

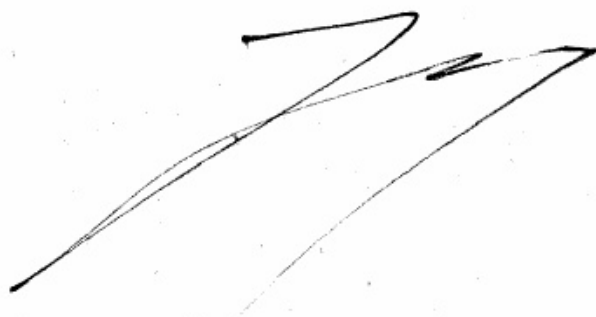
MINISTERUL ÎNVĂȚĂMÂNTULUI

D. BORȘAN
M. PETRESCU-PRAHOVA

A. COSTESCU
M. SANDU

Fizică

Manual pentru clasa a X-a



EDITURA DIDACTICĂ ȘI PEDAGOGICĂ, R.A. - BUCUREȘTI

Manualul a fost revizuit pe baza programei școlare
aprobată cu nr. 32665/1993
Acest manual îl reproduce pe cel din anul 1996.

Autori:

- D. BORȘAN** - capitolul 1; capitolul 2, paragrafele 2.2.2;
capitolul 3; capitolul 4 paragrafele 4.2.2-4.2.5,
4.3.3 și 4.3.4.
- A. COSTESCU** - capitolul 1, paragraful 1.3; capitolul 2,
paragrafele 2.1, 2.2.1 și 2.2.3;
capitolul 4 paragrafele 4.1; 4.2.1; 4.3.1. și 4.3.2.
- M. SANDU** - capitolele 5, 6, 7, și 9
- MARIA PETRESCU-PRAHOVA** - capitolele 8, 10 și 11.

Coordonator prof. dr. A. COSTESCU

Referenți: I. CUCUREZEANU, prof.
P. DUMITRESCU, prof.
P. ȘTEFĂNESCU, prof.

© Toate drepturile asupra acestei ediții sunt rezervate Editurii Didactice și Pedagogice, R. A., București.

ISBN 973-30-5435-6

Redactor: **prof. gr. I Rodica Mihalache**
Proiectare artistică: **Ion Mirea**
Tehnoredactare computerizată: **Corneliu Munteanu**

PARTEA ÎNTÂI

FENOMENE TERMICE

CAPITOLUL 1

STRUCTURA SUBSTANȚEI

1.1. STRUCTURA DISCONTINUĂ A SUBSTANȚEI

1.1.1. Fenomene care evidențiază structura discontinuă a substanței. Problema structurii corpurilor întâlnite în natură l-a preocupat pe om din cele mai vechi timpuri. Încă din antichitate unii filozofi, adepții ai curentului materialist grec, ca Leucip (aproximativ 500 - 440 î.e.n.) și Democrit (aproximativ 460 - 370 î.e.n.) au formulat *concepția atomistă* despre substanțe. Această concepție avea la bază ideea că substanța are o structură granulară, discretă, particulele constituente fiind invizibile și eterne. Ea a dominat filozofia materialistă mai multe secole și pătrunde pe plan filozofic în știință abia pe la începutul secolului al XIX-lea, când se pun bazele atomismului științific. În conformitate cu noua teorie științifică, materia este alcătuită din molecule și atomi.

O contribuție esențială în dezvoltarea concepției moderne privind existența moleculelor sau atomilor au adus-o experiențele efectuate în chimie în vederea obținerii compușilor, în secolele al XVIII-lea și al XIX-lea. Potrivit acestor experiențe, s-a stabilit că în cazul reacțiilor chimice sunt adevărate câteva legi.

Legea proporțiilor definite : la formarea unui compus dat, elementele se combină totdeauna între ele într-un raport de masă riguros determinat.

Legea proporțiilor multiple: când două elemente pot forma mai mulți compuși, atunci cantitățile dintr-un element care se combină cu una și aceeași cantitate din celălalt element se află într-un raport de numere întregi și mici.

Această lege a fost descoperită de John Dalton (1766 - 1844) în anul 1803, pe baza rezultatelor experimentale pe care le-a obținut din studiul compușilor chimici.

Exemplu: o cantitate de azot de masă M se poate combina cu diferite cantități de oxigen de mase m_1, m_2, m_3, \dots , dând naștere compușilor azotului cu oxigenul. Datele obținute sunt prezentate în tabelul 1.1.

Din datele prezentate rezultă:

a) rapoartele $\frac{m_1}{m_2}, \frac{m_1}{m_3}, \frac{m_1}{m_4}, \frac{m_1}{m_5}$ sunt exprimate prin rapoarte de numere întregi și mici:

b) $m_2 = 2m_1, m_3 = 3m_1, m_4 = 4m_1, m_5 = 5m_1$, deci cantitățile de oxigen care se combină cu aceeași cantitate (1 g) de azot sunt multipli întregi ai celei mai mici cantități m_1 .

Dalton a reușit să explice legea proporțiilor multiple în anul 1808, când a formulat o ipoteză care afirma că :

TABELUL 1.1

Compusul	Compoziția în %		Masa azotului M (g)	Masa oxigenului în g	Raportul dintre masele de oxigen ce se combină cu aceeași masă M de azot
	Azot	Oxigen			
Protoxid de azot N_2O	63,7	36,3	1	$m_1=0,57$	
Oxid de azot NO	46,7	53,3	1	$m_2=1,14$	$\frac{m_1}{m_2} = \frac{0,57}{1,14} = \frac{1}{2}$
Anhidridă azotoasă N_2O_3	36,8	63,2	1	$m_3=1,71$	$\frac{m_1}{m_3} = \frac{0,57}{1,71} = \frac{1}{3}$
Dioxid de azot $2(NO_2)$	30,4	69,6	1	$m_4=2,28$	$\frac{m_1}{m_4} = \frac{0,57}{2,28} = \frac{1}{4}$
Anhidridă azotică N_2O_5	25,9	74,1	1	$m_5=2,85$	$\frac{m_1}{m_5} = \frac{0,57}{2,85} = \frac{1}{5}$

Fiecare element chimic este format din atomi care nu mai sunt divizibili prin metode chimice. Compușii chimici se obțin prin combinarea atomilor diferitelor elemente chimice, dând naștere unor "atomi compuși" (aceștia sunt în realitate moleculele).

Să folosim această ipoteză la compușii azotului cu oxigenul (datele din tabelul 1.1).

La formarea protoxidului de azot, un număr întreg $n_N = \frac{M}{m_N}$ (m_N - masa atomului de N) de atomi de azot se combină cu un număr întreg de atomi de oxigen $n_O = \frac{m_1}{m_O}$ (m_O - masa atomului de oxigen). La formarea oxidului de azot numărul atomilor de azot n_N rămâne același dar numărul întreg de atomi de oxigen ce intră în reacție va fi $n'_O = \frac{m_2}{m_O}$. Făcând raportul între numerele de atomi de oxigen n_O și n'_O care intră în reacție cu același număr de atomi de azot n_N trebuie să se obțină un raport de numere întregi:

$\frac{n_O}{n'_O} = \frac{m_1}{m_O} \cdot \frac{m_O}{m_2} = \frac{m_1}{m_2}$. Din tabel se observă că $\frac{m_1}{m_2} = \frac{1}{2}$, adică raport de numere întregi și mici. Din ipoteza atomistă a lui Dalton rezultă că și pentru ceilalți compuși rapoartele $\frac{m_1}{m_3}$, $\frac{m_1}{m_4}$, $\frac{m_1}{m_5}$ trebuie să se exprime prin rapoarte de numere întregi, adică aceste rapoarte nu pot varia continuu ci în salturi, discontinuu.

Legea lui Dalton a fost verificată pentru toți compușii chimici cunoscuți. Astfel ipoteza atomistă conform căreia orice substanță (element chimic sau substanță compusă) este formată din atomi, a fost adoptată de către cercetători.

Ulterior ipoteza atomistă a lui Dalton, care nu prevedea formarea moleculelor din atomi identici (și din această cauză nu putea explica legea volumelor a lui Gay-Lussac, formulată în 1805), a fost completată. În anul 1811, fizicianul italian Amedeo Avogadro (1776–1856) a formulat o idee nouă conform căreia și atomii elementelor simple se pot uni între ei formând molecule. Admitând existența moleculelor și la elementele chimice, Avogadro a formulat legea care îi poartă numele:

volume egale de gaze diferite, aflate în aceleași condiții de temperatură și presiune, au același număr de molecule.

Prin completarea ipotezei atomiste a lui Dalton, făcută de către Avogadro, a fost conturată concepția structurii discontinue a substanței, ai cărei constituenți de bază sunt atomul și molecula. Dezvoltarea ulterioară a fizicii a confirmat această ipoteză, demonstrând că ea reflectă realitatea fizică.

1.1.2. Experiențe care evidențiază mișcarea moleculelor. O serie întregă de experiențe efectuate cu corpuri, aflate în diferite stări de agregare, au pus în evidență faptul că moleculele (atomii) oricărui corp se află într-o mișcare de agitație permanentă, dezordonată.

Experiențe

a) Într-un cilindru de sticlă se introduce un gaz colorat, mai greu decât aerul (de exemplu dioxid de azot, un gaz de culoare roșie). Se acoperă cilindrul cu un capac (o placă de metal sau de sticlă). Peste capac se așază, cu gura în jos, un alt cilindru, identic cu primul, care conține aer (fig. 1.1). Se scoate cu grijă placa dintre cilindri astfel ca cilindrul de sus să rămână sprijinit pe cel de jos. După un anumit timp, se constată că cele două gaze se amestecă de la sine. Fenomenul poartă numele de *difuzie*.

Concluzie. Amestecarea celor două gaze s-a realizat datorită mișcării moleculelor de gaz în toate direcțiile, fără să existe o direcție preferențială de mișcare. Dacă o asemenea direcție ar exista, amestecul gazos obținut nu ar fi colorat uniform.

b) Fenomenul de difuzie la lichide, adică pătrunderea în toate direcțiile a moleculelor unui lichid printre moleculele altui lichid, poate fi observat folosind o soluție de sulfat de cupru (are culoarea albastră) și apă. Pentru aceasta folosim un vas cu două compartimente, separate de peretele *P* care este prevăzut cu un orificiu *O* (fig. 1.2). Închidem orificiul, turnăm soluția de sulfat de cupru într-un compartiment al vasului și apă în celălalt până la același nivel. Dacă deschidem orificiul și vasul este lăsat în repaus, vom constata după un anumit timp că apa începe să se coloreze, iar intensitatea culorii soluției de sulfat scade până când în ambele compartimente culoarea lichidului va fi aceeași. Deoarece nivelul lichidului în cele două compartimente nu s-a modificat, fenomenul îl putem explica numai prin pătrunderea moleculelor de apă printre moleculele de sulfat și invers. Uniformizarea culorii lichidului din vas este posibilă numai dacă moleculele celor două lichide se răspândesc în toate direcțiile, adică se mișcă dezordonat. Această experiență pune în evidență mișcarea dezordonată a moleculelor unui lichid în procesul difuziei. Ea nu dă însă nici o informație cu privire la mișcarea moleculelor după ce a încetat procesul de difuzie.

c) *Mișcarea browniană.* O experiență hotărâtoare privind mișcarea continuă și dezordonată a moleculelor unui lichid a fost realizată de botanistul Robert Brown în anul 1828. Brown,

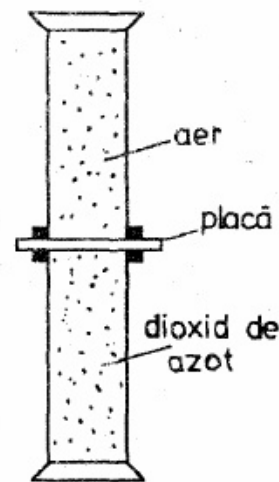


Fig. 1.1. Difuzia gazelor.

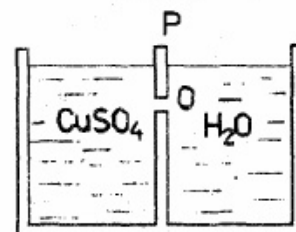


Fig. 1.2. Experiență pentru observarea difuziei lichidelor.

observând la microscop o suspensie coloidală de polen în apă, a constatat că particulele de polen participă la o mișcare total dezordonată. Ea este cu atât mai intensă cu cât particulele în suspensie (particule browniene) sunt mai mici, cu cât lichidul este mai puțin vâscos și cu cât temperatura este mai ridicată. Această mișcare perfect dezordonată, numită ulterior *mișcare browniană*, a fost observată nu numai în apă, ci în orice lichid și chiar în gaze. O particularitate deosebită a mișcării browniene este aceea că ea nu încetează niciodată. În interiorul unor eprubete închise (se închide pentru a împiedica evaporarea) mișcarea poate fi observată zile întregi, luni sau ani. Chiar Brown afirma că : ... "această mișcare este eternă și spontană".

Mișcarea browniană poate fi explicată dacă se admite ipoteza că moleculele de lichid se mișcă dezordonat și continuu. În mișcarea lor dezordonată moleculele lichidului ciocnesc particulele de polen. Dacă particula în suspensie este mare, moleculele care o ciocnesc din toate părțile își compensează reciproc contribuțiile și mișcarea browniană nu se observă (fapt verificat experimental). Dacă particula este mică (totuși mult mai mare decât moleculele, deoarece ea poate fi observată la microscop) ciocnirile nu se mai compensează reciproc și, la un moment dat, particula se mișcă în sensul forței rezultante. La un moment ulterior această forță poate să-și schimbe direcția și sensul; astfel particula se va mișca dezordonat.

Fenomenul de difuzie a fost pus în evidență și la suprafața de contact dintre două metale care sunt puternic presate, dovedind că agitația particulelor constituente este specifică și corpurilor solide. La solide, această mișcare se reduce la o mișcare de oscilație a moleculelor în jurul unor poziții de echilibru fixe.

Din experiențele descrise rezultă un fapt care este acceptat în fizică ca o realitate obiectivă, anume: *moleculele oricărui corp, indiferent de starea lui de agregare, se află într-o mișcare permanentă, dezordonată, numită mișcare termică (sau agitație termică).*

Agitația termică nu este produsă de o cauză exterioară (este spontană), ea nu încetează niciodată și crește o dată cu mărirea temperaturii.

1.1.3. Unele mărimi legate de structura discretă a substanței. Atomii și moleculele fiind foarte mici, masele lor nu pot fi exprimate convenabil folosind unitățile de masă convenționale. De aceea se folosește o altă unitate de masă față de care masa atomilor sau a moleculelor să fie exprimată, pe cât posibil, cu ajutorul unor numere întregi. În anul 1961 a fost definită, printr-o convenție internațională, această unitate (până în 1961 erau folosite alte unități) ca fiind egală cu a 12-a parte din masa atomică a izotopului de Carbon ($^{12}_6\text{C}$). Unitatea se notează cu u și se numește unitate atomică de masă. Ea are valoarea aproximativă

$$1 u = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg.}$$

Putem formula acum câteva definiții:

1. Se numește *masă atomică relativă* numărul care arată de câte ori masa unui atom este mai mare decât a 12-a parte din masa atomului de carbon ($^{12}_6\text{C}$).
2. Se numește *masă moleculară relativă* numărul care arată de câte ori masa unei molecule este mai mare decât a 12-a parte din masa atomului de carbon ($^{12}_6\text{C}$).

Ambele mărimi sunt adimensionale.

Dacă notăm cu m_A masa absolută a atomului (moleculei) unei substanțe A și cu m_C masa absolută a atomului de carbon $^{12}_6\text{C}$, atunci, conform definiției de mai sus, masa atomică (moleculară) relativă m_{rA} a atomului (moleculei) substanței A este:

$$m_{rA} = \frac{m_A}{\frac{1}{12}m_C} = 12 \frac{m_A}{m_C} .$$

În urma măsurătorilor s-a constatat că masa absolută a atomului de hidrogen este de aproximativ 12 ori mai mică decât masa atomului de carbon, astfel că masa atomică relativă a hidrogenului este egală cu 1. Molecula de hidrogen fiind compusă din doi atomi va avea masa relativă egală cu 2. Pentru oxigen, rezultă din măsurători că masa atomică relativă este 16, iar masa moleculară relativă este 32.

Pentru a afla masa moleculară relativă a moleculelor compuse, se însumează masele relative ale atomilor ce compun molecula dată.

Exemplu: masa moleculară relativă a apei (H_2O) este $2 \cdot 1 + 16 = 18$.

3. Se numește mol (având simbol mol) cantitatea de substanță a cărei masă, exprimată în grame, este numeric egală cu masa moleculară relativă a substanței date.

Exemple: un mol de apă (H_2O) este o cantitate de apă a cărei masă este egală cu 18 g. Un mol oxigen (O_2) este o cantitate de oxigen a cărei masă este egală cu 32 g.

În Sistemul Internațional de Unități (SI) molul este unitatea de cantitate de substanță.

Un multiplu al molului, frecvent utilizat în probleme, este kilomolul: $1 \text{ kmol} = 10^3 \text{ moli}$.

Masa unui mol poartă denumirea de masă molară și se notează prin μ . Masa molară are unități de măsură; ea se exprimă în g/mol sau în kg/kmol.

Numărul de molecule cuprinse într-un mol este același, indiferent de natura substanței.

Pentru a demonstra aceasta, să considerăm câte un mol din substanțe diferite A și B , de mase molare μ_A și μ_B , ale căror molecule au masele absolute m_A , respectiv m_B . Să presupunem inițial că numărul de molecule N_A conținute într-un mol din substanța A , ar fi diferit de numărul de molecule N_B conținute într-un mol din substanța B . Evident, $\mu_A = N_A \cdot m_A$ și $\mu_B = N_B \cdot m_B$, adică

$$\frac{\mu_A}{\mu_B} = \frac{N_A}{N_B} \frac{m_A}{m_B} . \quad (1.1)$$

Dar, din definiția masei molare, rezultă că numeric $\mu_A = m_{rA} = \frac{12m_A}{m_C}$ și

$\mu_B = m_{rB} = \frac{12m_B}{m_C}$. Așadar,

$$\frac{\mu_A}{\mu_B} = \frac{m_A}{m_B} . \quad (1.2)$$

Comparând ecuațiile (1.1) și (1.2) rezultă $\frac{N_A}{N_B} = 1$, adică numărul de molecule dintr-un mol este același indiferent de natura substanței.

Numărul de molecule dintr-un mol de substanță se numește numărul lui Avogadro,

valoarea lui este $N_A = 6,023 \cdot 10^{23} \frac{\text{molecule}}{\text{mol}}$, sau

$$N_A = 6,023 \cdot 10^{26} \frac{\text{molecule}}{\text{kmol}}$$

Conform legii lui Avogadro, în aceleași condiții de temperatură și presiune, un mol dintr-un gaz oarecare ocupă același volum. S-a stabilit experimental, că, independent de natura gazului, în condiții normale ($t = 0^\circ\text{C}$ și $p = 1 \text{ atm}$), volumul molar are valoarea:

$$V_{\mu 0} = 22,42 \frac{\text{m}^3}{\text{kmol}} = 22,42 \cdot 10^{-3} \frac{\text{m}^3}{\text{mol}}$$

1.2. FENOMENE TERMICE. METODE DE STUDIU

Prin *fenomen termic* înțelegem, în general, orice fenomen fizic legat de mișcarea complet dezordonată care se manifestă la nivel molecular. Fenomene fizice cum sunt: variația proprietăților fizice ale substanței la încălzirea sau răcirea ei, schimbul de căldură dintre corpurile încălzite diferit, transformarea căldurii (obținută prin arderea combustibililor) în lucru mecanic, transformarea lucrului mecanic în căldură, trecerea unui corp dintr-o stare de agregare în alta ș.a., constituie exemple de fenomene termice.

Fenomenele termice sunt studiate cu ajutorul : a) termodinamicii și b) teoriei cinetico-moleculare.

Termodinamica studiază fenomenele termice fără a ține seama de structura intimă, atomo-moleculară a corpurilor. Ea nu studiază mecanismul intim al fenomenelor și din această cauză, nu folosește reprezentările structurale ale corpurilor. Ea studiază, pe cale experimentală, fenomenele la care participă corpuri ale căror dimensiuni sunt perceptibile și obișnuite pentru om. Asemenea corpuri (formate dintr-un număr foarte mare dar finit de molecule sau atomi) poartă denumirea de corpuri macroscopice, iar fenomenele ce au loc în aceste corpuri se numesc fenomene macroscopice (în limba greacă macros înseamnă mare, micros - mic). Gazul închis într-un vas, apa dintr-un pahar, un grăunte de nisip, o piatră, o tijă metalică, Pământul, sunt exemple de corpuri macroscopice. Termodinamica folosește numai mărimi care pot fi măsurate direct (presiunea, volumul ș.a.) sau care pot fi calculate cu ajutorul altor mărimi ce pot fi stabilite pe cale experimentală. În felul acesta, concluziile termodinamicii sunt independente de reprezentările pe care noi le avem cu privire la structura corpurilor și din această cauză au o valoare incontestabilă.

Teoria cinetico-moleculară studiază procesele termice cât și proprietățile corpurilor macroscopice folosind o ipoteză cu privire la structura intimă a corpurilor, anume : se consideră că orice corp macroscopic (indiferent de starea de agregare în care se află) este format dintr-un număr foarte mare de atomi sau molecule, iar mișcarea acestora se supune legilor mecanicii clasice. Pornind de la această ipoteză și folosindu-se anumite modele structurale pentru corpurile macroscopice, aflate în diferite stări de agregare, s-a reușit la sfârșitul secolului al XIX-lea să se elaboreze o teorie bine încheiată a fenomenelor termice și a sistemelor fizice macroscopice, care a primit denumirea de *teoria cinetico-moleculară*.

PROBLEME REZOLVATE

1. Să se afle numărul de molecule conținute: a) într-un volum $V = 1 \text{ m}^3$ hidrogen aflat în condiții normale de temperatură și presiune și b) într-o masă $m = 1 \text{ kg}$ de hidrogen. Să se afle, de asemenea, masa unei molecule de hidrogen și masa unui atom.

Rezolvare

a) Volumul unui kmol de hidrogen în condiții normale este $V_{\mu_0} = 22,4 \text{ m}^3/\text{kmol}$. În el este conținut un număr de molecule egal cu numărul lui Avogadro $N_A = 6,023 \cdot 10^{26} \text{ molec/kmol}$. În unitatea de volum de hidrogen vom avea $N_0 = \frac{N_A}{V_{\mu_0}}$, iar într-un volum V :

$$N = V \cdot N_0 = 1 \text{ m}^3 \frac{6,023 \cdot 10^{26} \text{ molec/kmol}}{22,4 \text{ m}^3/\text{kmol}} = 2,69 \cdot 10^{25} \text{ molecule.}$$

b) Numărul de molecule ce revin unității de masă este $N_m = \frac{N_A}{\mu}$, iar pentru o masă m , avem

$$N = m \frac{N_A}{\mu} = 1 \text{ kg} \frac{6,023 \cdot 10^{26} \text{ molec/kmol}}{2 \text{ kg/kmol}} = 3,011 \cdot 10^{26} \text{ molecule. Masa unei molecule de hidrogen este}$$

$$m_{H_2} = \frac{\mu}{N_A} = \frac{2 \text{ kg/kmol}}{6,023 \cdot 10^{26} \text{ molec/kmol}} = 3,3 \cdot 10^{-27} \text{ kg.}$$

Molecula de hidrogen este formată din doi atomi, deci pentru masa atomului de hidrogen,

$$m_H = \frac{m_{H_2}}{2} = 1,65 \cdot 10^{-27} \text{ kg.}$$

2. Să se afle: a) numărul de molecule conținute într-o masă $m = 1 \text{ g}$ de apă; b) raza unei molecule (molecula fiind considerată sferică).

Rezolvare

a) Numărul de kilomoli de apă va fi

$$v = \frac{m}{\mu_{H_2O}} = \frac{10^{-3} \text{ kg}}{18 \text{ kg/kmol}} = \frac{10^{-3}}{18} \text{ kmoli.}$$

Înmulțind v cu numărul lui Avogadro, obținem valoarea numărului căutat

$$N = v N_A = \frac{10^{-3} \text{ kmol}}{18} \cdot 6,023 \cdot 10^{26} \frac{\text{molec}}{\text{kmol}} = 3,34 \cdot 10^{22} \text{ molecule.}$$

b) Densitatea apei $\rho = 1 \text{ g/cm}^3$, adică 1 g de apă ocupă un volum egal cu 1 cm^3 . Deci volumul ocupat de N molecule este $V = 1 \text{ cm}^3$. Atunci unei singure molecule îi revine volumul $v = \frac{V}{N} \approx 3 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^3$.

Considerând molecula de apă de formă sferică și considerând că ocupă în întregime volumul v ce îi revine, se obține următoarea valoare pentru raza moleculei:

$$r = \sqrt[3]{\frac{3v}{4\pi}} \approx 1,9 \cdot 10^{-8} \text{ cm.}$$

ÎNTREBĂRI, EXERCITII, PROBLEME

1. Să se calculeze numărul de molecule aflate într-un volum $V = 1 \text{ m}^3$ de oxigen, azot, heliu în condiții normale de temperatură și presiune. Cum depinde acest număr de natura gazului?

$$\text{R: } N = N_A \frac{V}{V_{\mu_0}} = 2,7 \cdot 10^{25} \text{ molecule; nu depinde.}$$

2. Să se calculeze numărul de molecule cuprinse într-o masă $m = 1 \text{ kg}$ de oxigen, azot, heliu.

$$\text{R: } N_{O_2} = m \frac{N_A}{\mu_{O_2}} = 1,88 \cdot 10^{25}; N_{N_2} = 2,15 \cdot 10^{25}; N_{He} = 1,5 \cdot 10^{26} \text{ molecule.}$$

3. Să se afle masa moleculară și masa unei molecule de acetilenă (C_2H_2).

$$\text{R: } \mu = 26 \text{ kg/kmol}; m_0 = \frac{\mu}{N_A} = 4,3 \cdot 10^{-26} \text{ kg.}$$

4. Să se afle masa unei molecule și densitatea propanului (C_3H_8) aflat în condiții normale de temperatură și presiune.

$$R: m_0 = \frac{\mu}{N_A} = 7,3 \cdot 10^{-26} \text{ kg}; \rho = m_0 \frac{N_A}{V_{m0}} = 1,97 \text{ kg/m}^3.$$

5. Să se calculeze lungimea unui "lanț" ce s-ar obține dacă moleculele conținute de o masă $m = 1 \text{ mg}$ de apă sunt așezate în linie, una în contact cu alta (molecule sferice).

De câte ori poate fi înconjurat Pământul pe la ecuator cu acest "lanț" molecular?

Diametrul moleculei de apă $d = 3,8 \cdot 10^{-10} \text{ m}$, lungimea cercului ecuatorial $L = 4 \cdot 10^7 \text{ m}$.

$$R: L' = \frac{m}{\mu} N_A d = 1,27 \cdot 10^{10} \text{ m}; n = \frac{L'}{L} \approx 318 \text{ ori.}$$

1.3. FORȚE INTERMOLECULARE. ENERGIILE MOLECULELOR (CINETICĂ ȘI POTENȚIALĂ)

Atomul și molecula sunt sisteme complicate, foarte stabile, formate din particule purtătoare de sarcină electrică: electronii și nucleele atomilor. În condiții obișnuite, suma sarcinilor electrice pozitive este egală cu suma sarcinilor electrice negative, astfel că molecula sau atomul sunt neutre electric. Deși există această compensare a sarcinii, între molecule, aflate la distanțe mici între ele, acționează forțe electrostatice însemnate.

Deoarece moleculele conțin purtători de sarcină electrică de semne diferite, între ele acționează în același timp atât forțe de atracție, cât și forțe de respingere. Modulul forței rezultante, egal în valoare cu diferența dintre modulele celor două forțe, poartă denumirea de forță *intermoleculară*. Valoarea ei este $F = F_{\text{atracție}} - F_{\text{respingere}}$. Se constată că atât forța de atracție $F_{\text{atracție}}$, cât și forța de respingere $F_{\text{respingere}}$, depind de distanța dintre molecule, dar, numeric, variația cu distanța a celor două forțe este diferită. În figura 1.3 este prezentată dependența de distanța dintre molecule a forței de respingere (curba 1), a forței de atracție (curba 2) și a forței rezultante sau intermolecularare (curba 3).

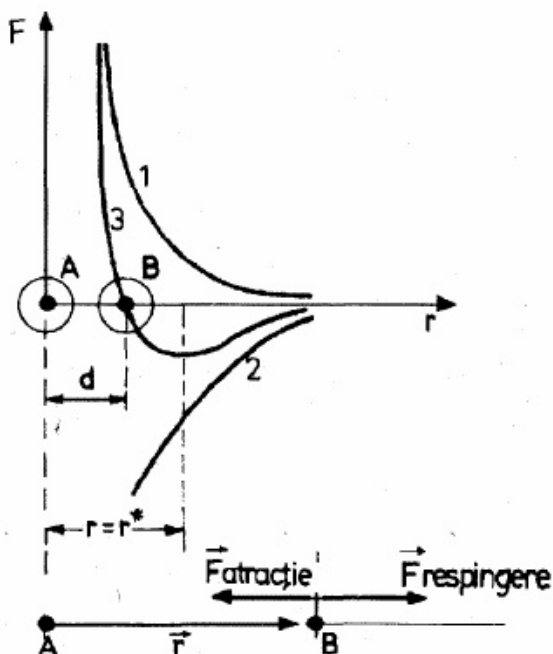


Fig. 1.3. Reprezentarea grafică a forțelor de interacție dintre molecule.

Modulul lui F pentru o distanță r între molecule se obține scăzând din valoarea lui $F_{\text{atracție}}$ valoarea lui $F_{\text{respingere}}$ pentru aceeași valoare a lui r . La construcția graficului s-a considerat molecula A fixă, iar poziția moleculei B (mobilă) este dată de vectorul de poziție \vec{r} , ce are originea în A (vezi partea de jos a figurii). Din această cauză, forța $\vec{F}_{\text{atracție}}$ are sens opus vectorului \vec{r} și proiecția sa pe axa r are valoarea negativă (curba 2), în timp ce $F_{\text{respingere}}$ are același sens cu \vec{r} și proiecția sa pe axa r are valoarea pozitivă (curba 1). Graficul forței rezultante, obținut prin însumarea algebrică a ordonatelor curbilor 1 și 2 pentru diferite valori ale lui r , prezintă un minim caracteristic.

Din graficul 3 se vede că începând cu o anumită distanță d dintre centrele molecule-

lor ce se apropie, forțele de respingere cresc brusc și moleculele se resping puternic. Distanța la care se manifestă brusc și foarte puternic respingerea dintre molecule poartă denumirea de *diametru eficace* al moleculei. Când între centrele moleculelor se află o distanță egală cu d , forța de atracție este egală cu forța de respingere și forța intermoleculară F este egală cu zero. Această distanță este caracteristică pentru fiecare pereche de molecule ce interacționează, deci depinde de natura moleculelor aflate în interacțiune. În punctul $r = d$ forța intermoleculară își schimbă semnul: pentru $r > d$ moleculele se atrag ($F < 0$), iar pentru $r < d$ se resping ($F > 0$). Pentru valoarea $r = r^*$, forța intermoleculară dintre molecule este de atracție și are valoarea maximă. Dacă distanța r dintre molecule crește, $r > r^*$, această forță scade și tinde spre zero când r atinge valori egale cu de 3 până la 4 ori diametrul eficace d . Distanța R , de la care între molecule iau naștere forțe de atracție, se numește *rază de acțiune moleculară*.

Datorită faptului că moleculele interacționează atât între ele cât și cu câmpurile de forțe exterioare (de exemplu cu câmpul gravitațional), ele posedă o energie potențială.

Așa cum am arătat mai înainte, pentru $r > d$ moleculele se atrag ($F < 0$) și de aceea energia potențială este negativă. Ea crește când distanța dintre molecule se mărește. În punctul $r = d$, unde forța intermoleculară se anulează, energia potențială trece printr-un minim.

Când moleculele se apropie astfel încât $r < d$, ele se resping ($F > 0$) și energia potențială începe să crească. Modul în care variază energia potențială cu distanța dintre molecule se poate urmări pe graficul din figura 1.4.

Așa cum s-a arătat în paragraful 1.1.2, moleculele se află într-o mișcare permanentă, spontană și dezordonată, ceea ce înseamnă că au o anumită viteză și deci o energie cinetică.

Astfel, fiecare moleculă are o energie care se exprimă prin suma dintre energia sa cinetică și energia potențială. În cursul interacțiunii dintre molecule această energie se conservă.

Cunoscând dependența energiei potențiale E_p de distanța dintre molecule și ținând seama de legea conservării energiei se poate urmări cum se modifică viteza moleculei B pe măsura apropierii ei de molecula A .

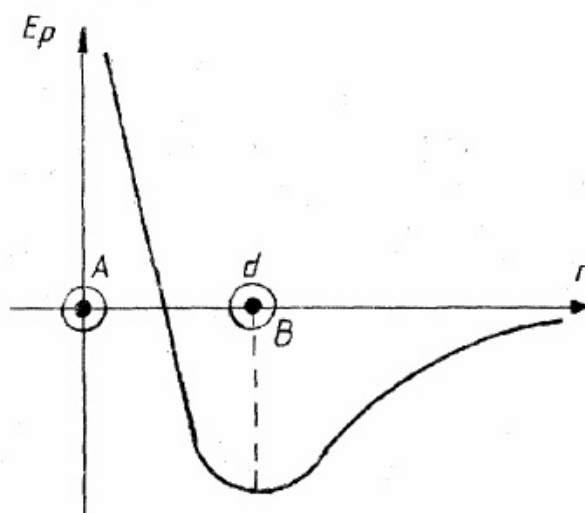
În consecință, energia unei molecule se poate exprima prin relația :

$$E = \frac{mv_B^2}{2} + E_p \quad (1.3)$$

Orice sistem macroscopic poate fi considerat ca fiind alcătuit dintr-un număr foarte mare de molecule aflate într-o mișcare continuă, dezordonată, care interacționează între ele.

Fiecare moleculă are o anumită energie, care este dată de relația (1.3). Prin însumarea energiilor tuturor moleculelor care alcătuiesc sistemul, se obține energia internă a sistemului care se notează cu U .

Din cele arătate mai sus se poate defini *energia internă a sistemului*, ca fiind suma dintre energiile cinetice ale tuturor mo-



leculelor datorată mișcării de agitație termică și energiile potențiale ale lor, determinate de forțele intermoleculare, precum și energiile potențiale în câmpurile de forțe exterioare.

1.4. MODELE CINETICO-MOLECULARE ALE STĂRILOR DE AGREGARE

În teoria cinetico-moleculară, care își propune să studieze și să explice proprietățile și comportarea corpurilor pe baza mișcării și interacțiilor dintre molecule, se folosesc modele care descriu modul în care moleculele interacționează între ele. Molecula este reprezentată ca o sferă rigidă ce are diametrul egal cu diametrul eficace d .

Pentru studiul gazelor se folosește așa-numitul *model mecanic* al gazelor. Conform acestui model, gazul este considerat ca fiind format dintr-o mulțime foarte mare de molecule sferice care se mișcă dezordonat (haotic) și care se ciocnesc elastic între ele și cu pereții vasului în care se află.

Deoarece în condiții obișnuite (presiunea atmosferică și temperatura camerei) densitatea gazelor este relativ mică, distanțele dintre moleculele gazului sunt mari (aproximativ de zece ori mai mari decât diametrul moleculei), astfel că forțele de atracție dintre molecule sunt foarte mici. În aceste condiții se consideră că între două ciocniri succesive moleculele se mișcă liber și traiectoria lor este o linie dreaptă. În momentul ciocnirii, direcția de mișcare se schimbă brusc. Traiectoria unei molecule este o linie frântă, formată dintr-un număr foarte mare de segmente inegale, orientate dezordonat în spațiu (fig. 1.5, a).

Forțele de atracție slabe dintre molecule nu sunt capabile să mențină moleculele una lângă alta, astfel că gazul este expansibil. El nu are nici formă, nici volum propriu. Gazele pot fi păstrate numai în recipiente al căror volum îl ocupă în întregime și care se distribuie omogen.

Pentru descrierea stării lichide se folosește alt model. Moleculele lichidelor se află mult mai aproape una de alta decât moleculele gazelor. Aceasta rezultă din măsurători: densitatea unui lichid este de aproape 1000 de ori mai mare decât densitatea vaporilor săi în aceleași condiții fizice. Deoarece distanțele dintre molecule sunt mici (mai mici decât dimensiunile moleculei), forțele de interacțiune sunt relativ mari și fiecare moleculă se comportă altfel decât în gaze. Molecula în lichid este "forțată" să se miște în interiorul unei "celule" formată de moleculele vecine, mișcarea ei fiind o oscilație dezordonată în jurul unei poziții de echilibru. Deoarece

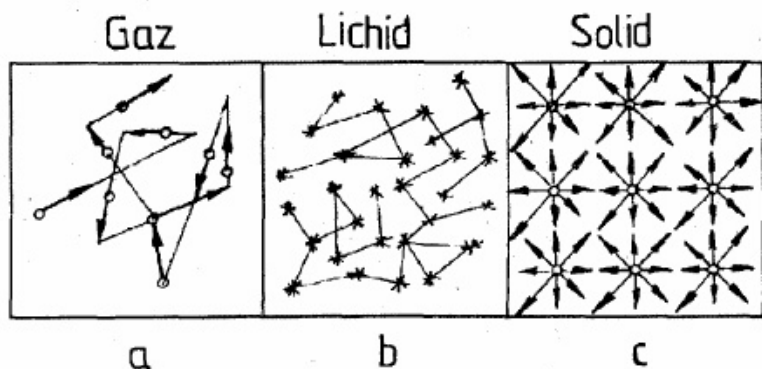


Fig. 1.5. Modele cinetico-moleculare:
a) gaz; b) lichid; c) solid.

și moleculele vecine oscilează dezordonat, molecula are posibilitatea, după un anumit timp, să părăsească celula, însă, imediat, nimereste într-o celulă vecină. În această nouă celulă, molecula va efectua, ca și mai înainte, oscilații dezordonate, rămânând practic "captivă" până când în apropiere nu se va forma întâmplător o altă celulă, pe care o va ocupa ș.a.m.d. Deoarece în timpul saltului dintr-o celulă în alta asupra moleculei acționează forțele intermoleculare, traiectoria în această mișcare va fi curbă.

Prin urmare, mișcarea moleculelor în interiorul lichidului constă dintr-o oscilație dezordonată (direcția de oscilație și amplitudinea se modifică aleator de la un moment la altul) în interiorul celulei și din tranziții (salturi) întâmplătoare dintr-o celulă în alta (fig. 1.5, b).

În starea solidă, moleculele interacționează între ele mult mai puternic decât în cazul lichidelor. Ele sunt dispuse mult mai aproape una de alta. De aceea, ele nu pot "rupe" legătura cu vecinele cele mai apropiate și oscilează haotic (dezordonat) în jurul unei poziții de echilibru fixe (fig. 1.5, c), numită nodul rețelei cristaline (acest model este adevărat pentru un corp solid ideal).

NOȚIUNI TERMODINAMICE DE BAZĂ

2.1. SISTEM TERMODINAMIC. STAREA SISTEMULUI TERMODINAMIC

2.1.1. **Sistem termodinamic.** Noțiunile de bază ale termodinamicii sunt stabilite nemijlocit din activitatea experimentală. Dintre ele amintim: sistemul termodinamic, starea sistemului, procesul termodinamic, energia internă, lucrul mecanic, căldura, temperatura. Cu aceste noțiuni vom face cunoștință la început.

Numim sistem orice corp macroscopic sau ansamblu bine precizat de corpuri macroscopice.

Din sistem pot face parte un număr oarecare de corpuri, care pot fi chimic pure sau amestecuri de substanțe. Separarea mintală, convenabil aleasă, a obiectelor care aparțin sistemului de obiectele care nu îi aparțin, nu înseamnă o reprezentare a sistemului considerat ca fiind izolat de restul lumii. În mod esențial, în termodinamică se ia în considerație interacția dintre sistem și corpurile înconjurătoare, această interacție constituind, de fapt, obiectul de studiu al termodinamicii. Deși noțiunea de sistem nu este proprie doar termodinamicii, ea intervenind în studiul oricărui capitol al fizicii, în continuare se va folosi termenul de sistem termodinamic.

Un gaz închis într-un cilindru cu piston, apa dintr-un vas, o bară metalică, amestecul de apă cu gheață sau apa împreună cu vaporii săi ș. a. constituie exemple de sisteme termodinamice.

Corpurile care nu fac parte din sistemul termodinamic poartă numele de *corpuri exterioare* sau *mediu exterior*. Dacă sistemul termodinamic considerat nu interacționează și nu schimbă masă cu corpurile exterioare se numește *sistem izolat*. Noțiunea de sistem izolat este o idealizare fizică. În natură sisteme termodinamice izolate nu există. Însă, în multe cazuri, acțiunile exterioare pot fi neglijate; cu ajutorul unor învelișuri speciale, acțiunile exterioare pot fi micșorate atât de mult încât să poată fi neglijate. Sistemul termodinamic se numește *neizolat* dacă interacționează cu corpurile exterioare. Pentru exemplificare, să luăm un gaz închis într-un cilindru cu piston mobil. Dacă considerăm sistemul format din gaz plus cilindru cu piston, atunci el poate fi izolat sau neizolat în funcție de felul cum interacționează cu corpurile exterioare. Dacă drept sistem considerăm numai gazul, atunci cilindru și pistonul vor fi corpuri exterioare sistemului. În acest caz, sistemul nu poate fi izolat, deoarece gazul interacționează cu cilindru (exercită presiune).

Sistemul termodinamic se numește *închis*, dacă între el și mediul exterior există schimb de energie dar nu există schimb de masă.

Sistemul se numește *deschis*, dacă între el și mediul exterior există atât schimb de energie cât și schimb de masă.

2.1.2. Starea sistemului termodinamic. Parametri de stare. Sistemul termodinamic poate avea diferite proprietăți, în funcție de condițiile exterioare în care se află.

Prin definiție, numim stare a unui sistem totalitatea proprietăților lui la un moment dat.

Starea sistemului termodinamic este determinată de un ansamblu de mărimi fizice măsurabile, care poartă numele de *parametri de stare* (denumirea lor, provine de la cuvântul parametron care în limba greacă înseamnă măsurabil). *Parametrii de stare caracterizează proprietățile sistemului termodinamic.*

Parametrii de stare își modifică valoarea atunci când condițiile exterioare se schimbă. Dar nu toți parametrii de stare, ce caracterizează diferitele proprietăți ale sistemului, au valori independente. Între aceste mărimi există diferite relații. Parametrii de stare pot fi clasificați în două categorii: unii pot lua valori arbitrare, ei putând fi aleși ca parametri independenți; ceilalți parametri de stare pot fi exprimați în funcție de parametrii din prima categorie, prin folosirea unor relații cunoscute.

Pentru un fluid se pot alege ca parametri independenți, de exemplu, presiunea p a fluidului și volumul V al acestuia care descriu complet starea de echilibru a fluidului.

În funcție de raportul în care se află sistemul termodinamic cu mediul exterior, parametrii de stare se pot clasifica în:

- *extensivi* (exemplu: volumul, masa)
- *intensivi* (exemplu: presiunea, temperatura).

Se consideră un sistem termodinamic care se poate separa în două subsisteme A și B .

Un parametru de stare să presupunem că ia valoarea x_1 în subsistemul A , valoarea x_2 în subsistemul B și valoarea x în sistemul considerat.

Dacă într-o stare de echilibru a sistemului se respectă relația: $x = x_1 + x_2$, parametrul se numește *extensiv*.

Dacă într-o stare de echilibru a sistemului se respectă relația:

$$x = x_1 = x_2,$$

atunci parametrul se numește *intensiv*.

În sfârșit, parametrii de stare se mai pot clasifica în:

- *parametri de poziție* (exemplu: volumul) și
- *parametri de forță* (exemplu: presiunea).

Între parametrii de poziție și parametrii de forță se poate stabili o relație de interdependență, așa cum vom arăta mai departe.

2.1.3. Starea de echilibru termodinamic. *Starea unui sistem termodinamic se numește stare de echilibru termodinamic, dacă toți parametrii care o caracterizează nu se modifică în timp.* Altfel spus, parametrii de stare sunt constanți în timp. Termodinamica studiază, în principal, sistemele termodinamice aflate în stare de echilibru termodinamic, precum și transformările între astfel de stări.

Starea unui sistem termodinamic se numește stare de *neechilibru*, dacă parametrii de stare se modifică în timp.

Se poate întâmpla ca proprietățile unui sistem să se modifice chiar dacă acesta se află în condiții exterioare constante în timp. Experiența arată însă că întotdeauna după un interval de timp mai lung sau mai scurt, sistemul atinge o stare de echilibru termodinamic. Această afirmație mai este numită și "principiul echilibrului". Starea de echilibru termodinamic a unui fluid, care este complet descrisă de volumul V și

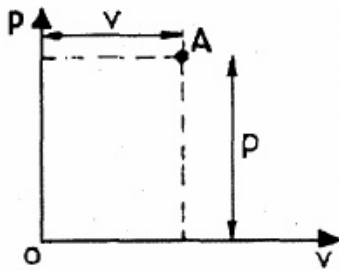


Fig. 2.1. Representarea grafică a unei stări de echilibru.

presiunea p , poate fi reprezentată grafic printr-un punct într-un plan de coordonate V și p , numite coordonate Clapeyron (fig. 2.1). Un asemenea punct reprezentativ este univoc determinat de parametrii de stare (coordonatele punctului) care au valori constante pentru tot sistemul.

2.1.4. Transformări de stare. Trecerea sistemului dintr-o stare în alta se numește proces sau transformare de stare. În decursul unei transformări, unul sau mai mulți parametri de stare variază în timp.

Transformarea se numește *cvasistatică*, dacă parametrii de stare variază în timp atât de lent încât, la orice moment, sistemul să poată fi considerat în echilibru. Transformările cvasistatice pot fi reprezentate grafic. Dacă starea inițială este reprezentată prin punctul 1 (fig. 2.2) și starea finală prin punctul 2, atunci curba 1-2 (locul geometric al stărilor) reprezintă graficul transformării prin care sistemul trece din starea de echilibru 1 în starea de echilibru 2. Toate punctele de pe curba 1-2 reprezintă stări de echilibru ale sistemului. Procesele naturale *nu* sunt procese cvasistatice. Procesul cvasistatic este o abstracție științifică, un caz ideal, foarte util însă pentru a înțelege esența fenomenelor.

O transformare cvasistatică a unui sistem termodinamic se realizează practic atunci când parametrii de stare se modifică în fiecare moment atât de puțin încât această modificare să provoace o abatere foarte mică a sistemului de la starea de echilibru. În asemenea cazuri se spune că parametrii variază infinit de lent. De exemplu, procesul de comprimare a unui gaz închis într-un cilindru cu piston este cvasistatic, dacă creșterea presiunii externe este lentă, deplasarea pistonului făcându-se foarte încet. Este evident că acest lucru este posibil dacă presiunea exterioară p_e care se exercită pe suprafața pistonului este aproximativ egală cu presiunea p a gazului închis în cilindru. Așadar, pentru ca procesul de comprimare a gazului să decurgă cvasistatic este necesar să fie îndeplinită condiția $p_e \approx p$ în orice stare intermediară prin care trece gazul. Deoarece presiunea exterioară variază în timpul comprimării de la o valoare inițială p_{1e} la o valoare finală p_{2e} , presiunea p a gazului variază corespunzător, astfel încât la orice moment de timp să fie egală cu presiunea exterioară (fig. 2.3, a, b, c). În starea finală de echilibru, egalitatea presiunilor este riguros adevărată.

Fie acum un sistem format dintr-un resort elastic de masă neglijabilă, de lungime l_0 și de constantă elastică k , și un taler de masă M (fig. 2.4, a). În starea inițială de

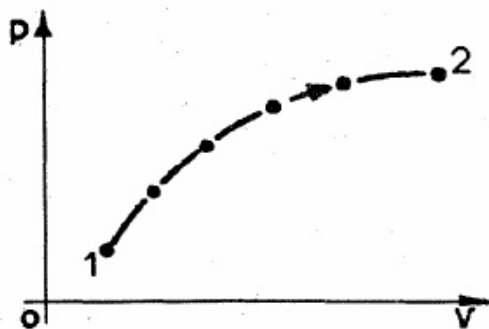


Fig. 2.2. Representarea unui proces cvasistatic.

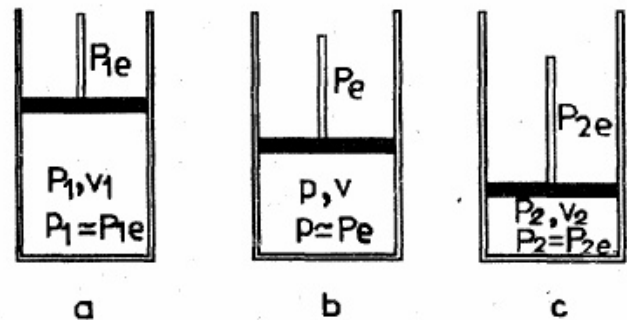


Fig. 2.3. Proces termic cvasistatic.

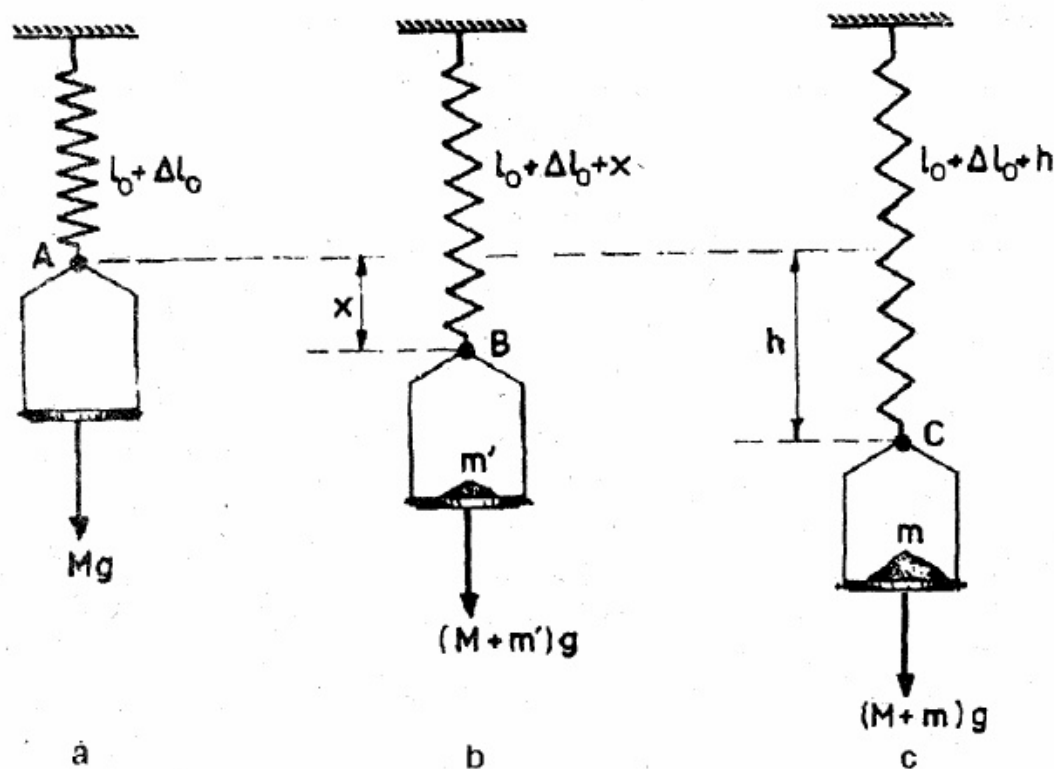


Fig. 2.4. Proces mecanic cvasistatic.

echilibru, forța elastică $F_e = k\Delta l_0$ (unde Δl_0 este alungirea resortului față de lungimea inițială l_0) echilibrează greutatea Mg a talerului. Să presupunem acum că pe taler turnăm nisip, astfel încât masa de nisip acumulată pe taler să crească foarte lent. În acest caz, alungirea resortului se face astfel încât la orice moment de timp forța elastică $|\vec{F}_e|$ este aproximativ egală cu greutatea $(M + m')g$, unde m' este masa nisipului aflat pe taler la acel moment. Dacă notăm $\Delta l_0 + x$ alungirea resortului într-o stare oarecare (fig. 2.4, b), atunci $|\vec{F}_e| = k(\Delta l_0 + x) \approx (M + m')g$, astfel încât orice stare intermediară poate fi considerată cu o bună aproximație ca fiind de echilibru. Dacă în starea finală pe taler vom avea o masă de nisip m , atunci alungirea resortului până la lungimea finală $l_0 + \Delta l_0 + h$ poate fi considerată ca o transformare cvasistatică. În starea finală, forța elastică corespunzătoare alungirii finale $\Delta l_0 + h$ a resortului echilibrează greutatea totală: $k(\Delta l_0 + h) = (M + m)g$.

