում քաոսայնության (կամ էլ կազմակերպվածության) չափ:

Նշանակում է՝ մեկուսի համակարգի քաոսը չի նվազում, և եթե այդպիսի մարմնի մեջ պրոցես կա, այդ պրոցեսը կշարունակվի այնքան ժամանակ, մինչև մարմնի էնտրոպիան (այսինքն՝ «քաոսը») դառնա առավելագույնը, ու մարմնի մեջ ընթացող մակրոսկոպիկ պրոցեսները դադարեն:

Կլաուզիուսը թերմոդինամիկայի 2-րդ օրենքը ձևակերպել է հետևյալ կերպ. չկա այնպիսի պրոցես, որի միակ արդյունքը լինի մարմնից ջերմաքանակի անցումը նրանից ավելի տաք մարմնին:

Այս նույն օրենքը համարյա Կլաուզիուսի ձևակերպելու օրերին անգլիացի գիտնական Լորդ Թոմսոն-Կելվինը ձևակերպել է հետևյալ կերպ. անհնար է այնպիսի ցիկլային պրոցես, որի միակ արդյունքը լինի որևէ ջերմաքանակ լրիվ մեխանիկական աշխատանքի վերածելը:

Այս երեք ձևակերպումները լրիվ իրար համարժեք են, և եթե դրանցից մեկը համարվի աքսիոմ, մյուսները կբխեն դրանից, այսինքն՝ կդառնան թեորեմ:

Վերջին տասնամյակներում ենթադրում են, որ ոչ մեկուսի, այսինքն՝ բաց, բայց գերբարդ համակարգերում հնարավոր է, որ քաոսի աստիճանը, այսինքն՝ էնտրոպիան, փոքրանա, ուրեմն կազմակերպվածության չափն աստիճանաբար մեծանա, և այս համակարգերում առաջանան կազմակերպվածության «կղզյակներ», որոնք կարող են անընդհատ բարդանալու հակում ունենալ:

Համաձայն այս ենթադրության՝ մենք ու մնացած կենդանի օրգանիզմները հենց այսպես ենք առաջացել. սկզբում համաշխարհային օվկիանոսի նախնական շիլայի մեջ առաջացել են առաջին ինքնավերարտադրվող բարդ մոլեկուլները, հետո, անընդհատ բարդանալով, դրանք առաջացրել են օրգանական կյանքի վիթխարի բազմազանությունը:

Ինքնակազմակերպվելու այս հատկությամբ օժտված են նաև անկենդան բաց ու գերբարդ համակարգերը (օրինակ՝ Բենարի օղակները, Բելոուսով-Ժաբոտինսկու ռեակցիան և այլն): Դրանցով, ավելի ճիշտ՝ դրանց պարզ տեսակների մոդելավորմամբ, զբաղվում է սիներգետիկայի մեթոդը:

Դյուլոնգ-Պտիի օրենքն ու Պլանկի հիպոթեզը: Ա. Էյնշտեյնը 1905 թվականին ենթադրեց, որ Պլանկի քվանտային հիպոթեզը կարելի է կիրառել նաև պինդ մարմնի ատոմների տատանողական էներգիաների նկատմամբ, և ատոմի E_0 էներգիան դիսկրետ է ու որոշվում է

$$E_0 = h\nu$$

բանաձևով, որտեղ h-ը Պլանկի հաստատունն է, իսկ ν-ն՝ ատոմի տատանվելու հաճախությունը: Այս մոդելի սահմաններում $3N$ հատ օսցիլյատորից կազմված T ջերմաստիճանով մարմնի մոլային ջերմունակության համար Էյնշտեյնն ստացավ հետևյալ բանաձևը՝

$$C_V = 3Nk\left(\frac{h\nu}{kT}\right)^2 \frac{\exp\left(h\nu/kT\right)}{\left(\exp\left(h\nu/kT\right)-1\right)^2}: \tag{8.16}$$

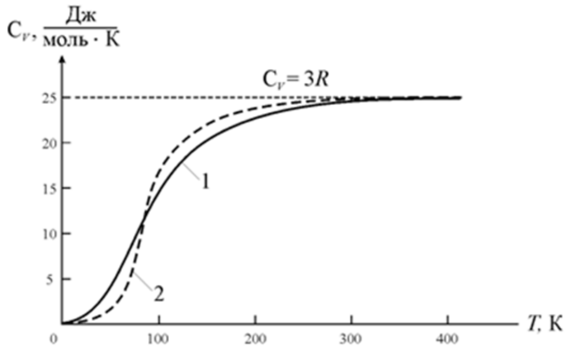
Այս բանաձևից համեմատաբար բարձր ջերմաստիճանների համար $(kT \gg h\nu)$ ստացվում է Դյուլոնգ-Պտիի օրենքը՝

$$C_V = 3Nk\left(\frac{h\nu}{kT}\right)^2 \frac{1+h\nu/kT}{\left(\frac{h\nu}{kT}\right)^2} \approx 3Nk = 3R, (\mathrm{N} = \mathrm{N}_A), \tag{8.17}$$