Transformarea în urma căreia sistemul termodinamic trece dintr-o stare inițială de echilibru într-o stare de echilibru finală fără a trece succesiv prin stări intermediare de echilibru, se numește transformare *necvasistatică*. Transformările necvasistatice nu pot fi reprezentate grafic.

Dacă pe talerul din figura 2.4, a se așază dintr-o dată o masă m , egală cu masa de nisip din starea finală, atunci resortul se alungește brusc și după un anumit timp își atinge starea finală de echilibru când alungirea sa este tot $\Delta l_0 + h$, conform condiției $k(\Delta l_0 + h) = (M + m)g$. În acest exemplu, stările intermediare nu mai pot fi considerate ca stări de echilibru. Într-adevăr, pentru o alungire intermediară oarecare, forța elastică este mult mai mică decât $k(\Delta l_0 + h)$, deci este mult diferită de greutatea $(M + m)g$ care acționează în orice stare intermediară.

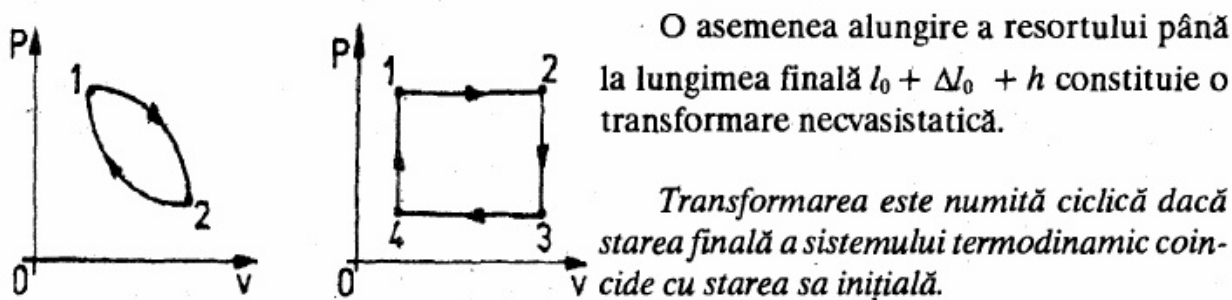


Fig. 2.5. Exemple de procese ciclice.

În figura 2.5. sunt reprezentate două exemple de transformări cvasistatice ciclice.

2.1.5. Procese reversibile și ireversibile. Să considerăm că după comprimarea cvasistatică a gazului închis în cilindru cu piston (procesul este reprezentat în figura 2.3), presiunea exterioară scade lent de la valoarea p_{2e} la valoarea p_{1e} . Gazul se va dilata. Deoarece din nou este îndeplinită condiția $p \approx p_e$, procesul de dilatare este cvasistatic, adică orice stare intermediară a gazului în procesul de dilatare poate fi considerată o stare de echilibru. Se observă că în procesul de dilatare cvasistatică sistemul trece prin *aceleași* stări intermediare de echilibru ca în procesul de comprimare cvasistatică.

Prin definiție, o transformare în care în urma schimbării semnului de variație al parametrilor de stare, sistemul evoluează de la starea finală la starea inițială trecând prin aceleași stări intermediare de echilibru prin care a trecut în transformarea primară de la starea inițială la starea finală, fără ca în mediul exterior să se fi produs vreo modificare, se numește transformare reversibilă.

Un alt exemplu de transformare îl constituie revenirea resortului elastic de la lungimea $l_0 + \Delta l_0 + h$ la lungimea $l_0 + \Delta l_0$, când se îndepărtează treptat masa de nisip m de pe taler (fig. 2.4, c). Masa de nisip scăzând, semnul de variație al acestui parametru se schimbă, devenind negativ. Sistemul trece prin *aceleași* stări intermediare de echilibru, revenind în starea inițială în care $k\Delta l_0 = Mg$.

Așadar, numai transformările cvasistatice pot fi reversibile, deoarece numai înșiruirea continuă de stări intermediare de echilibru poate fi parcursă în ambele sensuri, atunci când semnul de variație al parametrilor de stare se modifică.

Considerăm și câteva exemple de sisteme termodinamice care participă la transformări necvasistatice.

1. Să presupunem că înlăturăm brusc masa m de pe talerul din figura 2.4, c. După un anumit interval de timp, sistemul își va atinge starea de echilibru în care resortul are lungimea $l_0 + \Delta l_0$ (fig. 2.4, a), și forța elastică echilibrează greutatea talerului. Stările intermediare prin care trece sistemul nu sunt însă stări de echilibru, deoarece forța elastică, în oricare din aceste stări, întrece cu mult forța de greutate a talerului Mg , care este fixă. Este evident, totodată, că stările intermediare de neechilibru nu coincid cu cele prin care a trecut sistemul când pe taler s-a adăugat brusc masa m . Această transformare nu este deci reversibilă.

2. Fie un cilindru închis la ambele capete, împărțit în două compartimente cu ajutorul unui piston subțire, inițial blocat. Într-un compartiment se află aer la o

presiune oarecare, iar celălalt compartiment este vidat (s-a scos aerul). Dacă pistonul este apoi deblocat, aerul se va destinde brusc, împingând pistonul spre extremitatea cilindrului, și va ocupa în întregime volumul cilindrului. În procesul de destindere a gazului, la orice moment de timp, presiunea gazului este mai mare decât presiunea exterioară, care este egală cu zero. Procesul de destindere este necvasistatic, deci nu este reversibil. Prin definiție, transformările care nu sunt reversibile se numesc *ireversibile*.

Transformările necvasistatice sunt transformări ireversibile.

Toate experiențele și întreaga practică a omului arată că procesele din natură sunt ireversibile, adică se desfășoară într-un anumit sens și nu se pot desfășura *de la sine* (fără acțiune din exterior) în sens opus.

2.1.6. Interacțiuni ale sistemului termodinamic cu mediul exterior. Postulatul echilibrului. Să considerăm o masă de gaz într-un cilindru cu piston. Starea de echilibru a acestui sistem termodinamic poate fi precizată prin oricare trei parametri: presiune, volum, temperatură, energie internă, masă.

În momentul în care gazul interacționează cu mediul exterior, suferă o transformare și are loc o modificare a acestor parametri de stare.

Astfel, prin destinderea bruscă a gazului, presiunea gazului și energia internă se modifică. Sub acțiunea forțelor de presiune pistonul efectuează un lucru mecanic. În consecință, între gaz și exterior are loc în timpul destinderii un schimb de energie sub formă de lucru mecanic.

Experiența a arătat că un corp poate trece dintr-o stare într-o altă stare modificându-și deci energia internă, fără să schimbe un lucru mecanic cu exteriorul.

Să considerăm două gaze reale cu energii interne diferite. Dacă ele sunt puse în contact, iar volumul lor nu variază, se constată că energia internă a unui gaz scade iar a celuilalt gaz crește, fără să se fi efectuat lucru mecanic (volumul rămânând constant, nu se deplasează punctul de aplicație al vreunei forțe exterioare). Transferul de energie între cele două gaze s-a produs prin ciocnirile dintre moleculele lor.

Acest transfer de energie între cele 2 sisteme, care nu se datorește schimbului de lucru mecanic, se numește *schimb de căldură*.

Două corpuri (sisteme) sunt în contact termic dacă ansamblul celor două sisteme este izolat de exterior, iar între ele este posibil schimbul de căldură fără a fi posibil schimbul de lucru mecanic.

Dacă sistemele sunt puse în contact termic și între ele nu are loc schimb de căldură, ele se află într-o *stare de echilibru termic*.

Din cele arătate mai sus reiese că în general un sistem termodinamic interacționează cu mediul exterior modificându-și starea și corespunzător, parametrii de stare. În felul acesta sistemul suferă un proces termodinamic.

Unul din postulatele pe care se bazează termodinamica a fost formulat de Boltzmann și poartă numele de postulatul echilibrului:

"Dacă un sistem termodinamic este scos din starea de echilibru și se izolează de mediul exterior, atunci el revine întotdeauna, de la sine, în starea de echilibru și nu poate ieși din această stare fără acțiunea unei forțe exterioare".

2.2. TEMPERATURA

2.2.1. **Principiul tranzitivității echilibrului termic. Temperatura empirică.** Experiența arată că echilibrul termic are următoarea proprietate:

Dacă sistemele A și B sunt în echilibru termic, iar acesta din urmă este în echilibru termic cu un al treilea sistem C, atunci sistemul A și sistemul C sunt în echilibru termic. Aceasta înseamnă că în urma realizării contactului termic între A și C, schimbul de căldură între A și C nu se produce.

Această proprietate a stărilor de echilibru se numește proprietatea de tranzitivitate, ea rezultă din experiență și nu este o consecință logică a definiției echilibrului termic. Din acest motiv, proprietatea trebuie introdusă în teorie sub forma unui principiu sau postulat.

Pentru caracterizarea stărilor de echilibru termic se introduce o mărime de stare numită *temperatură empirică*. Toate corpurile aflate în echilibru termic au aceeași temperatură. Fiecare stare de echilibru poate fi caracterizată deci, printr-o anumită temperatură. Când în urma contactului termic are loc schimb de căldură între sisteme, temperaturile lor inițiale sunt diferite. În final, când schimbul de căldură încetează, temperaturile sistemelor devin egale. Prin convenție, temperatura corpului care cedează căldura este considerată mai mare decât temperatura corpului care a primit-o.

În concluzie temperatura empirică este *mărimea care caracterizează starea de echilibru termic a unui sistem*. Ea se definește pe baza tranzitivității echilibrului termic, prin alegerea convențională a două stări de referință cărora li se atribuie două valori ale temperaturii. Temperatura empirică a unui sistem nu poate fi determinată în mod absolut.

În multe cazuri de interes, schimbul de căldură care conduce la stabilirea echilibrului termic între două sisteme A și B nu afectează practic starea unuia dintre ele, să zicem starea sistemului B, astfel încât temperatura lui B practic nu variază în urma realizării contactului termic. Prin definiție, sistemul a cărui temperatură nu variază în urma contactului termic cu un alt sistem este numit termostat.

Pentru ca un sistem să fie un termostat trebuie ca masa și energia lui să fie foarte mari. De exemplu, aerul atmosferic sau apa unui lac sau unei mări sunt exemple de termostate, deoarece este evident că temperatura lor nu variază în urma contactului termic, cu un sistem fizic. Un cazan încălzit continuu constituie, de asemenea, o aproximație bună a noțiunii de termostat.

La stabilirea echilibrului termic, temperatura sistemului care ne interesează este întotdeauna egală cu temperatura termostatului cu care a fost pus în contact termic.

Măsurarea temperaturii se bazează pe principiul echilibrului termic și pe faptul stabilit experimental, că unele mărimi fizice ce caracterizează corpurile variază la încălzirea sau la răcirea lor.

Pentru măsurarea temperaturii unui corp se folosește un dispozitiv, numit termometru. Acesta conține un *corp termometric*, care poate fi un lichid (mercur, alcool etc., la termometrele cu lichid), un gaz (azot, hidrogen ș.a., la termometrele cu gaz) sau un rezistor (la termometrele cu rezistență). Corpul termometric se caracterizează cu ajutorul unei mărimi a cărei valoare variază sensibil cu temperatura, numită *mărime*

termometrică (lungimea coloanei de lichid, sau volumul gazului la presiune constantă, sau valoarea rezistenței electrice pentru termometrele amintite mai sus). Când se măsoară temperatura unui corp, termometrul este adus în contact termic cu acesta. După stabilirea echilibrului termic, temperatura corpului termometric este egală cu temperatura corpului, iar mărimea termometrică are o valoare bine determinată.

Problema care se pune în continuare este aceea de a exprima temperatura termometrului cu ajutorul valorii pe care mărimea caracteristică termometrului o are la această temperatură.

A stabili o corespondență între valoarea măsurată a mărimii fizice ce caracterizează un termometru și temperatura termometrului înseamnă a stabili o scară de măsurat temperatura.

Pentru stabilirea scării de temperatură se procedează astfel:

Se aduce termometrul pe rând în contact termic cu un sistem aflat în două stări termice distincte și perfect reproductibile, cărora li se asociază în mod convențional valori bine precizate ale temperaturii, numite *temperaturi de reper* sau *puncte termometrice*. Se notează pe o scară valorile pe care le are mărimea termometrică la cele două temperaturi (de reper) și se obține un interval de temperatură. Acest interval se împarte la un număr întreg, ales în mod arbitrar, și se obține unitatea de temperatură în scara respectivă care se numește *grad* (cu excepția Sistemului Internațional). Temperatura măsurată cu un termometru având o scară stabilită cum s-a arătat mai sus se numește *temperatură empirică*.

2.2.2. Scara Celsius. Scara Kelvin. Scara Celsius sau scara centigradă are următoarele stări termice de echilibru ce delimitează intervalul de temperatură:

a) starea de echilibru dintre apa pură și gheața care se topește sub presiunea atmosferică normală. Se consideră în mod convențional că temperatura acestei stări este egală cu 0;

b) starea de fierbere a apei pure la aceeași presiune. Tot în mod convențional se consideră că temperatura acestei stări este egală cu 100.

Pentru a înțelege cum se realizează această scară de temperatură vom folosi exemplul termometrului cu mercur. Se introduce rezervorul termometrului într-un vas în care se află un amestec de apă cu gheață. Pe scala termometrului se trasează un reper în dreptul capătului coloanei de mercur, alături de care se scrie cifra 0. Apoi termometrul este trecut într-un vas în care apa fierbe. Mercurul se dilată iar lungimea coloanei de mercur va crește. Trasăm pe scară la capătul coloanei un nou reper în dreptul căruia scriem cifra 100. Gradul Celsius (având simbolul $^{\circ}\text{C}$) se obține împărțind intervalul de pe scala termometrului, cuprins între reperele 0 și 100, într-o sută de părți egale.

Temperatura unui corp oarecare, măsurată cu acest termometru, va fi egală cu cifra de pe scară, în dreptul căreia se oprește capătul coloanei de mercur, după ce termometrul ajunge la echilibru termic cu acel corp.

La construcția termometrelor cu lichid se folosesc și alte lichide, cum sunt alcoolul, pentanul, toluenul ș.a.

Scara de temperatură a unui termometru cu lichid depinde de natura substanței din care este făcut corpul termometric.

Pentru a putea măsura exact temperatura unui corp, independent de termometrul folosit, este necesar să se realizeze o scară termometrică care să nu depindă de natura corpului termometric sau de mărimea termometrică.

O asemenea scară a fost propusă în anul 1848 de către Kelvin, care a folosit la stabilirea ei principiile termodinamicii. Scara de temperatură propusă de Kelvin a mai fost numită *scară termodinamică* iar temperatura exprimată în această scară, *temperatură absolută* (notată cu T).

Originea scării Kelvin este numită *zero absolut* (care, după cum vom vedea, nu poate fi practic atinsă), iar temperatura de topire a gheții sub presiunea propriilor săi vapori (punctul triplu al apei) este notată cu valoarea 273,15. Unitatea de temperatură în această scară este *Kelvinul*, având simbolul K.

Kelvinul reprezintă a 273,15-a parte din intervalul de temperatură cuprins între zero absolut și punctul triplu al apei.

Legătura între temperatura măsurată în K și temperatura măsurată în $^{\circ}\text{C}$ se exprimă prin relația:

$$TK = t^{\circ}\text{C} + 273,15. \quad (2.1)$$

Scara termodinamică nu poate fi realizată practic deoarece ea se definește în legătură cu o mașină termică ideală. De aceea, s-a realizat o scară termometrică apropiată ca proprietăți de scara termodinamică, care printr-o convenție internațională s-a numit *scară standard de temperatură*.

Aceasta este o scară centigradă în care se consideră ca puncte de reper, temperatura de topire a gheții și temperatura de fierbere a apei distilate sub presiune normală.

2.2.3. **Ecuatii de stare.** Să presupunem că descrierea unui sistem termodinamic implică cunoașterea a " n " parametri de poziție a_1, a_2, \dots, a_n .

Desigur că pentru precizarea completă a stărilor de echilibru termodinamic mai este necesară și temperatura empirică t a sistemului.

Având în vedere că energia internă este o mărime de stare, înseamnă că ea va fi la rândul ei complet determinată de temperatura empirică t și mulțimea parametrilor a_i ($i = 1, 2, \dots, n$).

$$\text{Prin urmare: } U = U(t, a_1, a_2, \dots, a_n). \quad (2.2)$$

Ecuatia de mai sus se numește *ecuație de stare calorică* deoarece determinarea ei experimentală necesită măsurători de energie. Se poate arăta că celor n parametri de poziție a_1, a_2, \dots, a_n le corespund întotdeauna alți n parametri de stare, pe care îi vom nota A_1, A_2, \dots, A_n , numiți parametri de forță.

Pentru descrierea stării unui gaz este necesar un singur parametru de poziție, și anume volumul V , deci stările de echilibru ale gazului sunt complet determinate cu ajutorul volumului V și a temperaturii empirice t . Gazul având un singur parametru de poziție, are un singur parametru de forță, care este presiunea p .

Ecuatia de stare calorică pentru gaz va fi de forma:

$$U = U(t, V). \quad (2.3)$$

Deoarece cunoașterea stării de echilibru a gazului este complet realizată cu ajutorul temperaturii empirice și a volumului, înseamnă că unicul parametru de forță al gazului este complet determinat ca funcție de t și V .

Putem atunci scrie:

$$p = p(t, V). \quad (2.4)$$

Ecuția de stare (2.4) se numește *ecuație de stare termică* deoarece stabilirea ei experimentală necesită măsurări de temperatură.

Termodinamica nu are posibilitatea să determine ecuațiile de stare, ele se obțin din experiență. Numai teorii care utilizează modele microscopice pot furniza forma ecuațiilor de stare. Pentru gazul ideal, care se va studia în capitolul următor, o astfel de teorie este *teoria cinetico-moleculară*.

În anul 1843 J.P.Joule (1818-1889) a realizat un experiment prin care s-a constatat că energia internă a gazelor reale, aflate la presiuni foarte scăzute (cu comportare de gaz ideal), nu depinde decât de temperatura la care se află gazul. Prin acest experiment, Joule a stabilit de fapt, ecuația de stare calorică pentru cazul particular al gazului ideal.

Experiența lui Joule se poate realiza cu dispozitivul a cărui schemă este prezentată în figura 2.6. Aceasta constă din două recipiente unite între ele cu un tub prevăzut cu robinet, cufundate într-un vas cu apă. La începutul experienței, vasul *A* este umplut cu aer la o presiune mai mare decât presiunea atmosferică, iar vasul *B* este vidat. În apa din vas se introduce un termometru *T* și se notează indicația acestuia. Se deschide apoi robinetul *R*. Gazul din vasul *A* se destinde brusc în vid și în final va ocupa volumul celor două vase. Se urmărește indicația termometrului. Se constată că temperatura indicată de termometru nu se modifică în urma destinderii gazului. Deoarece gazul se destinde în vid, $p_{\text{exterior}} = 0$, deci în procesul destinderii nu se efectuează lucru mecanic. Faptul că temperatura sistemului nu s-a schimbat în timpul procesului de destindere indică absența schimbului de căldură între sistem și exterior. Dacă gazul nu schimbă lucru mecanic, nici căldură cu mediul exterior, atunci energia sa internă nu se modifică. Deci $U_2 = U_1$, adică energia internă a gazului în starea inițială (gazul numai în vasul *A*) și în starea finală (gazul în ambele vase) este aceeași. La trecerea gazului din starea 1 în starea 2, volumul gazului crește, iar temperatura rămâne constantă, însă această variație de volum nu determină o variație a energiei interne, adică energia internă a gazului nu depinde de volum, ea depinde numai de temperatură. Deoarece aerul poate fi aproximat cu gazul ideal se poate afirma că:

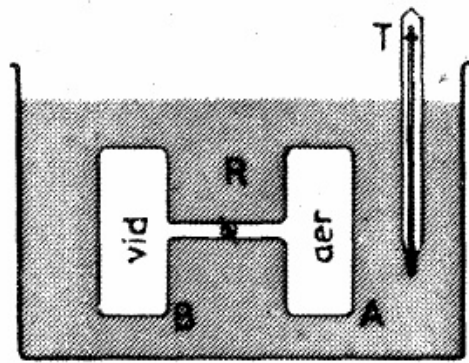


Fig. 2.6. Experiența lui Joule.

energia internă a gazului ideal este funcție numai de temperatură. $U = U(T)$.

TEORIA CINETICO - MOLECULARĂ

3.1. HAOSUL MOLECULAR ȘI LEGILE STATISTICE

După cum am văzut în paragraful 1.2, mișcarea moleculelor este complet dezordonată, haotică. În cazul gazelor, datorită interacțiilor slabe dintre molecule, acestea se mișcă aproape liber (cvasiliber) în toate direcțiile, fără a exista o direcție privilegiată de mișcare. Se presupune că mișcarea lor se supune legilor mecanicii clasice. Astfel s-a născut ideea că, studiind mișcarea fiecărei molecule constituate a unui ansamblu molecular (corp macroscopic) se pot stabili proprietățile fizice ale ansamblului, folosind legile mecanicii clasice. O asemenea problemă nu poate fi practic rezolvată. În primul rând, nu cunoaștem forțele de interacție dintre molecule (expresia lor) și, în al doilea rând, sunt imposibil de scris și de rezolvat ecuațiile de mișcare pentru toate moleculele din sistem. Numai într-un cm^3 de gaz, în condiții normale, se află cca. $2,687 \cdot 10^{19}$ molecule. Este evident că un asemenea număr imens de ecuații nici nu poate fi scris, dar să mai fie și rezolvat. Se constată că nici nu este necesar să studiem mișcarea fiecărei molecule în parte, deoarece proprietățile sistemelor moleculare nu se reduc la proprietățile particulelor constituate. Când moleculele formează un ansamblu macroscopic, acesta se deosebește *calitativ* de fiecare moleculă și este caracterizat de mărimi fizice noi, cu ajutorul cărora nu este posibil de descris mișcarea fiecărei molecule în parte. Într-un astfel de sistem apar legi deosebite, care nu sunt proprii sistemelor mecanice simple: aceste legi au primit denumirea de *legi statistice*.

Comportarea calitativ deosebită a sistemelor moleculare, în ansamblu, este determinată de mișcarea absolut haotică a moleculelor, în care factorul întâmplare are un rol determinant (ciocnirile moleculelor sunt întâmplătoare, direcția de mișcare după ciocnire este întâmplătoare, viteza după ciocnire are valoare întâmplătoare etc.).

Legile statistice, plecând de la noțiunea de probabilitate (specifică fenomenelor ce se repetă de un număr mare de ori, deci ansamblurilor), stabilesc o dependență univocă între mărimile macroscopice și valorile medii ale mărimilor ce caracterizează mișcarea moleculară.

Ținând seama de caracterul probabilistic al legilor statistice, se constată că rezultatele prezise de ele nu sunt singurele posibile, însă ele sunt cele mai probabile.

Proprietățile sistemelor moleculare sunt descrise cu ajutorul unor mărimi fizice ale căror valori depind de valorile medii ale mărimilor ce caracterizează mișcarea moleculelor (viteza medie, energia medie, etc.), denumite *mărimi statistice*. Ele caracterizează proprietățile calitativ noi ce apar în sistemele moleculare. Mărimile statistice se referă *numai* la ansamblurile moleculare și nu au sens pentru sistemele formate dintr-un număr mic de particule. Exemple de mărimi statistice sunt presiunea și temperatura.

3.2. MODELUL GAZULUI IDEAL

Cel mai simplu model cinetico-molecular, folosit pentru gaze, este *modelul gazului ideal*.

Caracteristicile principale ale acestui model sunt:

1. Gazul este format dintr-un număr foarte mare de particule identice (molecule sau atomi).
2. Dimensiunile moleculelor sunt mici în comparație cu distanțele dintre ele, astfel că ele pot fi considerate puncte materiale.
3. Moleculele se află într-o mișcare haotică continuă; mișcarea fiecărei molecule, luată separat, se supune legilor mecanicii clasice.
4. Forțele intermoleculare se neglijează: moleculele se mișcă liber, traiectoriile lor fiind linii drepte.
5. Ciocnirile dintre molecule și pereții vasului sunt perfect elastice.

3.3. FORMULA FUNDAMENTALĂ A TEORIEI CINETICO-MOLECULARĂ (SAU EXPRESIA CINETICO-MOLECULARĂ A PRESIUNII)

Considerăm un gaz ideal, închis într-un vas aflat la echilibru termodinamic. În urma ciocnirilor dintre moleculele gazului și pereții vasului, gazul va exercita o presiune asupra pereților. Această presiune este determinată de forța medie cu care moleculele acționează în procesul ciocnirilor asupra unei suprafețe a peretelui, de arie egală cu unitatea, în direcție normală la această suprafață. Pentru a calcula această forță, vom considera la început ciocnirea dintre o singură moleculă și perete. Oricare ar fi direcția de mișcare a moleculei ce se ciocnește cu peretele, vectorul vitezei \vec{v} poate fi descompus în trei componente: componenta \vec{v}_z perpendiculară pe perete și componentele \vec{v}_x și \vec{v}_y , paralele cu peretele (fig. 3.1). După cum este cunoscut din mecanică, în procesul ciocnirii perfect elastice dintre moleculă și perete, numai componenta vitezei după direcția perpendiculară pe perete (\vec{v}_z) își modifică sensul, păstrându-și modulul constant. Componentele \vec{v}_x și \vec{v}_y nu-și modifică nici sensul, nici valoarea (fig. 3.1). Variația impulsului moleculei în procesul ciocnirii va fi egală cu variația impulsului după axa Oz. Deci, alegând axa Oz ca în figura 3.1, avem:

$$\Delta H' = H'_{z2} - H'_{z1} = m(-v_{z2} - v_{z1}) = -2mv_{z1} \quad (3.1)$$

unde indicele 1 indică mărimile înaintea ciocnirii, indicele 2 aceleași mărimi după ciocnire, iar m este masa moleculei.

Delimităm pe unul din pereții incintei cu gaz o suprafață de arie ΔS . Această suprafață va fi ciocnită în unitatea de timp de un număr N de molecule. La început considerăm că toate moleculele au aceeași valoare a componentei vite-

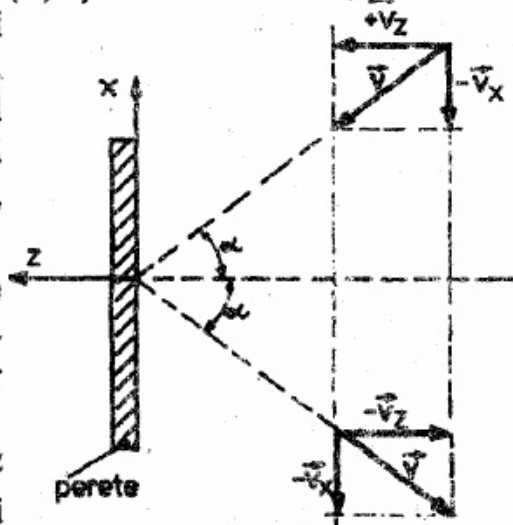


Fig. 3.1. Descompunerea vitezei unei molecule.

zei v_z . Variația în unitatea de timp a impulsului total al celor N molecule va fi:

$$\Delta H = N\Delta H' = -2mv_zN. \quad (3.2)$$

Dacă impulsul celor N molecule se modifică, conform legii a II-a a dinamicii, asupra moleculelor acționează din partea peretelui o forță F' egală cu variația impulsului moleculelor în unitatea de timp, deci $F' = -2mv_zN$. Această forță are direcția normalei la perete (direcția Oz) și este îndreptată dinspre perete spre interiorul gazului. Conform legii a III-a a dinamicii, asupra peretelui va acționa o forță egală dar de sens contrar $\vec{F} = -\vec{F}'$, având modulul $F = 2mv_zN$. În unitatea de timp, vor ciocni suprafața ΔS toate moleculele care se află față de ΔS la o depărtare mai mică decât $|\vec{v}|$ ($|\vec{v}|$ este spațiul parcurs în unitatea de timp) și sunt cuprinse într-un cilindru cu aria bazei egală cu ΔS , iar generatoarea egală cu $|\vec{v}|$. Volumul acestui cilindru va fi $v_z\Delta S$ (fig. 3.2, a). Notăm cu n numărul de molecule cuprinse în unitatea de volum. Numărul total de molecule din cilindru va fi $nv_z\Delta S$. Datorită haosului molecular perfect, jumătate din aceste molecule se vor mișca spre perete, iar jumătate dinspre perete, astfel că numărul de molecule care ciocnesc suprafața ΔS în unitatea de timp va fi egal cu jumătate din numărul total de molecule cuprins în cilindru, adică

$$N = \frac{1}{2}nv_z\Delta S.$$

Forța exercitată asupra suprafeței de perete de arie ΔS , de către cele N molecule, va fi

$$F = 2mv_zN = nmv_z^2\Delta S,$$

iar presiunea

$$p = \frac{F}{\Delta S} = nmv_z^2. \quad (3.3)$$

Aceasta ar fi presiunea gazului, dacă toate moleculele lui ar avea aceeași valoare a componentei v_z a vitezei. În realitate, moleculele se mișcă cu viteze diferite, deci au și componenta v_z diferită. De aceea, în continuare, vom calcula presiunea ținând seama de diversitatea vitezelor moleculare. Pentru aceasta considerăm că din cele n molecule din unitatea de volum, un număr n_1 au viteza v_1 , un număr n_2 au viteza v_2 ș.a.m.d. Este clar că $n_1 + n_2 + \dots = \sum n_i = n$. Notăm cu $v_{1x}, v_{1y}, v_{1z}; v_{2x}, v_{2y}, v_{2z}; \dots$ componentele vitezelor $\vec{v}_1, \vec{v}_2, \dots$ caracteristice grupurilor de molecule n_1, n_2, \dots

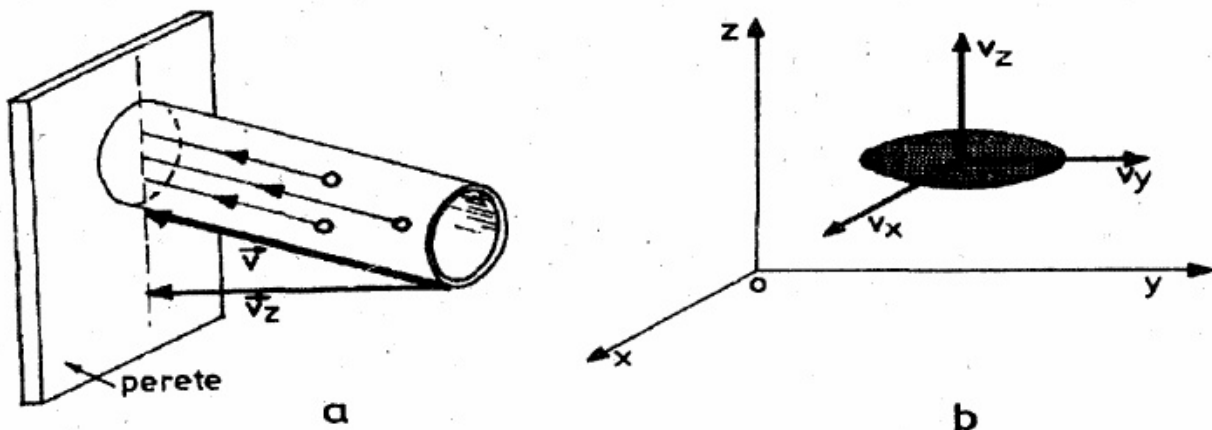


Fig. 3.2. Ciocnirea moleculelor cu o suprafață ΔS a peretelui.

Vom exprima presiunea p exercitată de gaz asupra unei suprafețe oarecare de perete, aflată perpendicular pe axa Oz (fig. 3.2, b). La producerea presiunii p contribuie fiecare grup de molecule în parte. Conform cu relația (3.3), avem:

$$p = n_1 m v_{1z}^2 + n_2 m v_{2z}^2 + \dots = m \sum n_i v_{iz}^2. \quad (3.4)$$

În mod asemănător se poate exprima presiunea exercitată pe o porțiune de perete aflată perpendicular pe axa Ox , respectiv pe axa Oy :

$$p = n_1 m v_{1x}^2 + n_2 m v_{2x}^2 + \dots = m \sum n_i v_{ix}^2. \quad (3.5)$$

$$p = n_1 m v_{1y}^2 + n_2 m v_{2y}^2 + \dots = m \sum n_i v_{iy}^2. \quad (3.6)$$

La scrierea relațiilor (3.5) și (3.6) am ținut seama că presiunea în interiorul unui gaz are aceeași valoare pe toți pereții. Egalitatea presiunii gazului după toate direcțiile este o consecință a mișcării haotice a moleculelor de gaz. Datorită caracterului haotic al mișcării moleculare, în gaz nu există o direcție privilegiată de mișcare a moleculelor, în lungul căreia presiunea să ia alte valori.

Adunând membru cu membru relațiile (3.4) – (3.6), obținem:

$$3p = m \sum n_i (v_{ix}^2 + v_{iy}^2 + v_{iz}^2). \quad (3.7)$$

Dar $v_{ix}^2 + v_{iy}^2 + v_{iz}^2 = v_i^2$ (pătratul vitezei moleculei i) și relația 3.7 se scrie:

$$3p = m \sum n_i v_i^2. \quad (3.8)$$

Expresia $\sum n_i v_i^2 = n_1 v_1^2 + n_2 v_2^2 + \dots$ nu putem să o calculăm, deoarece nu cunoaștem vitezele v_1, v_2, \dots ale moleculelor. Dacă, însă, cunoaștem valoarea medie a pătratului vitezei ($\overline{v^2}$), atunci lucrurile se simplifică. Într-adevăr, $\overline{v^2}$ reprezintă o medie ponderată, adică

$$\overline{v^2} = \frac{n_1 v_1^2 + n_2 v_2^2 + \dots}{n_1 + n_2 + \dots} = \frac{\sum n_i v_i^2}{\sum n_i}$$

sau

$$\overline{v^2} = \frac{\frac{N_1 v_1^2}{V} + \frac{N_2 v_2^2}{V} + \dots}{\frac{N_1}{V} + \frac{N_2}{V} + \dots} = \frac{N_1 v_1^2 + N_2 v_2^2 + \dots}{N_1 + N_2 + \dots} = \frac{\sum N_i v_i^2}{N},$$

unde N_1 este numărul total de molecule din volumul V considerat, ce au viteza v_1 , N_2 – numărul total de molecule cu viteza v_2 ș.a.m.d., iar N este numărul total de molecule conținute în volumul dat.

De aici, pentru $\sum n_i v_i^2$, obținem:

$$\sum n_i v_i^2 = \overline{v^2} \sum n_i = n \overline{v^2}. \quad (3.9)$$

Folosind expresiile (3.8) și (3.9), obținem expresia presiunii

$$p = \frac{1}{3} n m \overline{v^2}. \quad (3.10)$$

Înmulțind și împărțind cu 2 în partea dreaptă a relației (3.10), se obține pentru presiune expresia:

$$p = \frac{2}{3} n m \frac{\overline{v^2}}{2}. \quad (3.11)$$

Ecuția (3.11) poartă denumirea de formulă fundamentală a teoriei cinetico-moleculare a gazelor.

Mărimea $\bar{\epsilon}_{tr} = m \frac{\overline{v^2}}{2}$ este *energia cinetică medie* a unei molecule în mișcarea de translație (aceeași pentru toate moleculele) și relația (3.11) se mai poate scrie:

$$p = \frac{2}{3} n \bar{\epsilon}_{tr}. \quad (3.12)$$

Formula fundamentală a teoriei cinetico-moleculare arată că presiunea gazului este proporțională cu numărul de molecule din unitatea de volum și cu energia cinetică medie a unei molecule: *presiunea gazului este numeric egală cu două treimi din energia cinetică medie a tuturor moleculelor de gaz cuprinse în unitatea de volum.*

Din punctul de vedere cinetico-molecular, presiunea gazului, ca o proprietate macroscopică a sistemului molecular, este un parametru obținut în urma unei medieri efectuată pe tot ansamblul de molecule: presiunea este proporțională cu energia cinetică medie și cu numărul de molecule din unitatea de volum.

De aici rezultă caracterul statistic al presiunii. El rezultă, de asemenea, din presupunerea unei mișcări absolut haotice a moleculelor și din sumarea forțelor cu care moleculele ciocnesc peretele.

Dacă formula (3.11) este adevărată sau nu, dacă modelul de gaz folosit este adevărat sau nu, ne putem convinge numai din experiență. Într-unul din paragrafele viitoare vom vedea cum se verifică experimental unele consecințe ce decurg din (3.11).

3.4. INTERPRETAREA CINETICO-MOLECULARĂ A TEMPERATURII

Starea de încălzire a gazelor este determinată de mișcarea de agitație termică a moleculelor. Ea este caracterizată cantitativ cu ajutorul unei mărimi măsurabile, numită temperatură. În teoria cinetico-moleculară, temperatura este definită deci, cu ajutorul unor mărimi microscopice caracteristice sistemului molecular. Pentru a stabili această dependență, să ne imaginăm o experiență:

Să aducem în contact două gaze reale cu stări de încălzire diferite (temperaturi diferite). Aceasta înseamnă că energia cinetică medie a moleculelor este diferită: să zicem $\frac{1}{2} m_1 \overline{v_1^2} > \frac{1}{2} m_2 \overline{v_2^2}$. Moleculele celor două gaze se vor ciocni între ele. Dar în toate ciocnirile, moleculele gazului 1, care sunt mai "rapide", vor "acclera" moleculele gazului 2, care sunt mai "lente", cedând acestora o parte din energia lor. Are loc, în acest fel, un transfer macroscopic de energie de la gazul 1 spre gazul 2. Însă, după ciocnire, moleculele gazului 1 se vor mișca mai încet, iar moleculele gazului 2, mai repede decât înainte de ciocnire. În felul acesta, schimbul de energie, datorat ciocnirilor, duce la egalarea energiilor cinetice medii ale moleculelor celor două gaze și schimbul de energie macroscopic (dinspre gazul 1 spre gazul 2) încetează, iar cele două gaze se vor afla la echilibru. În acest moment ele au aceeași stare de încălzire (aceeași temperatură).

Deci, la echilibru încetează transferul macroscopic de energie de la un gaz la altul, iar energia cinetică medie corespunzătoare unei molecule din ambele gaze are aceeași valoare.

Din aceste considerente, rezultă că cele două mărimi, temperatura și energia cinetică medie a moleculelor, au o comportare identică.

Pe baza acestui comportament identic s-a stabilit că între cele două mărimi trebuie să existe o dependență directă. Se consideră că energia cinetică medie a mișcării de translație a moleculelor unui gaz aflat la echilibru este o măsură a temperaturii sistemului, și invers:

temperatura unui gaz ideal este o măsură a intensității mișcării termice a moleculelor din care este constituit.

3.5. ECUAȚII DE STARE ALE GAZULUI IDEAL (ECUAȚIA TERMICĂ DE STARE ȘI ECUAȚIA CALORICĂ DE STARE)

Relația $p = p(V, T)$ care exprimă presiunea gazului ideal în funcție de volum și temperatură într-o stare de echilibru, se numește ecuația termică de stare, așa cum s-a arătat în paragraful 2.2.3.

Relația (3.12) arată că presiunea gazului ideal depinde de numărul de molecule din unitatea de volum precum și de energia cinetică medie a moleculelor aflate în mișcare de translație.

În paragraful 3.4 am ajuns la concluzia că între energia cinetică medie a moleculelor, care este determinată de starea de agitație termică a moleculelor și temperatură există o dependență directă, ea fiind o măsură a temperaturii. Se poate arăta că energia cinetică medie este proporțională cu temperatura și depinde numai de aceasta:

$$\bar{\epsilon}_v \sim T.$$

Deoarece $p \sim \bar{\epsilon}_v$ conform relației (3.12) înseamnă că se poate afirma că:

$$p \sim T.$$

Rezultă că între presiune și temperatură există o corelație care se poate scrie sub forma:

$$p = k \cdot n \cdot T, \quad (3.13)$$

unde k este o constantă universală cunoscută sub numele de constanta lui Boltzmann și are valoarea:

$$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K.}$$

Deoarece numărul de molecule din unitatea de volum (sau concentrația moleculelor) este $n = N/V$, unde N este numărul total de molecule din volumul V ocupat de gaz, din relația (3.13) rezultă:

$$pV = NkT.$$

Numărul total de molecule se poate exprima în funcție de numărul total de moli și de numărul lui Avogadro: $N = \nu N_A$. Atunci, se obține relația:

$$pV = \nu N_A k T, \quad (3.14)$$

care reprezintă ecuația termică de stare a gazului ideal.

Produsul $N_A k = R$ reprezintă constanta universală a gazelor, a cărei valoare s-a stabilit experimental, așa cum se va arăta în paragraful 3.6.4. Înlocuind în relația (3.14) se obține:

$$pV = \nu RT.$$

Pentru un mol de gaz ecuația termică de stare este:

$$pV_\mu = RT. \quad (3.15)$$

O altă ecuație de stare a gazului este dată de relația (2.4), care exprimă energia internă în funcție de volum și temperatură.

În cazul gazului ideal, moleculele nu interacționează între ele și energia internă este dată numai de suma energiilor cinetice. Dacă gazul ideal este *monoatomic*, moleculele nu au decât mișcări de translație și energia internă se exprimă prin suma energiilor cinetice de translație a tuturor moleculelor de gaz, adică:

$$U = N \bar{\epsilon}_T, \quad (3.16)$$

unde N este numărul de molecule de gaz.

Din relația (3.12) se exprimă energia cinetică medie de translație a unei molecule:

$$\bar{\epsilon}_T = \frac{3}{2} \frac{p}{n}. \quad (3.17)$$

Având în vedere că n este numărul de molecule din unitatea de volum, rezultă că:

$$N = nV. \quad (3.18)$$

Înlocuind expresiile (3.17) și (3.18) în relația (3.16) se obține expresia energiei interne:

$$U = \frac{3}{2} p \cdot V. \quad (3.19)$$

Dacă se ține seama de relația (3.14) și se înlocuiește produsul pV , relația (3.19) devine:

$$U = \frac{3}{2} \nu RT. \quad (3.20)$$

Din (3.20) rezultă că energia internă a unui gaz ideal este direct proporțională cu temperatura absolută a gazului și cu cantitatea de gaz, dar nu depinde nici de volumul ocupat de gaz și nici de presiune.

Relația (3.20) care exprimă dependența energiei interne de temperatură reprezintă ecuația calorică de stare a gazului ideal, așa cum s-a arătat în paragraful 2.2.3.

Pentru un mol de gaz ideal monoatomic energia internă va fi:

$$U = \frac{3}{2} \cdot RT. \quad (3.21)$$

Relațiile (3.20) și (3.21) exprimă energia internă numai pentru gazul *monoatomic*. În cazul celorlalte gaze (cu molecule biatomice, triatomice) trebuie luate în considerare și energiile cinetice datorate mișcărilor de rotație și oscilație ale moleculelor.

În paragraful 3.4 am arătat că mișcarea de agitație termică a moleculelor crește o dată cu creșterea temperaturii. Mișcarea de agitație termică este precizată cu ajutorul unei mărimi, numită *viteză termică*. Prin definiție viteza termică este:

$$v_T = \sqrt{\bar{v}_T^2}. \quad (3.22)$$

Expresia vitezei pătratice medii de translație se obține din formula energiei cinetice medii a unei molecule:

$$\bar{v}_T^2 = \frac{2\bar{\epsilon}_T}{m}. \quad (3.23)$$

Folosind relațiile (3.17) și (3.13) se obține formula energiei cinetice medii de translație, care evidențiază dependența exactă de temperatură:

$$\bar{\epsilon}_T = \frac{3}{2} kT, \quad (3.24)$$

care constituie una din relațiile fundamentale ale teoriei cinetico-moleculare.

Înlocuind expresia (3.24) în relația (3.23) se obține:

$$\bar{v}_T^2 = \frac{3kT}{m}, \quad (3.25)$$

unde m este masa unei singure molecule, care se poate exprima prin raportul dintre masa moleculară μ și numărul lui Avogadro, N_A .

Înlocuind $m = \frac{\mu}{N_A}$ în relația (3.25) se obține:

$$\overline{v^2} = \frac{3kN_A T}{\mu} = \frac{3RT}{\mu} \quad (3.26)$$

Atunci viteza termică a moleculelor, definită prin relația (3.22), va avea expresia:

$$v_T = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}} \quad (3.27)$$

PROBLEMĂ REZOLVATĂ

Presiunea aerului rarefiat dintr-un tub Roentgen este egală cu $p = 10$ torri, iar temperatura $T = 288\text{K}$. Să se afle: a) concentrația moleculelor din tub; b) viteza termică a moleculelor.

Se cunosc: $\mu = 29 \text{ kg/kmol}$; $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$; $R = 8,31 \cdot 10^3 \frac{\text{J}}{\text{kmol} \cdot \text{K}}$.

Rezolvare:

a) Din ecuația de stare, care leagă parametrii între ei avem:

$$n = \frac{p}{kT} = \frac{1,33 \cdot 10^3 \text{ N/m}^2}{1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K} \cdot 288 \text{ K}} = 3,35 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$$

b)
$$v_T = \sqrt{\overline{v^2}} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}} = \sqrt{\frac{3 \cdot 8,31 \cdot 10^3 \text{ J/kmol} \cdot 288 \text{ K}}{29 \text{ kg/kmol}}} = 4,97 \cdot 10^2 \text{ m/s}$$

ÎNTREBĂRI, EXERCITII, PROBLEME

1. Câte molecule conține un metru cub de gaz, aflat în condiții normale de temperatură și presiune?

$$\text{R: } n_0 = \frac{N_A}{V_{\mu 0}} = 2,7 \cdot 10^{25} \text{ molec./m}^3 \text{ (numărul lui Loschmidt)}$$

2. Un gaz oarecare, aflat la presiunea $p = 80 \text{ atm}$ și temperatura $T = 364 \text{ K}$, are densitatea $\rho = 5,4 \text{ kg/m}^3$. Să se afle masa unei molecule m_0 de gaz. Se cunoaște numărul lui Loschmidt ($n_0 = 2,7 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$).

$$\text{R: } m_0 = \frac{p_0 \rho T}{n_0 p_0 T_0} = 3,33 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$$

3. Agregatele moderne pentru obținerea vidului permit realizarea unei presiuni într-un vas egală cu $p = 10^{-12}$ torri. Câte molecule de gaz se află într-un volum $V = 1 \text{ cm}^3$ la presiunea amintită și temperatura $T = 321 \text{ K}$?

$$\text{R: } n = \frac{p N_A V}{RT} = 3 \cdot 10^4 \text{ m}^{-3}$$

4. Să se afle concentrația n a moleculelor de azot și densitatea azotului, dacă presiunea este $p = 56 \cdot 10^3 \text{ N/m}^2$ iar viteza termică $v_T = 600 \text{ m/s}$.

$$\text{R: } n = \frac{3p N_A}{\mu v_T^2} \approx 10^{25} \text{ m}^{-3}; \rho = \frac{3p}{v_T^2} = 0,467 \text{ kg/m}^3$$

5. Încălzind un gaz cu $\Delta T = 100$ K, viteza termică a moleculelor a crescut de la $v_{T_1} = 400$ m/s la $v_{T_2} = 500$ m/s. Să se afle masa molară a gazului.

$$R: \mu = \frac{3R \Delta T}{v_{T_2}^2 - v_{T_1}^2} = 28 \text{ kg/kmol.}$$

3.6. TRANSFORMĂRI SIMPLE ALE GAZULUI IDEAL

Gazul ideal, ca sistem termodinamic, poate suferi procese termodinamice în care unul dintre parametri se menține constant. Asemenea transformări sunt: izoterme ($T = \text{const.}$) izobare ($p = \text{const.}$), izocore ($V = \text{const.}$), iar legile după care se produc ele se stabilesc în termodinamică pe cale experimentală, așa cum vom arăta în cele ce urmează.

3.6.1. **Legea Boyle-Mariotte sau legea transformării izoterme** ($t = \text{constant}$ și masa gazului $m = \text{constant}$) se enunță astfel:

presiunea unui gaz aflat la temperatură constantă variază invers proporțional cu volumul gazului.

Cantitativ, legea se scrie:

$$pV = \text{constant}, \quad (3.28)$$

pentru $t = \text{const.}$ și $m = \text{const.}$

Dacă notăm cu $p_1, V_1; p_2, V_2; \dots; p_n, V_n$ presiunea și volumul în stările 1, 2, ..., n prin care trece gazul la t și m constante, avem:

$$p_1V_1 = p_2V_2 = \dots = p_nV_n = \text{const.}$$

Ecuția (3.28) numită *ecuația izotermei*, poate fi reprezentată grafic în coordonate p și V printr-o hiperbolă echilaterală (fig. 3.3, a). Dacă același gaz este comprimat la

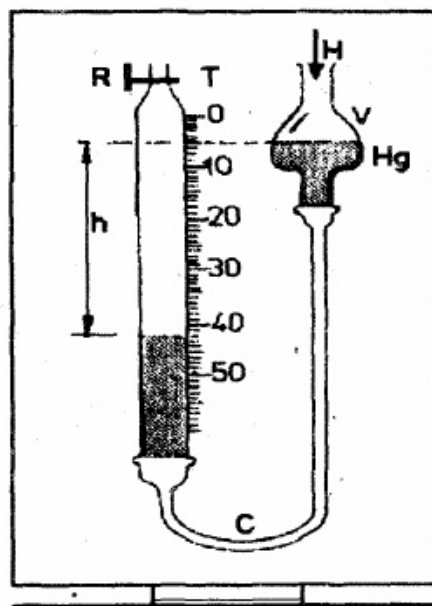
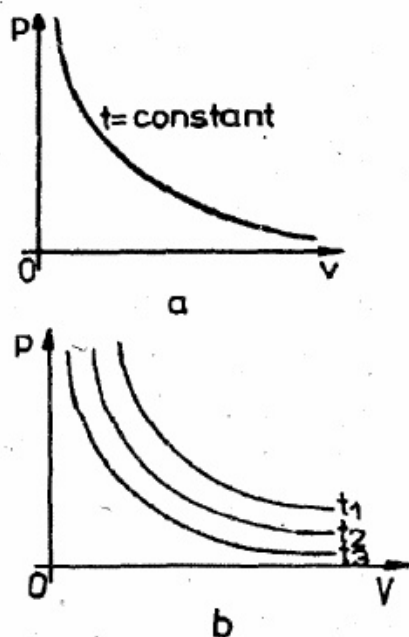


Fig. 3.3. a) Reprezentarea grafică a izotermei.
b) Izotermele unui gaz aflat la temperaturile $t_1 > t_2 > t_3$.

Fig. 3.4. Aparat pentru verificarea legii transformării izoterme.

temperaturile t_1, t_2 și t_3 ($t_1 > t_2 > t_3$), atunci izotermele obținute la cele trei temperaturi se reprezintă grafic ca în figura 3.3, b.

Experiment. Studiul comprimării sau destinderii izoterme a unui gaz dat (aer, de exemplu) se poate face cu dispozitivul din figura 3.4.

În tubul de sticlă gradat T este închisă cu ajutorul robinetului R o masă de aer, care este un sistem termodinamic, aflat inițial în stare de echilibru. Tubul T este legat printr-un tub de cauciuc C , umplut cu mercur, de un vas mai larg V . Prin ridicarea sau coborârea vasului V putem destinde sau comprima aerul din tubul T . Volumul aerului se citește pe tubul gradat T , iar presiunea lui este echilibrată de presiunea atmosferică H , din ramura deschisă, la care se adaugă sau se scade presiunea hidrostatică a coloanei de mercur ($p = H \pm \rho gh$).

Mercurul din dispozitiv poate fi înlocuit cu apă, însă, în acest caz, domeniul în care poate să varieze presiunea gazului este mai restrâns decât în cazul mercurului. Cu robinetul R deschis, se coboară sau se ridică vasul V până când nivelul mercurului în cele două ramuri este egal. Se citește volumul ocupat de gaz (V_1) și presiunea atmosferică (H) la un barometru. De asemenea se citește la un termometru temperatura camerei. Se închide robinetul R . Se ridică vasul V cu 3 – 4 cm și se citește valoarea volumului (V_2) și presiunea ($p_2 = H + \rho gh_2$, h_2 – denivelarea mercurului). Operațiunea se repetă, mișcând vasul V în sus, apoi coborându-l, astfel încât să se măsoare cca. 10 valori ale volumului respectiv ale presiunii. Se măsoară din nou temperatura. Dacă valoarea ei a rămas constantă, cu datele obținute se reprezintă pe hârtie milimetrică dependența presiunii (axa ordonatelor) de volum (axa absciselor). Curba obținută este un arc de hiperbolă care corespunde ecuației $pV = \text{constant}$.

3.6.2. Legea Gay-Lussac sau legea transformării izobare ($p = \text{constant}$, masa gazului $m = \text{constant}$) stabilește o dependență între volumul unui gaz și temperatură când presiunea se menține constantă. Un proces la care participă un sistem dat ($m = \text{const.}$) sub presiune constantă se numește proces *izobar*.

Experiment. Transformarea izobară a unei mase de gaz (aer, de exemplu) se poate realiza în dispozitivul din figura 3.5. Aerul de studiat se află în balonul de sticlă A care se prelungește cu un tub subțire din sticlă B . În tub se află o coloană de mercur care separă aerul din tub și balon de aerul înconjurător. Deoarece tubul B este orizontal, presiunea aerului din dispozitiv rămâne constantă, egală cu presiunea atmosferică. Temperatura gazului se mai poate modifica, încălzind apa din vasul C la un bec de gaz sau reșou electric. Temperatura se măsoară cu ajutorul termometrului D . Variația volumului, la încălzirea izobară a gazului, este pusă în evidență de deplasarea coloanei de mercur în tubul B , iar valoarea volumului la o temperatură dată se citește pe scala gradată de pe tubul B . La început, în vasul C se introduce un amestec de apă cu gheață. Gazul din balon va avea temperatura $t_0 = 0^\circ\text{C}$, iar volumul pe care îl citim îl notăm cu V_0 . Se încălzește apoi vasul C , iar temperatura va deveni t .

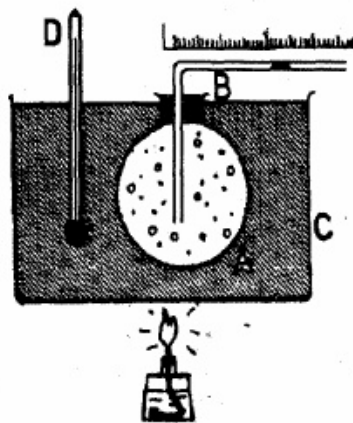


Fig. 3.5. Verificarea legii transformării izobare.

Noua poziție a coloanei de mercur indică valoarea V a volumului. Alegând diferite valori pentru t și reprezentând grafic rezultatele (V în funcție de t) se verifică legea stabilită de Gay-Lussac:

variația relativă a volumului unui gaz, aflat la presiune constantă, este direct proporțională cu temperatura.

Cantitativ, legea se scrie:

$$\frac{V-V_0}{V_0} = \alpha t. \quad (3.29)$$

Coeficientul de proporționalitate α se numește *coeficient de dilatare izobară*. El caracterizează dependența volumului gazului de temperatură. Făcând în (3.29) pe $t = 1^\circ\text{C}$, rezultă: coeficientul de dilatare izobară α este egal cu variația relativă a volumului gazului când acesta este încălzit cu un grad. După cum rezultă din măsurători, α are aceeași valoare pentru toate gazele:

$$\alpha = \frac{1}{273,15} \text{ grad}^{-1} = 0,003661 \text{ grad}^{-1},$$

deci este independentă de natura gazului. Aceasta înseamnă că gazul își mărește volumul cu o fracțiune egală cu $\frac{1}{273,15}$ din volumul pe care îl ocupă la 0°C , dacă temperatura lui crește cu un grad.

Ecuția (3.29) poate fi scrisă și astfel:

$$V = V_0 (1 + \alpha t), \quad (3.30)$$

care arată că:

volumul unui gaz, aflat la presiune constantă, crește liniar cu temperatura.

Procesul izobar poate fi reprezentat grafic. În coordonatele V și p , ecuația izobarei $p = \text{const.}$ este reprezentată printr-o dreaptă paralelă la axa volumelor (fig. 3.6, a). În coordonatele t și V , ecuația izobarei (3.30) este reprezentată printr-o dreaptă ce intersectează axa volumelor în punctul de coordonate $(0, V_0)$, figura 3.6, b. Legea lui Gay-Lussac nu este valabilă la temperaturi joase, când gazul se lichefiază și apoi se solidifică. Dacă prelungim izobara și în domeniul temperaturilor coborâte (porțiunea punctată a izobarei), ea intersectează axa temperaturilor ($V = 0$) pentru o valoare a

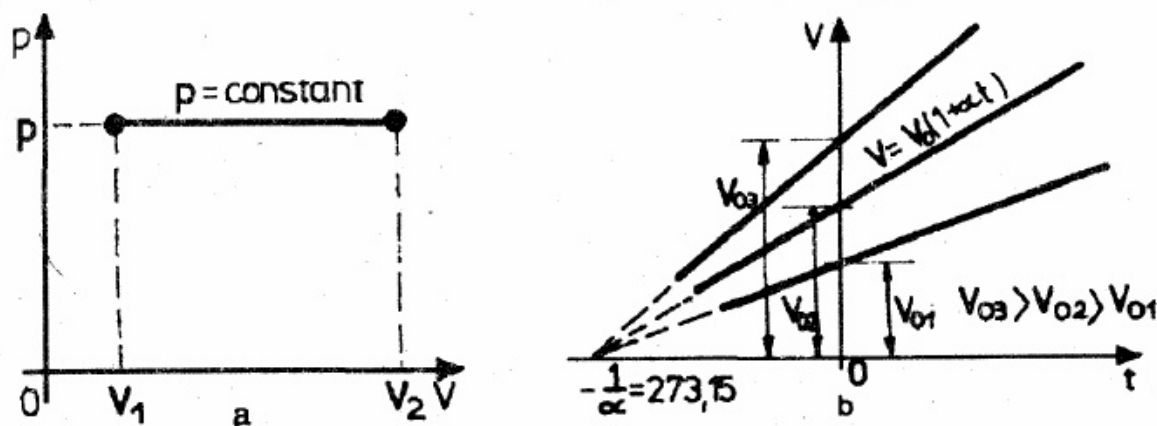


Fig. 3.6. a) În coordonate p, V , procesul izobar este reprezentat printr-o dreaptă paralelă cu axa volumelor. b) În coordonate V, t , procesul izobar este reprezentat printr-o dreaptă ce intersectează axele în punctele $(0, V_0)$ și $(-1/\alpha, 0)$.

temperaturii $t = -\frac{1}{\alpha}$. Pentru diferite mase de gaz, (deci V_0 diferit), izobarele au înclinări diferite dar toate intersectează axa temperaturilor în același punct $(-\frac{1}{\alpha}, 0)$. Ecuația izobarei (3.30) devine foarte simplă dacă deplasăm originea temperaturii din punctul 0 (unde $t = 0^\circ\text{C}$) în punctul având temperatura $t = -\frac{1}{\alpha} = -273,15^\circ\text{C}$, numită *zero absolut*, unde $V = 0$. Astfel, se definește scara de temperatură Kelvin, care a fost prezentată în paragraful 2.2.2.

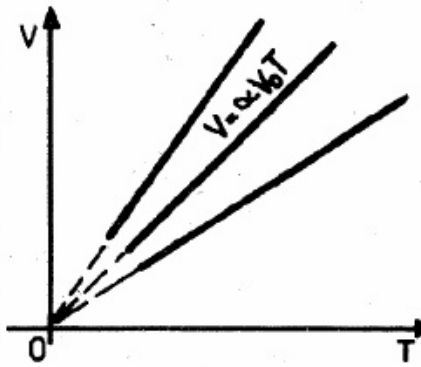


Fig. 3.7. În coordonatele V, T , procesul izobar este reprezentat printr-o dreaptă ce trece prin originea axelor.

Folosind temperatura absolută, putem exprima ecuația (3.30) astfel:

$$V = V_0 (1 + \alpha t) = V_0 \left[1 + \frac{1}{273,15} (T - 273,15) \right] = V_0 \alpha T, \quad (3.31)$$

adică, într-o transformare izobară, volumul gazului, în orice stare, este direct proporțional cu temperatura absolută.

Din (3.31) rezultă, notând cu $\alpha = \frac{1}{T_0}$,

$$\frac{V}{T} = \frac{V_0}{T_0}, \quad (3.32)$$

astfel că într-o transformare izobară raportul dintre volum și temperatura absolută în orice stare rămâne constant:

$$\frac{V}{T} = \text{const.} \quad (3.33)$$

Reprezentarea grafică a ecuației izobarei (3.33) este dată în figura 3.7.

3.6.3. Legea lui Charles sau legea transformării izocore ($V = \text{const.}, m = \text{const.}$) stabilește o dependență între presiunea unui gaz și temperatură, când volumul se menține constant. Un proces la care participă un sistem dat ($m = \text{const.}$) sub volum constant se numește proces izocor. Ea se enunță astfel:

variația relativă a presiunii unui gaz menținut la volum constant este direct proporțională cu temperatura.

Cantitativ, legea se scrie

$$\frac{p - p_0}{p_0} = \beta t, \quad (3.34)$$

unde p_0 este presiunea la 0°C iar p - presiunea la temperatura t .

Coeficientul de proporționalitate β se numește *coeficient termic al presiunii*. El caracterizează dependența presiunii gazului de temperatură. Făcând în (3.34) pe $t = 1^\circ\text{C}$, rezultă: coeficientul termic al presiunii este egal cu variația relativă a presiunii gazului când acesta este încălzit cu un grad. După cum rezultă din măsurători, β are aceeași valoare pentru toate gazele, egală cu

$$\beta = \frac{1}{273,15} \text{ grad}^{-1} = 0,003661 \text{ grad}^{-1}.$$

Această valoare, obținută din măsurători, arată că valoarea coeficientului mediu al dilatării izobare α este egală cu valoarea coeficientului termic al presiunii β :

$$\alpha = \beta = \frac{1}{273,15} = 0,003661 \text{ grad}^{-1}.$$

Ecuatia (3.34) poate fi scrisă și astfel:

$$p = p_0 (1 + \beta t), \quad (3.35)$$

care arată că:

presiunea unui gaz ideal menținut la volum constant crește liniar cu temperatura.

Legea transformării izocore poate fi scrisă și în funcție de temperatura absolută T . Pentru aceasta, procedând la fel ca la deducerea relației (3.31), se obține:

$$p = \beta p_0 T, \quad (3.36)$$

adică, într-o transformare izocoră, presiunea gazului, în orice stare a sa, este direct proporțională cu temperatura absolută. Din (3.36) rezultă, știind că $\beta = \frac{1}{T_0}$,

$$\frac{p}{T} = \frac{p_0}{T_0},$$

astfel că în orice transformare izocoră raportul dintre presiune și temperatura absolută în orice stare rămâne constant:

$$\frac{p}{T} = \text{const.} \quad (3.37)$$

Procesul izocor poate fi reprezentat grafic. Ecuatia $V = \text{const.}$, în coordonate p și V , ecuațiile (3.35) și (3.36) în coordonatele p și t , respectiv p și T au reprezentările grafice date în figura 3.8, *a*, *b* și *c*.

La temperaturi coborâte, izocorele sunt duse punctat din aceleași considerente pe care le-am arătat la reprezentarea grafică a izobarelor. Înclinarea izocorelor este cu atât mai mare, cu cât presiunea p_0 la 0°C este mai mare (fig. 3.8, *b* și *c*).

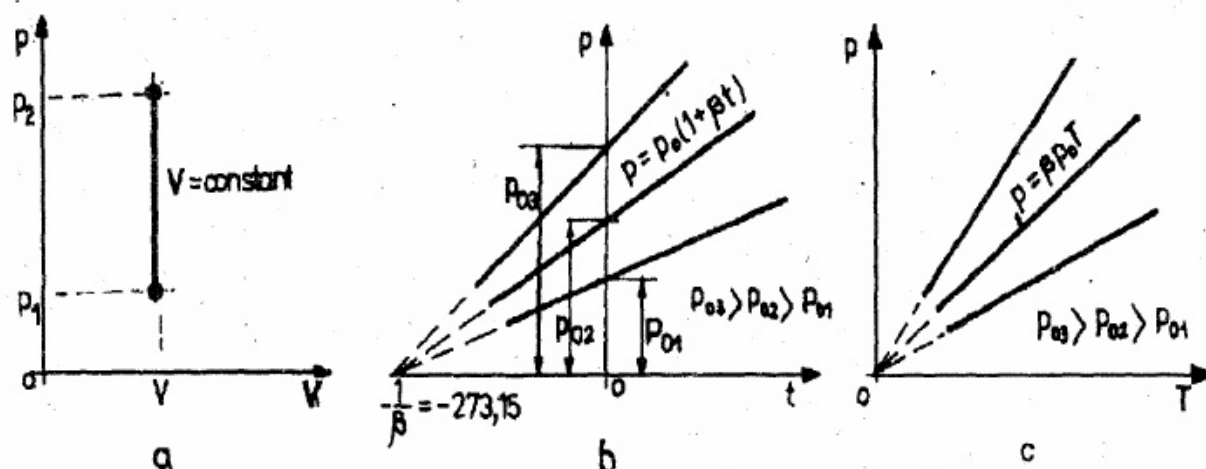


Fig. 3.8. a) În coordonate p, V procesul izocor este reprezentat printr-o dreaptă paralelă cu axa presiunilor. b) În coordonate p, t , procesul izocor este reprezentat printr-o dreaptă ce intersectează axele în punctele $(0, p_0)$ și $(-1/\beta, 0)$. c) În coordonate p, T , procesul izocor este reprezentat printr-o dreaptă ce trece prin originea axelor.

Experiment. Comportarea unui gaz (aer) de masă dată la încălzire sau răcire sub volum constant se studiază cu ajutorul dispozitivului din figura 3.9.

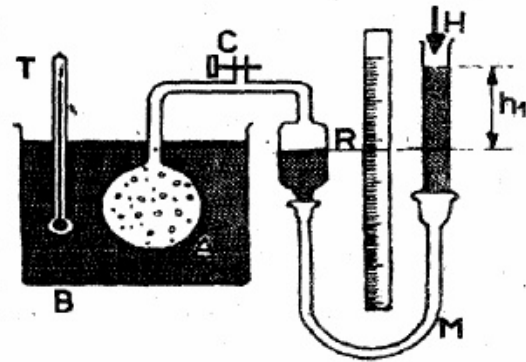


Fig. 3.9. Verificarea legii transformării izocore.

Balonul de sticlă *A* comunică cu un manometru cu mercur *M*. Ramurile manometrului comunică printr-un tub de cauciuc. Pe ramura din stânga a manometrului este gravat un reper *R*. Tubul din dreapta al manometrului se poate mișca în lungul unei rigle gradate. În vasul *B* se introduce un amestec de gheață și apă, având temperatura $t_0 = 0^\circ\text{C}$, măsurată de termometrul *T*. Se deschide robinetul *C*. În balon intră aer. Ridicăm brațul mobil al manometrului până când mercurul ajunge în dreptul reperului *R*. În acest caz, p_0 este egală cu presiunea atmosferică *H*. Închidem robinetul *C* și încălzim vasul *B* până la o temperatură t_1 . Aerul din balon se dilată și împinge mercurul în ramura deschisă a manometrului. Pentru a menține volumul constant, se ridică brațul mobil al manometrului până când mercurul ajunge din nou în dreptul reperului *R*. Între cele două ramuri ale manometrului apare o denivelare h_1 măsurată pe riglă. Presiunea aerului va fi $p_1 = H + \rho gh_1$. Repetând măsurătorile la diferite temperaturi și reprezentând grafic rezultatele (p funcție de t) se obține o dreaptă care este tocmai izocora.

Observație. Gazele reale, cum sunt aerul, azotul, oxigenul, hidrogenul, heliul ș.a. se supun legilor descrise mai sus când se află la temperaturi cu mult mai mari decât temperatura lor de lichefiere și la presiuni relativ mici (aproprite ca valoare de presiunea atmosferică). La presiuni ridicate și temperaturi coborâte, gazele reale se abat de la legile de mai sus. *Gazul ideal* se definește ca fiind un gaz care se supune riguros legilor Boyle-Mariotte, Gay-Lussac și Charles în orice condiții de temperatură și presiune.

3.6.4. Ecuația Clapeyron-Mendeleev. Din legile obținute pe cale experimentală, amintite mai sus, a fost stabilită o dependență între parametri de stare ai gazului ideal, aflat într-o stare de echilibru. Expresia matematică a dependenței dintre parametri de stare ai gazului se numește *ecuația Clapeyron-Mendeleev*. Stabilim această ecuație. Pentru aceasta considerăm un gaz de masă dată, aflat într-o stare inițială *I*, caracterizată de parametri p_0, V_0, T_0 . Considerăm că din starea inițială gazul trece în starea finală 2, caracterizată de parametri p, V, T ($T > T_0$) printr-o transformare oarecare (fig. 3.10). Deoarece parametri de stare nu depind de modul în care sistemul a ajuns în starea dată, putem trece gazul din starea inițială în cea finală printr-o stare intermediară. Fie această stare *I''*, caracterizată de parametri p_0, V'', T , în care se ajunge din starea inițială în urma unei încălziri izobare de la T_0 la T . Din starea *I''* se poate ajunge în starea finală prin transformarea izotermă *I'' - 2*. Ecuațiile celor două transformări sunt:

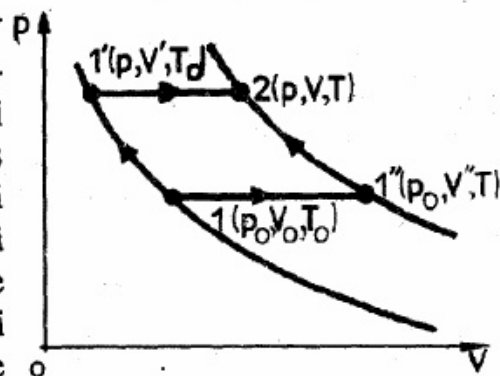


Fig. 3.10. Transformarea oarecare.

$$\frac{V_0}{T_0} = \frac{V''}{T} \text{ și } p_0 V'' = pV.$$

Înmulțind cele două ecuații termen cu termen și simplificând cu V'' , obținem:

$$\frac{pV}{T} = \frac{p_0 V_0}{T_0} = \text{constant, dacă } m = \text{constant.} \quad (3.38)$$

La același rezultat se ajunge dacă folosim altă stare intermediară, de exemplu starea 1, caracterizată de parametrii p, V', T_0 , în care se ajunge din starea inițială 1 în urma comprimării izoterme 1 - 1' (fig. 3.10). Din starea intermediară 1' se ajunge în starea 2 prin încălzirea izobară a gazului de la T_0 la T (la $p = \text{const.}$). Ecuațiile celor două transformări sunt:

$$p_0 V_0 = pV' \text{ și } \frac{V'}{T_0} = \frac{V}{T}.$$

Înmulțind cele două ecuații termen cu termen și simplificând cu V' , avem:

$$\frac{pV}{T} = \frac{p_0 V_0}{T_0} = \text{constant, dacă } m = \text{constant,}$$

deci același rezultat ca mai sus. Acest rezultat nu trebuie să depindă de stările intermediare prin care a trecut gazul, de aceea pot fi folosite și alte transformări pentru stabilirea lui.

Legea (3.38) poate fi scrisă și în funcție de temperatura exprimată în grade Celsius (relația 2.1) și anume: $\frac{pV}{t + 273,15} = \frac{p_0 V_0}{273,15}$, unde punând $T_0 = 273,15 = \frac{1}{\alpha}$ obținem

$$\frac{pV}{\alpha t + 1} = p_0 V_0 \alpha. \text{ Împărțind în ultima relație cu } \alpha \text{ avem: } pV = p_0 V_0 (1 + \alpha t).$$

Scriind ecuația (3.38) pentru un kmol de gaz, aflat inițial în condiții normale de temperatură și presiune ($p_0 = 1 \text{ atm}$; $T_0 = 273,15 \text{ K}$; $V_{\mu 0} = 22,42 \text{ m}^3/\text{kmol}$) ce suferă o transformare oarecare până în starea caracterizată de parametrii p, V_{μ}, T , avem:

$$\frac{pV_{\mu}}{T} = \frac{p_0 V_{\mu 0}}{T_0}. \quad (3.39)$$

Raportul din partea dreaptă a ecuației (3.39) este o constantă care nu depinde de natura gazului. Această constantă se notează cu R și poartă denumirea de *constantă universală* a gazelor. Ținând seama că $p_0 = 1 \text{ atm} = 101\,325 \text{ N/m}^2$, $V_{\mu 0} = 22,42 \text{ m}^3/\text{kmol}$, $T_0 = 273,15 \text{ K}$, obținem valoarea pentru R în SI:

$$R = \frac{101\,325 \text{ N/m}^2 \cdot 22,42 \text{ m}^3/\text{kmol}}{273,15 \text{ K}} = 8,3143 \cdot 10^3 \frac{\text{J}}{\text{kmol} \cdot \text{K}}.$$

Folosind constanta R , relația (3.39) devine

$$pV_{\mu} = RT, \quad (3.40)$$

care este ecuația Clapeyron-Mendeleev pentru un kilomol de gaz.

Dacă masa gazului este m iar masa molară μ , atunci numărul de moli de gaz va fi $\nu = \frac{m}{\mu}$. În acest caz, constanta din partea dreaptă a ecuației (3.38) va fi de ν ori mai mare decât R , astfel că relația (3.38) se poate scrie:

$$pV = \frac{m}{\mu}RT = \nu RT, \quad (3.41)$$

care este ecuația Clapeyron-Mendeleev pentru o masă m de gaz.

Relația (3.41) stabilește o dependență între parametrii de stare ai gazului aflat într-o stare de echilibru și poartă denumirea de *ecuația de stare termică* a gazului perfect, cunoscută din paragraful 3.5, unde s-a stabilit cu ajutorul formulei fundamentale a teoriei cinetico-moleculare.

Cu ajutorul ecuației de stare se poate exprima densitatea unui gaz, aflat în condiții fizice date. Din definiția densității și ecuația (3.41), rezultă:

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{p \mu}{RT}. \quad (3.42)$$

Dacă notăm cu ρ_0 densitatea gazului, aflat în condiții normale de temperatură și presiune, $\rho_0 = \frac{p_0 \mu}{RT_0}$, atunci densitatea gazului, aflat la temperatura T și presiunea p , se exprimă cu ajutorul lui ρ_0 prin relația:

$$\rho = \rho_0 \frac{p}{p_0} \frac{T_0}{T}. \quad (3.43)$$

PROBLEME REZOLVATE

1. Într-un cilindru cu piston se află aer la presiunea atmosferică normală $p_0 = 10^5 \frac{\text{N}}{\text{m}^2}$. Pistonul, de masă neglijabilă și secțiune $S = 200 \text{ cm}^2$, se află inițial la distanța $d_1 = 1,6 \text{ m}$ de fundul cilindrului, apoi este adus încet la distanța $d_2 = 10 \text{ cm}$. Să se determine forța F ce acționează asupra pistonului, aflat în poziția finală. Frecările se neglijează.

Rezolvare. Gazul aflat în cilindru suferă o transformare izotermă: $T = \text{const.}$ și $m = \text{const.}$ Scriem legea transformării izoterme $p_1 V_1 = p_2 V_2$. Dar $p_1 = p_0$, $V_1 = S d_1$. Presiunea p_2 o aflăm din condiția: $p_2 = p_0 + F/S$, unde F este forța ce acționează asupra pistonului; $V_2 = S d_2$. Înlocuim în prima relație și obținem:

$$p_0 S d_1 = \left(p_0 + \frac{F}{S} \right) S d_2, \text{ de unde } F = S p_0 \left(\frac{d_1}{d_2} - 1 \right) = 30 \text{ kN.}$$

2. O butelie pentru păstrat oxigen comprimat, de volum $V = 6 \text{ m}^3$, conține oxigen la presiunea $p = 120 \text{ atm}$ și temperatura $t = 27^\circ \text{C}$. Să se afle: a) volumul oxigenului în condiții normale de temperatură și presiune ($p_0 = 1 \text{ atm}$, $T_0 = 273 \text{ K}$); b) masa m a oxigenului. Se cunoaște $\mu = 32 \text{ kg/kmol}$.

Rezolvare. a) Considerăm că oxigenul trece din starea 1 caracterizată de parametrii m , T_0 , p_0 și V_0 , în starea 2, caracterizată de parametrii m , T , p și V . Deoarece numai $m = \text{const.}$, transformarea este oarecare și putem scrie: $\frac{p_0 V_0}{T_0} = \frac{p V}{T}$, de unde

$$V_0 = \frac{p V T_0}{T p_0} = \frac{1,2 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2 \cdot 6 \text{ m}^3 \cdot 273 \text{ K}}{300 \text{ K} \cdot 10^5 \text{ N/m}^2} = 655,2 \text{ m}^3.$$

b) Masa oxigenului o aflăm din ecuația de stare

$$pV = \frac{m}{\mu}RT \text{ de unde } m = \frac{32 \text{ kg/kmol} \cdot 1,2 \cdot 10^7 \frac{\text{N}}{\text{m}^2} \cdot 6 \text{ m}^3}{8,31 \cdot 10^3 \text{ J/kmol K} \cdot 300 \text{ K}} = 924 \text{ kg.}$$

ÎNTREBĂRI, EXERCITII, PROBLEME

1. Să se afle masa dioxidului de carbon ($\mu = 44 \text{ kg/kmol}$), aflat într-un balon de volum $V = 40 \text{ l}$ la temperatura $t = 13^\circ\text{C}$ și presiunea $p = 2,7 \cdot 10^6 \text{ N/m}^2$.

$$R: m = \frac{pV\mu}{RT} \approx 2 \text{ kg.}$$

2. La mijlocul unui tub subțire de sticlă, așezat orizontal, închis la ambele capete, de lungime $l = 1 \text{ m}$, se află o coloană de mercur de lungime $h = 20 \text{ cm}$. Când tubul este așezat vertical, coloana de mercur se deplasează pe lungimea $\Delta l = 10 \text{ cm}$. Să se afle presiunea din tub în poziție orizontală.

$$R: p = \rho gh \frac{\left(\frac{l-h}{2} - \Delta l\right) \left(\frac{l-h}{2} + \Delta l\right)}{\Delta l(l-h)} \approx 0,49 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2.$$

3. O bulă de aer, formată pe fundul unui lac, de adâncime H , se ridică spre suprafața apei. Să se afle dependența razei r a bulei (considerată sferică) de adâncimea h la care ea se află la un moment dat, dacă volumul ei inițial este V_0 . Nu se ține seama de forțele de tensiune superficială. Presiunea atmosferică este p_0 .

$$R: r = \sqrt{\frac{3(p_0 + \rho gh)V_0}{4\pi(p_0 + \rho gh)}}.$$

4. Într-un balon de volum $V = 0,2 \text{ m}^3$ se află heliu la presiunea $p_1 = 10^5 \text{ N/m}^2$ și temperatura $t_1 = 17^\circ\text{C}$. După ce în balon a mai fost introdus heliu, presiunea a devenit $p_2 = 3 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2$ iar temperatura $t_2 = 47^\circ\text{C}$. Cu cât a crescut masa heliului din balon? Masa molară a heliului este $\mu = 4 \text{ kg/kmol}$.

$$R: \Delta m = m_2 - m_1 = \frac{\mu V}{R} \left(\frac{p_2}{T_2} - \frac{p_1}{T_1} \right) = 5,7 \cdot 10^{-2} \text{ kg.}$$

5. Un balon de volum $V_1 = 10 \text{ l}$, în care se află aer la presiunea p_1 , este pus în legătură cu un al doilea balon de volum $V_2 = 30 \text{ l}$ în care se află aer la presiunea $p_2 = 10^5 \text{ N/m}^2$. Să se determine p_1 , dacă presiunea în sistem, după ce baloanele au fost puse în legătură, este $p = 2 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2$. Temperatura se consideră constantă.

$$R: p_1 = \frac{p(V_1 + V_2) - p_2 V_2}{V_1} = 5 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2.$$

6. Un balon meteorologic este umplut cu un gaz ușor la presiunea $p_1 = 1,05 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2$ și la temperatura $t_1 = 27^\circ\text{C}$. Când balonul a ajuns la o anumită altitudine, unde presiunea aerului este $p_0 = 0,8 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2$, volumul balonului a crescut cu $k = 5\%$ iar presiunea gazului din balon diferă de cea a aerului cu $\Delta p = 5 \cdot 10^3 \text{ N/m}^2$. Să se afle temperatura aerului la această altitudine, considerând că gazul din balon se află la temperatura aerului înconjurător.

$$R: T_2 = \frac{(p_0 + \Delta p)(1+k)T_1}{p_1} = 255 \text{ K.}$$

7. Într-o butelie se află azot la temperatura $T_1 = 300 \text{ K}$ și presiunea $p_1 = 1,5 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2$. Din butelie s-a consumat azot pentru o experiență. La temperatura $T_2 = 280 \text{ K}$, presiunea gazului este de $p_2 = 0,6 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2$, iar masa buteliei cu gaz s-a micșorat cu $\Delta m = 3,2 \text{ kg}$. Să se determine: a) numărul de kilomoli de azot în starea inițială; b) masa de azot rămasă în butelie.

$$R: \nu_1 = \frac{\Delta m}{\mu \left(1 - \frac{p_2 T_1}{p_1 T_2}\right)} = 0,2 \text{ kmol}; \quad m_2 = \frac{\Delta m}{\left(\frac{p_1 T_2}{p_2 T_1} - 1\right)} = 2,4 \text{ kg.}$$

8. La mijlocul unui tub cilindric orizontal, închis la capete, de lungime $L = 1$ m se află în echilibru un piston foarte subțire, termoizolant, care se poate mișca fără frecări. În partea stângă, față de piston, temperatura gazului din tub este $t_1 = 100^\circ\text{C}$, iar în partea dreaptă $t_2 = 0^\circ\text{C}$.

La ce distanță față de capătul din stânga al tubului se va stabili pistonul, dacă întreg gazul din cilindru este adus la temperatura $t_2 = 0^\circ\text{C}$?

$$R: x = \frac{LT_2}{T_1 + T_2} \approx 42 \text{ cm}.$$

9. Într-un tub cilindric orizontal, deschis la ambele capete, se află două pistoane ușoare, de secțiune $S = 10 \text{ cm}^2$, legate printr-un fir întins, care se pot mișca fără frecare. Presiunea și temperatura aerului dintre cele două pistoane și în exterior sunt $p_0 = 10^5 \text{ N/m}^2$ și $t = 27^\circ\text{C}$. Până la ce temperatură t_1 poate fi încălzit aerul, delimitat de cele două pistoane, astfel ca firul ce leagă pistoanele între ele să nu se rupă? Tensiunea maximă suportată de fir este de $F = 30 \text{ N}$.

$$R: T_1 \leq \frac{F + p_0 S}{p_0 S} T = 390 \text{ K}.$$

10. Un vas ce conține un gaz este împărțit cu ajutorul unui perete mobil în două părți având raportul volumelor $V_1/V_2 = \frac{2}{3}$. Temperatura gazului de volum V_1 este $t_1 = 177^\circ\text{C}$, iar temperatura gazului de volum V_2 este $t_2 = 267^\circ\text{C}$. Presiunea în ambele compartimente este aceeași, egală cu p . Care va fi raportul volumelor ocupate de cele două gaze când sunt aduse la aceeași temperatură t ?

$$R: \frac{V_1}{V_2} = \frac{V_1 T_2}{V_2 T_1} = 0,8.$$

PRINCIPIILE TERMODINAMICII

4.1. LUCRUL MECANIC ÎN TERMODINAMICĂ

În termodinamică, ca și în orice alt capitol al fizicii, interacția dintre sistemul considerat și lumea înconjurătoare prezintă un interes deosebit. Unul dintre cele mai importante tipuri de interacție este cel datorat existenței unor forțe exercitate de lumea înconjurătoare asupra sistemului considerat. Aceste forțe exercitate din exterior provoacă acțiuni mecanice în urma cărora fie starea de echilibru termodinamic a sistemului nu se modifică, forțele exterioare realizând doar o deplasare mecanică a întregului sistem, fie *sistemul părăsește starea de echilibru termodinamic* începând să efectueze o transformare în care anumiți parametri de stare ce caracterizează dimensiunile sistemului (cum ar fi volumul gazului sau lungimea resortului elastic) variază în timp. În ambele cazuri, forțele exterioare efectuează un lucru mecanic asupra sistemului, însă pentru termodinamică prezintă interes numai lucrul mecanic schimbat de sistem cu exteriorul în cursul unei *transformări*, adică atunci când starea de echilibru se strică. Cealaltă situație, în care se realizează numai deplasarea de ansamblu a sistemului, fără modificarea stării de echilibru, se studiază în cadrul mecanicii.

Parametrii de stare care depind de dimensiunile sistemului și ale căror variații în timp ne arată că sistemul părăsește starea de echilibru în urma schimbului de lucru mecanic cu exteriorul, permițându-ne totodată să evaluăm acest lucru mecanic dacă cunoaștem forțele exterioare, sunt numiți *parametri de poziție*. În general, variația parametrilor de poziție indică deplasarea punctelor de aplicație ale forțelor exterioare care acționează asupra sistemului.

Definiția lucrului mecanic se cunoaște din mecanică: dacă forța \vec{F} , al cărei punct de aplicație se deplasează pe distanța l , nu variază nici în modul, nici în orientare în cursul transformării, lucrul mecanic efectuat de forță este :

$$L = F \cdot l \cdot \cos \alpha,$$

unde α este unghiul dintre direcția forței și cea a deplasării.

Să evaluăm acum lucrul mecanic efectuat de o forță exterioară F care provoacă o variație a volumului sistemului. Să considerăm că sistemul este format dintr-un gaz care se află într-un cilindru cu piston de suprafață S , de greutate neglijabilă și care poate aluneca fără frecare (fig. 4.1, a). Dacă presupunem că forța exterioară rămâne constantă în tot timpul deplasării l , când gazul este comprimat de la volumul inițial V_i la volumul final V_f (fig. 4.1, b), lucrul mecanic efectuat de forța exterioară F este $L_1 = F \cdot l$. Având în vedere că presiunea externă este $p_e = \frac{F}{S}$, obținem:

$$L_1 = p_e S l = p_e (V_i - V_f) = -p_e \cdot \Delta V,$$

unde $\Delta V = V_f - V_i$ este variația volumului gazului. Evident, în cazul comprimării $\Delta V < 0$, deci $L_1 > 0$.

Dacă gazul s-ar fi dilatată, atunci $\Delta V > 0$ și $L_1 < 0$ corespunzător faptului că în acest caz deplasarea l are un sens opus forței externe F , deci $\alpha = \pi$ și $L_1 = -F \cdot l < 0$. Se observă că acest caz corespunde situației în care sistemul execută un lucru mecanic care este primit de lumea înconjurătoare din care face parte și pistonul.

Prin convenție, lucrul mecanic L primit de sistem din exterior se consideră negativ, iar lucrul mecanic L cedat de sistem exteriorului se consideră pozitiv. Cu această convenție trebuie considerat $L = -L_1$, deci:

$$L = p_e \cdot \Delta V = p_e(V_f - V_i). \quad (4.1)$$

Desigur că și presiunea exterioară rămâne constantă în tot timpul transformării considerate, adică transformarea este izobară. Dacă transformarea izobară este cvasistatică (reversibilă), atunci presiunea gazului $p \approx p_e$ și ecuația (4.1) poate fi scrisă

$$L_{rev} = p \Delta V = p(V_f - V_i). \quad (4.2)$$

Precizăm că relațiile (4.1) și (4.2) sunt adevărate numai în cazul transformării izobare.

4.1.1. Interpretarea geometrică a lucrului mecanic. Reprezentând grafic destinderea izobară cvasistatică (reversibilă) a gazului în coordonate $V-p$, se obține dreapta 1-2 din figura 4.2. După cum am văzut, lucrul mecanic efectuat în această transformare este $L = p \Delta V = p(V_2 - V_1)$. După cum se observă din grafic, produsul $p \cdot \Delta V$ este egal cu aria dreptunghiului hașurat și care este format din izobara 1-2, segmentul $(V_2 - V_1)$ și ordonatele corespunzătoare lui V_1 și V_2 . Înseamnă că valoarea numerică a lucrului mecanic este egală cu aria suprafeței hașurate. Acest rezultat constituie tocmai interpretarea geometrică a lucrului mecanic.

În general se poate arăta că lucrul mecanic la destinderea cvasistatică a unui gaz de la volumul V_1 la volumul V_2 , indiferent cum variază presiunea, este numeric egal cu aria delimitată de curba $p = p(V)$ a procesului, segmentul $(V_2 - V_1)$ și ordonatele $p_1 = p(V_1)$ și $p_2 = p(V_2)$ corespunzătoare lui V_1 și V_2 (fig. 4.3).

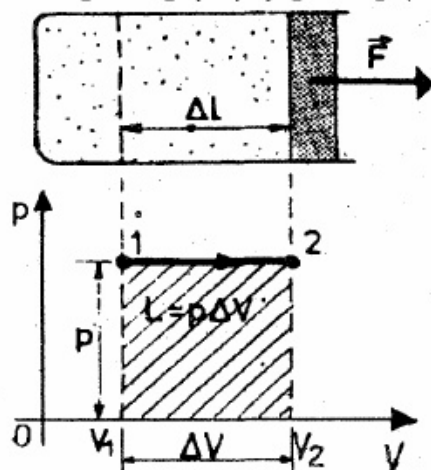


Fig. 4.2. Lucrul mecanic într-o destindere izobară cvasistatică.

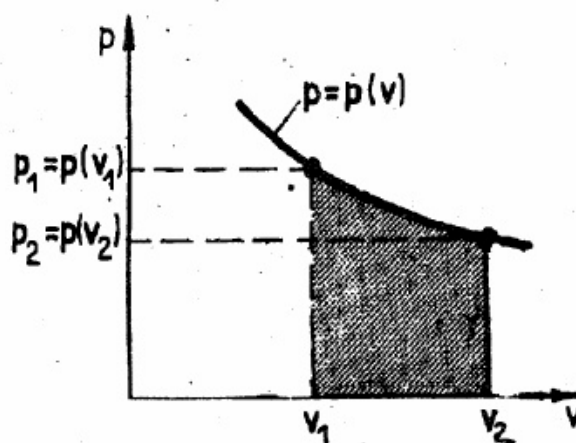


Fig. 4.3. Lucrul mecanic în transformarea reversibilă.

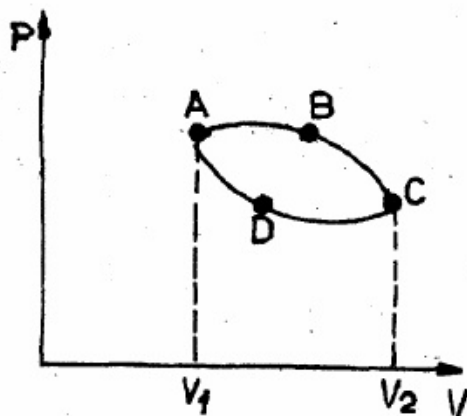


Fig. 4.4. Lucrul mecanic într-o transformare ciclică reversibilă.

Atunci pentru transformarea reversibilă ciclică reprezentată în figura 4.4, L_{rev}^{ABC} este numeric egal cu aria suprafeței $ABCV_2V_1$, iar L_{rev}^{ADC} este dat de aria suprafeței $ADCV_2V_1$. Prin urmare

$$L_{rev}^{ABCD} = L_{rev}^{ABC} + L_{rev}^{CDA} = L_{rev}^{ABC} - L_{rev}^{ADC} = \\ = \text{aria } (ABCV_2V_1) - \text{aria } (ADCV_2V_1).$$

Rezultă imediat că, numeric:

$$L_{rev}^{ABCD} = \text{aria } (ABCD). \quad (4.3)$$

4.2. PRINCIPIUL ÎNTÂI AL TERMODINAMICII

4.2.1. Energia internă a unui sistem termodinamic, mărime de stare. Lucrul mecanic într-un proces adiabatic. Căldura, mărime de proces. Orice sistem termodinamic este un sistem macroscopic format dintr-un număr foarte mare de molecule aflate într-o mișcare continuă, dezordonată (mișcare termică) și care totodată interacționează între ele. Din aceste considerente rezultă că moleculele posedă o energie cinetică corespunzătoare mișcării termice dezordonate, precum și o energie potențială datorată atât forțelor de interacțiune dintre ele (forțe intermoleculare) cât și interacției lor cu câmpurile de forță exterioare (de exemplu cu câmpul gravitațional).

Energia internă, U , este o mărime macroscopică, pe care am definit-o la paragraful 1.3.

Desigur, dacă sistemul luat ca întreg este în stare de repaus mecanic și nu are energie potențială, energia totală E_t a acestuia coincide chiar cu energia internă U . Dacă sistemul termodinamic are și o mișcare mecanică de ansamblu, caracterizată de energia cinetică E_c și energia potențială E_p , atunci energia totală este:

$$E_t = U + E_c + E_p.$$

Este ușor de sesizat că energia internă conține energia cinetică datorată mișcării termice, dezordonate, a moleculelor, pe când energia cinetică corespunzătoare mișcării mecanice a întregului sistem este considerată separat. De asemenea, energia potențială a sistemului care provine în urma efectuării de către forțele exterioare a unui lucru mecanic care *nu modifică* starea de echilibru termodinamic, lăsând neschimbați parametrii de stare ai sistemului, nu este conținută în energia internă. Pentru a înțelege mai bine acest lucru să considerăm un exemplu simplu: un recipient de volum V în care se află un gaz de masă M este ridicat la o înălțime h deasupra poziției inițiale în câmpul gravitațional, considerat constant, al Pământului. În starea finală, volumul V și presiunea p ale gazului sunt aceleași ca în starea inițială, deci echilibrul termodinamic s-a menținut, deci energia internă U nu a variat. Creșterea Mgh a energiei potențiale gravitaționale a gazului trebuie introdusă în energia potențială E_p datorată mișcării mecanice a întregului sistem în raport cu Pământul și variația energiei totale este $\Delta E_t = \Delta E_p = Mgh$. Energia internă poate fi modificată numai dacă

schimbarea condițiilor exterioare provoacă ieșirea sistemului din starea de echilibru termodinamic.

În termodinamică nu interesează decât energia internă și de aceea, în continuare vom înțelege prin energia sistemului numai energia sa internă.

Se observă că introducerea noțiunii de energie internă a fost necesară pentru a putea descrie variațiile de energie datorate transformărilor care scot sistemul din starea de echilibru termodinamic, această situație nu poate fi descrisă în cadrul mecanicii, noțiunea de energie mecanică este insuficientă pentru aceasta.

Experiența arată că la trecerea sistemului dintr-o stare inițială de energie internă U_1 , într-o stare finală de energie internă U_2 , indiferent de caracterul reversibil sau ireversibil al transformării, variația $\Delta U = U_2 - U_1$ a energiei interne nu depinde de stările intermediare prin care a trecut sistemul, ci doar de stările finală și inițială. Aceasta înseamnă că energia internă este o mărime care depinde doar de starea sistemului; se spune că energia internă este o mărime de stare.

Experiența arată că dacă fracționăm sistemul în mai multe părți componente, energia internă a sistemului este egală cu suma energiilor părților componente ale sistemului. Se spune atunci că energia internă este o mărime aditivă. După cum am văzut în paragraful 3.5, în cazul particular al gazului ideal monoatomic, energia internă a ν moli de gaz este

$$U = \frac{3}{2} \nu RT.$$

După cum am discutat anterior, starea sistemului se poate modifica datorită schimbului de lucru mecanic dintre sistem și corpurile înconjurătoare, totodată energia internă a sistemului variază.

Prin definiție, se spune despre un înveliș care înconjură un sistem și îl separă de lumea exterioară că este *adiabatic* dacă învelișul respectiv nu permite modificarea stării de echilibru termodinamic decât prin schimb de lucru mecanic între sistem și exterior. Pentru aceasta, învelișul adiabatic trebuie să permită schimbul de energie numai sub formă de lucru mecanic. Orice transformare a unui sistem delimitat de un înveliș adiabatic se numește *transformare adiabatică*.

Fie o transformare adiabatică prin care se trece de la starea inițială A la starea finală C printr-o stare intermediară B și fie L^{ABC} lucrul mecanic schimbat în această transformare. Conform legii conservării energiei,

$$\Delta U = U_C - U_A = -L^{ABC}. \quad (4.4)$$

Semnul minus apare în relația (4.4), datorită convenției de semn făcute: dacă sistemul primește lucru mecanic din exterior, atunci $L^{ABC} < 0$. Dar în această situație energia internă crește, deci $\Delta U > 0$ prin urmare $\Delta U = -L^{ABC}$ sau

$$\Delta U + L^{ABC} = 0. \quad (4.5)$$

Relațiile (4.4) și (4.5) sunt adevărate numai pentru transformarea adiabatică, adică pentru o transformare în care schimbul de energie se face numai sub formă de lucru mecanic.

Deoarece experiența arată că variația energiei interne nu depinde de stările intermediare prin care se atinge starea finală, rezultă că, de fapt, în transformarea adiabatică, lucrul mecanic schimbat de sistem cu exteriorul nu depinde de stările intermediare prin care sistemul ajunge din starea inițială în starea finală.

În general, dacă sistemul nu este închis într-un înveliș adiabatic, într-o transformare oarecare a sistemului, lucrul mecanic depinde nu numai de stările inițială și finală ale transformării, ci și de toate stările intermediare. Într-o asemenea situație, egalitățile (4.4) și (4.5) nu mai pot fi satisfăcute, așa încât se introduce mărimea Q^{ABC} , numită căldură, definită prin relația:

$$Q^{ABC} = \Delta U + L^{ABC}. \quad (4.6)$$

Se observă din relația de definiție (4.6) că, în general, căldura schimbată de sistem depinde nu numai de stările inițială și finală, ci depinde și de transformare.

Trebuie remarcat că în timp ce energia internă este o mărime care se referă la starea unui sistem, atât lucrul mecanic cât și căldura sunt mărimi care se referă la o transformare a sistemului. Din acest motiv, lucrul mecanic și căldura nu sunt "forme de energie", ci sunt *forme ale schimbului de energie* dintre sistem și lumea înconjurătoare.

Pentru o transformare pentru care $\Delta U = 0$, din relația (4.6) avem:

$$Q^{ABC} = L^{ABC}. \quad (4.7)$$

Având în vedere că, în acest caz, sistemul nu poate ceda sau primi atât lucru mecanic cât și căldură, energia lui internă rămânând aceeași, precum și convenția de semn pentru L^{ABC} , rezultă că atunci când sistemul primește căldură, Q^{ABC} este pozitiv, iar atunci când cedează căldură, Q^{ABC} este negativ.

Din relația de definiție (4.7) mai rezultă că transformarea adiabatică este o transformare în care sistemul nu poate schimba căldură cu exteriorul. Învelișul adiabatic este un înveliș care nu permite schimbul de căldură dintre sistem și exterior.

Dacă într-o transformare toți parametrii de poziție sunt menținuți constanți, atunci $L^{ABC} = 0$ și, ca urmare, căldura este egală cu variația energiei interne:

$$Q^{ABC} = \Delta U = U_C - U_A. \quad (4.8)$$

4.2.2. Enunțul primului principiu al termodinamicii. Primul principiu al termodinamicii se referă la modul în care variază energia internă a unui sistem ce interacționează mecanic sau termic cu mediul exterior. Experimental s-a constatat că:

- 1) energia internă a unui corp, izolat mecanic și termic de alte corpuri, nu se modifică indiferent dacă în interiorul corpului au loc sau nu procese fizice;
- 2) energia internă a unui corp se modifică numai dacă există schimb de lucru mecanic sau căldură între el și mediu.

Primul principiu al termodinamicii se enunță astfel:

În orice transformare variația ΔU a energiei interne depinde doar de stările inițială și finală ale sistemului, fiind independentă de stările intermediare prin care trece sistemul termodinamic.

Așadar, variația energiei interne fiind independentă de transformare rezultă că U este o mărime care depinde doar de starea sistemului și de aceea este o mărime de stare. Având în vedere (4.6), rezultă:

$$\Delta U = U_2 - U_1 = Q - L. \quad (4.9)$$

Din (4.9) se poate exprima

$$Q = U_2 - U_1 + L = \Delta U + L, \quad (4.10)$$

sau:

căldura primită de un sistem este egală cu variația energiei interne a sistemului plus lucrul mecanic efectuat de către sistem.

Schematic, această afirmație este reprezentată în figura 4.5. Ecuația (4.9) sau (4.10) reprezintă o expresie matematică a legii de conservare și transformare a energiei, caracteristică pentru termodinamică. Ea se numește *ecuația primului principiu al termodinamicii*. În ecuațiile (4.9) sau (4.10), toate mărimile (ΔU , Q și L) se exprimă în aceleași unități de măsură (Joule).

Din principiul întâi al termodinamicii rezultă câteva consecințe deosebit de importante în legătură cu posibilitatea unui sistem termodinamic de a efectua lucru mecanic, precum și în legătură cu transformarea căldurii în lucru mecanic*, anume:

1. Din ecuația primului principiu putem exprima L sub forma

$$L = Q - (U_2 - U_1). \quad (4.11)$$

De aici rezultă că un sistem termodinamic poate efectua lucru mecanic asupra mediului exterior ($L \neq 0$ și pozitiv), dacă primește căldură din exterior ($Q > 0$) sau dacă energia internă scade ($\Delta U < 0$).

a) Dacă $Q = 0$ (nu primește căldură), din (4.11) avem $L = -(U_2 - U_1)$. Pentru ca L să fie pozitiv trebuie ca $U_2 - U_1$ să fie negativ. Aceasta înseamnă că: *dacă un sistem termodinamic nu primește căldură din exterior, el poate efectua lucru mecanic asupra corpurilor din jur numai pe seama micșorării energiei interne. Variația energiei interne măsoară lucrul mecanic efectuat.*

b) Dacă sistemul efectuează o transformare ciclică, atunci $U_2 - U_1 = 0$ și din (4.11) rezultă că $L = Q$, adică: *un sistem termodinamic poate efectua lucru mecanic într-o transformare ciclică (periodică) numai dacă primește căldură din exterior.*

Astfel, din primul principiu al termodinamicii rezultă că nu poate fi construită o mașină termică (sau de altă natură) care să producă lucru mecanic fără a consuma căldură de la o sursă exterioară. Asemenea mașini care ar produce lucru mecanic fără ca să consume energie din exterior au primit denumirea de *perpetuum mobile de speța I*. Deci, din primul principiu al termodinamicii rezultă imposibilitatea realizării unui *perpetuum mobile de speța I*.

Relativ la procesele ciclice trebuie să facem următoarea observație: din primul principiu rezultă că în cazul unui proces ciclic $L = Q$, adică lucrul mecanic efectuat de către sistem este egal cu căldura primită. Această afirmație rezultă din legea de conservare a energiei, care este, de fapt, conținutul primului principiu. Însă, primul principiu nu se referă la posibilitatea practică de a realiza într-un sistem un proces ciclic periodic prin care căldura să fie transformată integral în lucru mecanic.