իսկ ցածր ջերմաստիճանների համար $(kT \ll h\nu)$ այս ջերմունակությունը ձգտում է զրոյի հետևյալ օրինաչափությամբ՝

$$C_V = 3Nk\left(\frac{h\nu}{kT}\right)^2 \exp(-\frac{h\nu}{kT}): \tag{8.18}$$

Էյնշտեյնի բանաձևով (8.17) պղնձի համար հաշվված ու փորձով չափված (8.18) ջերմունակությունների գրաֆիկները հետևյալներն են.



Նկ. 8.2

Չափումներ

1. Միացրե՛ք սարքն ու չափե՛ք անագի T_1 սկզբնական ջերմաստիճանը:

2. Միաժամանակ միացրե՛ք ջեռուցիչն ու սեղմե՛ք վայրկենաչափը և յուրաքանչյուր րոպեում մեկ անգամ չափե՛ք անագի ջերմաստիճանը: Չափե՛ք այնքան ժամանակ, մինչև անագի ջերմաստիճանը դառնա հաստատուն, այսինքն՝ հասնի անագի հալվելու T_2 հաստատուն ջերմաստիճանին ու հետո սկսի մեծանալը: Չափած մեծությունները գրանցե՛ք ներքևի աղյուսակում:

3. Ջեռուցիչն անջատե՛ք ու նույն չափումները կատարե՛ք անագի սառելու ընթացքում և արդյունքները գրանցե՛ք աղյուսակում:

4. Սարքն անջատե՛ք:

Ջ/Կ Չափման համարը	t, վ	T կելվին տաքացնելիս	t, վ	T կելվին սառեցնելիս	T_1 կելվին	T_2 կելվին	ΔS_1 Ջ/Կ	ΔS_2 Ջ/Կ	ΔS Ջ/Կ
1									
2									
3									
4									

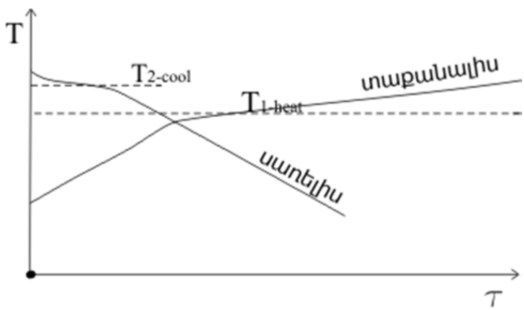
Չափումների արդյունքների մշակումը

1. Գծե՛ք T=f(τ) կախվածության գրաֆիկը տաքացնելիս ու սառելիս:

2. Գտե՛ք ջերմաստիճանի այն արժեքները, որոնք համապատասխանում են գրաֆիկների՝ ժամանակի առանցքին զուգահեռ մասերին, և, դրանց միջինը գտնելով, որոշե՛ք անագի հալվելու ջերմաստիճանը: Այսինքն՝ գտե՛ք անագի հալվելու T_2 միջին ջերմաստիճանը հետևյալ բանաձևով՝

$$T_2 = \frac{T_{2-heat} + T_{2-cool}}{2},$$

որտեղ $T_{2-heating}$ -ը անագի հալվելու բացարձակ ջերմաստիճանն է տաքացնելիս, իսկ $T_{2-cooling}$ -ը նույն մեծությունն է սառեցնելիս: Այս երկու պրոցեսի որակական գրաֆիկները բերված են նկ 8. 3-ում:



Նկ. 8.3

Ստուգող հարցեր

1. Որո՞նք են տեսակարար ջերմունակության ու հալվելու տեսակարար ջերմության սահմանումները:

2. Որո՞նք են էնտրոպիայի թերմոդինամիկական ու վիճակագրական սահմանումները:

3. Ո՞րն է առաջին սեռի ֆազային անցման սահմանումը:

4. Որո՞նք են տեսակարար ջերմունակության ու հալման տեսակարար ջերմության սահմանումները:

5. Որո՞նք են Դյուլոնգ-Պտիի ու հալվելու տեսակարար ջերմության հաստատունության օրենքները: Դրանք մի՞շտ են ճիշտ:

6. Թերմոդինամիկայի առաջին, երկրորդ ու երրորդ սկզբունքների (օրենքների) ձևակերպումները ներկայացրե՛ք էնտրոպիայի հասկացության միջոցով:

7. Ներկայացրե՛ք թերմոդինամիկայի 2-րդ օրենքի՝ Կլաուզիուսի ու Թոմսոն-Կելվինի ձևակերպումները:

8. էնտրոպիայի փոփոխությունը անագի կտորը տաքացնելիս ու սառեցնելիս որոշե՛ք (8.5) բանաձևով: Անագի կտորի հալման տեսակարար ջերմությունն ու տեսակարար ջերմունակությունը համարե՛ք 59,6 կՋ/կգ ու 0,218 կՋ/(կգԿ):

9. Փորձի տվյալներով գնահատե՛ք $\dfrac{\Delta S_1}{\Delta S_2} = \left(cm\ln\dfrac{T_2}{T_1}\right) \Big/ \left(\dfrac{\lambda m}{T_2}\right)$ հարաբերությունն ու համոզվե՛ք, որ այն 1-ից մեծ է: Ինչպե՞ս կմեկնաբանեք այս փաստը Բոլցմանի (8.14) բանաձևի տեսանկյունից:

Ցուցում: Բոլցմանի (8.14) բանաձևից ու (8.4)-ից բխում է, որ $\ln\dfrac{\Omega_2}{\Omega_1} = \dfrac{\lambda m}{kT_2}$, $\dfrac{\Omega_2}{\Omega_1} = e^{\frac{\lambda m}{kT_2}}$, ինչով էլ հնարավոր է գնահատել $\dfrac{\Omega_2}{\Omega_1}$ հարաբերությունը և եզրակացություններ անել:

11. Փորձի չափումների սխալը գնահատե՛ք հետևյալ բանաձևով.

$$\frac{\Delta(\Delta S)}{\Delta S} = \frac{\Delta c}{c} + \frac{\Delta\lambda}{\lambda} + \frac{\Delta m}{m} + \frac{1}{\ln\dfrac{T_2}{T_1}}\left(\frac{\Delta T}{T_1} + \frac{\Delta T}{T_2}\right),$$

$$\Delta\,\mathrm{c} = \left\langle\left|\langle c\rangle - c_i\right|\right\rangle, \langle c\rangle = \frac{c_1 + \ldots c_N}{N}:$$

Օգտագործված գրականության ցանկ

1. **Савельев И. В.,** Курс физики, т. 1, Москва, «Наука», 1989.
2. Молекулярная физика: Лабораторный практикум. Под ред. Афанасьева А. Д., Иркутск, ИГУ, 2003.
3. Лабораторный практикум по физике. Под ред. Александрова, Москва, МПГУ, 2010.
4. **Ким Д., Махро И. Г., Кропотов А. А., Агеева Е. Т.,** Физика: Молекулярная физика и термодинамика, Братск, БГУ, 2010.
5. **Кленицкий Д. В., Крук Н. Н., Наркевич И. И., Тульев В. В.,** Физика: Лабораторный практикум, ч. 1, Механика и молекулярная физика, Минск, БГТУ, 2016.
6. **Платунов Е. С., Самолетов В. А.,** Физика: Лабораторные работы по молекулярной физике и термодинамике, Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 2017.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ
ՖԻԶԻԿԱՅԻ ՖԱԿՈՒԼՏԵՏ
ԸՆԴՀԱՆՈՒՐ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԵՎ ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱՅԻ ԱՄԲԻՈՆ

Ա. Ժ. Մուրադյան, Դ. Հ. Բադալյան, Ռ. Ց. Գաբրիելյան,
Մ. Վ. Հայրապետյան, Լ. Ա. Հովհաննիսյան

ԼԱԲՈՐԱՏՈՐ ՊԱՐԱՊՄՈՒՆՔՆԵՐԻ ՈՒՂԵՑՈՒՅՑ

Մոլեկուլային ֆիզիկա

Համակարգչային ձևավորումը՝ Կ. Չալաբյանի
Կազմի ձևավորումը՝ Ա. Պատվականյանի
Հրատ. սրբագրումը՝ Մ. Կեսոյանի

Տպագրված է «Քոփի փրինթ» ՍՊԸ-ում:
ք. Երևան, Խորենացի 4-րդ նրբ., 69 տուն

Ստորագրված է տպագրության՝ 29.03.2019:
Չափսը՝ 60x84 $^{1}/_{16}$: Տպ. մամուլը՝ 3.75:
Տպաքանակը՝ 100:

ԵՊՀ հրատարակչություն
ք. Երևան, 0025, Ալեք Մանուկյան 1
www.publishing.ysu.am

ՀՐԱՏԱՐԱԿՉՈՒԹՅՈՒՆ
ԵՐԵՎԱՆ 2019
publishing.ysu.am