După cum vom vedea mai târziu (la principiul al doilea al termodinamicii), în natură nu poate fi realizat în nici un sistem un proces ciclic prin care căldura să fie transformată integral în lucru mecanic: în orice proces ciclic, sistemul primește o cantitate de căldură din exterior, transformă o parte din ea în lucru mecanic, iar o parte

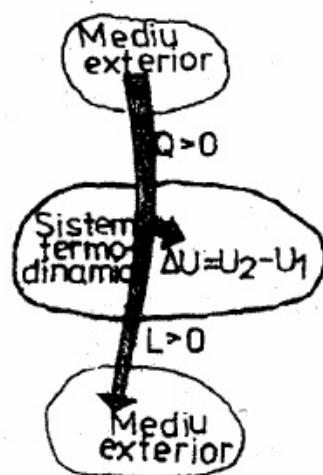


Fig. 4.5. Reprezentarea schematică a conservării energiei.

* Instalațiile care transformă căldura, obținută prin arderea unui combustibil, în lucru mecanic se numesc *motoare* sau *mașini termice*.

Exemple: motorul de automobil sau de avion, turbina de la centralele termoelectrice ș.a.

o cedează din nou mediului exterior. Și în acest caz, după cum vom vedea, legea de conservare a energiei este îndeplinită.

2. Primul principiu al termodinamicii conține legea de conservare a energiei pentru sistemele izolate. Într-adevăr, dacă sistemul este izolat, adică nu schimbă căldură și nici lucru mecanic cu exteriorul, atunci $L = Q = 0$, iar din relația (4.9) rezultă $\Delta U = U_2 - U_1 = 0$ sau $U_1 = U_2$ adică *energia internă a unui sistem izolat se conservă*. Aceste concluzii sunt confirmate de experiența lui Joule prezentată la paragraful 2.2.3.

4.2.3. **Coeficienți calorici.** Când un corp primește sau cedează căldură, atunci temperatura sa se modifică. Între căldura schimbată de un corp și variația temperaturii sale există o dependență care este determinată de *natura corpului și de condițiile fizice*, în care are loc schimbul de căldură. Mărimile ce stabilesc o legătură cantitativă între căldura Q primită sau cedată de un corp și variația temperaturii sale ΔT se numesc coeficienți calorici.

Înainte de a-i defini, amintim că pentru măsurarea căldurii Q se folosește în mod curent pe lângă unitatea de măsură din Sistemul Internațional – J (Joule), o altă unitate tolerată – caloria (cal) sau un multiplu al ei kilocaloria (kcal). Caloria este definită în legătură cu proprietățile calorice ale apei, astfel:

caloria de 15° (simbol – cal₁₅) reprezintă căldura necesară unui gram de apă pură pentru a-și ridica temperatura cu 1°C (de la 14,5°C la 15,5°C) printr-o încălzire izobară (sub presiunea de o atmosferă).

Între această unitate și unitatea SI există relația de echivalență:

$$1 \text{ cal}_{15} = 4,1855 \text{ J.}$$

1. **Capacitatea calorică.** Se constată experimental că pentru a încălzi un corp cu ΔT grade este necesar să transmitem corpului căldura Q . Mărimea fizică numeric egală cu căldura necesară pentru a varia temperatura unui corp cu un grad se numește *capacitatea calorică a corpului* și se notează, de obicei, prin C . Valoarea sa este dată de expresia:

$$C = \frac{Q}{\Delta T}. \quad (4.12)$$

Unitatea de măsură pentru capacitatea calorică se stabilește scriind relația de mai sus pentru unitățile de măsură:

$$[C]_{\text{SI}} = \frac{[Q]_{\text{SI}}}{[\Delta T]_{\text{SI}}} = \frac{\text{J}}{\text{K}}.$$

Capacitatea calorică este o caracteristică termică a corpului. Două corpuri, confecționate din același material (Cu, de exemplu), de masă diferită, au capacitatea calorică diferită.

2. **Căldura specifică.** Pentru a caracteriza proprietățile termice ale substanței din care este făcut corpul sau sistemul, independente de mărimea masei, se folosește căldura specifică.

Se numește căldură specifică și se notează cu c , căldura necesară pentru a varia temperatura unității de masă dintr-un corp cu un grad.

Dacă masa corpului este m , atunci căldura specifică are expresia:

$$c = \frac{1}{m} \frac{Q}{\Delta T}. \quad (4.13)$$

Unitatea de măsură pentru c în SI este:

$$[c]_{SI} = \frac{1}{[m]_{SI}} \frac{[Q]_{SI}}{[\Delta T]_{SI}} = \frac{J}{kg \cdot K}.$$

Din relațiile (4.12) și (4.13) se poate stabili o legătură între capacitatea calorică C și căldura specifică c :

$$C = mc. \quad (4.14)$$

3. *Căldura molară* este căldura necesară pentru a varia temperatura unui kilomol dintr-o substanță cu un grad. Dacă ν este numărul de kilomoli, atunci căldura molară va fi:

$$C = \frac{1}{\nu} \frac{Q}{\Delta T}. \quad (4.15)$$

Deoarece *căldura molară este de fapt capacitatea calorică a unui kilomol de substanță*, am folosit aceeași notație C . Unitatea de măsură pentru căldura molară este:

$$[C]_{SI} = \frac{1}{[\nu]_{SI}} \frac{[Q]_{SI}}{[\Delta T]_{SI}} = \frac{J}{kmol \cdot K}.$$

Între căldura molară și căldura specifică se poate stabili relația:

$$C = \mu c. \quad (4.16)$$

Într-adevăr, numărul de kilomoli este $\nu = \frac{m}{\mu}$. Dacă introducem expresia lui ν în (4.15), avem:

$$C = \frac{1}{\frac{m}{\mu}} \frac{Q}{\Delta T} = \mu \cdot \frac{1}{m} \frac{Q}{\Delta T} = \mu c. \quad (4.17)$$

Căldura primită sau cedată de un corp când temperatura lui variază cu ΔT grade poate fi exprimată: $Q = C\Delta T$ (dacă se cunoaște capacitatea lui calorică), $Q = mc\Delta T$ (dacă se cunosc masa și căldura specifică a corpului), $Q = \nu C\Delta T$ (dacă se cunosc numărul de kilomoli și căldura molară). Aceste ecuații se obțin din relațiile (4.12), (4.13) și (4.15).

Căldura pe care o absoarbe un corp sau un sistem depinde de condițiile de încălzire (este funcție de proces). Prin urmare și coeficienții calorici depind de condițiile de încălzire sau răcire a corpurilor, astfel că ele trebuie specificate. De obicei se folosesc căldura specifică și căldura molară la volum constant, notate cu c_v și C_v (când sistemul schimbă căldura la volum constant) și căldura specifică și căldura molară la presiune constantă, notate cu c_p și C_p (când sistemul schimbă căldura la presiune constantă). La gaze $c_p > c_v$ ($C_p > C_v$) și este necesar ca în funcție de condițiile de încălzire să fie folosite corespunzător. La solide și lichide $c_p \approx c_v$ ($C_p \approx C_v$), de aceea la solide și lichide nu se face deosebire între căldurile specifice izobare și izocore.

Căldurile specifice ale gazelor, lichidelor și solidelor la temperaturi apropiate de temperatura camerei nu depind de temperatură. La temperaturi joase, căldurile

specifice depind de temperatură, și anume: când temperatura tinde spre zero absolut, căldurile specifice tind spre zero.

4.2.4. Relația lui Robert Mayer. Folosind primul principiu al termodinamicii se poate stabili o relație între căldurile molare C_p și C_v pentru gazul perfect.

Considerăm un kmol de gaz perfect ce absoarbe căldura Q . Conform primului principiu al termodinamicii:

$$Q = \Delta U + L = \Delta U + p\Delta V. \quad (4.18)$$

Dacă gazul este încălzit izocor ($\Delta V = 0$) deci $L = 0$, atunci $Q_v = \Delta U$. În acest caz, căldura molară izocoră va fi:

$$C_v = \frac{Q_v}{\Delta T} = \frac{\Delta U}{\Delta T}. \quad (4.19)$$

Dacă gazul este încălzit izobar, căldura molară izobară C_p va fi:

$$C_p = \frac{Q_p}{\Delta T} = \frac{\Delta U + p\Delta V}{\Delta T} = \frac{\Delta U}{\Delta T} + \frac{p\Delta V}{\Delta T}. \quad (4.20)$$

Folosind (4.19), avem:

$$C_p = C_v + \frac{p\Delta V}{\Delta T}. \quad (4.21)$$

Din relația (4.21) se vede că C_p este mai mare decât C_v cu o valoare egală cu valoarea lucrului mecanic efectuat de sistem la încălzirea sa izobară cu un grad.

Dar, pentru un kmol de gaz, din ecuația de stare avem: $p\Delta V = R\Delta T$. Înlocuind în (4.21), se obține:

$$C_p = C_v + R. \quad (4.22)$$

Relația obținută se numește *ecuația lui R. Mayer*. Deoarece $C_p = \mu c_p$ și $C_v = \mu c_v$, relația lui R. Mayer poate fi scrisă și pentru căldurile specifice:

$$c_p = c_v + \frac{R}{\mu}. \quad (4.23)$$

PROBLEME REZOLVATE

1. Un corp sferic confecționat din oțel cade liber. În momentul ciocnirii cu pământul (o suprafață dură), viteza corpului este $v = 41$ m/s. Să se calculeze cu cât crește temperatura corpului, dacă după ciocnire el se ridică la înălțimea $h = 1,6$ m. Se presupune că întreaga căldură degajată prin ciocnire este preluată de corp. Se cunosc: căldura specifică a oțelului $c = 460$ J/kg·K și $g = 9,81$ m/s². Se neglijează frecarea și schimbul de căldură dintre corp și aer.

Rezolvare. Energia cinetică pe care o are corpul în momentul ciocnirii se transformă în căldură, care determină încălzirea corpului $Q = mc\Delta T$, și în energie potențială $E_p = mgh$. Din legea de conservare a energiei avem:

$$E_c = Q + E_p \text{ sau } \frac{mv^2}{2} = mc\Delta T + mgh,$$

$$\text{de unde } \Delta T = \frac{v^2 - 2gh}{2c} = \frac{1681 \text{ m}^2/\text{s}^2 - 2 \cdot 9,81 \text{ m/s}^2 \cdot 1,6 \text{ m}}{2 \cdot 460 \text{ J/kg} \cdot \text{K}} = 1,8 \text{ K}.$$

2. Să se afle căldurile specifice c_p și c_v ale unui gaz perfect, dacă se cunosc $\gamma = \frac{C_p}{C_v} = 1,41$ și densitatea gazului în condiții normale $\rho_0 = 1,293$ kg/m³.

Rezolvare. Între căldurile specifice există relația lui Mayer $c_p - c_v = \frac{R}{\mu}$. Din ecuația de stare se

obține: $p_0 = \frac{\rho_0 T_0}{RT_0}$. Înlocuind pe R/μ în ecuația lui Mayer,

$$c_v \left(\frac{c_p}{c_v} - 1 \right) = \frac{p_0}{\rho_0 T_0}$$

sau

$$c_v = \frac{p_0}{\rho_0 T_0 (\gamma - 1)} = \frac{101325 \frac{\text{N}}{\text{m}^2}}{1,293 \text{ kg/m}^3 \cdot 273 \text{ K} (1,41 - 1)} = 700 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}}$$

Valoarea lui c_p rezultă imediat

$$c_p = \gamma c_v = 987 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}}$$

ÎNTREBĂRI, EXERCIȚII, PROBLEME

1. Două baloane identice, închise ermetic, în care se află 1 l de apă, respectiv 1 l de aer sunt încălzite, folosind încălzitoare identice. Care dintre vase se va încălzi mai repede? De ce?

2. În ce caz apa dintr-un vas, de masă neglijabilă, se va încălzi mai mult: dacă în apă este introdusă o bucată de porțelan încălzit sau dacă în apă este introdusă o bucată de metal, având volumul egal cu volumul porțelanului și încălzit la aceeași temperatură? Raportul dintre căldurile specifice ale porțelanului și metalului este de 2/1, iar raportul densităților 2/11.

3. Trei bile confecționate din aluminiu, plumb și fier, având aceeași masă, se încălzesc la aceeași temperatură. Apoi bilele sunt puse simultan pe un bloc de ceară. După un timp oarecare se constată că bila de aluminiu este cufundată în ceară mai mult decât bila de fier, care, la rândul ei, este cufundată mai mult decât cea de plumb. Ce concluzie se poate trage din această experiență?

4. Ce căldură este necesară pentru a încălzi 1 kg de zinc cu 1 K? Dar pentru a încălzi 1 kmol de zinc tot cu 1K? Se cunosc: $c_{Zn} = 400 \text{ J/kg} \cdot \text{K}$ și $\mu_{Zn} = 30 \text{ kg/kmol}$.

R: 400 J; 12 kJ.

5. Ce căldură se degajă la răcirea unui kilogram de nichel de la 293 K la 19°C?

$c_{Ni} = 460 \text{ J/kg} \cdot \text{K}$.

R: 460J.

6. Căldurile specifice izobară, respectiv izocoră ale unui gaz sunt: $c_p = 5,225 \cdot 10^3 \text{ J/kg} \cdot \text{K}$ și $c_v = 3,135 \cdot 10^3 \text{ J/kg} \cdot \text{K}$. Să se afle masa molară a gazului.

$$R: \mu = \frac{R}{c_p - c_v} \cong 4 \text{ kg/kmol.}$$

7. Un termometru, cufundat într-o cantitate $m_1 = 66 \text{ g}$ de apă, își mărește temperatura de la $t_1 = 17,8^\circ\text{C}$ la $t_2 = 32,4^\circ\text{C}$. Să se determine temperatura reală t_x pe care o avea apa înainte de a introduce termometrul în apă. Capacitatea calorică a termometrului este $C = 1,9 \text{ J/K}$, iar căldura specifică a apei $c \cong 4,2 \cdot 10^3 \text{ J/kg} \cdot \text{K}$.

$$R: t_x = \frac{C(t_2 - t_1)}{m_1 c} + t_2 = 32,5^\circ\text{C.}$$

4.2.5. **Expresiile lucrului mecanic, căldurii și variației energiei interne în transformările simple ale gazului ideal.** Vom exprima variația energiei interne $\Delta U = U_2 - U_1$, căldura Q și lucrul mecanic L în cazul proceselor simple ale gazelor ideale.

1. *Transformarea izocoră* ($V = \text{const.}$). În acest proces, volumul gazului nu variază, deci $\Delta V = 0$, și din primul principiu avem:

$$Q = \Delta U. \quad (4.24)$$

Ținând seama de (4.19), avem pentru un kmol de gaz:

$$\Delta U = Q = C_V \Delta T = C_V (T_2 - T_1). \quad (4.25)$$

Deoarece $C_V > 0$ pentru toate substanțele, rezultă că dacă $Q > 0$, atunci $\Delta T > 0$, iar dacă $Q < 0$, atunci $\Delta T < 0$. Adică, temperatura sistemului crește când acesta primește căldură ($Q > 0$) și, invers, ea scade când sistemul cedează căldură ($Q < 0$).

Pentru o masă oarecare de gaz m , avem:

$$\Delta U = Q = \frac{m}{\mu} C_V \Delta T = m c_V \Delta T = m c_V (T_2 - T_1). \quad (4.26)$$

Lucrul mecanic efectuat de gaz este:

$$L = 0.$$

2. *Transformarea izobară* ($p = \text{const.}$). Pentru un kmol de gaz, rezultă din definiția căldurii molare izobare: $C_p = \frac{Q}{\Delta T}$, de unde:

$$Q = C_p \Delta T = C_p (T_2 - T_1). \quad (4.27)$$

Lucrul mecanic are expresia:

$$L = p(V_2 - V_1). \quad (4.28)$$

Pentru o masă m de gaz, avem:

$$Q = \frac{m}{\mu} C_p (T_2 - T_1) = m c_p (T_2 - T_1); \quad \Delta U = \frac{m}{\mu} C_V (T_2 - T_1) = m c_V (T_2 - T_1); \quad L = p(V_2 - V_1).$$

Expresia lucrului mecanic poate fi scrisă și altfel, dacă folosim ecuația de stare și ținem seama că procesul este izobar:

$$L = \frac{m}{\mu} R (T_2 - T_1).$$

Variația energiei interne depinde și în acest caz de C_V și este:

$$\Delta U = Q - L = \nu C_V (T_2 - T_1). \quad (4.29)$$

3. *Transformarea izotermă* ($T = \text{const.}$). Deoarece pentru gazul ideal energia internă depinde numai de temperatura absolută, într-un proces izoterm $\Delta U = 0$. Din primul principiu rezultă:

$$Q = L$$

deci, căldura Q absorbită de sistem este transformată integral în lucru mecanic. După cum am văzut, procesul izoterm se reprezintă grafic în coordonate p, V printr-o hiperbolă echilaterală, ce are ecuația $pV = \text{const.}$, numită izotermă.

Lucrul mecanic efectuat la destinderea izotermă de la volumul inițial V_1 la volumul final V_2 este egal cu aria figurii mărginită de izotermă, de segmentul de pe axa absciselor $V_1 V_2$ și ordonatele punctelor de pe izotermă corespunzătoare volumelor V_1 și V_2 (fig. 4.6).

Se poate arăta că, pentru un kmol de gaz, lucrul mecanic într-o astfel de transformare este:

$L = RT \log_e \frac{V_2}{V_1}$, unde baza e este numărul irațional $e = 2,718...$

Știind relația $\log_a A = \log_b A \cdot \log_a b$ și considerând $a = e$ și $b = 10$, avem:

$$\log_e A = \log_{10} A \cdot \log_e 10.$$

Notând $\log_e A$ prin $\ln A$ și având în vedere că $\log_e 10 = 2,3$, avem:

$$\ln A = 2,3 \lg A. \quad (4.30)$$

Astfel, putem scrie lucrul mecanic sub forma:

$$L = 2,3 RT \cdot \lg \frac{V_2}{V_1}, \quad (4.31)$$

care este expresia analitică a lucrului mecanic efectuat de un kilomol de gaz ideal într-o destindere izotermă de la volumul inițial V_1 , la volumul final V_2 . Acest lucru mecanic, după cum am văzut, este egal cu căldura Q , absorbită de sistem de la corpurile înconjurătoare.

Dacă avem o masă m de gaz perfect, vom obține:

$$L = \nu RT \ln \frac{V_2}{V_1} = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{V_2}{V_1} = 2,3 \frac{m}{\mu} RT \lg \frac{V_2}{V_1}. \quad (4.32)$$

În concluzie, pentru procesul izoterm $T = \text{const.}$, variația energiei interne a gazului este egală cu zero ($U = \text{const.}$)

$$\Delta U = 0,$$

iar căldura absorbită de sistem este egală cu lucrul mecanic efectuat de către sistem asupra mediului înconjurător:

$$Q = L = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{V_2}{V_1} = 2,3 \frac{m}{\mu} RT \lg \frac{V_2}{V_1}, \quad (4.33)$$

T fiind temperatura absolută a gazului în procesul izoterm.

4. Transformarea adiabatică. Un proces sau o transformare se numesc adiabatice dacă sistemul termodinamic nu schimbă (nu primește și nu cedează) căldură cu mediul exterior. Aceasta înseamnă că sistemul trebuie să fie izolat termic de mediul exterior cu ajutorul unui înveliș care să nu permită schimbul de căldură între sistem și mediu. Asemenea înveliș se numește înveliș adiabatic. Matematic, condiția ca un proces să fie adiabatic se scrie:

$$Q = 0. \quad (4.34)$$

Din primul principiu al termodinamicii rezultă

$$L = -\Delta U = -(U_2 - U_1). \quad (4.35)$$

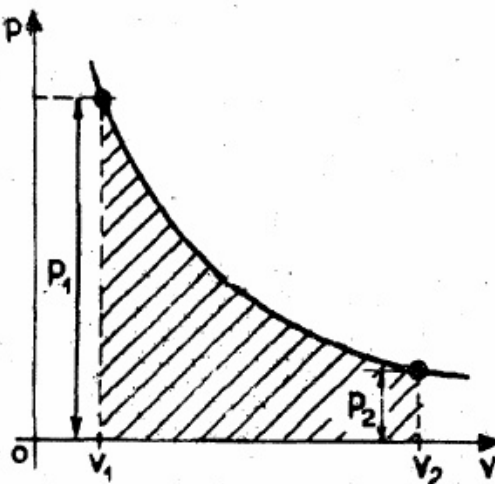


Fig. 4.6: Lucrul mecanic într-un proces izoterm.

Dacă $L < 0$, adică gazul este comprimat adiabatic, atunci energia lui internă crește, iar gazul se încălzește $T_2 > T_1$. Acest fenomen este folosit în motoarele Diesel cu ardere internă pentru aprinderea combustibilului.

Dacă $L > 0$, adică gazul se destinde adiabatic, atunci lucrul mecanic produs de sistem se efectuează pe seama scăderii energiei interne și gazul se răcește ($L > 0$, rezultă că $\Delta U < 0$, adică $U_2 < U_1$). În tehnică, destinderea adiabatică este folosită pentru obținerea temperaturilor coborâte.

Variația energiei interne a gazului ideal depinde numai de variația ΔT a temperaturii. Conform cu (4.19),

$$\Delta U = C_v(T_2 - T_1), \quad (4.36)$$

care reprezintă expresia pentru variația energiei interne a unui kilomol de gaz ideal într-o transformare adiabatică.

Folosind expresia (4.35), avem pentru lucru mecanic:

$$L = -\Delta U = -C_v(T_2 - T_1) = C_v(T_1 - T_2), \quad (4.37)$$

adică, lucrul mecanic efectuat într-un proces adiabatic este direct proporțional cu variația temperaturii gazului. Dacă gazul efectuează lucru mecanic ($L > 0$), atunci $T_2 < T_1$ și gazul se răcește, iar dacă asupra gazului se efectuează lucru mecanic ($L < 0$), $T_2 > T_1$ și gazul se încălzește.

Pentru o masă m de gaz, avem în cazul unui proces adiabatic: $Q = 0$ și

$$L = \frac{m}{\mu} C_v (T_1 - T_2). \quad (4.38)$$

Ecuția transformării adiabatică a fost stabilită în anul 1823 de fizicianul francez Poisson (1781–1840) și mai poartă denumirea de *ecuația lui Poisson*. Ea are forma:

$$pV^\gamma = \text{const.}, \quad (4.39)$$

unde raportul $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ poartă denumirea de exponent adiabatic. Folosind ecuația de stare a gazului ideal pentru 1 kmol, $pV = RT$, ecuația adiabatei se mai poate scrie:

$$TV^{\gamma-1} = \text{const.} \quad (4.40)$$

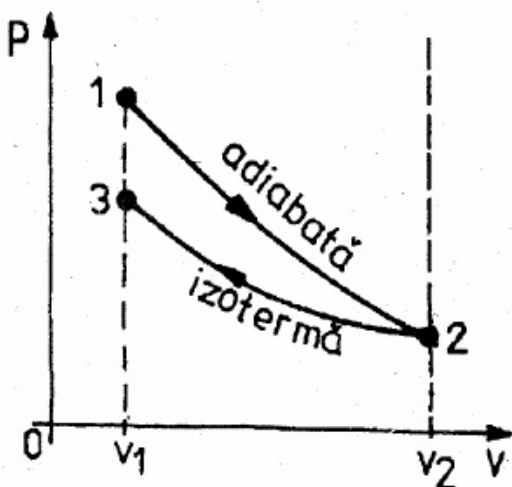


Fig. 4.7. Graficul adiabatei este mai înclinat decât graficul izotermei.

Deoarece $C_p > C_v$ exponentul adiabatic este mai mare decât unu ($\gamma > 1$), aceasta înseamnă că graficul adiabatei, de ecuație $pV^\gamma = \text{const.}$, în coordonate p, V va fi mai înclinat decât graficul izotermei, de ecuație $pV = \text{const.}$ (fig. 4.7). Deci, pentru aceeași destindere a gazului ΔV , presiunea scade mai repede într-un proces adiabatic decât într-un proces izoterm ($\Delta p_{\text{adiabatic}} > \Delta p_{\text{izoterm}}$ pentru același ΔV). Aceasta se explică prin faptul că, în procesul adiabatic, în același timp cu destinderea gazului are loc și răcirea sa, iar răcirea face ca presiunea să scadă mai rapid decât în procesul izoterm.

PROBLEME REZOLVATE

1. Aerul aflat într-un vas de volum $V = 0,2 \text{ m}^3$ la presiunea $p_1 = 2 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2$ este răcit izocor, pierzând prin răcire căldura $Q = 50 \text{ kJ}$. Să se afle: a) presiunea finală; b) lucrul mecanic efectuat; c) variația energiei interne. Căldura molară izocoră a aerului $C_v = \frac{5}{2} R$ (R – constanta universală a gazelor).

Rezolvare

a) Căldura cedată de aer este:

$$|Q| = \nu C_v (T_1 - T_2), \quad (1)$$

unde ν este numărul de kmoli de aer, iar T_1 și T_2 temperaturile inițială, respectiv finală. Datorită răcirii,

$T_1 > T_2$. Din ecuațiile de stare avem: $T_1 = \frac{p_1 V}{\nu R}$ și $T_2 = \frac{p_2 V}{\nu R}$. Înlocuind în (1) pe T_1 , T_2 și C_v , rezultă:

$$Q = 5/2 \cdot \nu (p_1 - p_2) V,$$

de unde:

$$p_2 = p_1 - \frac{2Q}{5V} = 2 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2 - \frac{2}{5} \cdot \frac{5 \cdot 10^4 \text{ J}}{0,2 \text{ m}^3} = 10^5 \text{ N/m}^2.$$

b) Transformarea fiind izocoră $L = 0$.

c) Din primul principiu al termodinamicii rezultă

$$\Delta U = Q = 50 \text{ kJ}.$$

2. O masă $m = 10 \text{ g}$ de oxigen ($\mu = 32 \text{ kg/kmol}$) se află la presiunea $p = 3 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2$ și la temperatura $t = 10^\circ \text{C}$. După încălzirea izobară, gazul ocupă volumul $V_2 = 10 \text{ l}$. Să se afle: a) căldura absorbită de gaz; b) lucrul mecanic efectuat de gaz prin destindere; c) variația energiei interne. Se cunoaște căldura molară izobară $C_p = (7/2)R$.

Rezolvare: a) Căldura absorbită de gaz va fi:

$$Q_p = \nu C_p (T_2 - T_1) = \frac{m}{\mu} C_p (T_2 - T_1). \quad (1)$$

Temperatura T_2 o exprimăm din ecuația de stare $T_2 = \frac{pV_2}{mR}$.

Înlocuim pe T_2 în (1) și obținem:

$$Q_p = \frac{m}{\mu} C_p \left(\frac{pV_2}{mR} - T_1 \right) = 7,92 \cdot 10^3 \text{ J}.$$

b) Transformarea fiind izobară, lucrul mecanic va fi $L = p(V_2 - V_1)$. Folosind ecuația de stare $pV_1 = \nu RT_1$, avem:

$$L = pV_2 - \frac{m}{\mu} RT_1 = 2,265 \cdot 10^3 \text{ J}.$$

c) Din primul principiu, avem:

$$\Delta U = Q - L = 5,655 \cdot 10^3 \text{ J}.$$

3. O masă $m = 2 \text{ kg}$ de oxigen ocupă volumul $V_1 = 1 \text{ m}^3$ la presiunea $p_1 = 2 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2$. Gazul este încălzit izobar și se destinde până la volumul $V_2 = 3 \text{ m}^3$, apoi izocor până la presiunea devine $p_3 = 5 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2$. Să se afle: a) variația energiei interne; b) lucrul mecanic efectuat de gaz; c) căldura absorbită de gaz. Se cunoaște $C_v = (5/2)R$.

Rezolvare

a) Variația energiei interne a gazului la trecerea din starea inițială în cea finală este:

$$\Delta U = \nu C_V \Delta T = \frac{m}{\mu} C_V (T_2 - T_1). \quad (1)$$

Temperaturile T_1 și T_2 le obținem din ecuațiile de stare:

$$T_1 = \frac{\mu}{m} \frac{p_1 V_1}{R}, \quad T_2 = \frac{\mu}{m} \frac{p_3 V_2}{R}.$$

Înlocuim în (1)

$$\Delta U = \frac{m}{\mu} C_V \frac{\mu}{m} \frac{1}{R} (p_3 V_2 - p_1 V_1) = \frac{5}{2} (p_3 V_2 - p_1 V_1) = 3,25 \cdot 10^6 \text{ J}.$$

b) Lucrul mecanic total, la trecerea din starea 1 în starea 3, este

$$L = L_{12} + L_{23}. \quad (2)$$

Dar, $L_{12} = p_1(V_2 - V_1)$, iar $L_{23} = 0$, deoarece transformarea 2-3 este izocoră. Deci,

$$L = L_{12} = p_1(V_2 - V_1) = 0,4 \cdot 10^6 \text{ J}.$$

c) Din primul principiu al termodinamicii, rezultă

$$Q = \Delta U + L = 3,25 \cdot 10^6 \text{ J} + 0,4 \cdot 10^6 \text{ J} = 3,65 \text{ MJ}.$$

ÎNTREBĂRI, EXERCITII, PROBLEME

1. O masă de azot ($\mu = 28 \text{ kg/kmol}$) $m = 70 \text{ kg}$ este încălzită cu $\Delta T = 150 \text{ K}$ la volum constant. Să se afle: a) căldura Q_v absorbită; b) variația energiei interne ΔU ; c) lucrul mecanic efectuat de gaz. Pentru azot $C_v = (5/2)R$.

$$\mathbf{R: a) } Q_v = \nu C_v \Delta T = 7,79 \text{ MJ; b) } \Delta U = Q_v = 7,79 \text{ MJ; c) } L = 0.$$

2. Într-o incintă de volum $V_1 = 10 \text{ m}^3$ se află hidrogen la presiunea $p_1 = 10^5 \text{ N/m}^2$. Gazul este încălzit la volum constant până când presiunea sa devine $p_2 = 3 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2$. Să se afle: a) variația energiei interne ΔU a gazului; b) lucrul mecanic efectuat de gaz; c) căldura Q_v absorbită de gaz. Pentru hidrogen $C_v = (5/2)R$.

$$\mathbf{R: a) } \Delta U = 5 \text{ MJ; b) } L = 0; \text{ c) } Q_v = \Delta U = 5 \text{ MJ}.$$

3. O cantitate de $\nu = 2 \text{ kmol}$ de dioxid de carbon este încălzită la presiune constantă cu $\Delta T = 50 \text{ K}$. Să se afle: a) variația energiei interne ΔU a gazului; b) lucrul mecanic efectuat de gaz; c) căldura Q_p absorbită. Se cunoaște $C_p = 4 R$.

$$\mathbf{R: a) } \Delta U = 2,493 \text{ MJ; b) } L = 831 \text{ kJ; c) } Q_p = 3 \text{ 324 kJ}.$$

4. Un gaz ocupă volumul $V_1 = 5 \text{ l}$ la presiunea $p_1 = 2 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2$ și temperatura $t_1 = 17^\circ \text{C}$. Gazul este încălzit izobar și efectuează un lucru mecanic $L = 196 \text{ J}$. Să se afle cu cât s-a încălzit gazul.

$$\mathbf{R: } \Delta T = \frac{L T_1}{p_1 V_1} = 57 \text{ K}.$$

5. Într-un cilindru cu piston mobil fără frecări se află o masă $m = 1 \text{ kg}$ de azot ($\mu = 28 \text{ kg/kmol}$). a) Ce căldură absoarbe gazul pentru ca temperatura lui să crească cu $\Delta T = 10 \text{ K}$? b) Să se afle înălțimea Δh cu care se ridică pistonul după încălzirea gazului. Greutatea pistonului $G = 9,8 \text{ N}$, secțiunea sa $S = 1 \text{ m}^2$. Presiunea atmosferică deasupra pistonului $p_0 = 1 \text{ atm}$. Pentru azot $C_p = (7/2)R$.

$$\mathbf{R: a) } Q_p = \nu C_p \Delta T = 10,4 \text{ kJ; b) } \Delta h = \frac{\nu R \Delta T}{S p_0 + G} = 2,9 \text{ cm}.$$

4.3. PRINCIPIUL AL DOILEA AL TERMODINAMICII

4.3.1. **Lucrul mecanic în transformări ciclice monoterme. Formularea Thomson pentru principiul al doilea al termodinamicii.** Dacă un sistem termodinamic efectuează o transformare ciclică, atunci conform principiului întâi al termodinamicii $\Delta U = 0$, deci

$$L = Q. \quad (4.41)$$

Egalitatea de mai sus poate fi satisfăcută în următoarele trei cazuri:

- a) $L = Q = 0$, deci sistemul nu schimbă cu exteriorul nici lucru mecanic, nici căldură;
- b) $L = Q < 0$, adică sistemul primește lucru mecanic și cedează căldură;
- c) $L = Q > 0$, deci sistemul primește căldură și cedează lucru mecanic.

Când se realizează cazul al treilea, sistemul cedează lucru mecanic în exterior la fiecare repetare a transformării ciclice. Un asemenea dispozitiv este numit mașină termică. Principiul întâi al termodinamicii permite atât transformarea *integrală* a lucrului mecanic în căldură, cât și a căldurii în lucru mecanic. Trebuie remarcat că, pentru a transforma integral căldura în lucru mecanic, mașina termică ar trebui să preia căldura de la un corp de temperatură dată, fără a mai ceda căldură unui alt corp, deoarece am presupus că întreaga cantitate de căldură a fost transformată în lucru mecanic. Transformarea integrală a căldurii în lucru mecanic ar impune deci ca mașina termică să schimbe căldura cu *un singur corp*, sau, cum se mai spune, cu un singur termostat. Experiența ne arată că în realitate nu este posibilă transformarea integrală a căldurii în lucru mecanic, adică nu este posibilă obținerea de lucru mecanic într-o transformare ciclică în care mașina termică schimbă căldură cu un singur termostat. Într-adevăr, în caz contrar, ar fi posibilă construirea unei mașini termice care să transforme în lucru mecanic căldura practic infinită existentă în apa mărilor sau în aerul atmosferei. Transformarea în care sistemul schimbă căldura cu un singur termostat se numește transformare monotermă.

Pentru a exprima imposibilitatea transformării integrale a căldurii în lucru mecanic, W. Thomson (lord Kelvin) a formulat următorul principiu:

Într-o transformare ciclică monotermă, sistemul nu poate ceda lucru mecanic în exterior. Dacă transformarea ciclică monotermă este și ireversibilă, atunci sistemul primește lucru mecanic din exterior.

Deoarece transformarea este presupusă ciclică, pe baza principiului întâi $\Delta U = 0$ și $L = Q$.

Conform acestui principiu și având în vedere convențiile de semn pentru L și Q , rezultă că într-o transformare ciclică monotermă $L \leq 0$ și $Q \leq 0$. Dacă transformarea este și ireversibilă, atunci $L_{\text{irev}} < 0$ și $Q_{\text{irev}} < 0$, deci sistemul, primind lucru mecanic, cedează căldura unicului termostat cu care este în contact termic.

Într-o transformare monotermă *ne*ciclică este însă posibilă transformarea integrală a căldurii primite în lucru mecanic. Ne putem convinge imediat de aceasta considerând o destindere izotermă a unui gaz ideal, deci o transformare monotermă. Deoarece pentru gazul ideal energia internă depinde doar de temperatură, în

transformarea izotermă $\Delta U = 0$, deci $L_{rev} = Q_{rev}$, unde $L_{rev} = 2,3 RT \lg \frac{V_f}{V_i} > 0$, deoarece volumul final V_f este mai mare decât volumul inițial V_i . Înseamnă că sistemul primind căldura Q_{rev} , o transformă integral în lucru mecanic dar transformarea nu este ciclică, deoarece volumul final nu coincide cu cel inițial.

4.3.2. Lucrul mecanic într-o transformare ciclică bitermă. Principiul al doilea al termodinamicii în formularea lui R. Clausius. Să mai observăm că formularea lui Thomson lasă posibilitatea constatării că se obține lucru mecanic de la un sistem care efectuează o transformare ciclică în care schimbă căldură cu două termostate de temperaturi diferite T_1 și T_2 . O transformare în care sistemul schimbă căldură cu două termostate de temperaturi diferite se numește transformare bitermă. Dacă presupunem că $T_1 > T_2$, atunci sistemul primind căldura $Q_1 > 0$ de la termostatul de temperatură mai mare cedează căldura $Q_2 < 0$ termostatului de temperatură mai joasă, transformând în lucru mecanic diferența valorilor absolute ale acestor cantități de căldură. Într-adevăr, căldura totală schimbată de sistem cu exteriorul este $Q = Q_1 + Q_2 = Q_1 - |Q_2|$, deci conform principiului întâi:

$$\Delta U = Q - L = Q_1 - |Q_2| - L.$$

Dar $\Delta U = 0$, deoarece transformarea este ciclică, deci lucrul mecanic efectuat de sistem este:

$$L = Q_1 - |Q_2| > 0.$$

Evident că în transformarea ciclică bitermă nu se poate ca întreaga cantitate de căldură Q_1 primită de sistem să se transforme în lucru mecanic, ci doar diferența $Q_1 - |Q_2|$.

Randamentul unei mașini termice care efectuează o transformare ciclică bitermă va fi:

$$\eta = \frac{L}{Q_1} = \frac{Q_1 - |Q_2|}{Q_1} = 1 - \frac{|Q_2|}{Q_1} < 1, \quad (4.42)$$

deoarece întotdeauna $Q_2 \neq 0$ (dacă $Q_2 = 0$, transformarea ar fi monotermă și nu ar fi posibilă producerea de lucru mecanic).

Experiența ne arată că întotdeauna când aducem în contact termic două corpuri aflate la temperaturi diferite, căldura Q schimbată este cedată de corpul mai cald corpului mai rece. Acest schimb se produce *de la sine*, în mod natural, fără nici o intervenție din exterior, în corpurile exterioare neproducându-se nici un fel de schimbări. Afirmăm că cedarea de căldură de către corpul cald corpului rece este o transformare care se petrece spontan. În nici o experiență nu s-a constatat trecerea spontană a căldurii de la un corp rece la unul cald.

Generalizând aceste fapte experimentale, R. Clausius a formulat principiul al doilea al termodinamicii astfel:

Nu este posibilă o transformare care să aibă ca rezultat trecerea de la sine a căldurii de la un corp cu o temperatură dată la un corp cu temperatură mai ridicată.

Se observă din această formulare că principiul al doilea nu exclude procesul de trecere a căldurii de la un corp de temperatură mai scăzută (corpul rece) la unul de temperatură mai ridicată (corpul cald) dacă se intervine din exterior, se afirmă doar că acest proces nu poate decurge spontan, adică de la sine (fără o intervenție din exterior).

4.3.3. Ciclul Carnot. Formularea Carnot pentru principiul II al termodinamicii.

Ciclul Carnot este o transformare ciclică cvasistatică formată din două izoterme și două adiabate. El a fost propus de Carnot (de aici și denumirea) care căuta să îmbunătățească randamentul motoarelor termice. S-a constatat că acest ciclu nu poate fi realizat în nici un motor real, că este deci un ciclu teoretic, un ciclu ideal, al cărui studiu a jucat însă un rol însemnat în dezvoltarea teoriei motoarelor termice.

Pentru a studia un ciclu Carnot vom folosi drept substanță de lucru ν kilomoli de gaz ideal închis într-un cilindru cu piston mobil. Pereteii cilindrilor și pistonul sunt confecționați dintr-un material perfect termoizolant (înveliș adiabatic) care nu permit schimbul de căldură între gaz și exterior, iar fundul cilindrilor este confecționat dintr-un material termoconductor ideal. Fie T_1, p_1 și V_1 parametrii gazului în starea inițială. Aducem cilindrul cu gaz pe un încălzitor (fig. 4.8, a) a cărui temperatură este tot timpul constantă și egală cu T_1 și care constituie deci un termostat. Gazul va absorbi de la termostatul care constituie sursa caldă – căldura Q_1 și se va distinde izoterm și cvasistatic de la volumul V_1 la V_2 , efectuând lucrul mecanic L_{12} . În coordonate p, V , transformarea este reprezentată prin izoterma 1–2. Aducem cilindrul cu gaz pe o suprafață termoizolantă (fig. 4.8, b) și lășăm gazul să se distindă adiabetic până la volumul V_3 , efectuând lucrul mecanic L_{23} . Grafic, procesul este reprezentat de adiabata 2–3. În urma distinderii adiabatice, gazul se răcește astfel că în starea 3 va avea temperatura $T_2 < T_1$. Aducem acum cilindrul cu gaz în contact cu sursa rece care constituie un termostat aflat la temperatura T_2 . Comprimăm izoterm și cvasistatic gazul de la volumul V_3 la V_4 (izoterma 3–4). În decursul comprimării izoterme, gazul cedează sursei reci căldura Q_2 , primind lucrul mecanic L_{34} . Apoi aducem cilindrul cu gaz pe suprafața termoizolantă și comprimăm adiabetic gazul de la V_4 la V_1 . În urma acestei comprimări, temperatura lui va crește de la T_2 la T_1 și gazul primind lucrul mecanic L_{41} revine în starea inițială (adiabata 4–1).

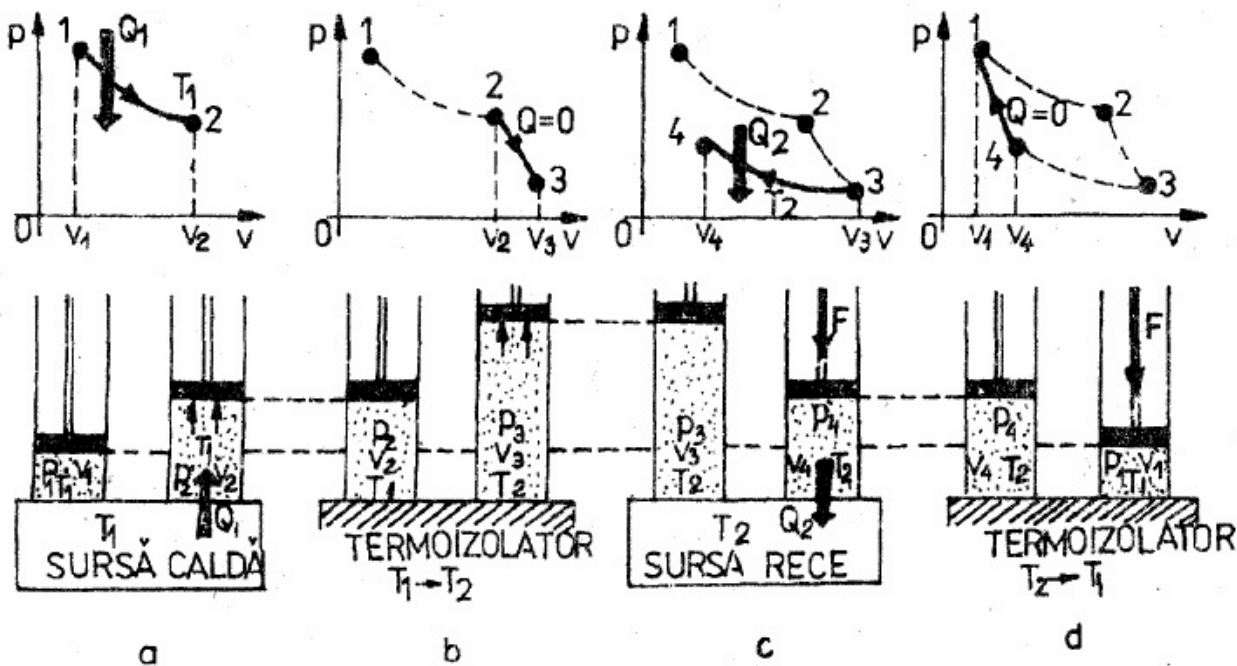


Fig. 4.8. Studiul ciclului Carnot.

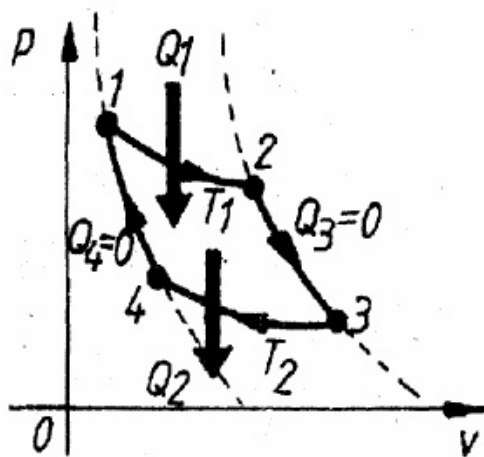


Fig. 4.9. Ciclul Carnot.

Dacă reprezentăm cele patru transformări succesive pe un singur grafic, în coordonate p, V , obținem o transformare ciclică, reversibilă care este tocmai ciclul Carnot, (figura 4.9).

Randamentul ciclului Carnot se calculează folosind relația $\eta = 1 - \frac{|Q_2|}{Q_1}$, unde Q_1 este căldura primită, iar Q_2 căldura cedată de substanța de lucru pe ciclu. După cum rezultă din fig. 4.9, Q_1 este căldura absorbită de gazul ideal în destinderea izotermă 1-2, iar Q_2 este căldura cedată în comprimarea izotermă 3-4, deoarece în transformările adiabatică 2-3 și 4-1 nu are loc schimb de căldură. Folosind expresia pentru căldura schimbată într-un proces izoterm (4.33), rezultă:

$$Q_1 = L_{12} = \nu RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1}; |Q_2| = L_{34} = \nu RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4}.$$

Înlocuind Q_1 și $|Q_2|$ în expresia randamentului, avem:

$$\eta_c = 1 - \frac{\nu RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4}}{\nu RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1}}. \quad (4.43)$$

Se poate arăta ușor că rapoartele $\frac{V_2}{V_1}$ și $\frac{V_3}{V_4}$ sunt egale între ele. Într-adevăr, stările 2 și 3 se află pe adiabata 2-3, astfel că avem (conform cu 4.40):

$$T_1 V_2^{\gamma-1} = T_2 V_3^{\gamma-1},$$

iar stările 1 și 4 se află pe adiabata 4-1, astfel că se poate scrie:

$$T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_4^{\gamma-1}.$$

După împărțirea primei relații prin a doua, termen cu termen, avem:

$$\left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{\gamma-1} = \left(\frac{V_3}{V_4}\right)^{\gamma-1},$$

de unde rezultă:

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4}.$$

Dacă aceste rapoarte sunt egale înseamnă că și $\ln \frac{V_2}{V_1} = \ln \frac{V_3}{V_4}$, iar după simplificare în (4.43) prin $\nu R \ln \frac{V_2}{V_1}$, expresia randamentului termic al ciclului Carnot devine:

$$\eta_c = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \quad (4.44)$$

Din (4.44) rezultă: 1) randamentul ciclului Carnot nu depinde de natura substanței de lucru (în expresia lui nu apare nici o caracteristică a gazului ideal cu care s-a realizat ciclul), ci depinde numai de temperatura absolută a surselor de căldură folosite; 2) randamentul ciclului Carnot este subunitar ($\eta_c < 1$), deoarece totdeauna temperatura sursei calde este mai mare decât temperatura sursei reci ($T_1 > T_2$).

Din studiul ciclului Carnot și al motoarelor termice reale, rezultă o consecință foarte importantă: randamentul unei mașini termice reale, $\eta_{\text{real}} = 1 - \frac{|Q_2|}{Q_1}$, care funcționează ciclic între două termostate de temperaturi T_1 și T_2 ($T_1 > T_2$) este întotdeauna mai mic decât randamentul unui ciclu Carnot reversibil $\eta_c = 1 - \frac{T_2}{T_1}$ care funcționează între aceleași termostate. Matematic, se poate scrie:

$$\eta_{\text{real}} < \eta_c \quad (4.45)$$

4.3.4. Tipuri de motoare termice (principiul de funcționare). Căldura, pe care motoarele termice o transformă parțial în lucru mecanic, se obține prin arderea în motor a unui combustibil (cărbune, păcură, benzină, motorină, hidrogen ș.a.). Această căldură este transmisă substanței de lucru (aer, abur, gaze de ardere) care își mărește presiunea și apasă pe pistonul mobil al unui cilindru (sau pe o paletă în cazul turbinelor) punându-l în mișcare. Se produce în acest fel lucru mecanic. În funcție de construcția motorului, combustibilul arde în exteriorul cilindrului cu piston mobil sau în interiorul său. După acest criteriu, motoarele termice se împart în două grupe: 1) motoare termice cu ardere externă (de exemplu: locomotiva cu aburi, turbina cu aburi ș.a.) – și 2) motoare termice cu ardere internă (de exemplu: motoarele cu aprindere prin scânteie, motoarele Diesel, motoarele cu reacție ș.a.). Deoarece motoarele termice cu ardere internă sunt cele mai răspândite în ultimul timp, vom analiza modul de funcționare a două tipuri de motoare din această categorie: motorul cu aprindere prin scânteie (motorul Otto) și motorul Diesel.

Motorul Otto folosește drept combustibil vapori de benzină amestecați cu aer. Acest amestec este absorbit într-un cilindru cu piston și aprins cu ajutorul unei scânteie electrice, produsă de bujii (de aici și denumirea de motor cu aprindere prin scânteie). Prin arderea combustibilului rezultă gaze de ardere la temperatură și presiune ridicate. Acestea apasă asupra pistonului și îl pun în mișcare. La piston este legată o bielă și de bielă o manivelă, prin intermediul căroră mișcarea rectilinie alternativă a pistonului este transformată în mișcare circulară continuă. În mișcarea următoare a pistonului, în sens invers, gazele de ardere destinse sunt eliminate din cilindru, după care se aspiră o nouă cantitate de amestec de vapori de benzină cu aer și ciclul se repetă din nou. Succesiunea de transformări la care participă substanța de lucru (gazele de ardere) reprezintă *ciclul* de funcționare al motorului, iar perioada corespunzătoare deplasării pistonului, de la un capăt la celălalt al cilindrului (mai exact între punctul mort superior și punctul mort inferior) poartă denumirea de *timp*. Motorul Otto este un motor în patru timpi, iar ciclul de funcționare este format din două adiabate și două izocore. Să vedem cum se realizează acest ciclu în motor și ce înseamnă cei patru timpi de funcționare ai motorului.

Timpul 1 – aspirația. Pistonul coboară în cilindru (fig. 4.10, a). În momentul începerii acestei mișcări, supapa de admisie se deschide și, datorită presiunii care se formează, amestecul de vapori de benzină cu aer, format în carburator, este absorbit în cilindru la presiune constantă p_1 (presiunea atmosferică). În coordonatele p și V , absorbția este reprezentată prin izobara $A-1$ ($p_1 = \text{const.}$, fig. 4.11). Aspirația

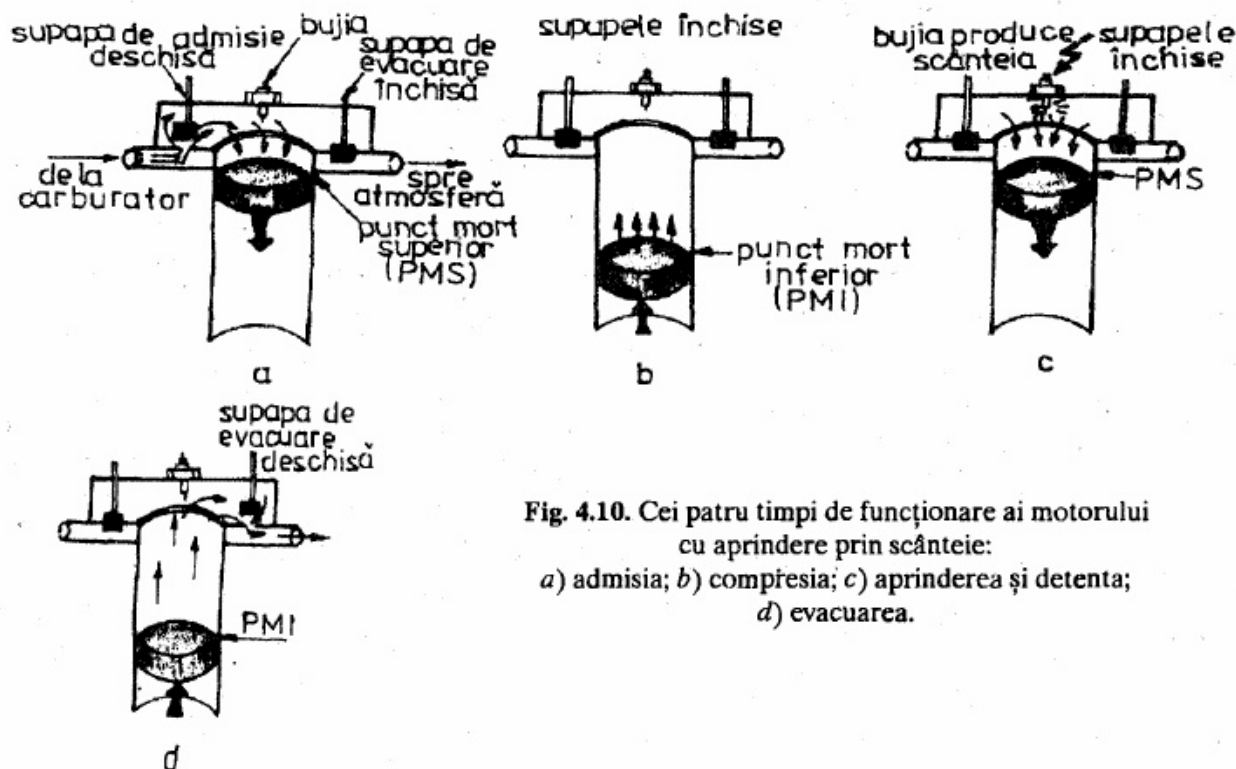


Fig. 4.10. Cei patru timpi de funcționare ai motorului cu aprindere prin scânteie:
 a) admisia; b) comprimarea; c) aprinderea și detenta;
 d) evacuarea.

amestecului are loc în tot intervalul de timp în care pistonul se mișcă de la punctul mort superior la punctul mort inferior.

Timpul 2 – comprimarea. În momentul în care pistonul a ajuns la punctul mort inferior, ambele supape se închid, iar pistonul se mișcă spre punctul superior (fig. 4.10, b) comprimând amestecul carburant. Comprimarea se face de la presiunea p_1 până la presiunea p_2 . Deoarece mișcarea pistonului este rapidă, comprimarea este adiabatică. Acest proces este reprezentat în diagrama p, V prin adiabata 1–2 (fig. 4.11). Comprimarea are loc în timpul mișcării pistonului la punctul mort superior.

Timpul 3 – aprinderea și detenta. La sfârșitul comprimării, când pistonul a ajuns la punctul mort superior și ambele supape sunt închise, se produce o scânteie electrică între electrozii bujiei (fig. 4.10, c). Scânteia aprinde amestecul carburant, care începe să ardă progresiv, în toată masa lui. Temperatura gazelor rezultate prin ardere crește brusc la cca $2\,000^\circ\text{C}$, iar presiunea la aproximativ 25 atm. Datorită inerției, pistonul nu este pus imediat în mișcare, astfel că acest proces al substanței de lucru este izocor (procesul 2–3, diagrama p, V). În timpul arderii combustibilului se degajă căldura Q_1 , care reprezintă căldura primită de motor. Gazele produc o forță mare de apăsare asupra pistonului și îl împing în jos spre punctul mort inferior, efectuând lucru mecanic. Pe măsură ce pistonul coboară, gazele se destind – are loc detenta. Destinderea gazelor este adi-

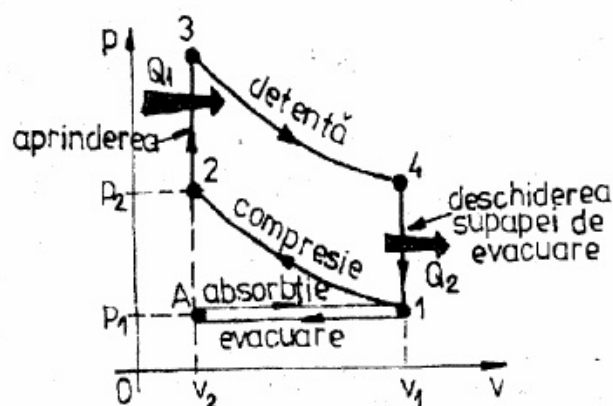


Fig. 4.11. Schema de funcționare a motorului Otto.

abatică și procesul este reprezentat grafic prin adiabata 3-4. Când pistonul ajunge aproape de punctul mort inferior se deschide supapa de evacuare, care face legătura între cilindru și aerul exterior. Presiunea scade brusc până la valoarea presiunii atmosferice p_1 (acest proces este reprezentat prin izocora 4-1, pe diagrama p, V). În acest proces, substanța de lucru cedează în exterior cantitatea de căldură Q_2 .

Timpul 4 – evacuarea. Supapa de evacuare este deschisă (fig. 4.10, d). Pistonul ajuns la punctul mort inferior, se mișcă în sus, spre punctul mort superior, și împinge afară, în atmosferă (la presiune constantă p_1) gazele arse și destinse (dreapta 1-4 din diagrama p, V). Când pistonul ajunge la punctul mort superior, timpul 4 se termină și motorul reîncepe un alt ciclu cu aspirația amestecului carburant. Din cei patru timpi de funcționare ai motorului, numai în unul singur (timpul trei) se produce lucru mecanic.

Vom calcula randamentul motorului Otto, presupunând că este cunoscut raportul de compresie al motorului $\varepsilon = \frac{V_1}{V_2}$.

Din definiție, randamentul este:

$$\eta = \frac{Q_1 - |Q_2|}{Q_1} = 1 - \frac{|Q_2|}{Q_1}.$$

Dar, motorul primește căldura Q_1 în procesul izocor 2-3 și cedează căldura Q_2 în procesul izocor 4-1 (fig. 4.11), astfel că:

$$Q_1 = \nu C_v(T_3 - T_2) \quad ; \quad |Q_2| = \nu C_v(T_4 - T_1).$$

Înlocuind în expresia randamentului, se obține:

$$\eta = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2}.$$

Stările 1 și 2 se găsesc pe aceeași adiabată, deci putem scrie:

$$T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_2^{\gamma-1} \text{ sau } \frac{T_2}{T_1} = \varepsilon^{\gamma-1}, \text{ de unde } T_2 = T_1 \varepsilon^{\gamma-1}.$$

Stările 3 și 4 se găsesc și ele pe aceeași adiabată (alta decât aceea pe care se găsesc stările 1 și 2), deci $T_3 V_3^{\gamma-1} = T_4 V_4^{\gamma-1}$ sau $\frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{V_4}{V_3}\right)^{\gamma-1}$. Dar $V_4 = V_1$ și $V_3 = V_2$, astfel că $T_3 = T_4 \varepsilon^{\gamma-1}$. Înlocuind pe T_3 și T_2 în expresia randamentului, se obține:

$$\eta = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\gamma-1}},$$

care este tocmai randamentul motorului Otto, exprimat prin raportul de compresie.

Motorul Diesel sau motorul cu aprindere prin compresie este asemănător prin construcție cu motorul cu aprindere prin scânteie. Locul sistemului de aprindere, însă, este luat de o pompă cu injecție care injectează în cilindrul motorului combustibil (motorină) la presiune ridicată. Modul de funcționare al unui motor Diesel în 4 timpi este următorul:

Timpul 1 – aspirația. În cilindru se aspiră aer din atmosferă la presiunea p_1 , prin supapa de admisie, în timp ce pistonul se deplasează în jos, de la punctul mort superior

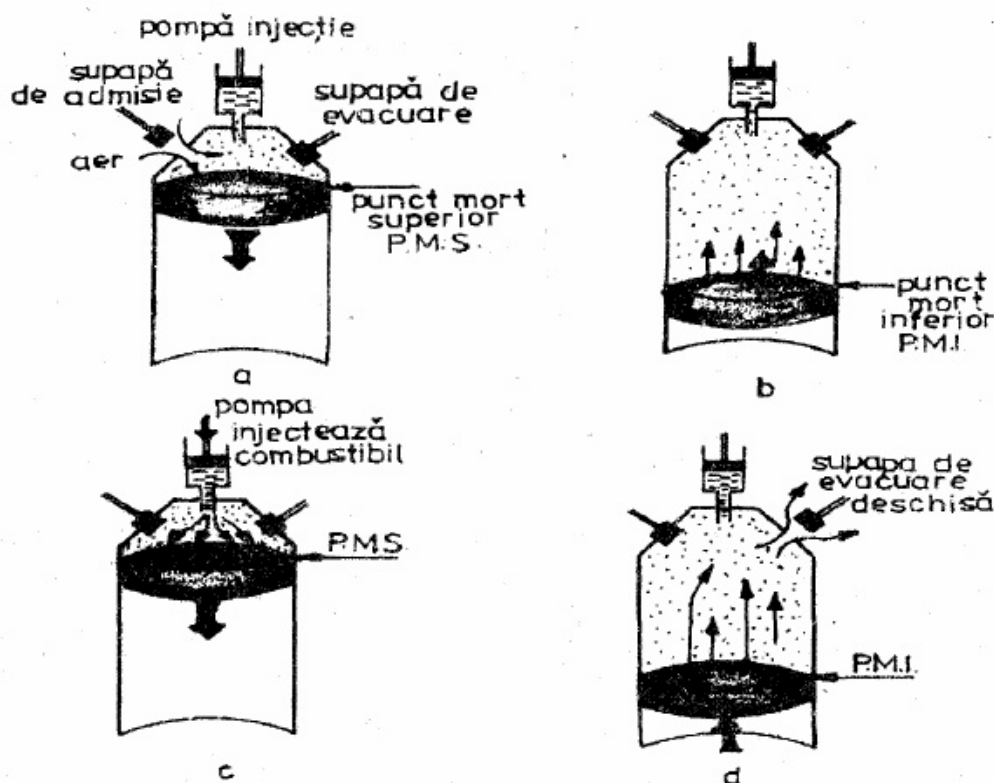


Fig. 4.12. Cei patru timpi de funcționare ai unui motor Diesel:
 a) absorbția; b) compresia; c) injecția, aprinderea și detenta; d) evacuarea.

spre punctul mort inferior. Supapa de evacuare este închisă (fig. 4.12, a). În coordonate p, V , procesul este reprezentat prin izobara $A-1$ din figura 4.13.

Timpul 2 – compresia. În momentul în care pistonul a ajuns la punctul mort inferior se închide și supapa de admisie. Pistonul începe mișcarea spre punctul mort superior și comprimă adiabetic aerul absorbit în timpul 1 (fig. 4.12, b). Compresia, la aceste motoare, este mult mai mare decât la cele cu aprindere prin scânteie. La sfârșitul compresiei, când pistonul ajunge la punctul mort superior, presiunea aerului p_2 este de cca 35-50 atm, iar temperatura de cca. 700-800°C. Procesul este reprezentat prin adiabata 1-2 în figura 4.13.

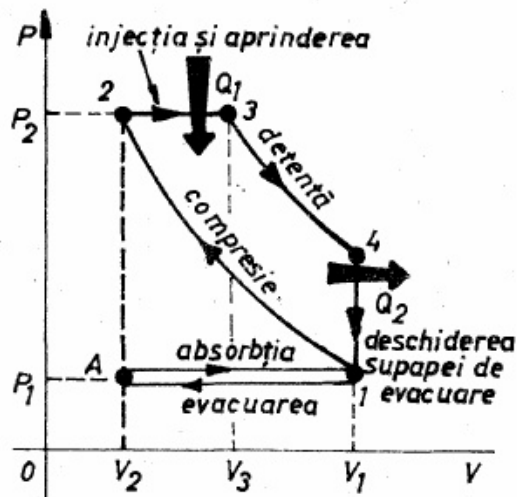


Fig. 4.13. Ciclul de funcționare al motorului Diesel.

Timpul 3 – arderea și detenta (fig. 4.12, c). Când a încetat compresia (pistonul la punctul mort superior), pompa de injecție pulverizează picături extrem de mici (ca o ceață) de motorină în cilindru. Pe măsură ce pătrund în aerul comprimat, încălzit la 700°C, fiecare picătură se încălzește, se aprinde și arde, degajând căldură și gaze de ardere. Procesul de ardere este izobar, deoarece arderea este lentă (ea se face pe măsură ce combustibilul este injectat) și pistonul reușește să se deplaseze. Arderea este reprezentată prin izobara 2-3. Prin arderea combustibi-

lului se produce o mare cantitate de căldură Q_1 . Aceasta mărește presiunea gazelor de ardere, care apasă puternic pe piston, care produce lucru mecanic în mișcarea sa spre punctul mort inferior. Timpul 3 este timp motor. Efectuând lucru mecanic, gazele se destind adiabetic, curba 3-4 (fig. 4.13).

Timpul 4 – evacuarea (fig. 4.12, d). Cu puțin înainte ca pistonul să ajungă la punctul mort inferior, se deschide supapa de evacuare. Presiunea scade brusc la valoarea presiunii atmosferice, la volum constant și sistemul cedează în exterior căldura Q_2 . Pistonul începe să se miște spre punctul mort superior și evacuează gazele de ardere. Când a ajuns la capătul cursei se deschide supapa de admisie și ciclul se repetă.

Randamentul motorului Diesel este superior motorului cu aprindere prin scânteie. Deoarece motorul Diesel folosește combustibil ieftin (motorină), se caută în ultimul timp ca motoarele cu aprindere prin scânteie, folosite în special la automobile, să fie înlocuite treptat cu motoare Diesel.

PROBLEME REZOLVATE

1. Un motor ideal, ce funcționează după un ciclu Carnot, absoarbe căldura $Q_1 = 2\,508\text{ J}$ de la sursa caldă într-un ciclu. Temperatura sursei calde este $T_1 = 400\text{ K}$, iar temperatura sursei reci $T_2 = 300\text{ K}$. Să se afle: a) lucrul mecanic efectuat într-un ciclu; b) căldura Q_2 cedată sursei reci. Se cunoaște raportul $\gamma = \frac{C_p}{C_v} = 1,4$.

Rezolvare

a) Din definiția randamentului avem $\eta = \frac{L}{Q_1}$, dar pentru ciclul Carnot $\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$, astfel

$$L = Q_1 \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 2\,508\text{ J} \frac{400\text{ K} - 300\text{ K}}{400\text{ K}} = 627\text{ J}.$$

b) Exprimăm randamentul η cu ajutorul căldurilor schimbate: $\eta = \frac{Q_1 - |Q_2|}{Q_1}$, de unde $|Q_2| = Q_1(1 - \eta) = 1\,881\text{ J}$.

2. Un mol de gaz ideal participă la o transformare ciclică formată din două izocore, de ecuații $V_1 = 12,3 \cdot 10^{-3}\text{ m}^3$ și $V_2 = 24,6 \cdot 10^{-3}\text{ m}^3$, și două izobare, de ecuații $p_1 = 2\text{ atm}$ și $p_2 = 3\text{ atm}$. Să se determine: a) temperatura gazului în stările 1, 2, 3 și 4; b) randamentul ciclului. Se dă $\gamma = 1,4$.

Rezolvare

a) Temperatura gazului în starea 1 (p_1, V_1, T_1) se determină din ecuația de stare $T_1 = \frac{p_1 V_1}{\nu R} = \frac{2 \cdot 10^5\text{ N/m}^2 \cdot 12,3 \cdot 10^{-3}\text{ m}^3}{10^{-3}\text{ kmol} \cdot 8,31 \cdot 10^3\text{ J/kmol} \cdot \text{K}} = 296\text{ K}$. Transformarea 1 - 2 este izocoră, și putem să scriem

$\frac{p_1}{T_1} = \frac{p_2}{T_2}$, de unde $T_2 = T_1 \frac{p_2}{p_1} = 296\text{ K} \frac{3 \cdot 10^5\text{ N/m}^2}{2 \cdot 10^5\text{ N/m}^2} = 444\text{ K}$. Transformarea 2 - 3 este izobară, și scriem

$\frac{V_1}{T_2} = \frac{V_2}{T_3}$, deci $T_3 = T_2 \frac{V_2}{V_1} = 444\text{ K} \frac{24,6 \cdot 10^{-3}\text{ m}^3}{12,3 \cdot 10^{-3}\text{ m}^3} = 888\text{ K}$. Transformarea 4 - 1 este izobară, deci $T_4 = T_1 V_2 / V_1 = 592\text{ K}$.

b) Randamentul ciclului îl scriem $\eta = \frac{Q_1 - |Q_2|}{Q_1} = 1 - \frac{|Q_2|}{Q_1}$, unde Q_1 este căldura primită de la sursa caldă într-un ciclu, iar Q_2 căldura cedată. Se observă că: $Q_1 = Q_{12} + Q_{23}$ iar $Q_2 = Q_{34} + Q_{41}$. Căldura Q_{12} este primită de gaz în procesul izocor 1 - 2. Ea se exprimă prin relația $Q_{12} = \nu C_v(T_2 - T_1)$. Căldura Q_{23}

este primită de gaz în transformarea izobară 2-3 și se exprimă $Q_{23} = \nu C_p(T_3 - T_2)$. Căldura totală primită va fi $Q_1 = \nu C_v(T_2 - T_1) + \nu C_p(T_3 - T_2)$. În același mod se află căldura cedată de gaz Q_2 în procesul izocor 3-4 și în procesul izobar 4-1: $|Q_2| = \nu C_v(T_3 - T_4) + \nu C_p(T_4 - T_1)$. Înlocuim pe Q_1 și Q_2 în expresia randamentului

$$\eta = 1 - \frac{|Q_2|}{Q_1} = 1 - \frac{\nu C_v(T_3 - T_4) + \nu C_p(T_4 - T_1)}{\nu C_v(T_2 - T_1) + \nu C_p(T_3 - T_2)}$$

Prin împărțire și la numărător și la numitor prin νC_v , avem:

$$\eta = 1 - \frac{(T_3 - T_4) + \gamma(T_4 - T_1)}{(T_2 - T_1) + \gamma(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{(888 - 592)\text{K} + 1,4(592 - 296)\text{K}}{(444 - 296)\text{K} + 1,4(888 - 444)\text{K}} = 7,7\%$$

EXERCITII, PROBLEME

1. Un gaz participă la o transformare ciclică în timpul căreia primește căldura $Q_1 = 4 \text{ kJ}$ de la o sursă caldă. Să se determine lucrul mecanic efectuat de gaz, dacă randamentul ciclului este $\eta = 0,1$.

$$\text{R: } L = \eta Q_1 = 400 \text{ J.}$$

2. Să se calculeze randamentul unui motor cu reacție care funcționează după un ciclu format din două adiabate și două izobare, dacă se cunoaște raportul de compresie $\varepsilon = \frac{V_1}{V_2} = 5$, iar substanța de lucru este aerul, pentru care $\gamma = \frac{C_p}{C_v} = 1,4$.

$$\text{R: } \eta = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\gamma-1}} = 0,475.$$

3. Să se calculeze randamentul motorului Diesel, în funcție de rapoartele de compresie $\varepsilon = \frac{V_1}{V_2}$ și $\rho = \frac{V_3}{V_2}$ (vezi fig. 4.13). Aplicație numerică: $\varepsilon = 10$, $\rho = 2$, $\gamma = 1,4$.

$$\text{R: } \eta = 1 - \frac{\rho^{\gamma} - 1}{\gamma \varepsilon^{\gamma-1} (\rho - 1)} = 53\%$$

4. Două incinte de volume $V_1 = 5 \text{ l}$ și respectiv $V_2 = 10 \text{ l}$, umplute cu același gaz monoatomic, pot comunica între ele printr-un tub de volum neglijabil, închis inițial cu un robinet. Ele sunt izolate adiabatic de exterior. În prima incintă presiunea gazului este $p_1 = 2 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2$, iar temperatura este $T_1 = 300 \text{ K}$, în incinta a doua presiunea este $p_2 = 10^5 \text{ N/m}^2$ iar temperatura este $T_2 = 330 \text{ K}$. Să se determine presiunea și temperatura în starea finală după deschiderea robinetului.

$$\text{R: } T = \frac{p_1 V_1 + p_2 V_2}{p_1 V_1 T_2 + p_2 V_2 T_1} T_1 T_2 = 317 \text{ K}; \quad p = \frac{p_1 V_1 + p_2 V_2}{V_1 + V_2} = 1,33 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2.$$

STUDIUL CORPURILOR SOLIDE

5.1. STRUCTURA SOLIDELOR

Sistemele lichide și gazoase se deosebesc de sistemele solide prin faptul că acestea din urmă au formă proprie și volum determinat. Nu toate sistemele care au formă și volum propriu sunt corpuri solide. În natură sunt unele corpuri care au formă proprie (ca solidele), dar au unele proprietăți asemănătoare lichidelor. Corpuri ca: sticla, smoala, masele plastice etc. se numesc corpuri amorfe. Ele se comportă ca lichidele cu viscozitate anormal de mare, la temperaturi obișnuite. Trecerea acestora din faza solidă în faza lichidă se face pe un interval de temperatură și nu la o temperatură netă ca la corpurile solide.

O caracteristică ce deosebește multe corpuri solide de corpurile amorfe este structura lor internă regulată. Aceasta se datorește unei așezări regulate a particulelor constituente (atomi, molecule, grupuri de molecule etc.) în tot volumul corpului. Așezarea regulată impune o ordine la distanță (o anumită așezare care se repetă periodic), spre deosebire de ordinea locală (o ordine față de primii vecini) specifică stărilor amorfe și lichide.

Corpurile solide, caracterizate prin volum propriu, formă proprie, temperatură netă de topire și o structură interioară ordonată, se numesc solide cristaline cărora pe scurt le vom spune cristale.

Pentru studiu se acceptă ca model un cristal construit prin repetarea regulată a unor entități structurale identice. O entitate structurală poate fi alcătuită dintr-un atom, mai mulți atomi sau mai multe molecule (fig. 5.1, a).

Sucesiunea acestor entități structurale care se repetă cu o anumită perioadă pe cele trei coordonate în spațiu definește o rețea cristalină (fig. 5.1, b). Locurile unde se află particulele constituente ale cristalului se numesc nodurile rețelei cristaline (fig. 5.1, c).

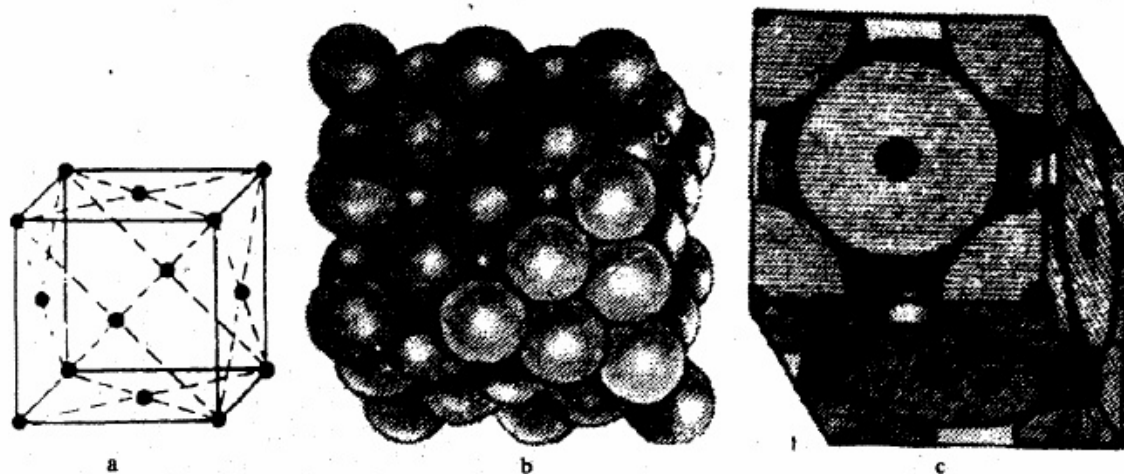


Fig. 5.1. Așezarea ionilor în corpurile solide.

este primită de gaz în transformarea izobară 2-3 și se exprimă $Q_{23} = \nu C_p(T_3 - T_2)$. Căldura totală primită va fi $Q_1 = \nu C_v(T_2 - T_1) + \nu C_p(T_3 - T_2)$. În același mod se află căldura cedată de gaz Q_2 în procesul izocor 3-4 și în procesul izobar 4-1: $|Q_2| = \nu C_v(T_3 - T_4) + \nu C_p(T_4 - T_1)$. Înlocuim pe Q_1 și Q_2 în expresia randamentului

$$\eta = 1 - \frac{|Q_2|}{Q_1} = 1 - \frac{\nu C_v(T_3 - T_4) + \nu C_p(T_4 - T_1)}{\nu C_v(T_2 - T_1) + \nu C_p(T_3 - T_2)}$$

Prin împărțire și la numărător și la numitor prin νC_v , avem:

$$\eta = 1 - \frac{(T_3 - T_4) + \gamma(T_4 - T_1)}{(T_2 - T_1) + \gamma(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{(888 - 592)\text{K} + 1,4(592 - 296)\text{K}}{(444 - 296)\text{K} + 1,4(888 - 444)\text{K}} = 7,7\%$$

EXERCIȚII, PROBLEME

1. Un gaz participă la o transformare ciclică în timpul căreia primește căldura $Q_1 = 4 \text{ kJ}$ de la o sursă caldă. Să se determine lucrul mecanic efectuat de gaz, dacă randamentul ciclului este $\eta = 0,1$.

$$\text{R: } L = \eta Q_1 = 400 \text{ J.}$$

2. Să se calculeze randamentul unui motor cu reacție care funcționează după un ciclu format din două adiabate și două izobare, dacă se cunoaște raportul de compresie $\varepsilon = \frac{V_1}{V_2} = 5$, iar substanța de lucru este aerul, pentru care $\gamma = \frac{C_p}{C_v} = 1,4$.

$$\text{R: } \eta = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\gamma-1}} = 0,475.$$

3. Să se calculeze randamentul motorului Diesel, în funcție de rapoartele de compresie $\varepsilon = \frac{V_1}{V_2}$ și $\rho = \frac{V_3}{V_2}$ (vezi fig. 4.13). Aplicație numerică: $\varepsilon = 10$, $\rho = 2$, $\gamma = 1,4$.

$$\text{R: } \eta = 1 - \frac{\rho^{\gamma} - 1}{\gamma \varepsilon^{\gamma-1} (\rho - 1)} = 53\%.$$

4. Două incinte de volume $V_1 = 5 \text{ l}$ și respectiv $V_2 = 10 \text{ l}$, umplute cu același gaz monoatomic, pot comunica între ele printr-un tub de volum neglijabil, închis inițial cu un robinet. Ele sunt izolate adiabatic de exterior. În prima incintă presiunea gazului este $p_1 = 2 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2$, iar temperatura este $T_1 = 300 \text{ K}$, în incinta a doua presiunea este $p_2 = 10^5 \text{ N/m}^2$ iar temperatura este $T_2 = 330 \text{ K}$. Să se determine presiunea și temperatura în starea finală după deschiderea robinetului.

$$\text{R: } T = \frac{p_1 V_1 + p_2 V_2}{p_1 V_1 T_2 + p_2 V_2 T_1} T_1 T_2 = 317 \text{ K}; \quad p = \frac{p_1 V_1 + p_2 V_2}{V_1 + V_2} = 1,33 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2.$$

STUDIUL CORPURILOR SOLIDE

5.1. STRUCTURA SOLIDELOR

Sistemele lichide și gazoase se deosebesc de sistemele solide prin faptul că acestea din urmă au formă proprie și volum determinat. Nu toate sistemele care au formă și volum propriu sunt corpuri solide. În natură sunt unele corpuri care au formă proprie (ca solidele), dar au unele proprietăți asemănătoare lichidelor. Corpuri ca: sticla, smoala, masele plastice etc. se numesc corpuri amorfe. Ele se comportă ca lichidele cu viscozitate anormal de mare, la temperaturi obișnuite. Trecerea acestora din faza solidă în faza lichidă se face pe un interval de temperatură și nu la o temperatură netă ca la corpurile solide.

O caracteristică ce deosebește multe corpuri solide de corpurile amorfe este structura lor internă regulată. Aceasta se datorește unei așezări regulate a particulelor constituente (atomi, molecule, grupuri de molecule etc.) în tot volumul corpului. Așezarea regulată impune o ordine la distanță (o anumită așezare care se repetă periodic), spre deosebire de ordinea locală (o ordine față de primii vecini) specifică stărilor amorfe și lichide.

Corpurile solide, caracterizate prin volum propriu, formă proprie, temperatură netă de topire și o structură interioară ordonată, se numesc solide cristaline cărora pe scurt le vom spune cristale.

Pentru studiu se acceptă ca model un cristal construit prin repetarea regulată a unor entități structurale identice. O entitate structurală poate fi alcătuită dintr-un atom, mai mulți atomi sau mai multe molecule (fig. 5.1, a).

Sucesiunea acestor entități structurale care se repetă cu o anumită perioadă pe cele trei coordonate în spațiu definește o rețea cristalină (fig. 5.1, b). Locurile unde se află particulele constituente ale cristalului se numesc nodurile rețelei cristaline (fig. 5.1, c).

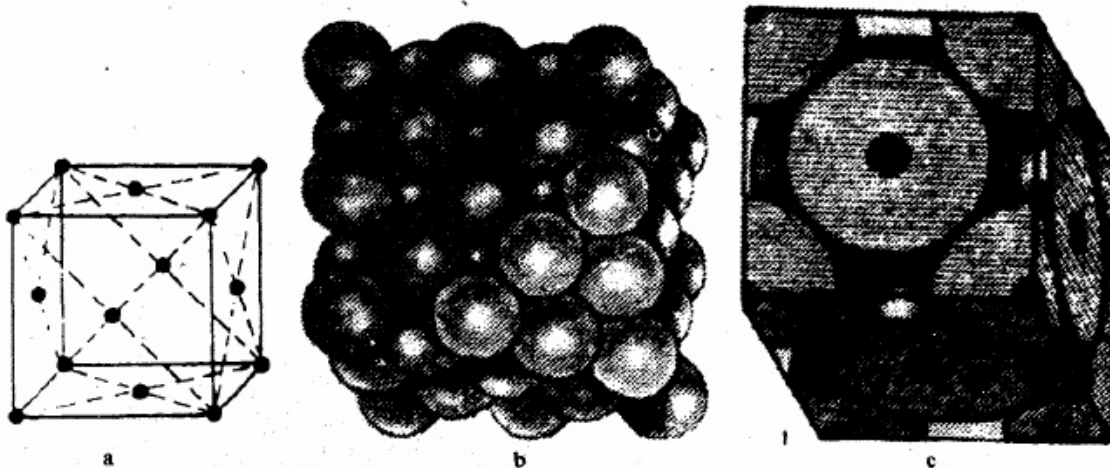


Fig. 5.1. Așezarea ionilor în corpurile solide.

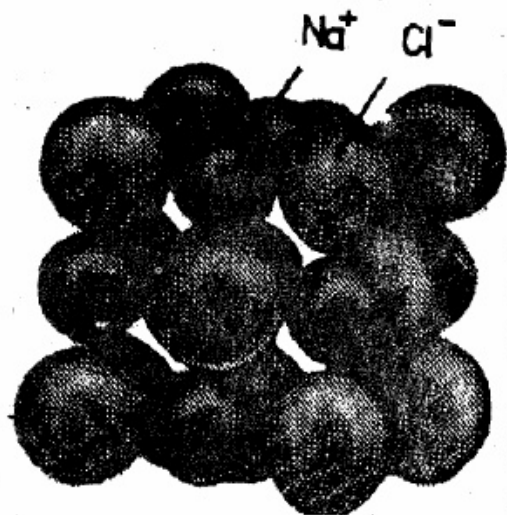


Fig. 5.2. Rețea cristalină în clorură de sodiu.

Cristalul poate fi conceput ca fiind construit, de exemplu, dintr-o mulțime de paralelipede identice care se repetă și care se pot obține unul din altul printr-o simplă mișcare de translație.

În realitate cristalele naturale, ca și cele crescute în laborator, prezintă abateri de la acest model fie datorită faptului că rețeaua nu are o regularitate perfectă, fie că substanța are impurități.

Edificiul material al sistemelor fizice cristaline este asigurat prin existența forțelor de atracție și a celor de respingere. Aceste forțe sunt de natură pur electrică, iar intensitatea lor depinde de distanța dintre particulele constituente.

În funcție de tipul legăturii ce asigură edificiul material al rețelei, cristalele din natură pot fi:

a) cristale ionice – a căror rețea are în noduri, alternativ, ioni pozitivi și negativi. Asemenea cristale (NaCl, fig. 5.2, CuSO₄ etc.) au o conductibilitate electrică slabă, deoarece nu conțin electroni liberi;

b) metale – au în nodurile rețelei cristaline ioni pozitivi, iar electronii de valență se caracterizează printr-o mare libertate de mișcare formând un fel de gaz electronic. Conductibilitatea electrică* a acestora este mare, deoarece prezintă o mare densitate de electroni liberi;

c) cristale de valență – sunt constituite din atomi legați prin forțe de aceeași natură, ca și la metale, cu deosebirea că electronii au o libertate de mișcare mai mică și aparțin unui număr mic de atomi. Asemenea cristale (diamantul, dioxidul de siliciu etc.) se caracterizează prin forțe de legătură foarte intense, rezultând o conductibilitate electrică mică;

d) semiconductori – sunt de obicei cristale covalente, de exemplu germaniu și siliciu, care pot avea un conținut mare de impurități.

Acestea furnizează electronii care asigură o conductibilitate electrică mai mică decât la metale dar mai mare ca la cristalele ionice.

Mișcarea termică în solide. Sub raportul mișcării termice, între starea solidă și starea gazoasă există o pronunțată deosebire. Dacă la gaze particulele constituente (moleculele) se găsesc într-o mișcare dezordonată datorită căreia, la echilibru termodinamic, nu există nici o direcție preferențială, la solidele cristaline mișcarea particulelor constituente este limitată și complicată.

Această deosebire se explică prin natura și intensitatea forțelor de interacție între particulele constituente. La gaze, interacția dintre molecule este slabă și foarte slabă, în timp ce la cristale forțele de interacție sunt foarte intense, ceea ce face ca particulele constituente din rețea, ionii, să poată fi considerați ca executând mici oscilații în jurul pozițiilor lor de echilibru, păstrându-se însă aspectul geometric al rețelei. Astfel, sistemul solid cristalin poate fi conceput ca un ansamblu de oscilatori cu electronii într-o mișcare liberă prin rețea. Pentru cristalele cu electroni liberi, energia internă se obține însumând energia de oscilație a ionilor cu energia cinetică a electronilor liberi.

* Proprietatea corpurilor de a permite trecerea curentului electric.

5.2. DILATAREA SOLIDELOR

Starea sistemelor solide, ca și a celorlalte sisteme (lichide și gazoase), poate fi definită sub aspect termodinamic prin energia internă a sistemului, iar sub aspect mecanic prin energia mecanică totală a sistemului. Putem spune, și mai general, că starea oricărui sistem poate fi definită prin energia lui totală:

$$E_t = E_c + E_p + U, \quad (5.1)$$

în care: E_t este energia totală a sistemului la un moment dat; E_c este energia cinetică a mișcării întregului sistem la acel moment; E_p este energia potențială de interacție a sistemului cu alte sisteme la acel moment iar U este energia internă a sistemului la acel moment.

La un sistem izolat complet de exterior $\Delta E_t = 0$.

Sistemele fizice reale nu pot fi niciodată complet izolate de exterior, lor le este caracteristică interacțiunea care poate fi:

- termică – în cadrul căreia sistemul schimbă căldură cu exteriorul și își modifică energia internă U ;
- mecanică – în cadrul căreia sistemul schimbă energie mecanică cu exteriorul și își poate modifica energia cinetică E_c , cea potențială E_p , sau energia internă U ;
- termică și mecanică – în cadrul căreia sistemul schimbă cu exteriorul atât căldură, cât și energie mecanică.

Efectul interacțiunii mecanice în cadrul căreia sistemul își modifică energia internă U (indiferent de ceilalți termeni) – este cunoscut ca deformare mecanică (vezi manualul de fizică de clasa a IX-a).

Efectul interacțiunii termice în cadrul căreia sistemul își modifică energia internă U (cu variații de volum) – este cunoscut ca dilatare termică.

În urma interacțiunilor termice, așa cum am văzut, solidele își modifică energia internă. Aceasta se poate face: fie prin schimbarea temperaturii și atunci corpul se dilată, fie prin menținerea constantă a temperaturii și atunci predominantă este modificarea stării de agregare.

O dată cu variația temperaturii, solidele își modifică și dimensiunile lor geometrice.

Variația dimensiunilor unui corp prin încălzire poartă numele de *dilatare termică*. Aceasta poate fi pusă ușor în evidență, pentru corpurile solide, cu ajutorul unui aparat numit comparator (fig. 5.3). Aparatul este compus dintr-o cuvă situată între doi piloni ficși, pe care se află o tijă-suport pentru două microscopice M_1 și M_2 . Prin rotirea tamburelor m_1 și m_2 se poate imprima celor două microscopice o mișcare de translație în lungul dreptei ce le uncește. Tamburele m_1 și m_2 , fiind prevăzute cu șuruburi micrometrice, distanța dintre microscopice poate fi cunoscută, în orice poziție, cu o precizie de ordinul 10^{-6} m.

Eșantionul longitudinal, a cărei dilatare dorim s-o examinăm, se introduce în baia care conține apă la o temperatură constantă. Operația experimentală constă în a măsura cu precizie

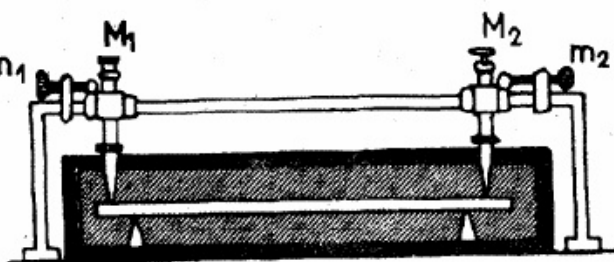


Fig. 5.3. Comparatorul.

lungimea eșantionului (barei), adică distanța dintre două repere fixe situate la capetele barei. Cu acest aparat se poate determina alungirea unei bare, ca urmare a încălzirii acesteia.

Cantitativ dilatarea termică se descrie printr-un coeficient de dilatare termică.

Coeficientul de dilatare termică liniară se notează cu α și se exprimă prin relația:

$$\alpha = \frac{\Delta l}{l_0 \cdot \Delta T} \quad (5.2)$$

în care: $\Delta l = l - l_0$, l fiind lungimea barei corespunzătoare temperaturii $t^\circ\text{C}$, l_0 este lungimea barei corespunzătoare temperaturii 0°C , iar ΔT reprezintă variația temperaturii.

Coeficientul de dilatare termică liniară este o mărime ce caracterizează materialul (substanța), valoarea sa fiind diferită de la o substanță la alta. El poate fi determinat experimental. Iată, spre exemplificare, valorile acestuia (în K^{-1}) pentru câteva substanțe:

aluminiu	$22 \cdot 10^{-6}$	fier	$12 \cdot 10^{-6}$
argint	$19 \cdot 10^{-6}$	platină	$9 \cdot 10^{-6}$
aur	$14 \cdot 10^{-6}$	alamă	$2 \cdot 10^{-6}$
cupru	$17 \cdot 10^{-6}$	oțel	$11 \cdot 10^{-6}$

Experimental se verifică faptul că legea de dilatare liniară este dată de expresia:

$$l = l_0(1 + \alpha\Delta T), \quad (5.3)$$

care mai poate fi scrisă și astfel:

$$\frac{l}{l_0} = 1 + \alpha\Delta T. \quad (5.4)$$

Partea a doua a egalității este "binomul de dilatare termică".

Pentru corpurile izotrope (corpuri care au aceleași proprietăți fizice pe orice direcție) este suficient să introducem noțiunea de dilatare liniară, deoarece la acestea dilatarea decurge la fel pe orice direcție. Această dilatare nu le afectează forma, ele rămân asemenea lor, dar la altă scară, pentru orice temperatură.

Admițând că pe orice direcție variația lungimii corpului este dată de relația (5.4), raportul ariilor aceleiași fețe pentru temperaturi diferite va fi:

$$\frac{A}{A_0} = (1 + \alpha\Delta T)^2 \approx 1 + 2\alpha\Delta T,$$

iar raportul volumelor aceluiași corp pentru temperaturi diferite va fi:

$$\frac{V}{V_0} = (1 + \alpha\Delta T)^3 \approx 1 + 3\alpha\Delta T.$$

În aceste dezvoltări ale binomelor la pătrat și la cub s-au neglijat termenii în α^2 și α^3 , deoarece pentru orice material α este foarte mic.

În toate cazurile, dilatarea termică a sistemelor determină variația densității acestora cu temperatura. Pentru corpurile izotrope această variație se face după relația:

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{m}{V_0(1 + \gamma t)} = \frac{\rho_0}{1 + \gamma \cdot \Delta T}, \quad (5.5)$$

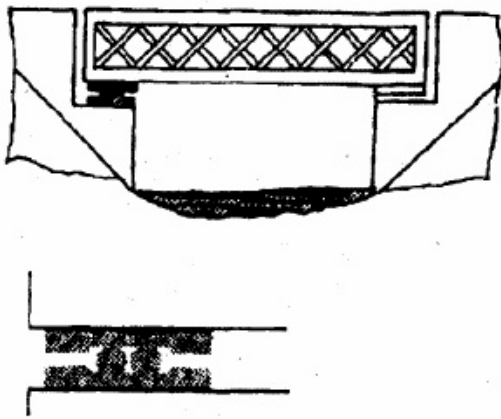


Fig. 5.4. Pod pe role.

La montarea corpurilor solide într-un ansamblu funcțional se ține seamă de dilatarea fiecărui corp solid în parte, pentru a evita apariția unor tensiuni de intensitate foarte mare în material. Pentru o mai bună înțelegere a efectelor dilatării, să calculăm forțele cu care ar putea acționa o bară prin dilatarea ei.

Relația (5.2) mai poate fi scrisă și sub forma:

$$\Delta l = l_0 \alpha \Delta T. \quad (5.6)$$

Forța care apare la o asemenea dilatare este dată de relația $\Delta l = \frac{1}{E} \cdot \frac{F}{S} l_0$ (vezi manualul de clasa a IX-a). Din compararea acestei relații cu (5.6) rezultă:

$$F = \alpha \cdot E \cdot S \cdot \Delta T. \quad (5.7)$$

Efortul unitar exercitat de o bară încălzită și fixată la ambele capete este:

$$\frac{F}{S} = \sigma = E \cdot \alpha \cdot \Delta T. \quad (5.8)$$

Ordinul de mărime al forțelor care se dezvoltă în procesul de dilatare precum și al efortului unitar, îl vom urmări pe un exemplu.

Exemplu:

Fie o bară de oțel cu secțiunea de 10 cm^2 fixată la capete, de câte un suport rigid, temperatura barei în momentul fixării fiind 20°C . Dacă bara se încălzește la 120°C , forța cu care ea apasă asupra suporturilor este:

$$F = E \cdot \alpha \cdot S \cdot \Delta T = 22 \cdot 10^{10} \frac{\text{N}}{\text{m}^2} \cdot 11 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1} \cdot 100 \text{ K} \cdot 10^{-3} = 242 \cdot 10^3 \text{ N}.$$

Efortul unitar exercitat de bară asupra suporturilor este:

$$\sigma = \frac{F}{S} = 242 \cdot 10^3 \text{ N} \cdot 10^3 \text{ m}^{-2} = 242 \cdot 10^6 \text{ N} \cdot \text{m}^{-2}.$$

De aici se înțelege ușor că astfel de forțe au efecte mari și de aceea ele trebuie luate în considerație. Pentru aceasta constructorii de poduri fixează numai un capăt al podului, celălalt fiind suspendat pe role (fig. 5.4), constructorii de căi ferate lasă câte un spațiu între două șine, iar la termoficare conductele sunt prevăzute cu bucle compensatoare (fig. 5.5).

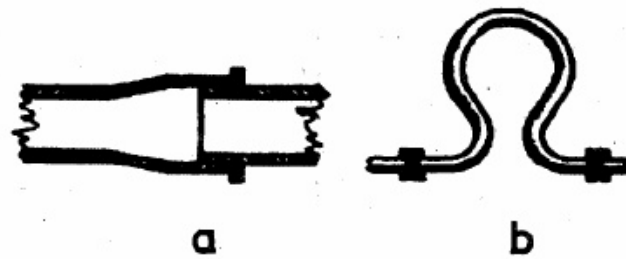


Fig. 5.5. Compensatoare.

în care: ρ este densitatea sistemului la temperatura finală, ρ_0 este densitatea sistemului la temperatura de 0°C , iar $\gamma = 3\alpha$.

ÎNTREBĂRI, EXERCITII, PROBLEME

1. În iernile foarte geroase, se întâmplă uneori ca în șinele de cale ferată să apară unele mici crăpături. Cum se explică aceasta?

2. Pe vasele făcute din sticlă (cilindri gradați, pipete gradate), la începutul sau la sfârșitul gradațiilor se găsește indicată o anumită temperatură. De ce?

3. Nu o dată am fost sfătuiți să nu consumăm băuturi fierbinți sau băuturi foarte reci. De ce?

4. Diametrul găurii făcute de un glonț într-un metal este mai mic decât diametrul glonțului. Explicați de ce?

5. Un manșon de oțel alunecă greu pe un ax de aluminiu, pe timp de iarnă. Pe timpul verii, acesta se va mișca greu?

6. În terapeutila tradițională, pentru cazurile de răceală, se folosesc ventuzele. Care sunt fenomenele fizice pe care se bazează utilizarea acestora?

7. Un fir de cupru are, la 0°C , lungimea de 50 m. Care este lungimea sa la temperatura de 150°C ?

R: 50,127 m.

8. Cu cât se va lungi un fier care are lungimea de 170 m la 0°C , când trece de la minus 15°C la 30°C ?

R: 9,18 cm.

9. Un disc de fier are la 0°C diametrul de 2,75 m. Care este suprafața la temperatura de 60°C ? ($\beta = 2\alpha$).

R: 5,94 m².

STUDIUL LICHIDELOR

6.1. STRUCTURA LICHIDELOR. MIȘCAREA TERMICĂ ÎN LICHIDE

Lichidele, ca sisteme fizice prezente în natură, se manifestă printr-o serie de proprietăți ce ne permit să le deosebim net de gaze și solide, dar totodată să le putem situa ca stare tranzitorie între acestea. Lichidele au volum propriu, fiind practic incompresibile, curg și nu au formă proprie. Ele iau întotdeauna forma vasului în care sunt puse, nu au tendința de expansiune a gazelor, ci ocupă un volum limitat de pereții vasului și de suprafața liberă, aproape orizontală. Evidențierea acestor proprietăți mecanice reliefează și alte adevăruri mai puțin evidente, și anume:

a) existența volumului propriu, pe care gazele nu-l au, evidențiază faptul că densitatea sistemului în stare lichidă e mai mare decât densitatea sistemului fizic în stare gazoasă;

b) fluiditatea sistemului în stare lichidă conduce la ideea unei libertăți de deplasare a moleculelor sistemului în stare lichidă mai pronunțată decât libertatea de deplasare a particulelor ce compun starea solidă.

Toate aceste proprietăți de structură își găsesc o singură explicație, aceea că între moleculele sistemului în stare lichidă se manifestă forțe de interacțiune mai mari decât între moleculele sistemului în stare gazoasă, dar mai mici decât între particulele componente ale sistemului în stare solidă. Din această cauză, moleculele sistemului în stare lichidă coexistă la distanțe mai mici unele de altele, în comparație cu moleculele sistemului în stare gazoasă.

Pentru sistemele în stare lichidă se poate vorbi de o ordine locală, adică de existența unor zone în care moleculele execută mișcări relativ ordonate în jurul unor poziții fixe. Aceste regiuni au însă dimensiuni prea mici, de ordinul a câtorva diametre moleculare, ca să poată fi stabile. Ele apar și dispar continuu. În lichide, existența forțelor de interacțiune moleculară, pe de o parte, îngreuează libertatea de mișcare a moleculelor, iar pe de altă parte, având intensități prea mici, nu favorizează fixarea unor configurații moleculare spațiale stabile.

Proprietățile sistemelor în stare lichidă se modifică o dată cu schimbarea condițiilor externe, în special cu temperatura și foarte puțin cu presiunea.

O imagine exactă a stării lichide nu există până în prezent, deci nici o teorie pe deplin satisfăcătoare. În concepția actuală, starea lichidă este formată din molecule al căror volum nu poate fi neglijat. Între molecule există forțe de interacțiune de care nu se poate face abstracție. Se poate vorbi de o ordine locală, adică de existența unor zone în care moleculele efectuează mișcări relativ ordonate în jurul unor poziții fixe. Dimensiunile mici ale acestor configurații le conferă o viață foarte scurtă (10^{-9} s). Agitația termică nu permite moleculelor de lichid formarea unor structuri mai mari

și mai stabile. În interiorul sistemului lichid există goluri care permit moleculelor unei unități structurale să migreze în altă unitate structurală.

6.2. DILATAREA LICHIDELOR

Sistemul lichid este format din molecule în continuă mișcare și interacțiune.

Ca o măsură a tuturor mișcărilor și interacțiunilor interne am definit anterior energia internă U .

Variația energiei interne prin schimb de căldură poate fi însoțită și de modificarea dimensiunilor geometrice ale sistemului, fenomen cunoscut în fizică sub numele de dilatare termică.

Aceasta înseamnă că un sistem material care schimbă căldură cu mediul ambiant își poate modifica, o dată cu temperatura, și dimensiunile sale geometrice (lungime, lățime, înălțime). Nu toate și nu întotdeauna aceste modificări sunt perceptibile cu organele noastre de simț.

Ajutându-ne de instrumente corespunzătoare, orice proces de dilatare termică manifestat pe o direcție poate fi pus în evidență, iar mărimile ce-l caracterizează pot fi măsurate.

Lichidele fiind sisteme materiale care nu au formă proprie, fenomenul de dilatare va fi corespunzător modificării volumului lor.

Dilatarea lichidelor se caracterizează cu ajutorul coeficientului:

$$\gamma = \frac{\Delta V}{V_0 \Delta t}, \quad (6.1)$$

în care: γ este coeficientul de dilatare termică în volum; $\Delta V = V - V_0$; V_0 este volumul corespunzător temperaturii inițiale; V este volumul corespunzător temperaturii finale; $\Delta t = t - t_0$; t_0 este temperatura inițială a sistemului; t este temperatura finală a sistemului, iar ΔV reprezintă variația reală a volumului de lichid datorat variației temperaturii de la t_0 la t .

Mențiunea "variația reală a volumului" atrage atenția asupra faptului că, atunci când se măsoară dilatarea unui lichid, trebuie ținut seama și de dilatarea vasului ce conține lichidul.

Coeficientul de dilatare al lichidelor este mai mic decât al gazelor, dar mai mare decât al solidelor, prezentând și el variații cu temperatura. Pe intervale mici de temperatură, coeficientul de dilatare γ poate fi constant și înlocuit cu valoarea sa medie pe domeniul respectiv.

În aceste condiții, în vecinătatea lui 0°C , relația (6.1) devine:

$$V = V_0(1 + \gamma t), \quad (6.2)$$

în care: V este volumul lichidului la temperatura $t^\circ\text{C}$, iar γ reprezintă coeficientul de dilatare termică al lichidului.

Deoarece volumul unei mase m de lichid variază cu temperatura, rezultă că și densitatea $\rho = m/V$ se va modifica cu temperatura.

Având în vedere relația (6.2), se obține:

$$\rho = \frac{m}{V_0(1 + \gamma t)} = \frac{\rho_0}{1 + \gamma t}, \quad (6.3)$$

în care $\rho_0 = m/V_0$ este densitatea lichidului la 0°C .

Dacă în procesul de dilatare a lichidului identificăm și separăm dilatarea simultană a vasului de cea a lichidului, atunci relația:

$$\gamma_a = \frac{\Delta V_a}{V_0 \Delta t} \quad (6.4)$$

definește coeficientul de dilatare aparentă a lichidului. În această relație, ΔV_a definește creșterea aparentă a volumului de lichid (include creșterea volumului de lichid ΔV cât și a volumului vasului ce-l conține ΔV_s , deci $\Delta V_a = \Delta V - \Delta V_s$), V_0 este volumul inițial al lichidului, iar Δt reprezintă variația temperaturii.

Dacă se notează γ_s coeficientul de dilatare volumică al vasului ce conține lichidul, caracterizat prin coeficientul de dilatare termică γ , atunci între γ , γ_s , și γ_a se poate scrie relația:

$$\gamma = \gamma_s + \gamma_a. \quad (6.5)$$

Anomalia dilatării termice a apei. Este bine cunoscut, din natură, faptul că lichidele, în majoritatea lor, își măresc volumul o dată cu creșterea temperaturii. Pentru apă se constată o anomalie care constă în aceea că, în intervalul de temperatură (0°C ; 4°C), volumul apei se micșorează o dată cu creșterea temperaturii; apa are, pe acest interval, densitatea maximă la temperatura de $3,98^\circ\text{C}$.

Această anomalie se explică prin asocierea moleculelor de apă, asociere care duce la formarea de molecule complexe. Se știe că apa este un amestec de molecule de forma: H_2O ; $(\text{H}_2\text{O})_2$; $(\text{H}_2\text{O})_3$, care au diferite volume specifice.

Concentrația diverselor grupe de molecule variază cu temperatura și acest fapt duce la anomalia constatată.

6.3. FENOMENE SUPERFICIALE

Fenomenele legate de suprafața de separație dintre sistemul lichid și mediul ce-l înconjură poartă numele de fenomene superficiale.

La fenomenele superficiale participă molecule care se găsesc la suprafața de separație dintre lichid și un alt mediu, cum ar fi: vaporii proprii, amestecul dintre vaporii proprii și aer, un alt lichid, pereții vasului în care se află lichidul etc.

Dintre acestea mai importante sunt:

a) fenomenele legate de suprafața de separație a lichidului de mediul gazos de deasupra acestuia, cunoscute sub numele de fenomene de suprafață;

b) fenomenele legate de suprafața de separație a lichidului și pereții vasului în care se găsește lichidul, cunoscute sub numele de adeziune și capilaritate.

6.3.1. Stratul superficial. Coeficientul de tensiune superficială. Suprafața de separație a lichidului de mediul gazos constituie suprafața liberă a lichidului.

În câmp gravitațional, suprafața liberă a lichidului aflat în echilibru, ca și suprafața de separație dintre două lichide – nemiscibile – aflate în echilibru, este plană și orizontală.

Suprafața liberă a lichidului prezintă proprietatea de a ocupa o arie minimă, pentru un volum dat. Această proprietate poate fi pusă în evidență prin experiențe simple:

a) într-un vas ce conține o soluție de alcool și apă, într-o anumită proporție, turnăm puțin ulei. Constatăm că în interior se formează particule de ulei ce au formă sferică și plutesc (fig. 6.1);

b) pe o sticlă plană sau orice altă suprafață plană și foarte netedă, turnăm mercur. Observăm că mercurul formează mici sfere.

Experiențele de mai sus vin să confirme proprietatea caracteristică suprafeței libere, și anume, că aceasta tinde să ocupe o arie minimă, pentru un volum dat (condiție îndeplinită numai de o formă sferică).

Această proprietate se poate explica pe baza forțelor de atracție dintre molecule, numite forțe intermoleculare. Intensitatea acestor forțe scade repede cu creșterea distanței, devenind neglijabilă la o distanță egală cu raza de acțiune moleculară (10^{-9} m) (vezi paragraful 1.6).

Este interesant de urmărit interacțiunea moleculară numai pe această distanță, mai ales fenomenele legate de suprafața liberă a lichidului. Fie vasul din figura 6.2, în care s-a turnat un lichid. Moleculele lichidului se pot situa la un anumit moment, față de suprafața liberă a acestuia, în una din zonele:

- zona caracterizată prin $d \geq r$,
- zona caracterizată prin $d < r$, unde: d este distanța dintre centrul de greutate al moleculei și suprafața liberă a lichidului, iar r este raza de acțiune moleculară. Spațiul din jurul unei molecule în care aceste forțe își manifestă acțiunea asupra altor molecule se numește *sferă de acțiune moleculară*. Raza acestei sfere poartă numele de *rază de acțiune moleculară*.

Oricare moleculă aflată în prima zonă este în echilibru, rezultanta sistemului de forțe ce acționează asupra ei fiind nulă. Pe orice direcție posibilă am examina interacțiunea, o moleculă este supusă acțiunii a două forțe egale în mărime, orientate pe aceeași direcție și având sens contrar. Spunem că moleculele, din această primă zonă, sunt în echilibru.

Examinând moleculele din a doua zonă, putem constata că fiecare moleculă este supusă acțiunii unei forțe rezultante diferită de zero. Aceasta se datorește faptului că

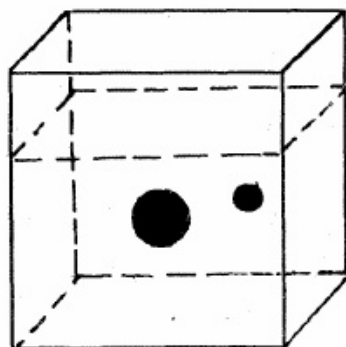


Fig. 6.1. O picătură de ulei în soluție de alcool și apă.

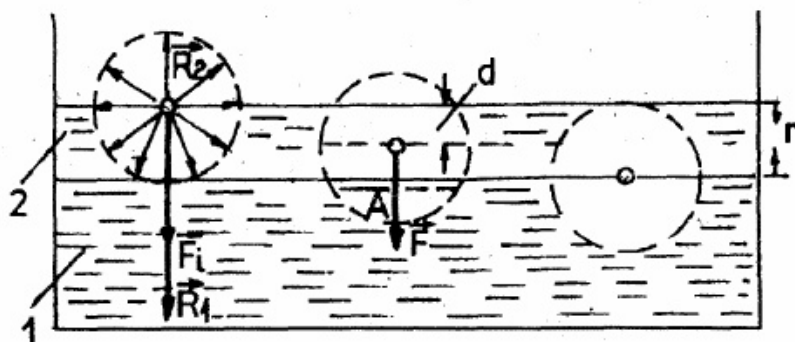


Fig. 6.2. Raza de acțiune moleculară, ca măsură a stratului superficial.

$\rho_{\text{gaz}} < \rho_{\text{lichid}}$, fapt ce determină ca pentru orice direcție considerată, forța de interacție moleculară gaz-lichid să fie mai mică decât forța de interacție moleculară lichid-lichid. Datorită distribuției constante în spațiu atât a moleculelor de gaz, cât și a celor de lichid, fiecare moleculă de lichid din a doua zonă va fi supusă acțiunii unei forțe rezultante orientată perpendicular pe suprafața liberă și către lichid.

În această situație, ansamblul acestor molecule din a doua zonă exercită o presiune asupra moleculelor din prima zonă – cunoscută sub numele de *presiune internă*. Totalitatea moleculelor ce participă la realizarea presiunii interne (cele din a doua zonă) formează *pătura superficială* a lichidului sau stratul superficial.

Din cauza forțelor de interacție (lichid-lichid) mari, presiunea internă exercitată de stratul superficial asupra lichidului este foarte mare, atingând valori de mii și chiar de zeci de mii de atmosfere ($1 \text{ atm} \approx 10^5 \frac{\text{N}}{\text{m}^2}$). Astfel, stratul superficial al apei, a cărui grosime este de cca $5 \cdot 10^{-5} \text{ m}$, exercită o presiune internă de aproximativ $11 \cdot 10^8 \text{ N/m}^2$.

Așa se explică de ce lichidele sunt practic incompresibile, acestea fiind de la început, puternic comprimate de stratul superficial.

Pentru a crea o comprimare observabilă, lichidele trebuie supuse unor presiuni comparabile cu presiunea internă produsă de stratul superficial. Pe de altă parte, dacă această condiție este satisfăcută, moleculele lichidului nu se pot apropia peste o anumită limită, datorită forțelor de respingere care apar, forțe care cresc cu micșorarea distanței dintre molecule. De aceea, lichidele sunt perfect elastice.

Urmărind figura 6.2, observăm că moleculele de lichid, din stratul superficial, care în mișcarea lor complet dezordonată se deplasează spre interiorul lichidului în sensul forței rezultante, efectuează lucru mecanic ($L_s > 0$). Dar când moleculele părăsesc stratul superficial, suprafața acestuia se micșorează.

Deci, efectuarea lucrului mecanic este legată de micșorarea suprafeței stratului superficial. În cazul invers, când moleculele din lichid vin în stratul superficial, împotriva forței rezultante, asupra lor se efectuează lucru mecanic ($L_s < 0$). În acest proces crește numărul moleculelor din stratul superficial și, deci, suprafața acestuia. Astfel, creșterea suprafeței stratului superficial este legată de efectuarea lucrului mecanic asupra ei. Rezultă deci că lucrul mecanic este proporțional cu variația suprafeței stratului superficial și se poate exprima prin relația:

$$L_s = -\sigma \Delta S, \quad (6.6)$$

unde coeficientul de proporționalitate σ se numește *coeficient de tensiune superficială* a lichidului în contact cu vaporii săi. Deoarece $\sigma > 0$, semnul (-) reflectă legătura dintre lucrul mecanic și variația suprafeței stratului superficial.

Datorită interacției dintre moleculele stratului superficial cu moleculele lichidului și cu moleculele mediului extern, acesta va avea o energie potențială superficială E_{ps} . De la mecanică știm că variația energiei potențiale este măsurată de lucrul mecanic. Deci în cazul nostru putem scrie:

$$L_s = -\Delta E_{ps}. \quad (6.7)$$

Combinând relațiile (6.6) și (6.7), rezultă:

$$\Delta E_{ps} = \sigma \Delta S. \quad (6.7')$$

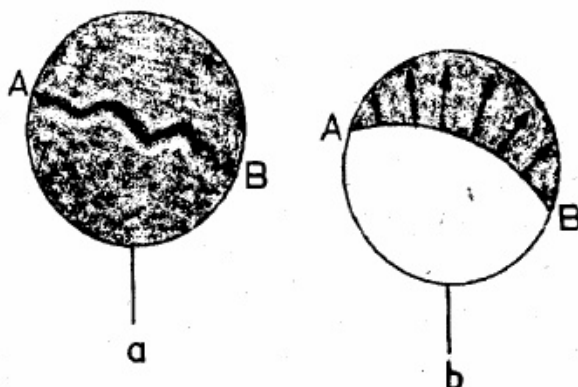


Fig. 6.3.

a) Firul de ață pe peliculă. b) Firul de ață întins într-o parte de pelicula stratului superficial.

întinsă, care caută să micșoreze suprafața liberă a lichidului.

De aceea, picăturile de lichid iau formă sferică.

Așa se explică și forma picăturilor mari de ulei ce se formează în amestecul de alcool și apă, precum și forma sferică a micilor particule de mercur obținute în experimentele anterioare.

Existența forțelor superficiale, precum și proprietățile stratului superficial pot fi ilustrate experimental și cu ajutorul lichidului glicerol (un amestec de săpun, glicerină, zahăr și apă).

Cu ajutorul acestui lichid se pot realiza experiențe simple ce pun în evidență proprietățile stratului superficial.

a) Introducem în soluția glicerolă un inel de sârmă, la marginile căruia prindem un fir de ață, neîntins (fig. 6.3, a). Observăm cum pe inel se prinde o membrană subțire și persistentă. Spargând membrana de o parte a firului se constată că firul ia forma unui arc de cerc (fig. 6.3, b). Aceasta evidențiază că forțele superficiale acționează în planul peliculei.

b) Dacă pe membrana glicerolă formată pe un inel metalic se așază un ochi de ață (fig. 6.4, a) și străpungem apoi membrana în interiorul ochiului, firul de ață ia forma perfect circulară (fig. 6.4, b). Aceasta dovedește că forțele superficiale sunt uniform distribuite pe conturul circular și egale între ele.

c) Folosind un cadru de sârmă cu latura AB mobilă (fig. 6.5) și scufundând cadrul în soluție glicerolă, pe cadru se formează o peliculă persistentă. Se observă că,

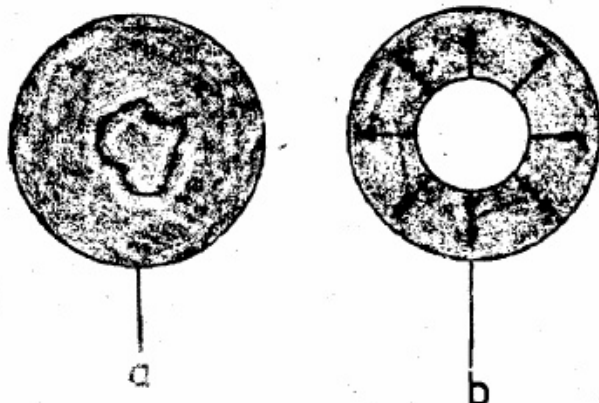


Fig. 6.4.

a) Ochii de ață pe peliculă. b) Ochiul de ață întins într-o parte de pelicula stratului superficial.

Când stratul superficial se află în stare de echilibru, energia sa potențială trebuie să fie minimă și din (6.7) rezultă că variația suprafeței lui trebuie să fie minimă. De aici rezultă că suprafața de separare lichid-mediu extern se curbează tinzând să devină sferică la echilibru. Dar o suprafață se menține curbă dacă acționează niște forțe tangente în fiecare punct al ei și perpendiculare pe contur. Acestea se numesc forțe superficiale.

Din această cauză, stratul superficial se comportă ca o membrană elastică, bine

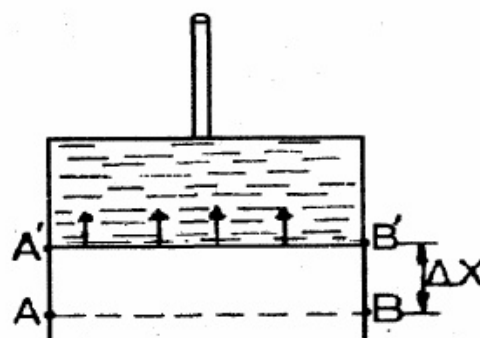


Fig. 6.5.

Lucrul mecanic efectuat de o peliculă.

schimbând poziția cadrului din planul vertical în cel orizontal, latura mobilă se mișcă într-o poziție ce corespunde unei suprafețe de peliculă mai mică. Prin mișcarea laturii mobile, forțele superficiale efectuează un lucru mecanic, ceea ce înseamnă că stratul superficial are energie potențială. Energia potențială a stratului superficial este direct proporțională cu aria acestui strat.

Toate proprietățile exemplificate anterior pun în evidență faptul că stratul superficial tinde să treacă în starea pentru care energia potențială este minimă.

Se numesc forțe de tensiune superficială, forțele tangente la suprafața liberă a lichidului care tind să micșoreze această suprafață.

Forțele de tensiune superficială acționează în planul suprafeței libere a lichidului, sunt uniform distribuite pe lungimea conturului și perpendiculare pe el.

Experimentul de la punctul c) ne permite să definim coeficientul σ din relația (6.7'). Deși pelicula de săpun din figura 6.5 este subțire, grosimea ei este destul de mare în comparație cu dimensiunea unei molecule. Din această cauză putem considera că pelicula este constituită dintr-un volum de lichid mărginit de două straturi superficiale având grosimea de ordinul câtorva molecule (pelicula are două suprafețe).

Lucrul mecanic efectuat de forțele de tensiune superficială asupra laturii mobile este: $L_s = F \cdot \Delta x$, unde F este modulul rezultantei forțelor de tensiune superficială care acționează asupra celor două fețe.

Ținând seama de relația (6.7') avem:

$$F \cdot \Delta x = \sigma \cdot \Delta S \quad \text{dar cum } \Delta S = 2l \cdot \Delta x \text{ rezultă } F = \sigma \cdot 2l$$

$$\text{deci } \sigma = \frac{F}{2l}. \quad (6.8)$$

Din relația (6.8) rezultă că σ (coeficientul de tensiune superficială) este numeric egal cu forța exercitată pe unitatea de lungime.

Unitatea de măsură pentru σ este: $[\sigma]_{SI} = \text{N/m}$.

Experimental s-a dovedit că valoarea coeficientului de tensiune superficială depinde de natura substanței și scade cu creșterea temperaturii.

Iată câteva valori ale coeficientului de tensiune superficială a unor lichide în contact cu aerul:

Substanța	$t(^{\circ}\text{C})$	$\sigma \left(\frac{\text{N}}{\text{m}} \right)$	$t(^{\circ}\text{C})$	$\sigma \left(\frac{\text{N}}{\text{m}} \right)$
Apă	18	$73 \cdot 10^{-3}$	20	$72,2 \cdot 10^{-3}$
Alcool etilic	18	$22 \cdot 10^{-3}$	20	$20,2 \cdot 10^{-3}$
Glicerină	20	$66 \cdot 10^{-3}$	—	—
Mercur	18	$490 \cdot 10^{-3}$	—	—

6.3.2. Forțe de adeziune. Forțe de coeziune. Forma stratului superficial. La contactul lichidului cu pereții vasului trebuie luate în considerare deopotrivă interacțiunile lichid-lichid cât și interacțiunile lichid-solid.

Interacțiunile lichid-lichid sunt caracterizate prin forțe numite de coeziune (F_c), iar interacțiunile lichid-solid sunt caracterizate prin forțe numite de adeziune (F_a). Aceste forțe pot fi puse în evidență prin câteva experimente.

Experimente

a) Într-un vas cu apă introducem o vergea de sticlă. La scoaterea vergelei se constată că pe aceasta s-au prins mici picături de apă.

b) Aceeași vergea o introducem într-un vas cu mercur. La aducerea vergelei la suprafață se constată că pe aceasta nu există urme de mercur.

Aceste experimente ne prilejuiesc observația că sticla în contact cu apa are o comportare, iar în contact cu mercurul altă comportare. Aceasta deoarece, de la o situație la alta, intensitatea forțelor de adeziune diferă față de intensitatea forțelor de coeziune.

Astfel, dacă:

a) $F_a > F_c$ lichidul udă vasul (pe vergeaua de sticlă au rămas urme de apă);

b) $F_a < F_c$ lichidul nu udă vasul (pe vergeaua de sticlă nu au rămas urme de mercur).

Dacă turnăm apă într-un vas de sticlă, observăm că în apropierea peretelui suprafața liberă a lichidului este de forma unui menisc concav (fig. 6.6, a). Asemenea meniscuri concave formează toate lichidele care udă pereții vasului. Tangenta la menisc în punctul de contact formează cu peretele vasului un unghi α , numit unghi de racordare. În cazul lichidelor care udă pereții vasului, $\alpha < 90^\circ$. Pentru a explica formarea meniscului, se va considera o moleculă din stratul superficial, situată în imediata apropiere a peretelui (vezi fig. 6.6, b).

Această moleculă este atrasă de moleculele peretelui vasului cu o forță de adeziune \vec{F}_a perpendiculară pe peretele vasului. În același timp, molecula este supusă și forțelor de coeziune produse de moleculele cuprinse în sfera de acțiune moleculară care se găsește în lichid. Din această cauză, forța de coeziune rezultantă \vec{F}_c este îndreptată spre interiorul lichidului sub un unghi de aproximativ 45° .

Forța de adeziune \vec{F}_a și forța de coeziune \vec{F}_c se compun și dau naștere unei forțe rezultante \vec{R} .

Suprafața liberă a lichidului va fi perpendiculară pe această rezultantă. După cum se vede în figura (6.6, b) rezultanta este îndreptată în afară și de aceea meniscul este concav.

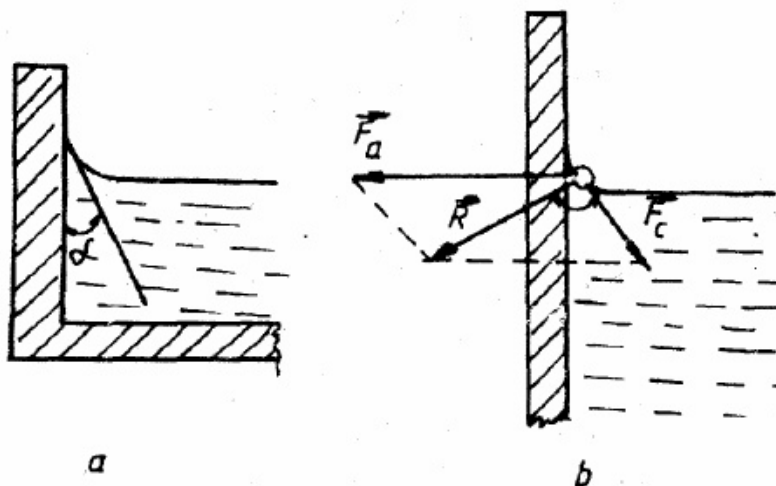


Fig. 6.6. Formarea meniscului concav în apropierea pereților vasului (lichide care udă perețele vasului).

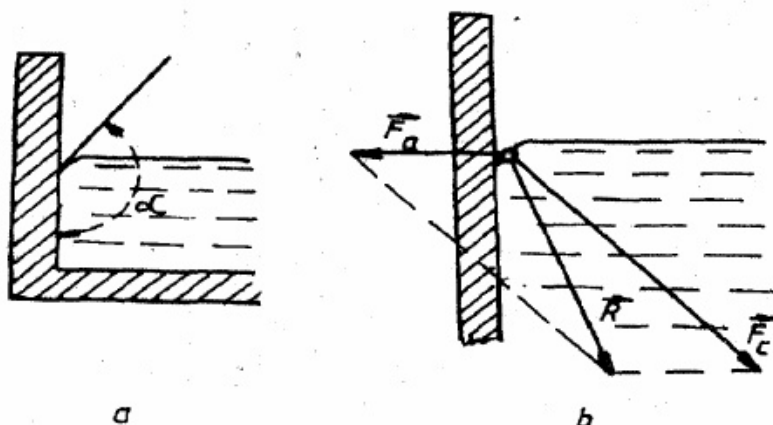


Fig. 6.7. Formarea meniscului convex în apropierea pereților vasului (lichide care nu udă pereții vasului).

Dacă turnăm mercur într-un vas de sticlă, se observă că în apropierea peretelui vasului, suprafața liberă a mercurului formează un menisc convex (fig. 6.7, a). Asemenea meniscuri convexe formează lichidele care nu udă pereții vasului. Pentru asemenea lichide unghiul de racordare $\alpha > 90^\circ$.

În acest caz forța de adeziune \vec{F}_a este mai mică decât forța de coeziune \vec{F}_c și rezultanta este îndreptată spre interiorul lichidului (vezi fig. 6.7, b). Suprafața liberă, perpendiculară pe rezultantă formează din această cauză un menisc convex.

Meniscul (concav sau convex) apare mult mai bine conturat dacă suprafața liberă este puțin întinsă (ex.: tuburi, eprubete).

În tuburi, unde suprafața liberă a lichidului formează un menisc, forțele de tensiune superficială care se exercită pe conturul meniscului se compun și dau naștere unei rezultante \vec{R}_s , îndreptată spre concavitatea meniscului. Din această cauză, stratul superficial curb creează o presiune internă suplimentară:

$$p_s = \frac{R_s}{S}.$$

6.3.3. Fenomene capilare. Legea lui Jurin. Dacă turnăm apă în vase comunicante cu diametre diferite se constată că apa nu se mai ridică la același nivel. În tuburile subțiri se ridică cu atât mai sus, cu cât tuburile sunt mai înguste (fig. 6.8).

Tuburile a căror diametre nu depășesc un milimetru se numesc *tuburi capilare*.

Dacă se toarnă mercur într-un sistem de vase comunicante se observă că mercurul coboară în tuburile capilare cu atât mai mult, cu cât tuburile sunt mai înguste (fig. 6.9).

Urcarea și coborârea lichidelor în tuburile capilare sunt efecte ale forțelor de coeziune.

Cât de mare este denivelarea determinată de fenomenele capilare și de cine depinde aceasta, vom vedea în continuare. Să considerăm un vas capilar de diametrul d , introdus într-un lichid de densitate ρ și coeficient de tensiune superficială σ , care udă peretele vasului. Lichidul urcă în vasul capilar până când greutatea \vec{G} a coloanei de lichid din vas este echilibrată de rezultanta forțelor de tensiune superficială \vec{F} , care acționează pe conturul circular al meniscului (fig. 6.10), adică:

$$|\vec{G}| = |\vec{F}|.$$

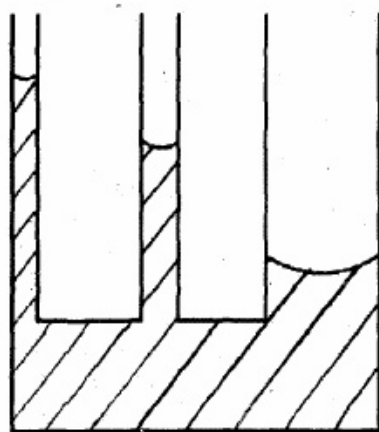


Fig. 6.8. Sistem de vase capilare comunicante ce conțin apă.

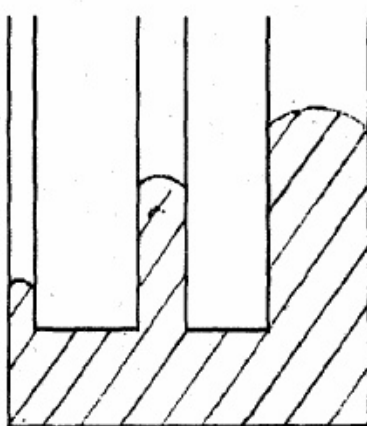


Fig. 6.9. Sistem de vase comunicante ce conțin mercur.

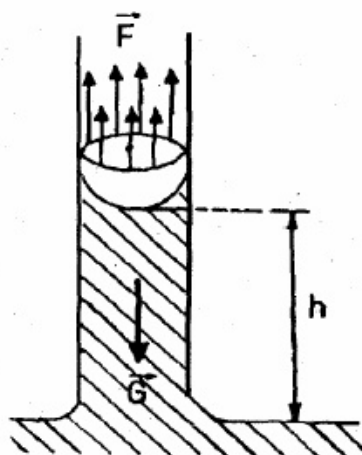


Fig. 6.10. Ascensiunea capilară produsă de forțele de tensiune superficială.

Deoarece:

$$G = mg = V \rho g = \pi \frac{d^2}{4} h \rho g,$$

(se presupune că meniscul este tangent la pereții vasului) se obține:

$$\pi \frac{d^2}{4} h \rho g = \pi d \sigma. \quad (6.9)$$

În relația (6.9), $\pi d = l$ este perimetrul cercului de bază al calotei meniscului. Din relația (6.9) rezultă că:

$$h = \frac{4\sigma}{d \cdot \rho \cdot g}. \quad (6.10)$$

Pentru lichidele care nu udă pereții vasului, raționamentul este analog și se obține aceeași relație 6.10.

În felul acesta stabilim că: înălțimea, la care urcă, respectiv coboară un lichid într-un vas capilar, variază invers proporțional cu diametrul tubului.

Relația (6.10) este cunoscută sub numele de *legea lui Jurin*, descoperită pe cale experimentală în anul 1718.

PROBLEMĂ REZOLVATĂ

Două termometre cu lichid sunt construite din aceeași sticlă și au secțiunile S ale tuburilor capilare egale. La un termometru, corpul de lucru este mercurul iar la celălalt alcoolul etilic. Să se afle raportul dintre lungimile corespunzătoare unui grad de pe scala celor două termometre. Se cunosc coeficienții de dilatare volumică ai mercurului, alcoolului și sticlei:

$$\gamma_{Hg} = 18,2 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}; \quad \gamma_{alcool} = 108 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}; \quad \gamma_{sticlă} = 27 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}.$$

Rezolvare: Volumul corespunzător unei diviziuni (unui grad) este egal cu creșterea aparentă de volum al lichidului termometric datorită încălzirii cu 1°C . Considerăm că la 0°C lichidul termometric ocupă în întregime volumul $V_r = V_0$ al rezervorului termometric (fig. 6.11). Dilatarea aparentă a lichidului când temperatura crește cu $\Delta t^\circ\text{C}$ va fi:

$$\Delta V_{ap} = \Delta V_{lichid} - \Delta V_{sticlă} = V_0 \gamma_{lichid} \cdot \Delta t - V_0 \gamma_{sticlă} \cdot \Delta t = V_0 (\gamma_{lichid} - \gamma_{sticlă}) \cdot \Delta t.$$

Făcând pe $\Delta t = 1^\circ\text{C}$, avem creșterea de volum corespunzătoare unei variații de temperatură egală cu un grad:

$$(\Delta V_{ap}) 1^\circ\text{C} = V_r (\gamma_{lichid} - \gamma_{sticlă}). \quad (1)$$

Dar acestei creșteri de volum îi corespunde o variație Δx a lungimii coloanei de lichid în tubul capilar care este tocmai lungimea de pe scara termometrului, corespunzătoare unui grad, dată de relația:

$$(\Delta V_{ap}) 1^\circ\text{C} = S \cdot \Delta x. \quad (2)$$

Din (1) și (2) se obține, pentru lungimea corespunzătoare unui grad pe scara termometrului, expresia:

$$\Delta x = \frac{V_r}{S} (\gamma_{lichid} - \gamma_{sticlă}).$$

Dacă notăm cu Δx_{Hg} și cu Δx_{alcool} , lungimile corespunzătoare unui grad în cazul celor două termometre, se obține:

$$\frac{\Delta x_{\text{alcool}}}{\Delta x_{\text{Hg}}} = \frac{\gamma_{\text{alcool}} - \gamma_{\text{sticlă}}}{\gamma_{\text{Hg}} - \gamma_{\text{sticlă}}} = \frac{108 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1} - 27 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}}{18,2 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1} - 27 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}} \approx 6,8.$$

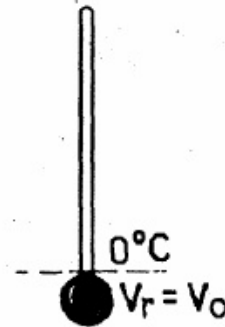


Fig. 6.11.

La problema rezolvată.

ÎNTREBĂRI, EXERCITII, PROBLEME

1. Densitatea stării lichide este mai apropiată ca valoare de densitatea stării solide decât de cea a stării gazoase. Ce concluzie se poate trage cu privire la structura internă a stării lichide?
2. Suprafața de separație dintre două lichide nemiscibile este plană întotdeauna? Este ea și orizontală?
3. Picăturile de ploaie au formă sferică. Cum se explică aceasta?
4. Mercurul turnat pe sticlă în cantități mici ia forme sferice, turnat în cantități mai mari ia tot forme sferice? Dacă există o deosebire, cum se explică ea?
5. Dintr-o pipetă lichidul curge în formă de picătură. Care este condiția desprinderii picăturii de lichid de pipetă? Elaborați o metodă de determinare a coeficientului de tensiune superficială, utilizând o pipetă.
6. Refaceți experiența cu sistemele de vase comunicante și capilare cu mai multe lichide la rând și veți constata că pentru nici un lichid nu se respectă principiul vaselor comunicante. Explicați de ce.
7. Într-un tub capilar cu diametrul de 0,4 mm, apa urcă cu 7,2 cm deasupra lichidului din exteriorul capilarului. Să se calculeze coeficientul de tensiune superficială.

R: 0,071 N/m.

8. Într-un tub capilar cu diametrul de 0,5 mm, petrolul care are coeficientul de tensiune superficială de 0,0245 N/m urcă până la înălțimea h . Care este această înălțime? ($\rho_{\text{petrol}} = 0,8 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$).

R: 2,45 cm.

9. Fie două plăci plane și paralele cu distanța dintre ele d , situate într-un lichid ce udă vasul, de densitate ρ și coeficientul de tensiune superficială σ . Să se calculeze înălțimea la care urcă lichidul între plăci.

R: $\frac{2\sigma}{d \cdot \rho \cdot g}$.

10. Un tub capilar de diametrul 0,6 mm este introdus în apă sub unghiul $\alpha = 13^\circ$ față de suprafața apei. Dacă apa are coeficientul de tensiune superficială $\sigma = 73 \cdot 10^{-3} \text{ N/m}$ și densitatea $\rho = 10^3 \text{ kg/m}^3$, să se calculeze lungimea coloanei de apă din tub.

R: $\approx 22 \text{ cm}$.

11. Ce se întâmplă cu un corp solid care plutește, dacă se încălzește lichidul cu care el este în contact?

12. Un vas de sticlă plin cu mercur, la 0°C , conține 625 g. Fiind încălzit, curg din el 4 g mercur. La ce temperatură a fost încălzit? ($\gamma_{\text{Hg}} = 18 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$; $\gamma_{\text{sticlă}} = 2,7 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$).

R: $42,1^\circ\text{C}$.

13. Un corp solid de volum V_0 , de densitate ρ_0 și coeficient de dilatare $\gamma = 19 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, se cufundă $3/4$ din volumul său la 0°C într-un lichid de densitate ρ_1 și $\gamma_1 = 19 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$. Dacă sistemul se încălzește la temperatura de 300°C , cât se va cufunda solidul în lichid?

R: $0,793 V_0$.

14. Presiunea hidrogenului dintr-un termometru cu gaz la volum constant V_0 crește de la valoarea p_0 la temperatura $t_0 = 0^\circ\text{C}$, la valoarea p_1 la temperatura t_1 . Să se determine această temperatură dacă se cunosc: coeficientul de dilatare volumică al vasului γ și coeficientul de dilatare volumică al hidrogenului γ_{H_2} .

$$\text{R: } t_1 = \frac{p_1 - p_0}{p_0 \gamma_{\text{H}_2} - p_1 \gamma}$$

TRANSFORMĂRI DE FAZĂ

7.1. IZOTERMELE LUI ANDREWS. STAREA CRITICĂ.
LICHEFIEREA GAZELOR

Studiul gazelor s-a efectuat pe baza modelului gazului ideal. La studiul experimental al gazelor apar însă fenomene calitativ noi, care nu mai pot fi descrise de ecuația de stare a gazului ideal. Aceste fenomene sunt o consecință a acelor proprietăți ale gazelor care au fost neglijate când s-a conceput modelul gazului ideal.

În 1869 Thomas Andrews a obținut experimental izotermele pentru dioxidul de carbon, corespunzătoare câtorva temperaturi. Familia de curbe obținută astfel, este reprezentată în figura 7.1.

Urmărind cu atenție figura, deosebim două forme distincte de izoterme și anume:

– cele pentru temperaturi ridicate și presiuni joase, care sunt descrise de relația $pV = ct.$ (hiperbole); deci în aceste condiții de temperatură și presiune gazul real se comportă ca un gaz perfect;

– cele pentru temperaturi obișnuite (20°C și sub 20°C) prezintă un palier de la o anumită valoare a presiunii (urmărim curba în sensul comprimării izoterme) și apoi o variație foarte mică de volum la creșterea presiunii.

Să considerăm un kmol de gaz închis într-un corp de pompă, cu pereții transparenți, prevăzut cu manometru ca în figura 7.2.

Comprimând izoterm sistemul de la starea notată pe grafic cu A , valorile corespunzătoare presiunii, pentru fiecare stare, se aștern pe graficul $p = f(V)$ (fig. 7.2). Porțiunea AB este asimilabilă cu o hiperbolă (gazul se comportă aproape ideal). De la valoarea p_0 a presiunii însă, manometrul nu-și schimbă indicația, deși micșorăm în continuare volumul. Observatorul poate distinge apariția, în corpul de pompă, a unor picături de lichid; la micșorarea volumului, scade cantitatea de gaz și crește cantitatea

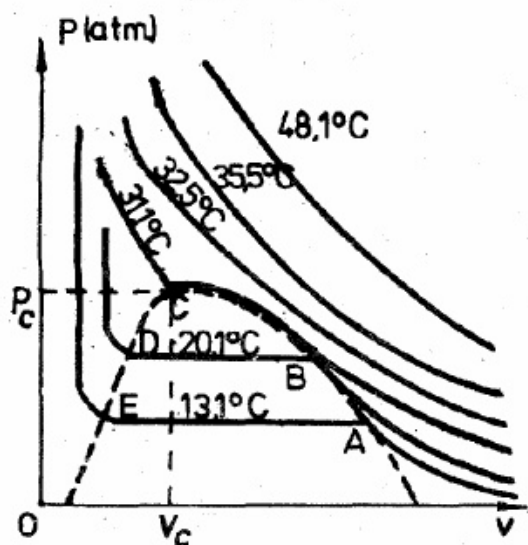


Fig. 7.1. Izotermele lui Andrews.

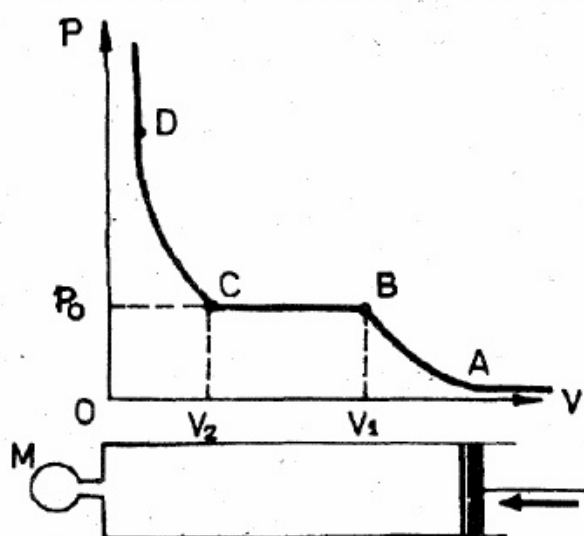


Fig. 7.2. Corp de pompă cu manometru.

de lichid, până când în starea C tot gazul s-a transformat în lichid. Porțiunea CD reprezintă comprimarea lichidului format (înclinarea curbei este mare, lichidele sunt puțin compresibile).

Aceste fapte experimentale demonstrează că gazele se condensează (lichefiază), trec în stare lichidă, esențial diferită de starea gazoasă. Pentru descrierea fenomenului de lichefiere este necesar să renunțăm la modelul "gazului ideal" și să ținem seama de forțele de interacție (de atracție și de respingere) între moleculele constituente, deoarece aceste forțe nu mai pot fi neglijate.

Rezultă că, la o temperatură dată, energia internă a gazului real este mai mică decât energia internă a gazului ideal. În comprimarea izotermă a gazului real, energia internă se micșorează continuu, ceea ce corespunde (conform principiului I al termodinamicii) eliberării de căldură în mediul exterior.

Căldura eliberată se poate scrie sub forma:

$$Q = \Delta U + L. \quad (7.1)$$

La trecerea din gaz în faza lichidă, spațiile intermoleculare se micșorează cu câteva ordine de mărime, forțele de interacțiune moleculară efectuează lucru mecanic, iar energia internă a sistemului se micșorează. Întrucât $T = ct.$ și E_c este de asemenea constantă se ia deci în considerare numai E_p care se micșorează deoarece intervin forțe de atracție. Rezultă că sistemul cedează izoterm căldură exteriorului. Această căldură, numită căldură latentă (nu este evidențiabilă prin variația temperaturii) de lichefiere, este o măsură a energiei de legătură a moleculelor în lichid.

Căldura latentă de lichefiere se poate raporta la masa lichidului și se obține o constantă de material de forma:

$$\lambda_l = \frac{Q}{m}, \quad (7.2)$$

unde λ_l este căldura latentă specifică de lichefiere la temperatură constantă. Aceasta se măsoară în J/kg.

În timpul transformărilor reprezentate pe grafic prin porțiunea BC a curbei, în cilindru se găsește un amestec de lichid și vapori numiți vapori saturați ai lichidului. Presiunea p_0 , la care se găsesc acești vapori, se numește presiunea vaporilor saturați ai lichidului la temperatura dată. Este deci posibil ca la aceeași temperatură și presiune să existe simultan două stări de agregare ale aceleiași substanțe care să se deosebească prin anumite proprietăți (ex. densitate). Acestea se numesc *fazele sistemului* și reprezintă, de exemplu, stările de agregare: gaz, lichid, solid.

Două sau mai multe faze ale aceleiași substanțe sunt în echilibru de fază, dacă masa fiecărei faze nu se modifică pe seama celeilalte (rămâne constantă în timp), atunci când fazele sunt în contact în aceleași condiții de presiune și temperatură.

Trecerea substanței dintr-o fază în alta se numește transformare de fază. Condensarea (lichefierea) unui gaz, ca și procesul invers, adică vaporizarea unui lichid, sunt exemple de transformări de fază.

Revenind la figura 7.1, constatăm că transformarea de fază descrisă mai sus se poate realiza la diferite temperaturi, iar la temperaturi și presiuni din ce în ce mai mari, intervalul de volum în care se face lichefierea se reduce până la un punct. Acesta este caracterizat deci printr-o temperatură numită "temperatura critică" (t_c), printr-un "volum critic" (V_c) și printr-o "presiune critică" (p_c). În aceste condiții de presiune și

temperatură densitatea vaporilor devine egală cu cea a lichidului, iar tensiunea superficială devine zero. Pentru temperaturi mai mari decât cea critică, gazul nu poate fi transformat în lichid prin comprimare, indiferent de presiunea ce o realizăm. Temperaturile și presiunile critice depind de natura substanței. În tabelul alăturat sunt prezentate câteva temperaturi și presiuni critice.

Substanța	$t_c(^{\circ}\text{C})$	$p_c(\text{atm})$
Azot	-147	34
Dioxid de carbon	31,1	73
Hidrogen	-239,9	12,8
Apă	365	195
Aer	-140,7	37,2
Pentan	197,2	3

Cu ajutorul temperaturii critice, putem evidenția un criteriu pe baza căruia să deosebim un gaz de vapori și anume:

- dacă temperatura substanței este mai mare decât cea critică, substanța se va găsi în stare gazoasă indiferent de presiunea la care există aceasta;

- dacă temperatura substanței este mai mică decât cea critică, substanța se va găsi în stare de vapori, până la presiunea la care apare faza lichidă.

Vaporii sunt saturați numai dacă faza de vapori se găsește în echilibru dinamic cu faza lichidă a sistemului (numărul de molecule care ies din lichid în unitatea de timp, este egal cu numărul de molecule care intră în lichid în unitatea de timp).

Descoperirea și evaluarea temperaturii critice, ca și a presiunii critice, au permis găsirea căilor de realizare a lichefierii gazelor pentru orice substanță. În secolul trecut se considera că există gaze lichefiabile și gaze permanente, de exemplu: oxigenul, hidrogenul etc. Astăzi, după ce Kamerlingh Onnes a reușit lichefierea heliului, termenul de gaz permanent este înlocuit cu termenul "gaz greu lichefiabil".

Mașini de lichefiat gaze. Frigiderul. Lichefierea gazelor a permis depozitarea și transportarea lor comodă (butelii de aragaz pentru gospodărie, butelii de oxigen pentru spitale sau unități industriale etc.), dar și obținerea și mai ales menținerea pe intervale mari de timp a temperaturilor joase.

Gazele lichefiate se obțin cu instalații speciale, în care se poate realiza atât răcirea lor sub temperatura critică, cât și comprimarea lor până la presiunea vaporilor saturați, corespunzător aceleiași temperaturi. Pentru lichefiere se pot folosi mai multe metode:

- comprimarea izotermă (pentru gaze ușor lichefiabile ca: dioxid de carbon, clor, amoniac etc.);

- răcirea izobară (pentru gaze la care temperatura critică este ridicată);

- răcirea și comprimarea simultană (metoda este eficace, dacă se folosesc amestecuri răcitoare ca: gheață și NaCl, gheață și CaCl₂);

- răcirea în trepte, folosită prima oară pentru lichefierea heliului;

- destinderea adiabatică (folosită ca metodă industrială de lichefiat gaze).

O mașină de lichefiat gaze este în ultimă instanță o variantă de mașină termică. Aceasta, cu ajutorul lucrului mecanic efectuat din exterior, realizează o destindere care duce la lichefierea gazului prin eliberare de căldură.

Principial, un astfel de dispozitiv este prezentat în figura 7.3 și funcționează astfel:

Aerul preluat de un compresor și comprimat la câteva zeci de atmosfere este condus prin racordul (T_1) la un cilindru cu piston. Aici, prin destindere, aerul pune în mișcare pistonul până ce acesta trece de racordul (T_2). Prin acesta aerul răcit prin destindere este condus în incinta (A) unde se destinde și mai mult și ca atare se răcește în continuare.

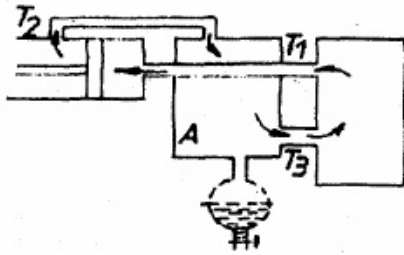


Fig. 7.3. Schema unei mașini de lichefiat gaze.

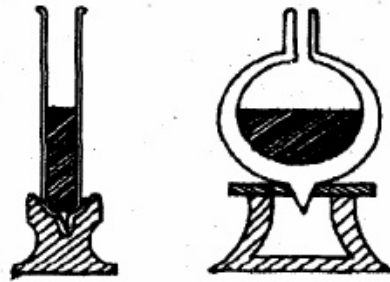


Fig. 7.4. Vase Dewar.

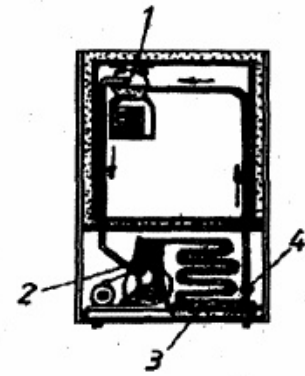


Fig. 7.5. Frigider.

Condițiile de temperatură scăzută din incinta (A) ajută la răcirea aerului care trece din compresor către piston prin racordul (T_3). Din această incintă aerul este preluat din nou de compresor și astfel începe un nou ciclu. Operația se repetă, până când apar picăturile de lichid ce se colectează în rezervorul atașat incintei (A). Biela pistonului este legată de un volant care împinge pistonul înapoi și astfel îl pregătește pentru ciclul următor.

Cu această mașină se poate realiza distilarea fracționată a aerului lichid, adică se pot separa componentele prin eliminarea lichidului la anumite temperaturi.

Aerul lichid și celelalte gaze a căror temperatură critică este foarte joasă se păstrează în vase special construite, numite vase Dewar (rezervele de termos), fig. 7.4.

În practică, gazele lichefiate se folosesc ca: sursă de gaze speciale (dioxid de carbon, amoniac etc.); sursă de frig – pentru a menține temperaturi scăzute într-un refrigerent.

Părțile componente ale unei mașini frigorifice (fig. 7.5) sunt:

vaporizatorul (1); compresorul (2); condensatorul (3); dispozitivul de laminare (4).

Substanța de lucru, adeseori amoniacul, în stare lichidă, la presiune joasă, intră în vaporizator, unde, prin preluarea căldurii din incinta care trebuie răcită, se vaporizează.

Vaporii de amoniac sunt conduși la compresor și comprimați la presiunea la care temperatura de saturație este superioară temperaturii agenților obișnuiți de răcire (aer sau apă). Aceștia, astfel comprimați, sunt introduși în condensator, unde, cu ajutorul aerului atmosferic se condensează.

Amoniacul condensat, la o presiune relativ ridicată, este introdus în dispozitivul de laminare, în care presiunea scade până la o valoare, la care temperatura de saturație devine mai mică decât temperatura din incinta care trebuie răcită, apoi intră din nou în vaporizator. Ciclul se poate urmări pe figura 7.6.

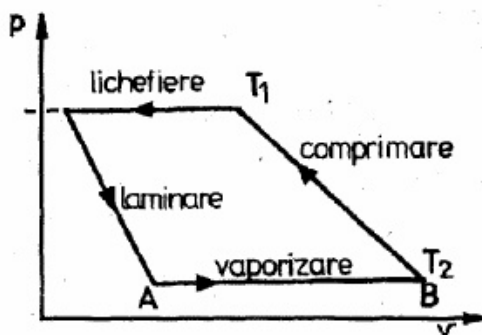


Fig. 7.6. Ciclul unui agent de răcire într-un frigider.

Una din principalele utilizări ale gazelor lichefiate este la răcirea încăperilor pentru conservarea materialelor perisabile. Aceste instalații sunt cunoscute sub numele de mașini frigorifice. Transportul căldurii din incinta răcită, către exterior, se face prin intermediul compresorului.

Importanța obținerii unor temperaturi joase. La temperaturi joase substanțele au proprietăți deosebite de cele cunoscute la temperatura camerei (20°C);

- căldurile specifice ale corpurilor se micșorează, tinzând către valoarea zero când temperatura tinde la 0 K;
- conductibilitatea electrică crește brusc la temperaturi cuprinse între 1 - 7 K (fenomen cunoscut sub numele de supraconductibilitate);
- unele corpuri își pierd elasticitatea (cauciucul, fierul), devenind casante;
- unele corpuri devin fluorescente (zahărul, coaja de ou).

7.2. VAPORIZAREA ȘI CONDENSAREA

Vaporizarea poate fi ușor observată, dacă într-o farfurie descoperită se toarnă puțin: alcool, benzen, eter, benzină sau acetonă. Peste un interval scurt de timp, farfuria apare uscată și este rece, iar în aer se simte mirosul caracteristic lichidului dispărut. Dacă punem pe foc un vas cu apă, nu este pericol de deteriorare, atâta timp cât mai rămâne apă în vas; abia când toată apa s-a evaporat, vasul se poate încălzi prea tare și se strică.

Experimentele descrise ne permit să sesizăm că, în cazul vaporizării, căldura latentă este absorbită de sistem. Astfel, sistemul își modifică energia internă, fără a-și schimba și temperatura.

Căldura latentă de vaporizare este (la fel ca și cea de lichefiere) o măsură a variației energiei interne de legătură a moleculelor. Căldura latentă de vaporizare necesară unității de masă pentru a se vaporiza, o notăm λ_v , o denumim căldură latentă specifică de vaporizare și o exprimăm prin relația:

$$\lambda_v = \frac{Q}{m}. \quad (7.3)$$

La fel ca și căldura latentă specifică de lichefiere, și cea latentă de vaporizare este o caracteristică a substanței.

Vaporizarea poate avea loc în volum limitat sau în volum nelimitat. Vaporizarea în volum limitat se poate face în vid sau în atmosferă gazoasă; iar vaporizarea în volum nelimitat se poate face numai la suprafața lichidului (evaporarea) sau în toată masa lichidului (fierberea).

7.2.1. Vaporizarea în vid. Experiment. Considerăm patru tuburi barometrice, a , b , c , d , gradate și umplute cu mercur. După ce le-am astupat cu degetul, le răsturnăm într-o cuvă de asemenea cu mercur (fig.7.7). Mercurul va coborî în toate tuburile la fel, formând astfel la partea superioară o cameră barometrică (spațiul închis, rămas deasupra mercurului din tub). În camera barometrică presiunea este așa de mică încât poate fi considerată o incintă vidată. Păstrăm tubul a ca martor, și, cu ajutorul unei pipete curbate prevăzută cu o pară de cauciuc, introducem prin partea inferioară a tubului b , picătură cu picătură, eter. Acesta, având densitatea mult mai mică decât mercurul, se ridică repede în camera barometrică. Ajunse în camera barometrică, picăturile de eter se vaporizează instantaneu, ca urmare, nivelul mercurului în tubul b scade.

Diferența de nivel, dintre mercurul din tuburile b și a , măsoară presiunea p a vaporilor de eter la presiunea atmosferică la care se face experiența.

Continuând să introducem picături de eter în tubul b , acestea se vaporizează până ce, la un anumit moment, pe suprafața mercurului apar urme de eter lichid. În condiții

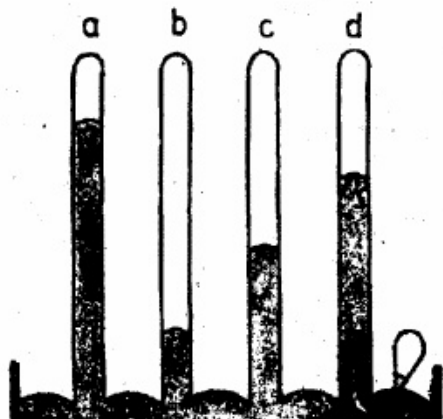


Fig. 7.7. Sistem de vase barometrice pentru vaporizarea în vid.

de temperatură constantă aceasta înseamnă că, din acest moment, toate picăturile de eter trimise în tubul *b* se vor acumula la partea superioară a mercurului sub formă de lichid, înălțimea coloanei de mercur în tubul *b* față de tubul *a* rămâne neschimbată. Dacă același experiment îl repetăm cu alte lichide (cu alcool pentru tubul *c* și apă pentru tubul *d*), constatăm că înălțimea coloanei de mercur diferă de la un tub la altul, așa cum se vede în figura 7.7.

Din acest experiment se poate deduce că:

- vaporizarea în vid este instantanee;
- vaporizarea în vid se face până când presiunea

vaporilor obținuți atinge o valoare maximă p_m . Vaporii, în acest caz, se numesc saturați iar p_m se numește presiunea vaporilor saturați în condițiile date de temperatură.

Presiunea vaporilor saturați verifică următoarele legi:

- presiunea vaporilor saturați nu depinde de masa lichidului și nici de masa vaporilor în contact;
- presiunea vaporilor saturați rămâne constantă, atât timp cât temperatura rămâne constantă;
- la o temperatură dată presiunea maximă a vaporilor depinde numai de natura lichidului din care au provenit.

7.2.2. Vaporizarea în atmosferă gazoasă. Pentru studiul vaporizării în atmosferă gazoasă se poate utiliza un vas de sticlă (*A*) prevăzut cu două deschideri (1, 2) (fig. 7.8). Prin deschiderea "1" pătrunde pâlnia *E*, prevăzută cu robinetul *R* și care conține o cantitate de lichid. O pară de cauciuc *P* permite (când robinetul este deschis) introducerea lichidului în vasul *A*. Prin deschiderea "2" trece un tub vertical *T*, deschis la ambele capete, care pătrunde în mercurul aflat în vasul *A*, servind astfel drept manometru.

Când lichidul pătrunde în sticlă picătură cu picătură, se observă că mercurul urcă lent în tubul *T*.

Acest experiment arată că: vaporizarea în atmosferă gazoasă este lentă; presiunea maximă a vaporilor saturați ai unei substanțe într-o atmosferă gazoasă este aceeași ca și cum ar ocupa singuri întregul volum (ea este deci independentă de presiunea gazului).

Presiunea unui amestec de gaze și vapori saturați este egală cu suma presiunilor pe care le-ar avea fiecare component în parte dacă ar ocupa singur întreg volumul la aceeași temperatură.

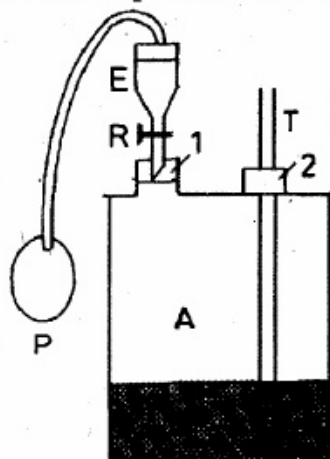


Fig. 7.8. Studiul vaporizării în atmosferă gazoasă.

7.2.3. Vaporizarea la suprafață (evaporarea). Pentru ca evaporarea să aibă loc, trebuie îndeplinite condițiile:

- Mediul ambiant al lichidului să nu fie saturat cu vaporii lichidului. Deci trebuie ca presiunea p_1 a vaporilor aflați în atmosfera ambiantă, la temperatura

mediului, să fie mai mică decât p_m a vaporilor lichidului la acea temperatură ($p_1 < p_m$).

- Presiunea atmosferică H la acel moment să fie mai mare decât p_m a vaporilor la temperatura lichidului ($H > p_m$).

Cu aceste condiții îndeplinite, evaporarea poate continua până ce lichidul dispăre din vas. Aceeași masă de lichid se poate evapora într-un timp mai lung sau mai scurt, după cum viteza de evaporare (masa de lichid ce se evaporă în unitatea de timp) este mai mică sau mai mare.

Viteza de evaporare depinde de următorii factori:

- este proporțională cu aria S a suprafeței libere a lichidului;
- este proporțională cu diferența presiunilor $p_m - p_1$;
- este invers proporțională cu presiunea H a atmosferei de deasupra lichidului.

Rezumând aceste dependențe într-una singură, obținem:

$$v = K \frac{S(p_m - p_1)}{H},$$

unde K este o constantă care depinde de unitățile de măsură alese, dar și de viteza aerului în contact cu lichidul.

7.2.4. Vaporizarea în toată masa lichidului (fierberea). Experiment. Într-un balon de sticlă se introduce apă. Deasupra apei din balon se așază rezervorul unui termometru cu mercur. Se încălzește balonul cu un încălzitor ca în figura 7.9. Urmărind procesul de încălzire a lichidului se constată că:

- pe pereții balonului, la partea inferioară, apar mici bule de aer;
- pe măsură ce temperatura crește, bulele se măresc, se desprind de pereți și urcă spre suprafața lichidului (în straturile superioare, unele se micșorează și dispar);

- la o anumită temperatură bulele ajung la suprafața lichidului și se sparg;
- din acest moment temperatura rămâne constantă și începe fierberea.

Acest experiment ne permite să constatăm că fierberea verifică următoarele legi:

a) Când un lichid fierbe, la presiune constantă, temperatura vaporilor în imediata vecinătate a lichidului rămâne constantă. Această temperatură este cunos-

cută sub numele de temperatură de fierbere, iar în condiții de presiune constantă depinde numai de natura lichidului. Așa este posibilă separarea componentelor unui amestec de lichide prin distilare (vaporizarea parțială a lichidului urmată de condensarea vaporilor).

Din tabelul alăturat se observă dependența temperaturii de fierbere de natura substanței (pentru câteva substanțe).

b) Un lichid începe să fiarbă atunci când presiunea maximă a vaporilor săi este egală cu presiunea de deasupra lichidului.

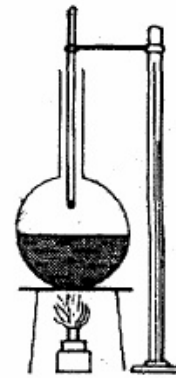


Fig. 7.9. Experiment pentru studiul vaporizării în toată masa lichidului.

Substanța	Temperatura de fierbere la presiune atmosferică °C	Temperatura de topire și solidificare °C
Aluminiu	1 800	659,7
Cupru	2 300	1 083
Fier	3 000	1 585
Mercur	356	-38,87
Plumb	1 620	327,4
Apă	100	0
Amoniac	-33,5	-75

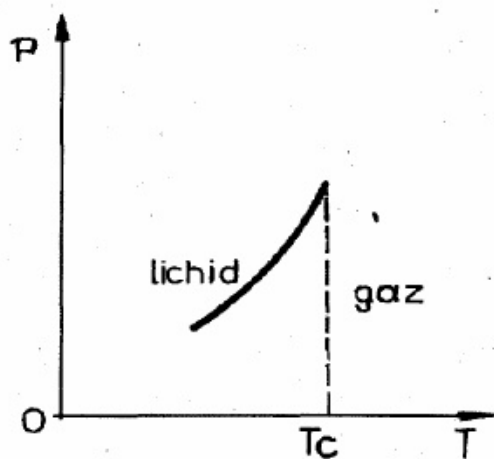


Fig. 7.10. Dependența temperaturii de presiune la echilibrul de fază gaz-lichid.

7.2.5. Condensarea se poate, de asemenea, observa ușor. Este suficient să aducem în cameră un obiect rece, ca acesta să se aburească (pe el se condensează vaporii de apă din cameră). Condensul dispăre relativ repede deoarece, absorbind căldura latentă cedată de vaporii prin condensare, obiectul se încălzește și ajunge la temperatura camerei.

Căldura latentă de condensare are aceeași semnificație ca cea a căldurii latente de vaporizare (condensarea reprezintă procesul invers vaporizării).

De remarcat că atât procesul condensării cât și al vaporizării pot să înceapă mai curând în

prezența germenilor transformării: a unor particule de praf, ioni, picături de lichid sau respectiv bule de gaz deja formate.

O analiză microscopică ar găsi practic aceeași dezordine în distribuția moleculelor de gaz și de lichid, numai distanțele și implicit forțele dintre ele ar avea valori diferite. Aceasta explică și faptul că trecerea de la lichid la gaz poate avea loc și în mod continuu, printr-o succesiune de stări omogene, evitând domeniul intermediar al celor două faze în contact, ca de exemplu o picătură de eter în camera barometrică.

Temperatura la care are loc echilibrul celor două faze în contact este o caracteristică importantă a transformării de fază gaz-lichid. Dependența temperaturii de echilibru a celor două faze, de presiune, se poate determina și reprezenta grafic prin diagrama de stare (fig. 7.10).

Această curbă, în planul p, T , separă planul în două părți:

- una, la stânga curbei; punctele din această parte a planului reprezintă stări în care substanța este lichidă;

- cealaltă, în dreapta curbei; punctele din această parte a planului reprezintă stări în care substanța este sub formă de vaporii până la T_c și sub formă de gaz dincolo de T_c .

Punctele de pe curbă corespund stărilor de echilibru de faze, în care coexistă ambele faze ale substanței. Caracteristic pentru diagrama de fază, în cazul transformărilor de fază gaz-lichid și invers, este presiunea limită superioară, datorită stării critice, dincolo de care nu pot coexista niciodată cele două faze.

7.3. TOPIREA ȘI SOLIDIFICAREA

Am văzut că starea solidă (cristalină) este caracterizată de o ordine microscopică ce limitează mișcarea moleculelor numai la vibrații după anumite direcții. Astfel, starea solidă se deosebește, principial, de stările lichidă și gazoasă prin anizotropie (corpul nu are aceleași proprietăți fizice pe toate direcțiile). Din acest motiv, trecerea din starea solidă în stare lichidă și invers nu poate avea loc decât discontinuu, la o temperatură bine determinată. Energia mișcării termice trebuie să fie comparabilă cu energia de interacție dintre particulele constituente.

Procesul de trecere a substanței din starea lichidă în starea solidă, la o temperatură bine determinată, se numește solidificare sau cristalizare. Acest proces are loc cu degajare de căldură. Căldura degajată se numește căldură latentă de solidificare și este o măsură a variației energiei interne de legătură. Căldura latentă corespunzătoare unității de masă pentru a se solidifica o notăm cu λ_s și o denumim căldură latentă specifică de solidificare:

$$\lambda_s = \frac{Q}{m} \quad (7.4)$$

Procesul invers, de trecere din starea solidă în starea lichidă, are loc de asemenea discontinuu, la o temperatură determinată, cu absorbție de căldură din exterior, și se numește topire.

Temperatura netă de topire și solidificare se notează cu t_{00} și este o caracteristică a substanței (vezi tabelul). Procesul de topire netă poate fi urmărit pe graficul din figura 7.11.

Dacă într-un lichid care cristalizează se află mai mulți germeni, atunci solidul va avea o structură policristalină. Pentru a obține monocristale trebuie luate precauții experimentale, și anume, în lichid trebuie să se găsească un singur centru de cristalizare.

Temperatura de solidificare sau topire depinde de presiune și poate fi reprezentată prin diagrama de stare din figura 7.12. Punctele din stânga curbei reprezintă stări de echilibru în care substanța este în stare solidă, iar punctele din dreapta curbei reprezintă stări de echilibru în care substanța este în stare lichidă.

Pentru majoritatea substanțelor, volumul crește la topire (fig. 7.12, a). Există și comportări anormale (apa, bismutul, germaniul etc.), la care volumul crește în procesul de cristalizare (fig. 7.12, b). Această comportare are implicații în biologie și în tehnică (turnarea pieselor, înghețarea conductelor de apă etc.).

7.4. SUBLIMAREA ȘI DESUBLIMAREA

Unele substanțe (sulf, iod, naftalină etc.) pot trece din stare solidă direct în stare gazoasă, fenomen numit sublimare. Procesul invers de trecere a substanțelor din stare gazoasă direct în stare solidă se numește desublimare.

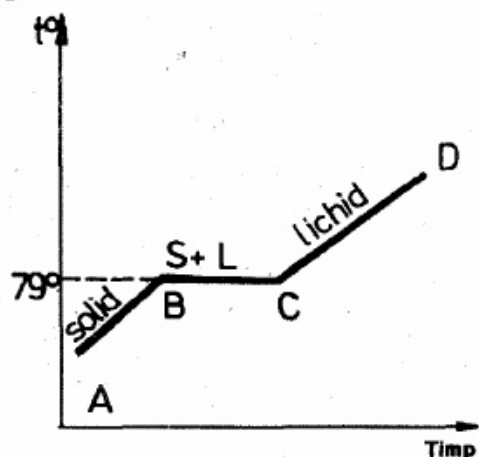


Fig. 7.11. Diagrama temperaturii funcție de timp în procesul de topire.

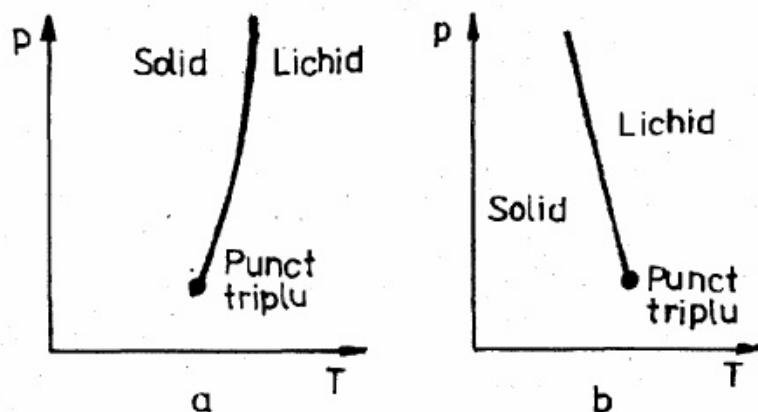


Fig. 7.12. Stare de echilibru solid-lichid pentru o substanță care: a) se dilată la topire; b) se contractă la topire.

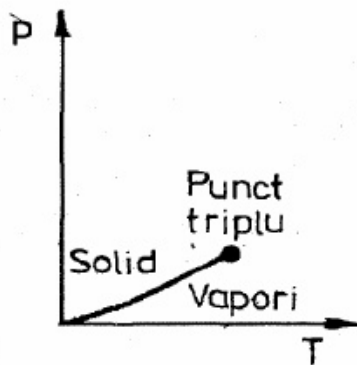


Fig. 7.13. Starea de echilibru solid-vapori.

Căldura latentă de transformare gaz-solid la temperatura de solidificare este egală cu suma dintre căldura latentă de condensare și căldura latentă de solidificare, din starea gazoasă și, respectiv, din starea lichidă. De exemplu: în timpul gerurilor foarte mari, vaporii de apă desublimează pe cristalele de zăpadă și formează macrocristale; la deschiderea unei butelii cu dioxid de carbon destinderea poate fi așa de puternică, încât răcirea produce "zăpadă carbonică".

Unele substanțe prezintă, chiar la temperaturi obișnuite, stări de echilibru între faza solidă și proprii lor vapori (iodul). Faza de vapori în echilibru cu cea solidă definește, de asemenea, vapori saturați, a căror presiune variază cu temperatura, ca în figura 7.13.

7.5. STAREA TRIPLĂ A SUBSTANȚEI

Transcriind diagramele de fază pentru cele trei perechi de transformări studiate, se poate observa că cele trei curbe se întâlnesc într-un punct (fig. 7.14). Punctele situate pe curbe reprezintă stări de echilibru în care coexistă două stări de agregare (două faze) ale substanței.

Curburile diagramelor sunt diferite și ele. Punctul aparținând celor trei diagrame numit punct triplu reprezintă starea unică în care se află, în echilibru, toate cele trei faze (solidă, lichidă și gazoasă) ale substanței. Parametrii p_{triplu} și T_{triplu} variază cu natura substanței, dar sunt ficși pentru o substanță dată.

Acest lucru a făcut posibilă folosirea punctului triplu al apei, ca limită de interval pentru definirea kelvinului așa cum s-a arătat la paragraful 2.2.2. Valoarea atribuită punctului triplu al apei a fost astfel aleasă încât pe scara Celsius temperaturile de topire a gheții și de fierbere a apei să păstreze valorile de 0 și 100.

Există substanțe care au mai mult de trei faze. Pentru acestea, diagrama stărilor va prezenta mai multe puncte triple (de exemplu, substanțele polimorfe care au proprietatea de a se prezenta în mai multe forme cristaline).

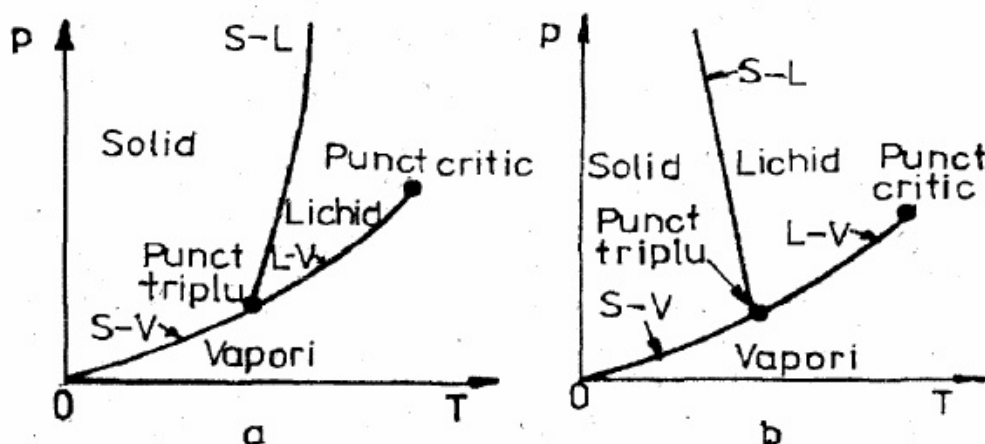


Fig. 7.14. Starea de echilibru a celor trei faze pentru o substanță care: a) se dilată la topire; b) se contractă la topire.

7.6. CALORIMETRIA

Calorimetria se ocupă cu măsurarea căldurii și a căldurii specifice. La baza acestor măsurători stau următoarele consecințe ale echilibrului termic și principiului I:

1) Într-un sistem izolat, format din corpuri cu temperaturi diferite, aflate în contact, după un anumit interval de timp, toate corpurile ajung la aceeași temperatură – spunem că s-a realizat echilibrul termic. Corpurile mai calde cedează căldură, iar cele mai reci primesc căldură.

2) Căldura primită de un corp pentru a-și mări temperatura cu un număr de grade este egală cu căldura cedată de același corp pentru a se răci cu același număr de grade. Căldura ce trebuie dată unui corp ca să se topească este egală cu aceea pe care o restituie corpul ca să se solidifice.

3) Fie două corpuri situate într-o incintă adiabatică. Admitem că pentru început temperatura unuia este mai mare decât a celuilalt. Acestea fiind puse în contact, se va produce un transfer de căldură de la sistemul mai cald la cel mai rece. Căldura $|Q_1|$ cedată de corpul mai cald este egală cu căldura Q_2 primită de cel mai rece.

$$|Q_1| = Q_2 \quad (7.5)$$

Relația 7.5 se numește *ecuația calorimetrică*.

Pentru măsurarea căldurii ca și a căldurii specifice, se folosesc mai multe metode:

- metoda amestecurilor, care se bazează pe schimburile de căldură dintre corpuri cu temperaturi diferite aduse în contact;

- metoda bazată pe schimbarea stării de agregare, căldura care se măsoară determină schimbarea stării de agregare a sistemului.

Determinarea căldurii specifice a unui solid. Ca metodă de lucru se va folosi metoda amestecurilor. Se vor folosi următoarele materiale:

- un calorimetru (fig. 7.15), care este un aparat astfel construit încât să permită schimbul de căldură între corpurile introduse în interiorul lui și să împiedice schimburile de căldură cu mediul exterior. Acesta este alcătuit dintr-un vas (1), de obicei din alamă, introdus într-un alt vas (2), cu volum mai mare. Izolația termică dintre aceste vase este asigurată de suporturile dintr-un material izolant termic, care poate fi plută sau material plastic (3) și de stratul de aer dintre pereți.

În interiorul vasului (1) se introduce agentul de schimb (6), de obicei apă. Omogenizarea amestecului se face cu agitatorul (4), iar temperatura se măsoară cu termometrul (5). Capacul ce acoperă sistemul de vase este notat cu (7);

- un corp de masă m_A , a cărui căldură specifică trebuie determinată.

Desfășurarea experimentului:

Se cântărește vasul calorimetric și masa acestuia se notează cu m_1 .

Se cântărește lichidul și se notează masa acestuia cu m_2 . Se citește temperatura agentului de schimb înainte de încălzire și se notează cu t . Se încălzește corpul A până la o temperatură t_A , după care se introduce în agentul de schimb din calorimetru. Se fac următoarele notații: c_x = căldura specifică a solidului pentru care facem determinarea;

c_1 = căldura specifică a vasului calorimetric;

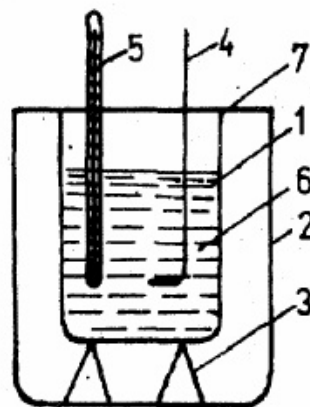


Fig. 7.15. Schema calorimetrului.

c_2 = căldura specifică a agentului de schimb;

θ = temperatura obținută la echilibrul termic.

Scriind $Q_1 = Q_2$ obținem:

$$m_A c_x (t_A - \theta) = (m_1 c_1 + m_2 c_2) (\theta - t),$$

din care rezultă:

$$c_x = \frac{(m_1 c_1 + m_2 c_2) (\theta - t)}{m_A (t_A - \theta)}.$$

În studiul diferitelor transformări de fază am văzut că se absoarbe sau se cedează anumite cantități de căldură în timpul transformării, numite călduri latente. Calorimetria ne permite să determinăm căldurile latente specifice de lichefiere, topire, vaporizare. În cele ce urmează vom prezenta o metodă de determinare a căldurii latente specifice de topire a gheții. În acest scop se folosește un calorimetru de masă m_1 și căldură specifică c_1 . În calorimetru se introduce o masă m_2 de apă, care are căldura specifică c_2 . Se măsoară temperatura inițială t_1 . Se introduce în calorimetru o bucată de gheață cu masa m_1 , cu temperatura de 0°C . Gheața primește căldura și se topește. Pentru a se topi, absoarbe o cantitate de căldură $Q_l = m\lambda_i$, așa cum am arătat în paragraful 7.3. După topire, în vasul calorimetric se realizează echilibrul termic și întregul amestec capătă o temperatură θ .

Astfel, apa și calorimetrul cedează căldura:

$$Q_{\text{cedat}} = (m_1 c_1 + m_2 c_2) (t_1 - \theta).$$

Gheața absoarbe căldură pentru a se topi și pentru a-și mări temperatura de la 0°C la temperatura de echilibru θ :

$$Q_{\text{absorbit}} = m\lambda_i + m c_2 (\theta - 0^\circ\text{C}).$$

Aplicând principiile calorimetriei:

$$(m_1 c_1 + m_2 c_2) (t_1 - \theta) = m\lambda_i + m c_2 \theta, \text{ din care se calculează } \lambda_i$$

Măsurarea căldurii prin metoda bazată pe schimbarea stării de agregare se poate face folosind calorimetrul cu gheață Bunsen. Acest dispozitiv pune în evidență micșorarea volumului gheții prin topire.

Pentru topirea gheții, ea absoarbe o cantitate de căldură Q_l . Prin topire volumul gheții scade. Măsurând această scădere de volum, se poate determina cantitatea de căldură latentă Q_l , care corespunde acestei micșorări a volumului prin topire.

PROBLEME REZOLVATE

1. Într-un calorimetru care conține 294 g apă la temperatura de 15°C se toarnă 25 g fosfor topit cu temperatura de 64°C . Temperatura finală în calorimetru ajunge la $16,1^\circ\text{C}$. Să se calculeze căldura latentă specifică de topire a fosforului. Echivalentul în apă al calorimetrului este 32,3 g. Temperatura de topire a fosforului $t_{\text{os}} = 44^\circ\text{C}$. Căldura specifică a fazei lichide $c_l = 852,72 \text{ J/kg}\cdot\text{K}$. Căldura specifică a fazei solide $c_s = 786,06 \text{ J/kg}\cdot\text{K}$.

Rezolvare:

Se trasează graficul din figura 7.16 în care s-au făcut notațiile:

M , punctul de echilibru termic;

Q_1 , căldura schimbată de fosfor pentru a-și răci faza lichidă, măsoară variația energiei interne;

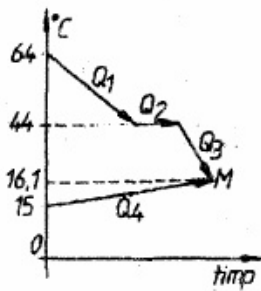


Fig. 7.16. Graficul problemei nr. 1.

Q_2 , căldura latentă de solidificare, măsoară variația energiei interne de legătură a moleculelor din rețeaua cristalină;

Q_3 , căldura schimbată de fosfor pentru a-și răci faza solidă, măsoară variația energiei interne;

Q_4 , căldura preluată de calorimetru și apa din calorimetru pentru a se încălzi, măsoară variația energiei interne.

$$Q_1 + Q_2 + Q_3 = Q_c$$

Q_c , este căldura cedată de amestec.

$$Q_4 = Q_a$$

Q_a este căldura absorbită de amestec.

Într-o interacție termică în condiții adiabactice $Q_c = Q_a$ (întotdeauna).

$$Q_1 + Q_2 + Q_3 = Q_4$$

$$m_1 c_1 (64 - 44) + m_1 \lambda + m_1 c_s (44 - 16,1) = m_4 c_{\text{apa}} (16,1 - 15).$$

Cu m_1 s-a notat masa fosforului, iar $m_4 = 294 \text{ g} + 32,3 \text{ g}$.

Făcând înlocuirile și calculele rezultă:

$$\lambda = 20900 \text{ J/kg}.$$

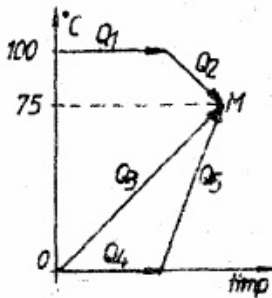


Fig. 7.17. Graficul problemei nr. 2.

2. Într-un amestec format din 5 kg apă și 2 kg gheață, ambele cu temperatura de 0°C , se introduc vapori de apă cu temperatura de 100°C . Temperatura amestecului ajunge la 75°C . Ce cantitate de vapori se folosește?

Se cunosc:

$$\lambda_{\text{gheață}} = 340\,000 \text{ J/kg};$$

$$\lambda_{\text{vapă}} = 2\,300\,000 \text{ J/kg};$$

$$c_{\text{apă}} = 4\,181 \text{ J/kg}\cdot\text{K}.$$

Rezolvare:

Se așază mai întâi datele problemei pe un grafic ca cel din figura 7.17.

Se fac notațiile:

M , punctul de echilibru termic;

Q_1 , căldura latentă cedată de vaporii de apă la condensare;

Q_2 , căldura cedată de apa provenită din vaporii pentru a se răci;

Q_3 , căldura absorbită de cele 5 kg apă pentru a se încălzi;

Q_4 , căldura latentă absorbită de gheață pentru a se topi;

Q_5 , căldura absorbită de apa provenită din gheață pentru a se încălzi;

$$Q_c = Q_1 + Q_2; \quad Q_a = Q_3 + Q_4 + Q_5; \quad Q_a = Q_c.$$

$$x \cdot \lambda_v + x \cdot c(100 - 75) = 5 \cdot c(75 - 0) + 2 \cdot \lambda_g + 2 \cdot c(75 - 0).$$

Rezolvând ecuația se obține $x = 1,21 \text{ kg}$.

S-au mai făcut notațiile:

c = căldura specifică a apei;

x = masa vaporilor de apă folosiți.

ÎNTREBĂRI, PROBLEME

1. Când plouă, zăpada se topește ușor. De ce?
2. Când începe să ningă, temperatura atmosferică crește. Explicați de ce.
3. Formele pentru turnarea prefabricatelor metalice se fac mai mari decât piesa ce trebuie obținută. De ce?
4. Pe timpul iernii, în zilele geroase, arborii trosnesc puternic. Explicați de ce.
5. La ieșirea din apă ne este întotdeauna frig, chiar dacă afară este cald. De ce?
6. Pe timpul iernii, deși rufele îngheață, ele totuși se usucă. Cum explicăm aceasta?
7. În jurul unei clădiri în construcție, se păstrează o temperatură scăzută chiar și în zilele foarte călduroase. Explicați de ce.
8. Căldura zilelor toride de vară o suportăm mai ușor când aerul este mai uscat decât atunci când aerul este umed. De ce?
9. Într-o eprubetă cu pereți dubli, se introduc câteva cristale de naftalină și un termometru cu scala (0 - 100°C). Într-un vas se pune apă la încălzit și în el se introduce eprubeta cu naftalină. Se controlează și se

notează temperatura din minut în minut, pe tot timpul transformării de fază. După ce temperatura în eprubetă a ajuns la 90°C , se scoate eprubeta din apă și se urmărește termometrul în continuare cu aceeași frecvență a citirilor. Datele obținute se notează într-un tabel.

a) Să se reprezinte grafic (în planul temperatură - timp) procesul de topire și cel de cristalizare pentru naftalină.

b) Ce se poate citi pe acest grafic?

c) Ce semnificație are palierul acestui grafic?

d) Ce reprezintă panta curbei pe porțiunile oblice?

10. O sferă de platină de rază egală cu 5 cm, la 95°C , se cufundă în 2 l apă la 4°C . Care este temperatura de echilibru? ($\rho_{\text{pt}} = 22,07 \text{ g/cm}^3$, $c = 120 \text{ J/kg}\cdot\text{K}$)

R: $16,9^{\circ}\text{C}$.

11. Într-un calorimetru ce conține 500 g apă la temperatura de 28°C se introduce o bucată de fier cu masa de 150 g și temperatura 100°C . Temperatura de echilibru este 30°C . Se cere capacitatea calorică a calorimetrului și a accesoriilor. Căldura specifică a fierului este $497 \text{ J/kg}\cdot\text{K}$, iar cea a apei, $4180 \text{ J/kg}\cdot\text{K}$.

R: $519,25 \text{ J/K}$.

12. În 25,50 kg apă cu temperatura de $12,5^{\circ}\text{C}$ se pun 6,17 kg dintr-un metal cu temperatura de 80°C . Amestecul ia o temperatură de $14,5^{\circ}\text{C}$. Se cere căldura specifică a acestui metal.

R: $528 \text{ J/kg}\cdot\text{K}$.

13. 2 kg de apă cu temperatura $t_1 = 90^{\circ}\text{C}$ trebuie răcite până la temperatura $t_3 = 15^{\circ}\text{C}$. Câtă gheață cu temperatura $t_2 = -20^{\circ}\text{C}$ este necesară pentru a face această răcire?

($\lambda_g = 34 \cdot 10^4 \text{ J/kg}$, $c_g = 2090 \text{ J/kg}\cdot\text{K}$, $c_{\text{apă}} = 4181 \text{ J/kg}\cdot\text{K}$)

R: 1,411 kg.

14. 10 kg de plumb cu temperatura inițială de 27°C trebuie topit cu ajutorul unei lămpi cu petrol, cu randamentul de 30%. Care este cantitatea de petrol consumată în acest scop? ($q = 4598 \cdot 10^4 \text{ J/kg}$, $\lambda_{\text{Pb}} = 20,9 \cdot 10^3 \text{ J/kg}$, $t_{\text{topire}} = 327^{\circ}\text{C}$, $c_{\text{s,plumb}} = 124,1 \text{ J/kg}\cdot\text{K}$.)

R: 42,4 g.

15. Câtă zăpadă cu temperatura de 0°C se poate topi sub roțile unui autocamion cu puterea de 42,7 CP, dacă el patinează un minut, iar 60% din puterea motorului este folosită la învârtirea roților? (1 CP = 736,5 W, $\lambda_g = 34 \cdot 10^4 \text{ J/kg}$.)

R: 3,329 kg.

16. Într-un calorimetru cu masa de 200 g și căldura specifică de $920 \text{ J/kg}\cdot\text{grad}$, se găsește apă cu temperatura de 40°C . În ea se mai introduce o bucată de cupru de 100g cu temperatura de 100°C și 25 g gheață cu temperatura de -20°C . Să se calculeze masa apei din calorimetru la începutul experienței, dacă temperatura finală a amestecului devine 25°C ($c_{\text{cupru}} = 380 \text{ J/kg}\cdot\text{K}$, $c_{\text{gheață}} = 2090 \text{ J/kg}\cdot\text{K}$, $\lambda_{\text{gheață}} = 334,4 \text{ kJ/kg}$).

R: 0,1292 kg.

17. Prin 375 g de apă cu temperatura de 15°C se trec 18 g vapori de eter la temperatura de fierbere a acestuia. Temperatura amestecului a crescut la $19,7^{\circ}\text{C}$. Să se calculeze căldura latentă specifică de vaporizare a eterului (temperatura de fierbere a eterului este de 35°C , $c = 2,341 \text{ kJ/kg}\cdot\text{K}$).

R: 373,96 kJ/kg.

18. Gheața artificială se poate obține răcind apa cu ajutorul eterului care se vaporizează. Cât eter trebuie să vaporizăm ca să obținem 10 kg de gheață din apa cu temperatura de 10°C ? ($\lambda_{\text{eter}} = 355,3 \text{ kJ/kg}$, $c_{\text{apă}} = 4181 \text{ J/kg}\cdot\text{K}$, $\lambda_{\text{gheață}} = 34 \cdot 10^4 \text{ J/kg}$.)

R: 10,746 kg.

PARTEA A DOUA

FENOMENE ELECTRICE ȘI MAGNETICE

CAPITOLUL 8

CÂMPUL ELECTROSTATIC

8.1. INTERACȚIUNEA ELECTRICĂ. INTENSITATEA CÂMPULUI ELECTRIC

8.1.1. Procese de electrizare. Sarcina electrică. Fenomenul de electrizare a corpurilor prin frecare este cunoscut încă din antichitate. Tales din Milet (sec. al VI-lea î.e.n.) a studiat proprietatea chihlimbarului de a atrage corpuri ușoare când este frecat. Cuvântul "electrizare" provine de la "electron", denumirea în grecește a chihlimbarului. Din clasele anterioare se cunosc unele procedee de electrizare a corpurilor; prin frecare, prin contact, prin inducție. Prin aceste procedee corpurile pot fi aduse într-o stare specială, în care interacționează între ele prin forțe, numite forțe de *interacțiune electrică*. Aceste forțe pot fi de atracție sau de respingere. Pentru a exprima cantitativ proprietatea pe care o manifestă corpurile electrizate se definește o nouă mărime fizică, numită *sarcină electrică*. Existența celor două feluri de interacțiuni dintre corpurile electrizate, atracție și respingere, a condus la ideea că există două feluri de sarcină electrică: *sarcină electrică negativă* și *sarcină electrică pozitivă*. Corpurile cu sarcină electrică de același semn se resping, iar corpurile cu sarcină electrică de semne opuse se atrag.

Sarcina electrică este o mărime fizică scalară, având simbolul Q . În SI sarcina electrică este o mărime derivată, definită prin relația: $Q = It$, unde I este intensitatea curentului electric staționar dintr-un conductor și t este timpul în care conductorul este parcurs de curent. Unitatea de măsură a sarcinii electrice în SI se numește *coulomb*, cu simbolul C, și se definește prin relația:

$$1\text{C} = [Q]_{\text{SI}} = [I]_{\text{SI}}[t]_{\text{SI}} = \text{A}\cdot\text{s}.$$

Un coulomb reprezintă sarcina electrică transportată prin secțiunea transversală a unui conductor de un curent staționar, cu intensitatea de un amper, în timp de o secundă.

Cea mai mică sarcină electrică pusă în evidență până acum prin numeroase experimente, numită de aceea *sarcină electrică elementară*, este sarcina electrică a unui electron: $e = -1,6\cdot 10^{-19}\text{C}$. Electrizarea corpurilor se poate explica prin lipsa sau excesul electronilor într-un corp (sau într-o anumită regiune a corpului), față de starea lui neutră. Rezultă că sarcina electrică Q a unui corp poate avea numai valori egale cu multiplii întregi ai sarcinii electrice elementare: $Q = ne$, unde $n \in \mathbb{Z}$. O mărime care nu variază continuu, ci poate avea numai anumite valori (în cazul sarcinii electrice,

numai multipli întregi ai sarcinii elementare), se numește, în fizică, *mărime cuantificată*.

Studiul fenomenelor de electrizare a condus la ideea că în cursul interacțiunilor dintre corpurile unui sistem care nu schimbă sarcină electrică cu exteriorul (sistem izolat din punct de vedere electric), sarcina electrică se redistribuie între corpurile sistemului, fără ca valoarea ei totală să se modifice. S-a formulat *principiul conservării sarcinii electrice* astfel: pentru un sistem izolat din punct de vedere electric suma algebrică a sarcinilor electrice ale corpurilor din sistem rămâne constantă.

8.1.2. Legea lui Coulomb. Dacă se aduce un corp încărcat, de mici dimensiuni, numit corp de probă, în apropierea unui corp cu sarcină electrică, se constată că în fiecare punct se exercită forțe asupra corpului de probă. În jurul oricărui corp cu sarcină electrică există o formă fizică a materiei, pe care simțurile noastre nu o pot sesiza și prin intermediul căreia se realizează interacțiunea cu orice alt corp cu sarcină electrică. *Această formă de existență a materiei din jurul corpurilor electrizate, care se manifestă prin acțiuni asupra corpurilor cu sarcină electrică se numește câmp electric.* Un câmp electric produs de un corp în repaus, având sarcină electrică, este constant în timp și se numește **câmp electrostatic**.

Interacțiunea corpurilor cu sarcină electrică se transmite prin intermediul câmpului produs de ele. Un corp punctiform, încărcat cu sarcina electrică q_1 produce în jurul său un câmp electric ce acționează cu o forță \vec{F} asupra altui corp punctiform, încărcat cu sarcina electrică q_2 (fig. 8.1). La rândul său, corpul cu sarcina q_2 produce în jurul său un câmp electric ce acționează asupra corpului cu sarcina q_1 cu o forță $-\vec{F}$. Forțele de interacțiune dintre două corpuri punctiforme cu sarcină electrică sunt orientate după direcția care unește cele două corpuri, iar sensul lor depinde de semnul ambelor sarcini (fig. 8.1).

Fizicianul Charles Auguste de Coulomb (1736-1806) a măsurat, cu ajutorul unei balanțe de torsiune, forța de interacțiune dintre două sfere încărcate cu sarcină electrică. El a stabilit expresia cantitativă a forței de interacțiune F dintre două corpuri punctiforme cu sarcinile electrice q_1 și q_2 , aflate la distanța r unul de celălalt, numită *legea lui Coulomb*:

$$F = k \frac{|q_1 q_2|}{r^2} \quad (8.1)$$

unde k este o constantă de proporționalitate ce depinde de mediul în care se află sarcinile electrice în interacțiune. Pentru q_1 , q_2 și r fixate, forța F este maximă în vid.

În SI constanta de proporționalitate k se scrie:

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon} \quad (8.2)$$

În relația (8.2) ϵ este o constantă, numită *permittivitate*, specifică fiecărui mediu. Dacă cele două sarcini se află într-un mediu omogen oarecare, legea lui Coulomb în SI se scrie:

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon} \cdot \frac{|q_1 q_2|}{r^2} \quad (8.3)$$

În vid, legea lui Coulomb se scrie:

$$F_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{|q_1q_2|}{r^2} \quad (8.4)$$

unde ϵ_0 este permitivitatea vidului, cu valoarea:

$$\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ F/m} .$$

Pentru simplificarea calculului, în problemele în care intervine constanta $1/4\pi\epsilon_0$ vom folosi valoarea ei în SI:

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} = \frac{1}{4 \cdot 3,14 \cdot 8,854 \cdot 10^{-12}} = 9 \cdot 10^9 \text{ N} \cdot \text{m}^2/\text{C}^2 .$$

Se observă că:

$$\frac{F_0}{F} = \frac{\frac{|q_1q_2|}{4\pi\epsilon_0 r^2}}{\frac{|q_1q_2|}{4\pi\epsilon r^2}} = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} .$$

Raportul dintre permitivitatea unui mediu ϵ și permitivitatea vidului ϵ_0 definește o constantă ϵ_r , fără dimensiuni, care se numește *permitivitatea relativă* a mediului respectiv:

$$\epsilon_r = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} . \quad (8.5)$$

Permitivitatea relativă a vidului este, conform definiției, egală cu unitatea, iar a celorlalte medii este supraunitară. Deci permitivitatea relativă a unui mediu arată de câte ori forța de interacțiune dintre două corpuri încărcate electric este mai mică în mediul respectiv decât în vid.

Permitivitățile relative ale câtorva medii

Substanța	ϵ_r	Substanța	ϵ_r
Aer	1,00059	Porțelan	4 ... 5
Petrol	2 ... 2,3	Mică	4 ... 8
Hârtie	2 ... 2,5	Glicerină	43
Ebonită	3 ... 4	Apă	81
Sticlă	2 ... 12	Ceramică	până la 8 000

Dacă în relația (8.4) sarcinile q_1 și q_2 sunt fiecare de câte 1 C și distanța dintre ele este $r = 1$ m, atunci forța de interacțiune este: $F_0 = 9 \cdot 10^9$ N.

Așadar 1 coulomb reprezintă sarcina electrică punctuală, care așezată la o distanță de 1 m de o altă sarcină punctuală egală cu ea, în vid, o respinge cu o forță de $9 \cdot 10^9$ N.

Forțele de interacțiune dintre două corpuri punctiforme cu sarcină electrică sunt orientate după direcția care unește cele două corpuri, iar sensul lor depinde de semnul ambelor sarcini. Pentru a exprima atât modulul cât și orientarea acestor forțe, legea lui Coulomb trebuie scrisă vectorial. În acest scop, se alege punctul O în care se află sarcina q_1 , ca origine a vectorului de poziție \vec{r} al sarcinii q_2 (fig. 8.1). Cu ajutorul vectorului \vec{r}/r , având direcția forței și modulul egal cu unitatea, se poate scrie vectorul forță \vec{F} , cu care sarcina q_1 acționează asupra sarcinii q_2 :

$$\vec{F} = \frac{q_1q_2}{4\pi\epsilon r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r} = \frac{q_1q_2}{4\pi\epsilon r^3} \cdot \vec{r} . \quad (8.6)$$

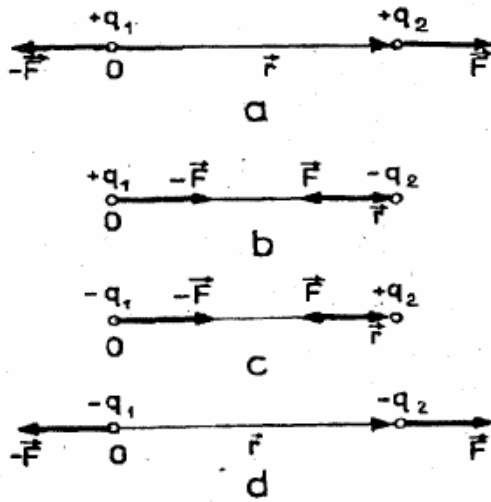


Fig. 8.1. Orientarea forțelor de interacțiune electrică.

În relația vectorială a forței, q_1 și q_2 sunt mărimi algebrice. Semnul lor are importanță pentru determinarea sensului vectorului \vec{F} . Când sarcinile q_1 și q_2 au același semn $q_1 q_2 > 0$, deci \vec{F} are același sens cu \vec{r} (fig. 8.1, a, d), sarcinile se resping. Când sarcinile q_1 și q_2 au semne opuse, $q_1 q_2 < 0$, deci \vec{F} este de sens opus lui \vec{r} (fig. 8.1, b, c), sarcinile se atrag. Forța cu care sarcina q_2 acționează asupra sarcinii q_1 este $-\vec{F}$, egală în modul, dar de sens opus lui \vec{F} .

generatoare de câmp Q , cât și de sarcina corpului de probă q :

$$\vec{F} = \frac{Qq}{4\pi\epsilon r^3} \vec{r}$$

Câtul:

$$\frac{\vec{F}}{q} = \frac{Q}{4\pi\epsilon r^3} \vec{r}$$

nu mai depinde însă de corpul de probă, ci numai de sarcina Q și de poziția punctului în câmp generat de ea.

Într-un punct oarecare, câmpul electric poate fi caracterizat printr-o mărime vectorială \vec{E} , numită *intensitate a câmpului electric în punctul respectiv*, egală cu raportul dintre forța \vec{F} cu care acționează câmpul asupra unui corp de probă aflat în acel punct și sarcina electrică q a corpului de probă:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q} \quad (8.7)$$

Din relația (8.7) rezultă expresia forței electrice:

$$\vec{F} = q \vec{E}$$

Conform relației (8.7) sensul vectorului \vec{E} coincide cu sensul forței cu care câmpul electric acționează asupra unui corp de probă cu sarcină pozitivă.

Intensitatea câmpului electric generat de un corp punctiform, cu sarcina Q , la distanța r , va avea expresia, conform relațiilor (8.7) și (8.6):

$$\vec{E} = \frac{Q}{4\pi\epsilon r^3} \vec{r} \quad (8.8)$$

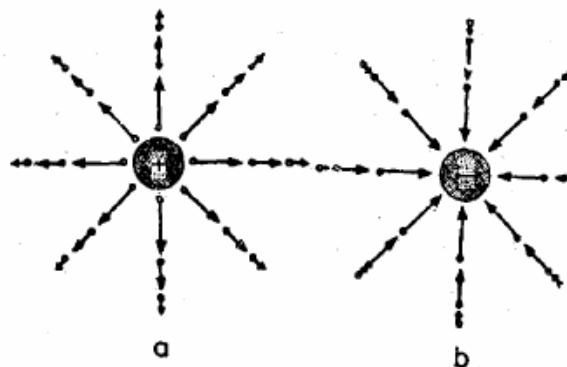


Fig. 8.2. Vectorii intensitate a câmpului electric generat de un corp punctiform (sau sferic) conductor având sarcină: a) pozitivă; b) negativă.

Modulul intensității acestui câmp:

$$E = \frac{|Q|}{4\pi\epsilon r^2} \quad (8.9)$$

variază invers proporțional cu pătratul distanței r . Pentru Q și r dați, \vec{E} are valoarea maximă în vid. Direcția vectorului \vec{E} unește corpul generator de câmp cu punctul respectiv (fig. 8.2). Sensul vectorului \vec{E} depinde de sem-

nul sarcinii Q : de la corp spre exterior pentru sarcina pozitivă (fig. 8.2, a) și de la exterior spre corp pentru sarcina negativă (fig. 8.2, b). În figura 8.2 se observă că vectorul \vec{E} este orientat radial în jurul sarcinii generatoare de câmp, iar valoarea lui este aceeași în toate punctele situate la o distanță dată de sarcina generatoare. Așadar, câmpul electric al unei sarcini punctiforme are *simetrie sferică*.

Mai multe corpuri punctiforme încărcate generează un câmp electric a cărui intensitate \vec{E} într-un punct este suma vectorială a intensităților câmpurilor $\vec{E}_1, \vec{E}_2, \vec{E}_3, \dots, \vec{E}_n$ produse

separat de fiecare corp încărcat în punctul respectiv: $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \vec{E}_3 + \dots + \vec{E}_n$. Acest fapt a fost confirmat de toate experimentele cunoscute până în prezent și constituie un principiu al fizicii, numit *principiul superpoziției*. În figura 8.3 este ilustrat acest principiu pentru cazul a două corpuri punctiforme încărcate.

Pentru caracterizarea distribuției spațiale a câmpului electric, fizicianul englez Michael Faraday (1791–1867) a introdus noțiunea de *linie de câmp*. O linie de câmp este o curbă, la care vectorul intensitate a câmpului electric este tangent în fiecare punct.

Liniei de câmp i se atribuie sensul vectorului \vec{E} , deci sensul în care s-ar deplasa un corp punctiform, cu sarcină pozitivă, lăsat liber în câmp. Prin orice punct al unui câmp electric trece o singură linie de câmp. În desene se figurează un număr finit de linii de câmp, făcându-se convenția ca numărul de linii de câmp pe unitatea de suprafață normală la vectorul \vec{E} să fie proporțional cu modulul vectorului \vec{E} , astfel încât în regiunile unde E este mare, liniile să fie dese, iar în regiunile unde E este mic, liniile să fie rare.

În figura 8.4 sunt reprezentate liniile de câmp ale unui corp punctiform încărcat pozitiv sau încărcat negativ (câmp cu simetrie sferică), iar în figura 8.5 liniile câmpului produs de două corpuri punctiforme cu sarcini egale, de semne opuse. Câmpul electric dintre două plăci metalice plane și paralele izolate una de alta, încărcate cu sarcini egale dar de semne contrare are vectorul intensității constant în fiecare punct, iar liniile lui de câmp sunt paralele și echidistante (fig. 8.6). Un astfel de câmp se numește *câmp uniform*.

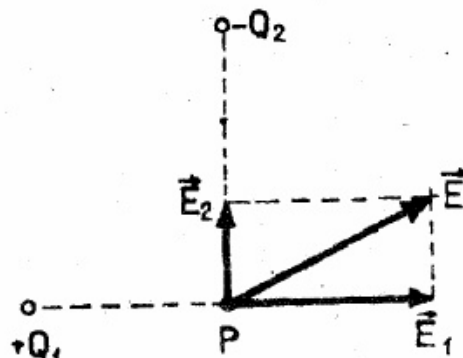


Fig. 8.3. Intensitatea câmpului electric produs într-un punct P de două corpuri punctiforme încărcate.

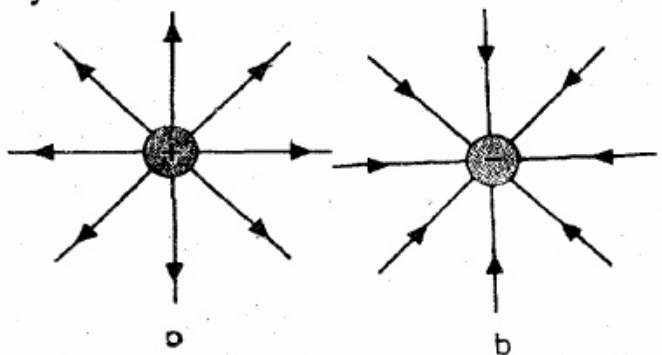


Fig. 8.4. Liniile de câmp ale unui corp punctiform încărcat: a) pozitiv; b) negativ.

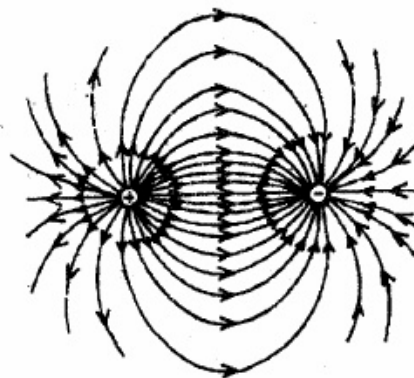


Fig. 8.5. Liniile de câmp în cazul a două corpuri punctiforme cu sarcini egale, de semne opuse.

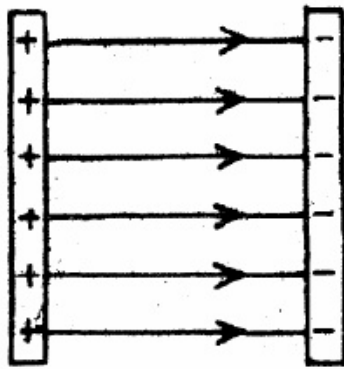


Fig. 8.6. Liniile de câmp în cazul unui câmp uniform.

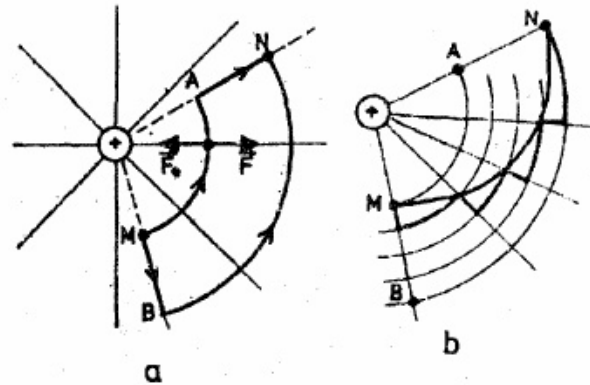


Fig. 8.7. Lucrul mecanic între punctele M și N ale câmpului electric este independent de drumul dintre M și N : a) drumurile MAN și MBN ; b) drumul oarecare MN .

8.1.4. Lucrul mecanic efectuat de câmpul electric produs de o sarcină electrică punctiformă. În timpul deplasării unei sarcini de probă între două puncte ale unui câmp electric, asupra ei câmpul acționează în fiecare punct cu o forță, ce efectuează lucru mecanic. În cazul în care câmpul electric este produs de o sarcină punctiformă Q , forța exercitată asupra sarcinii de probă q în timpul deplasării dintr-un punct M (fig. 8.8), situat la distanța r_M de Q , într-un punct N , situat la distanța r_N de Q nu este constantă, ci scade cu pătratul distanței, conform legii lui Coulomb. De aceea calculul acestui lucru mecanic nu poate fi efectuat aplicând direct definiția învățată în clasele anterioare, valabilă numai în cazul unei forțe constante. În cazul lucrului mecanic al unei forțe variabile în cursul deplasării, calculul necesită cunoștințe de matematică pe care le veți învăța în clasele următoare. În urma calculului, pe care nu-l putem efectua acum, se obține următoarea expresie a lucrului mecanic efectuat de câmpul electric produs de o sarcină electrică punctiformă Q la deplasarea unei sarcini de probă q între două puncte ale câmpului:

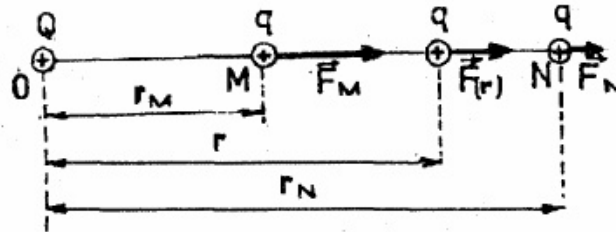
$$L = \frac{Qq}{4\pi\epsilon} \left(\frac{1}{r_M} - \frac{1}{r_N} \right). \quad (8.10)$$

Lucrul mecanic depinde de sarcina generatoare de câmp (Q), de punctul inițial (r_M) și de punctul final (r_N) din câmpul electric, dar și de sarcina de probă (q). În această expresie, sarcinile Q și q sunt mărimi algebrice; semnele lor vor determina semnul mărimii scalare L .

8.1.5. Caracterul conservativ al câmpului electrostatic. Potențialul electric. Se poate arăta că lucrul mecanic al câmpului electrostatic produs de sarcina punctiformă Q în timpul deplasării corpului de probă încărcat cu sarcina q între două puncte oarecare M și N ale câmpului nu depinde de drumul dintre cele două puncte M și N . Alegem două drumuri diferite între punctele M și N : MAN și MBN (fig. 8.7, a). Corpul încărcat cu sarcina de probă q este deplasat uniform între cele două puncte, prin aplicarea unei forțe exterioare \vec{F}_e , egală în modul și opusă ca sens forței electrostatice \vec{F} . Pe arcele de cerc \widehat{MA} și \widehat{BN} lucrul mecanic al forței electrice este nul, deoarece forța este perpendiculară pe deplasare, iar distanțele egale AN și BM , de-a lungul razelor; lucrul mecanic este același, datorită simetriei.

Un drum oarecare între punctele M și N (fig. 8.7, b) poate fi descompus în oricât de multe segmente în lungul liniilor de câmp și arce de cerc, perpendiculare pe liniile de câmp. Pe porțiunile perpendiculare pe liniile de câmp, lucrul mecanic al forțelor electrostatice este nul; în lungul liniilor de câmp, prin adunarea segmentelor conside-

Fig. 8.8. Forța electrică sub acțiunea căreia corpul cu sarcina q se deplasează din M în N într-un câmp produs de un corp punctiform încărcat este variabilă.



rate, se obține un segment egal cu MB sau AN . Rezultă că lucrul mecanic al forței electrostatice are aceeași valoare, independent de drumul dintre cele două puncte M și N . Deși acest rezultat a fost găsit pentru un caz particular, cel al câmpului radial, proprietatea este generală: lucrul mecanic al forțelor electrostatice este independent de drum pentru oricare două puncte din *orice* câmp electrostatic.

O proprietate asemănătoare s-a demonstrat și pentru lucrul mecanic al forțelor gravitaționale. Ca și forțele câmpului gravitațional, *forțele câmpului electrostatic sunt conservative*.

Din relația (8.10) se observă că raportul L/q nu mai depinde de sarcina de probă q și nici de drumul pe care s-a deplasat, ci numai de sarcina generatoare de câmp Q și de pozițiile celor două puncte M și N . Raportul L/q este deci caracteristic pentru fiecare pereche de puncte ale câmpului electrostatic. El poate servi pentru definirea unei mărimi fizice scalare, cu ajutorul căreia să se descrie câmpul electrostatic. Prin definiție *diferența de potențial electric* $V_M - V_N$ dintre două puncte M și N sau *tensiunea electrică* U dintre acele puncte este o mărime fizică egală cu *câtul dintre lucrul mecanic* $L_{M \rightarrow N}$ efectuat de câmp la deplasarea unui corp încărcat între cele două puncte și sarcina electrică q a corpului:

$$U = V_M - V_N = \frac{L_{M \rightarrow N}}{q}. \quad (8.11)$$

Dacă se alege un punct unic de referință N , până la care să se facă deplasarea corpului de probă, atunci raportul $L/q = V_M - V_N$ va avea pentru punctul M al câmpului o unică valoare, caracteristică. În mod arbitrar se poate considera valoarea V_N pentru punctul de referință, egală cu zero. Atunci punctului M din câmp îi va corespunde o mărime care se numește *potențial electric* V_M în punctul M .

Prin definiție, *potențialul electric într-un punct este o mărime fizică egală cu raportul dintre lucrul mecanic* $L_{M \rightarrow Ref}$ efectuat de câmp la deplasarea unui corp de probă încărcat, din acel punct în punctul de referință arbitrar ales, și sarcina q a celui corp:

$$V_M = \frac{L_{M \rightarrow Ref}}{q}. \quad (8.12)$$

Câmpul electric poate fi descris cu ajutorul valorilor potențialului în fiecare punct, numai dacă se indică și punctul de referință, ales arbitrar, căruia i se atribuie în mod convențional potențialul nul. În electrostatică, se alege punctul de referință N la mare distanță de celelalte sarcini, la infinit. Pentru studiul circuitelor electrice punctul de referință de potențial nul se ia de obicei pe suprafața Pământului.

În cazul câmpului electric al unei sarcini punctiforme se observă că diferența de potențial dintre două puncte este dată de relația:

$$V_M - V_N = \frac{Q}{4\pi\epsilon} \left(\frac{1}{r_M} - \frac{1}{r_N} \right). \quad (8.13)$$

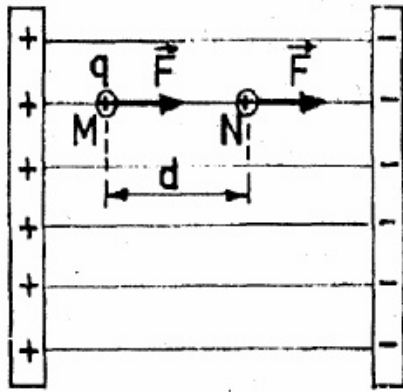


Fig. 8.9. Forța electrică sub acțiunea căreia corpul cu sarcină q se deplasează din M în N într-un câmp uniform este constantă.

Alegând punctul de referință, până la care se face deplasarea, la infinit: $r_N \rightarrow \infty$, atunci $1/r_N \rightarrow 0$; potențialului acestui punct i se atribuie convențional valoarea zero: $V_N = 0$. Se obține expresia potențialului punctului M :

$$V_M = \frac{Q}{4\pi\epsilon r_M} \quad (8.14)$$

Se observă că $V_M > 0$ când sarcina $Q > 0$ și că $V_M < 0$ când $Q < 0$. Potențialele create în același punct de mai multe sarcini se adună algebric.

Sub acțiunea câmpului electric un corp cu sarcină pozitivă se deplasează de la un potențial mai mare spre un potențial mai mic, iar un corp de sarcină negativă invers. Indiferent de semnul sarcinii, mișcarea se face în sensul descreșterii energiei potențiale a sistemului.

În cazul unui câmp electric uniform, deoarece \vec{E} este constant, rezultă că și forța electrică ce acționează asupra corpului cu sarcina q pe o distanță d este constantă: $F = qE$ (fig. 8.9). În acest caz tensiunea electrică va avea conform relației (8.11), expresia:

$$U = \frac{Fd}{q} = \frac{qEd}{q} = Ed. \quad (8.15)$$

Unitatea de măsură în SI pentru diferența de potențial se numește volt și se definește pe baza relației (8.11):

$$[V_A - V_B]_{SI} = \frac{[L]_{SI}}{[q]_{SI}} = \frac{J}{C} = V \text{ (volt).}$$

Un volt este diferența de potențial dintre două puncte ale unui câmp electric, între care se efectuează un lucru mecanic de 1 J pentru a deplasa un corp cu sarcina electrică de 1 C.

Cu ajutorul relației (8.15) se poate stabili unitatea de măsură pentru intensitatea câmpului electric în SI:

$$[E]_{SI} = \frac{[U]_{SI}}{[d]_{SI}} = \frac{V}{m} \text{ (volt/metru).}$$

8.1.6. Energia potențială de interacțiune a două sarcini electrice punctiforme. Ați învățat că pentru orice sistem în care acționează forțe conservative se poate defini o mărime de stare numită energie potențială, în felul următor: variația energiei potențiale a sistemului este egală și de semn opus cu lucrul mecanic al forțelor conservative care acționează în sistem:

$$\Delta E_p = -L. \quad (8.16)$$

Notând E_{p1} energia potențială a sistemului în starea inițială și E_{p2} energia potențială în starea finală, variația de energie potențială se scrie:

$$\Delta E_p = E_{p2} - E_{p1},$$

iar relația de definiție a energiei potențiale (8.16) se scrie:

$$L_i = E_{p1} - E_{p2}. \quad (8.17)$$

La studiul câmpului gravitațional ați găsit expresia energiei potențiale a unui sistem alcătuit dintr-un punct material de masă m , plasat în câmpul gravitațional al Pământului, sistem în care acționează forțele conservative gravitaționale. Situația este similară în cazul unui sistem alcătuit dintr-o sarcină electrică punctiformă q , aflată într-un câmp electrostatic, forțele conservative fiind în acest caz de natură electrostatică. La deplasarea sarcinii electrice punctiforme q între două puncte ale câmpului electrostatic, forța electrostatică ce acționează asupra ei își deplasează punctul de aplicație și efectuează un lucru mecanic, exprimat, conform (8.11), prin relația:

$$L_{M \rightarrow N} = qU = q(V_M - V_N). \quad (8.18)$$

În fiecare stare, sistemului i se poate atribui o energie potențială, conform relației (8.17):

$$L_{M \rightarrow N} = E_{pM} - E_{pN}, \quad (8.19)$$

unde E_{pM} reprezintă energia potențială a sistemului când sarcina q este în punctul inițial M , iar E_{pN} reprezintă energia potențială a sistemului când sarcina q este în punctul final N .

Vom calcula expresia energiei potențiale de interacțiune a două sarcini electrice punctiforme, considerând că sarcina punctiformă q se deplasează între două puncte M și N ale unui câmp electrostatic produs de o altă sarcină punctiformă Q (fig. 8.8). Din relațiile (8.18) și (8.19), obținem:

$$L_{M \rightarrow N} = E_{pM} - E_{pN} = q(V_M - V_N). \quad (8.20)$$

Pentru potențialele electrice V_M și V_N putem folosi relația (8.14), deoarece câmpul electrostatic în aceste puncte este produs de sarcina punctiformă Q . După înlocuirea potențialelor, din expresia (8.20) se obține:

$$E_{pM} - E_{pN} = \frac{Qq}{4\pi\epsilon r_M} - \frac{Qq}{4\pi\epsilon r_N}.$$

Această relația ne permite să atribuim energiei potențiale de interacțiune dintre cele două sarcini punctiforme expresia:

$$E_p(r) = \frac{Qq}{4\pi\epsilon r}. \quad (8.21)$$

Starea de energie potențială nulă este cea în care sarcinile electrice se află la distanță foarte mare una de alta ($r \rightarrow \infty$). Dacă sarcinile sunt de același semn, energia potențială este pozitivă, iar sarcinile se resping; când sarcinile sunt de semne opuse, energia potențială este negativă, iar sarcinile se atrag. Dacă sarcina q este lăsată liberă, indiferent de semnul sarcinilor, ea se mișcă în sensul scăderii energiei potențiale: de la stări cu energie potențială mai mare, către stări cu energie potențială mai mică (fig. 8.10).

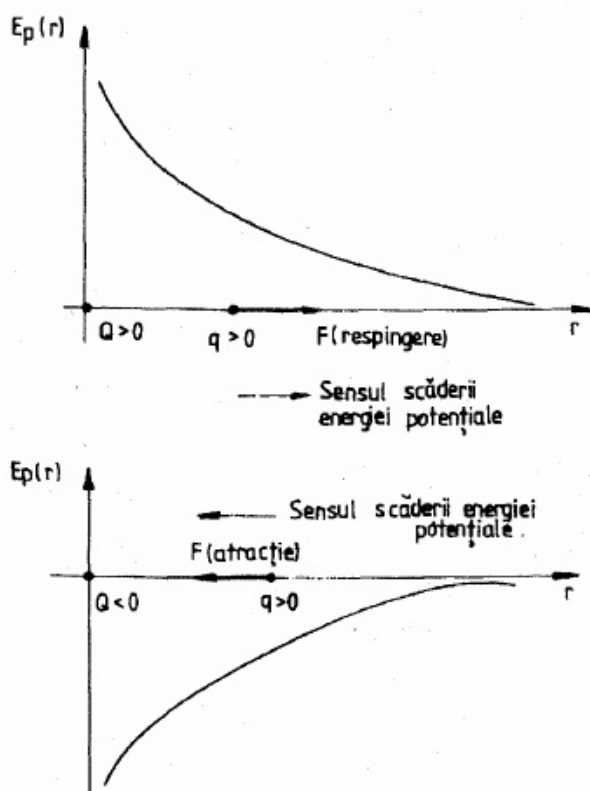


Fig. 8.10. Sarcina q lăsată liberă în câmpul sarcinii Q se mișcă în sensul scăderii energiei potențiale, indiferent de semnul sarcinilor.

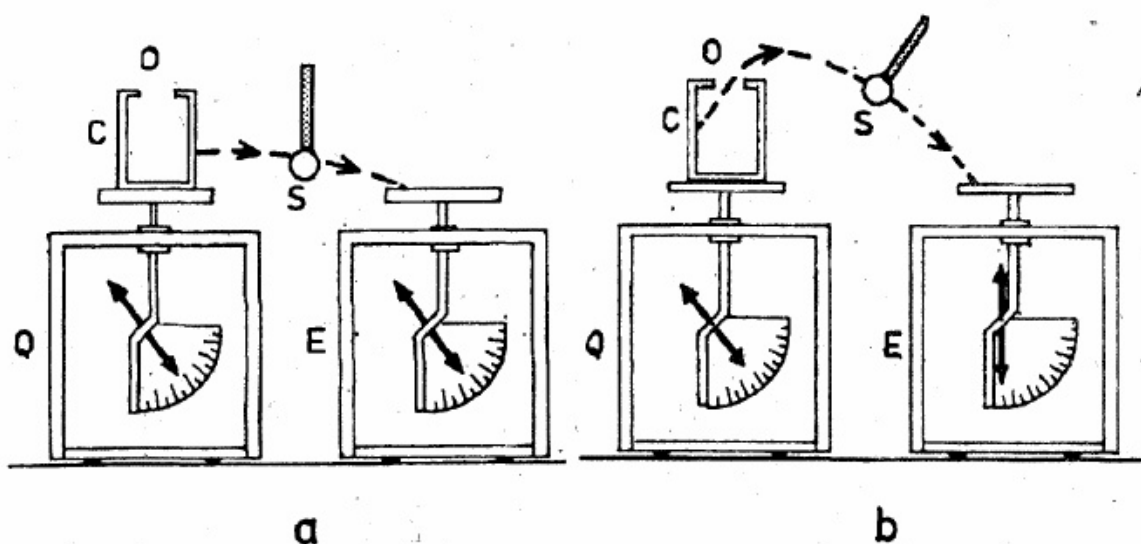


Fig. 8.11. Experiment pentru observarea distribuției sarcinii electrice libere pe un cilindru metalic:
 a) în exteriorul cilindrului există sarcină electrică;
 b) în interiorul cilindrului nu există sarcină electrică.

8.1.7. Conductor izolat în câmp electrostatic. Un conductor electrizat, a cărui sarcină electrică liberă este în repaus, se află în *echilibru electrostatic*. Pentru un conductor pe suport izolator, aflat în câmp electrostatic, echilibrul electrostatic este posibil numai dacă sarcina lui liberă nu se deplasează în interiorul conductorului. Rezultă că în interiorul conductorului intensitatea câmpului electrostatic este nulă.

Intensitatea câmpului electrostatic în interiorul conductorului trebuie să fie nulă, pentru ca sarcina liberă să nu se poată mișca în interiorul lui; pe de altă parte, dacă după electrizarea conductorului sarcina electrică în exces s-ar plasa în interiorul conductorului electrizat, ea ar crea în interior un câmp electrostatic diferit de zero și echilibrul electrostatic nu s-ar putea realiza. Rezultă că *sarcina electrică se distribuie numai pe suprafața exterioară a unui conductor în echilibru electrostatic*. Această proprietate a conductoarelor metalice, observată pentru prima oară de către Franklin în 1775, poate fi pusă în evidență cu ajutorul unor experimente.

Experimentul 1. Se fixează un cilindru metalic gol C , cu o mică deschidere O la partea superioară (fig. 8.11, a) pe tija unui electroscoap Q . Se încarcă electric cilindrul cu ajutorul unei mașini electrostatice; se observă că acul electroscoapului Q deviază. O sferă metalică S , pe un suport izolant, se pune în contact mai întâi cu suprafața exterioară a cilindrului C și apoi cu un alt electroscoap E (fig. 8.11, a), al cărui ac deviază. Dacă sfera S este pusă în contact mai întâi cu suprafața interioară a cilindrului C și apoi cu electroscoapul E (fig. 8.11, b), acul acestuia nu mai deviază. Sfera nu a preluat deci purtători de sarcină electrică de pe suprafața interioară a cilindrului metalic.

Experimentul 2. Se utilizează o rețea metalică dreptunghiulară cu laturile mai mici fixate pe două vergele izolatoare având lipite pe ambele suprafețe foițe înguste de hârtie (fig. 8.12). Se electrizează rețeaua și se observă că ambele șiruri de foițe se îndepărtează de rețea (fig. 8.12, a). Dacă se curbează rețeaua ca în figura 8.12, b, se constată că foițele de pe suprafața interioară cad.

Proprietatea conductoarelor în echilibru electrostatic de a nu avea în interior nici câmp electrostatic nici sarcină electrică liberă este aplicată în practică la *ecranarea electrostatică*. Pentru protejarea unor aparate sensibile de influența unor câmpuri

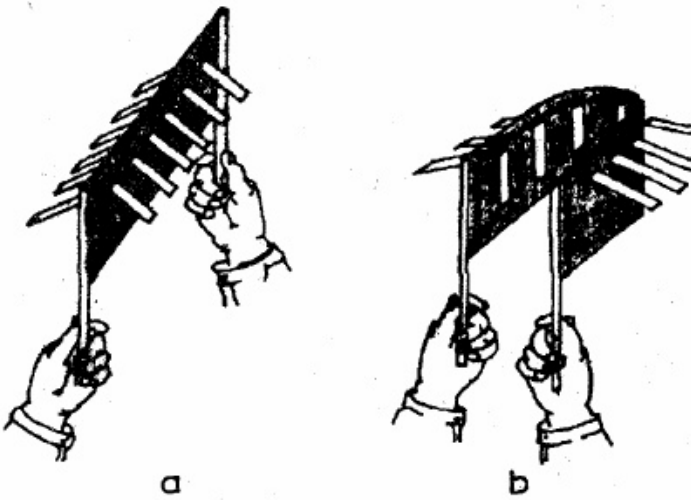


Fig. 8.12. Sarcina electrică liberă se distribuie pe suprafața exterioară a unui conductor metallic.

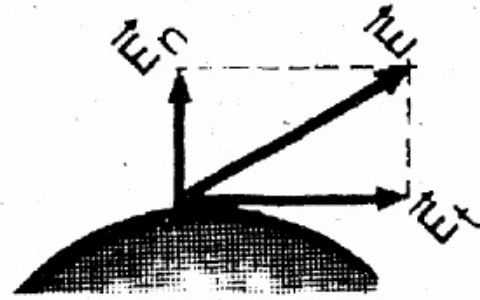


Fig. 8.13. Vectorul \vec{E} se descompune în două componente: \vec{E}_n , normal la suprafața conductorului și \vec{E}_t , tangent la suprafață.

electrice, aceste aparate se înconjură cu ecrane electrice, ce constau din corpuri metalice goale în interior, legate la pământ.

În continuare să analizăm și potențialele punctelor unui conductor în echilibru electrostatic. În interior $\vec{E} = 0$, deci, conform relației 8.15, și diferența de potențial dintre oricare două puncte din interiorul conductorului este nulă. Rezultă că *toate punctele din interiorul unui conductor în echilibru electrostatic au același potențial*.

În exteriorul conductorului în echilibru electrostatic, în punctele aflate în imediata vecinătate a suprafeței lui, *intensitatea câmpului electrostatic este normală pe suprafața conductorului*. Dacă vectorul \vec{E} n-ar fi normal la suprafață, el ar avea o componentă pe direcția tangență la suprafață (fig. 8.13). Sub acțiunea acestei componente sarcinile libere de pe suprafața conductorului s-ar putea deplasa. Rezultă că vectorul \vec{E} și deci și forța electrică ce se exercită asupra sarcinilor cu care este încărcat conductorul sunt normale la suprafața conductorului, adică la drumul pe care s-ar putea deplasa aceste sarcini. Lucrul mecanic al acestor forțe este nul, deci, conform relației (8.11), *diferența de potențial între oricare două puncte ale suprafeței conductorului în echilibru electrostatic este nulă*. O suprafață, ale cărei puncte au toate același potențial, se numește *suprafață echipotențială*. Suprafața unui conductor izolat este așadar o suprafață echipotențială.

Se poate arăta că potențialul din exteriorul unei sfere conductoare, încărcată cu sarcina Q , este dat de relația: $V = \frac{Q}{4\pi\epsilon r}$, unde r este distanța de la centrul sferei la punctul respectiv. În exteriorul sferei suprafețele echipotențiale vor coincide cu cele ale unei sarcini punctuale Q , situată în centrul sferei.

PROBLEMĂ REZOLVATĂ

În vârfurile A, B și C ale unui pătrat cu latura $a = 0,41$ m, se află trei corpuri punctiforme, cu sarcinile $Q_1 = -2 \cdot 10^{-6}$ C, $Q_2 = 4\sqrt{2} \cdot 10^{-6}$ C, respectiv $Q_3 = Q_1 = -2 \cdot 10^{-6}$ C. Să se găsească:

- intensitatea câmpului electric creat de sarcinile Q_1, Q_2, Q_3 în vârful D al pătratului;
- potențialul electric în punctul D ;

c) lucrul mecanic efectuat pentru a deplasa un corp punctiform cu sarcina $Q_4 = 10^{-6}$ C din punctul D în centrul O al pătratului.

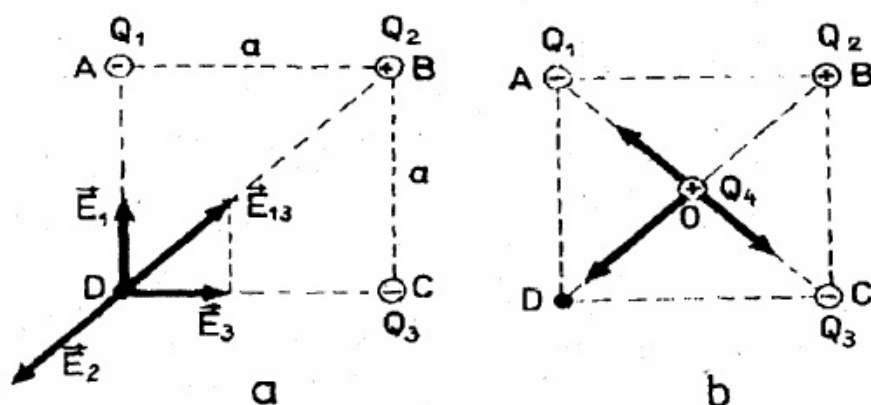


Fig. 8.14. Pentru problema rezolvată.

Rezolvare

a) Intensitatea câmpului în punctul D (fig. 8.14, a) se află prin compunerea vectorială a intensităților câmpurilor $\vec{E}_1, \vec{E}_2, \vec{E}_3$ produse de sarcinile Q_1, Q_2, Q_3 în punctul D :

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \vec{E}_3.$$

Modulele acestor vectori sunt, presupunând corpurile în vid:

$$E_1 = E_3 = \frac{|Q_1|}{4\pi\epsilon_0 a^2}; E_2 = \frac{|Q_2|}{4\pi\epsilon_0 (a\sqrt{2})^2} = \frac{|Q_2|}{8\pi\epsilon_0 a^2} = \frac{2\sqrt{2}|Q_1|}{8\pi\epsilon_0 a^2} = \sqrt{2}E_1.$$

Conform figurii, vectorul $\vec{E}_{13} = \vec{E}_1 + \vec{E}_3$ este egal și de sens opus vectorului \vec{E}_2 , deci intensitatea câmpului în punctul D este nulă.

b) Fiecare dintre cele 3 sarcini creează câte un câmp electric, caracterizat în punctul D prin câte un potențial electric:

$$V_1 = V_3 = \frac{Q_1}{4\pi\epsilon_0 a}; V_2 = \frac{Q_2}{4\pi\epsilon_0 a\sqrt{2}}.$$

Potențialul în punctul D , datorat celor trei sarcini, va fi suma celor trei mărimi scalare V_1, V_2, V_3 :

$$\begin{aligned} V_D = V_1 + V_2 + V_3 &= \frac{2Q_1}{4\pi\epsilon_0 a} + \frac{Q_2}{4\pi\epsilon_0 a\sqrt{2}} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 a} (2Q_1 + \frac{Q_2}{\sqrt{2}}) = \\ &= \frac{9 \cdot 10^9}{0,41} (-2 \cdot 2 \cdot 10^{-6} + \frac{4\sqrt{2} \cdot 10^{-6}}{\sqrt{2}}) \text{ V} = 0 \text{ V}. \end{aligned}$$

Sistemul celor trei sarcini creează un câmp electrostatic caracterizat în punctul D printr-un vector $\vec{E} = 0$ și printr-un potențial $V = 0$.

c) Conform relației:

$$L = Q_4 U = Q_4 (V_D - V_O).$$

Trebuie aflat potențialul V_O în punctul O ; prin adunarea celor trei valori V_1, V_2, V_3 ale potențialelor în O , datorate celor trei sarcini Q_1, Q_2 respectiv Q_3 :

$$\begin{aligned} V_O = V_1 + V_2 + V_3 &= \frac{Q_1}{2\pi\epsilon_0 a\sqrt{2}} + \frac{Q_2}{2\pi\epsilon_0 a\sqrt{2}} + \frac{Q_3}{2\pi\epsilon_0 a\sqrt{2}} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0 a\sqrt{2}} (2Q_1 + Q_2) = \\ &= \frac{9 \cdot 10^9 \sqrt{2}}{0,41} (-2 \cdot 2 + 4\sqrt{2}) \cdot 10^{-6} \text{ V} = 50,7 \cdot 10^3 \text{ V}. \end{aligned}$$

Rezultă că:

$$L = -0,0507 \text{ J}.$$

Lucrul mecanic efectuat la deplasarea corpului cu sarcina Q_4 din D în O este negativ, ceea ce arată că forța electrică rezultantă cu care sarcinile $Q_1, Q_2, \text{ și } Q_3$ acționează asupra sarcinii Q_4 este orientată de la O spre D , în sens opus deplasării; deplasarea corpului de la D la O se face sub acțiune exterioară. Această concluzie se verifică în figura 8.14, b, unde se observă că forțele electrice $\vec{F}_1, \vec{F}_2, \vec{F}_3$, cu care acționează sarcinile Q_1, Q_2 respectiv Q_3 asupra sarcinii Q_4 , în punctul O , dau o rezultantă egală cu \vec{F}_2 , orientată de la O spre D .

ÎNTREBĂRI, EXERCITII, PROBLEME

1. Având la dispoziție două pendule electrice (puteți confecționa un pendul electric suspendând de un fir de mătase, fixat pe un suport de sticlă, o buchiță de polistiren sau de măduvă de soc), o placă de celuloid,

o placă de PVC și o pânză de bumbac pentru a freca plăcile, demonstrați că există două feluri de sarcini electrice.

2. Demonstrați același lucru, având la dispoziție, în locul celor două pendule, un electroscop.

3. Câți electroni a primit un corp electrizat cu o sarcină electrică $Q = -10 \text{ C}$? Cu cât a crescut masa corpului (ΔM) după electrizare? Masa electronului este $m = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$.

$$R: n \approx 6,25 \cdot 10^{19}; \Delta M = 5,68 \cdot 10^{-11} \text{ kg}.$$

4. Trei sfere conductoare identice, având sarcinile electrice respectiv $Q_1 = 10^{-4} \text{ C}$, $Q_2 = -2 \cdot 10^{-4} \text{ C}$, $Q_3 = 3 \cdot 10^{-4} \text{ C}$ se aduc în contact. Ce sarcină electrică va avea fiecare sferă în urma contactului?

$$R: Q'_1 = Q'_2 = Q'_3 = \frac{Q_1 + Q_2 + Q_3}{3} = \frac{2}{3} \cdot 10^{-4} \text{ C}.$$

5. Conform modelului planetar al atomului, atomul de hidrogen este format dintr-un nucleu care are un proton cu sarcina electrică pozitivă, egală în modul cu sarcina electronului, și un electron, la distanța $r = 5,3 \cdot 10^{-11} \text{ m}$ de nucleu. Calculați forța de atracție electrostatică dintre electron și nucleu.

$$R: 8,2 \cdot 10^{-8} \text{ N}.$$

6. La ce distanță ar trebui să se găsească unul de altul, într-un mediu cu permitivitatea relativă ϵ_r , două corpuri punctiforme, cu sarcini egale, pentru a se respinge cu aceeași forță cu care se resping în vid, când sunt la distanța r unul de celălalt?

$$R: x = r/\sqrt{\epsilon_r}.$$

7. Două corpuri punctiforme, cu sarcinile $+Q$ și respectiv $+2Q$, se găsesc în aer la distanța r unul de altul. La ce distanță de primul corp, pe linia ce unește cele două corpuri, trebuie să se afle un al treilea corp, cu sarcina $-Q$, pentru a fi în echilibru?

$$R: x = 0,41 r.$$

8. Două mici sfere conductoare, având fiecare masa $m = 0,4 \text{ g}$, aflate la capetele a două fire de mătase de lungime $l = 12 \text{ cm}$ suspendate în același punct, au fost electrizate simultan cu sarcini egale, de același semn. Sferele se resping la o distanță $d = 8 \text{ cm}$ într-un lichid și la o distanță $d = 10 \text{ cm}$ în aer.

a) Calculați sarcina electrică Q de pe fiecare sferă.

b) Găsiți permitivitatea relativă a lichidului. Se vor neglija forțele arhimedice.

$$R: Q = 4,47 \cdot 10^{-8} \text{ C}; \epsilon_r = 2,0.$$

9. Explicați de ce liniile de câmp electric nu se intersectează.

10. Găsiți intensitatea câmpului electric produs de un proton (cu sarcina elementară, $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$) la distanța $r = 5,3 \cdot 10^{-11} \text{ m}$.

$$R: 5,1 \cdot 10^{11} \text{ V/m}.$$

11. Într-un punct situat între două corpuri punctiforme încărcate, pe linia care le unește, intensitatea câmpului electric este zero. Ce puteți spune despre semnele sarcinilor corpurilor?

12. Găsiți pe cale grafică vectorul intensitate a câmpului electric în câteva puncte situate între două corpuri punctiforme cu sarcini egale, de același semn, precum și în câteva puncte situate în afara liniei care le unește. Desenați calitativ liniile de câmp corespunzătoare acestor sarcini.

13. Două corpuri punctiforme cu sarcinile $Q_1 = 2 \cdot 10^{-6} \text{ C}$, respectiv $Q_2 = 8 \cdot 10^{-8} \text{ C}$ se găsesc în aer, la distanța $d = 10 \text{ cm}$ unul de altul.

a) Care este intensitatea câmpului electric produs de fiecare corp încărcat în punctul în care se găsește celălalt?

b) Ce forțe acționează asupra fiecărui corp încărcat?

R: a) $7,2 \cdot 10^4 \text{ N/C}$, $1,8 \cdot 10^6 \text{ N/C}$; b) $14,4 \cdot 10^{-2} \text{ N}$.

14. Două corpuri punctiforme încărcate, cu sarcinile $Q_1 = +4q$, respectiv $Q_2 = +2q$, sunt situate la distanța d unul de celălalt. În ce puncte intensitatea câmpului electric este nulă?

R: Între cele două corpuri, la distanța $0,59 d$ de Q_1 .

15. S-ar putea considera potențialul Pământului $+10 \text{ V}$ în loc de 0 V ? Ce efect ar avea această alegere asupra valorilor potențialelor? Dar asupra diferențelor de potențial?

16. Pot exista puncte în care intensitatea câmpului electrostatic să fie nulă, iar potențialul să fie diferit de zero? Dați exemple.

17. Cum se schimbă valoarea intensității câmpului electrostatic în punctele din interiorul unei sfere metalice de rază R , aflată într-un câmp electrostatic uniform de intensitate E , dacă pe sferă se aduce sarcina electrică Q ? Dar în punctele din exteriorul sferei?

18. Cum se schimbă intensitatea câmpului electric creat de un corp cu sarcină electrică, dacă se înconjură corpul cu o foiță metalică subțire, neelectrizată, astfel încât forma foiței să coincidă cu una din suprafețele echipotențiale din apropierea corpului?

19. Două sfere metalice de aceeași rază, una goală și alta plină, încărcate cu sarcini egale și de același semn, se ating una de alta. Cum se distribuie sarcinile electrice pe cele două sfere? Ce se întâmplă cu potențialul fiecărei sfere?

20. Arătați că, dacă un ecran electric este legat la pământ, el permite ecranarea în ambele sensuri: de la exterior spre interior și de la interior spre exterior, iar dacă ecranul este izolat, el permite numai ecranarea de la exterior spre interior.

21. Două corpuri cu sarcinile electrice Q și respectiv $-nQ$ se află în vid, la distanța r unul de celălalt. În ce punct de pe segmentul ce unește corpurile potențialul este nul?

R: $x = r/(n + 1)$ față de Q , între corpuri.

22. Două corpuri punctiforme, cu sarcinile electrice $q_1 = 9 \cdot 10^{-6} \text{ C}$ și $q_2 = 4 \cdot 10^{-6} \text{ C}$, se găsesc în aer, la distanța de 25 cm unul de altul. Ce valoare are potențialul electric V al punctului în care intensitatea câmpului electric generat de cele două sarcini este nulă?

R: $V = 9 \cdot 10^5 \text{ V}$.

23. Un corp cu sarcina $q = 10^{-8} \text{ C}$ se deplasează în câmpul creat de o sarcină punctiformă Q , în aer, dintr-un punct situat la distanța $r_A = 1 \text{ m}$ până într-un punct situat la distanța $r_B = 1,2 \text{ m}$ de sarcina Q . Lucrul mecanic efectuat este $3 \cdot 10^{-4} \text{ J}$. Să se afle: a) sarcina electrică Q ; b) diferența de potențial dintre punctele A și B .

R: a) $Q = 2 \cdot 10^{-5} \text{ C}$; b) $U = 3 \cdot 10^4 \text{ V}$.

8.2. CAPACITATEA ELECTRICĂ

8.2.1. Capacitatea electrică a unui conductor izolat. Un conductor electrizat se caracterizează printr-un potențial electric față de pământ. Pentru măsurarea acestui potențial se poate utiliza electroscopul. Dacă se leagă cutia electroscopului la pământ și se electrizează discul, deviația acului indică potențialul discului față de pământ. Cu ajutorul electroscopului se va studia dependența potențialului unui conductor de sarcina lui electrică.

Experiment. Conductorul C este alcătuit din tija electroscoapului și un cilindru metalic gol, fixat de disc (fig. 8.15, a). Se electrizează o mică sferă metalică S , cu suport izolator (fig. 8.15, b), cu ajutorul unei mașini electrostatice. Se introduce sfera electrizată S în interiorul cilindrului fixat la electroscoap, aducând-o în contact cu pereții interiori ai cilindrului (fig. 8.15, c). Întreaga sarcină electrică de pe sferă se va distribui pe suprafața exterioară a cilindrului; sfera, rămasă neutră, se scoate apoi din cilindru.

Se dublează sarcina electrică de pe suprafața exterioară a cilindrului introducând din nou sfera S în cilindru, după ce a fost reîncărcată în prealabil cu aceeași sarcină electrică (aducând-o în contact din nou cu același pol al mașinii electrostatice, menținut la același potențial). Deviația acului electroscoapului indică pe scala gradată dublarea potențialului conductorului C .

Se introduce din nou în cilindru sfera S , electrizată cu aceeași sarcină electrică, astfel că sarcina electrică a cilindrului crește de trei ori față de valoarea inițială. Se constată și creșterea de trei ori a potențialului conductorului C .

Rezultă că *potențialul unui conductor izolat este direct proporțional cu sarcina lui electrică*. Cu alte cuvinte, raportul dintre sarcina electrică Q a conductorului izolat și potențialul său V este constant:

$$Q/V = \text{constant.}$$

Pentru a vedea dacă valoarea raportului Q/V este aceeași pentru toate conductoarele, sau este specifică fiecărui conductor, se modifică forma și dimensiunile conductorului studiat, prin punerea în contact a cilindrului fixat la electroscoap cu diferite corpuri metalice izolate de pământ (fig. 8.16), care să aibă diferite forme și dimensiuni. De fiecare dată se încarcă electroscoapul cu aceeași sarcină electrică, folosind sfera S . Se constată că acul electroscoapului deviază de fiecare dată cu alt unghi, ceea ce arată că diferite conductoare, încărcate cu aceeași sarcină electrică, au potențiale diferite.

Așadar, *raportul dintre sarcina electrică a unui conductor izolat și potențialul său este specific fiecărui conductor, depinzând de forma și dimensiunile lui*.

S-a pus astfel în evidență o nouă proprietate a conductoarelor: aceea de a avea o anumită capacitate de acumulare a sarcinii electrice. Descrierea cantitativă a acestei proprietăți se face definind o nouă mărime fizică, prin raportul Q/V , specific fiecărui conductor izolat. Prin definiție, *capacitatea electrică C a unui conductor izolat și depărtat de alte corpuri este o mărime fizică egală cu raportul dintre sarcina Q a conductorului și potențialul său V :*

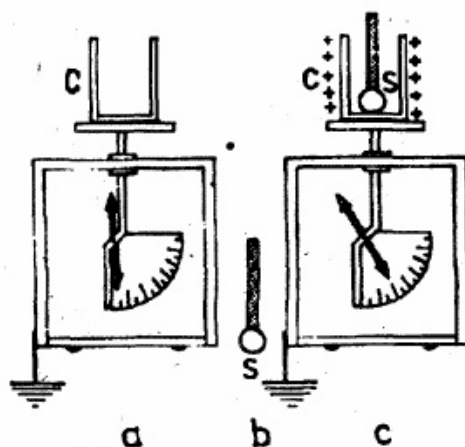


Fig. 8.15. a) Electroscoap cu un cilindru metalic gol, fixat pe disc. b) Sferă metalică electrizată, cu suport izolator. c) Electrizarea cilindrului fixat la electroscoap, cu ajutorul sferei metalice.

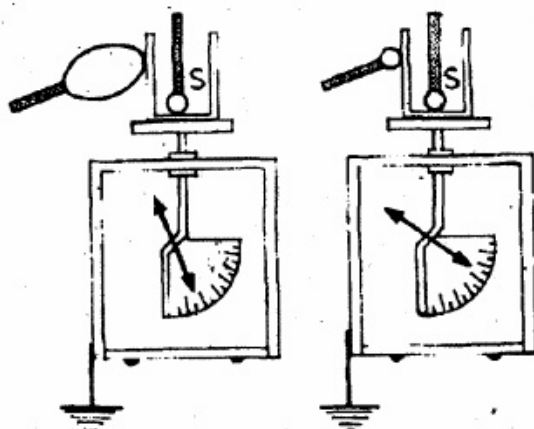


Fig. 8.16. Potențialul conductoarelor izolate electrizate cu aceeași sarcină electrică depinde de forma și dimensiunile conductorului.

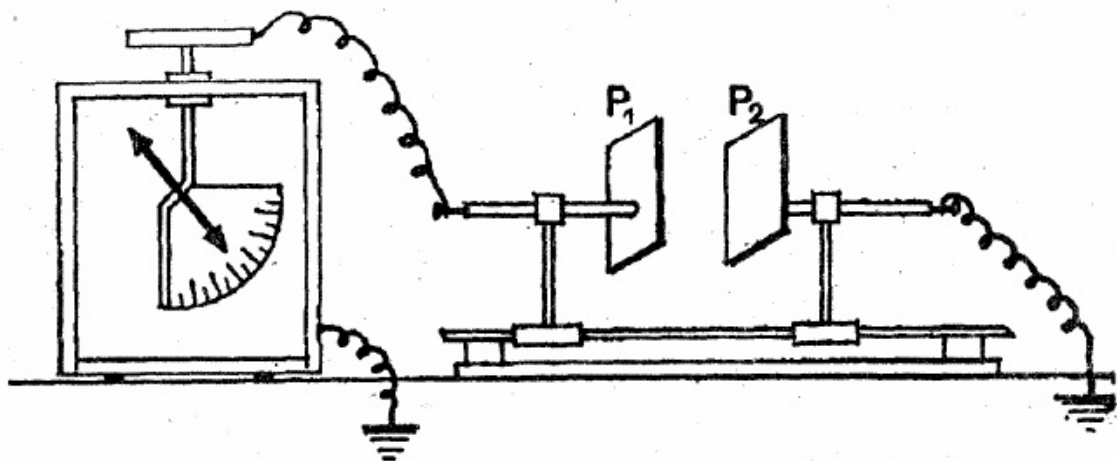


Fig. 8.17. Dispozitiv pentru studiul capacității unui sistem de două conductoare.

$$C = Q/V. \quad (8.22)$$

Unitatea de capacitate electrică în SI se numește farad (F) și reprezintă capacitatea unui conductor izolat și depărtat de alte corpuri, care, fiind încărcat cu sarcina electrică de 1 C, are potențialul de 1 V:

$$[C]_{SI} = \frac{[Q]_{SI}}{[V]_{SI}} = \frac{1C}{1V} = 1F.$$

8.2.2. Condensatorul. Expresia capacității condensatorului plan. Potențialul unui conductor încărcat se modifică dacă în apropierea conductorului se aduc alte corpuri conductoare, chiar dacă ele n-au fost electrizate în prealabil. Fenomenul poate fi pus în evidență prin experimentul următor.

Experiment. O placă metalică P_1 , fixată pe suport izolator, fig. 8.17, se leagă la un electroscop printr-un fir conductor. O altă placă metalică P_2 se leagă la pământ. Cele două plăci P_1 și P_2 pot culisa pe o șină. Se electrizază placa P_1 , ținând placa P_2 la distanță; apoi se apropie P_2 de P_1 ; se observă că deviația acului electroscopului scade, indicând scăderea potențialului conductorului P_1 . Sarcina electrică a conductorului P_1 nu s-a modificat, dar potențialul său a scăzut prin apropierea conductorului P_2 . Pentru a-l readuce la același potențial, trebuie încărcat cu sarcină suplimentară. Rezultă că, un conductor poate fi încărcat cu o sarcină mai mare, la același potențial, când în apropierea lui se află un alt conductor.

În practică se utilizează un dispozitiv numit *condensator electric*, format dintr-un ansamblu de două conductoare, numite armături, separate între ele printr-un strat izolator. Pentru încărcarea condensatorului cu sarcină electrică se poate proceda în două feluri: a) se încarcă una dintre armături cu ajutorul unei mașini electrostatice și atunci pe cea de a doua apare, prin influență, o sarcină egală și de semn contrar; b) se leagă fiecare armătură la câte un pol al unei baterii (sursă de tensiune constantă) și atunci pe una dintre armături vin electroni de la sursă, iar de pe cealaltă se duc electroni la sursă, până ce ele se încarcă cu sarcini egale și de semne contrare.

Capacitatea unui condensator se definește prin câtul dintre sarcina electrică Q de pe o armătură și diferența de potențial dintre cele două armături ($V_1 - V_2$):

$$C = \frac{Q}{V_1 - V_2}. \quad (8.23)$$

În scheme, condensatorul se reprezintă convențional prin două linii groase, paralele, de lungime egală (fig. 8.18, a), dacă are capacitate fixă; dacă are capacitate variabilă, liniile paralele sunt întrerupte oblic de o săgeată (fig. 8.18, b).

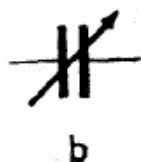
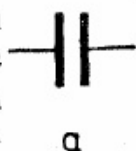


Fig. 8.18. Reprezentarea convențională a condensatorului: a) fix; b) variabil.

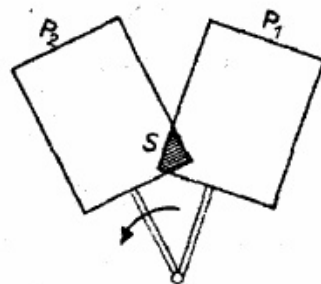


Fig. 8.19. Variația suprafeței comune a două armături plane.

Experiment. Cu ajutorul dispozitivului din figura 8.17 se poate studia capacitatea unui condensator plan, la care armăturile sunt plane și paralele între ele. Cele două plăci metalice P_1 și P_2 constituie un condensator plan. Se studiază dependența capacității de distanța dintre armături. Pentru aceasta se așază inițial cele două plăci la o distanță mică una de alta, se electrizează armătura P_1 , cu ajutorul unei mașini electrostatice, apoi se îndepărtează mașina. Se observă deviația acului electroscopului. Se deplasează armătura P_2 la o distanță $2d$. Deviația acului crește, indicând pe scala gradată dublarea diferenței de potențial dintre cele două plăci. Conform relației $C = Q/(V_1 - V_2)$ rezultă o scădere de două ori a capacității, deoarece $V_1 - V_2$ a crescut de două ori, iar Q a rămas neschimbat. Deplasând armătura P_2 la distanța $3d$, respectiv $4d$, din deviația acului electroscopului rezultă creșterea diferenței de potențial de 3, respectiv 4 ori, deci scăderea capacității de 3, respectiv de 4 ori. Se poate trage concluzia că, pentru un condensator plan, capacitatea C variază invers proporțional cu distanța dintre armături: $C \sim 1/d$.

Păstrând distanța dintre armături constantă, se rotește lateral placa P_2 , astfel încât suprafața comună (S) a celor două armături să scadă (fig. 8.19); se observă că deviația foitelor electroscopului crește. Dacă suprafața S crește de un număr de ori, deviația foitelor scade de același număr de ori. Deci *capacitatea condensatorului plan variază direct proporțional cu suprafața comună a armăturilor*: $C \sim S$.

Păstrând aceeași distanță între armături și aceeași suprafață comună S (de preferință suprafața maximă), se introduc între armături plăci din materiale izolante diferite: ebonită ($\epsilon_r = 2,7$), sticlă ($\epsilon_r = 5$) etc. astfel ca grosimea plăcilor să fie egală cu distanța dintre armături. Se constată că acul deviază cu atât mai puțin, cu cât permitivitatea izolatorului dintre armături este mai mare, indicând *variația capacității direct proporțională cu permitivitatea mediului dintre armături*: $C \sim \epsilon$. Strângând rezultatele experimentelor într-o singură formulă, se obține $C \sim \epsilon S/d$. În SI, datorită alegerii unităților de măsură, constanta de proporționalitate este egală cu unitatea, astfel încât capacitatea condensatorului plan are formula:

$$C = \frac{\epsilon S}{d} \quad (8.24)$$

8.2.3. Gruparea condensatoarelor. Pentru obținerea unor capacități diferite de cele ale condensatoarelor disponibile, în practică se folosește uneori gruparea lor în baterii de condensatoare. Cele mai simple moduri de grupare sunt în serie și în paralel. Capacitatea echivalentă a unor condensatoare conectate împreună reprezintă capacitatea unui condensator, care legat la aceeași diferență de potențial ca și gruparea, s-ar încărca cu aceeași sarcină electrică:

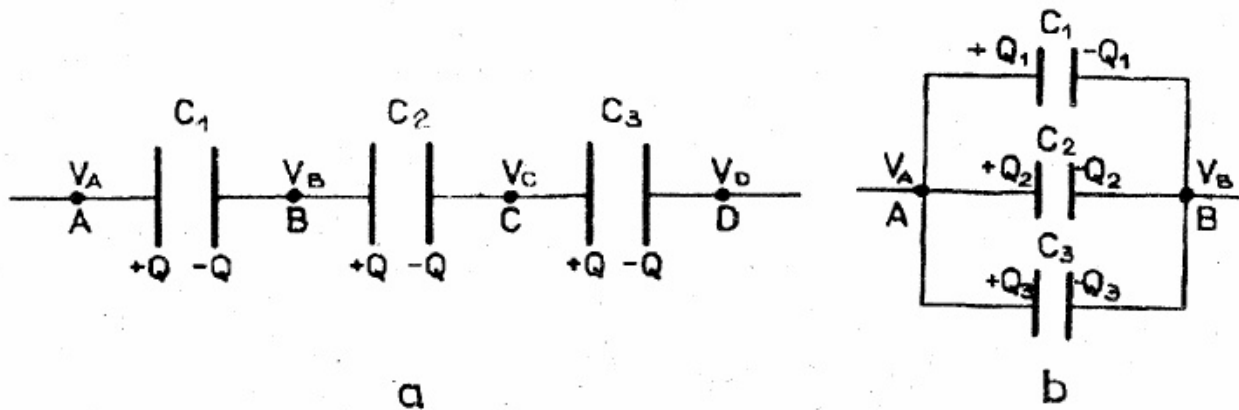


Fig. 8.20. Gruparea condensatoarelor:
a) serie; b) paralel.

Gruparea condensatoarelor în serie se realizează legând o armătură a primului condensator cu o armătură a celui de al doilea, cealaltă armătură a celui de al doilea cu o armătură a celui de al treilea ș.a.m.d. (fig. 8.20, a). Dacă se aduce, de exemplu, o sarcină $-Q$ pe armătura din dreapta a celui de al treilea condensator, pe armătura lui stângă apare prin influență sarcina $+Q$, prin deplasarea unor electroni pe armătura din dreapta a celui de al doilea condensator, unde va apărea sarcina $-Q$; pe armătura din stânga a acestui condensator apare prin influență sarcina $+Q$ ș.a.m.d. Sarcina electrică de pe fiecare armătură a condensatoarelor legate în serie are aceeași valoare, alternativ pozitivă și negativă. Potențialul armăturilor legate împreună este același. Diferența de potențial dintre armăturile fiecărui condensator este dată de relațiile: $V_A - V_B = Q/C_1$; $V_B - V_C = Q/C_2$; $V_C - V_D = Q/C_3$, iar diferența de potențial dintre armăturile exterioare este:

$$\begin{aligned} V_A - V_D &= (V_A - V_B) + (V_B - V_C) + (V_C - V_D) = \\ &= \frac{Q}{C_1} + \frac{Q}{C_2} + \frac{Q}{C_3} = Q \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} \right) = Q \frac{1}{C}, \end{aligned}$$

unde s-a notat:

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3}. \quad (8.25)$$

Se observă că $C = Q / (V_A - V_D)$ reprezintă capacitatea unui condensator aflat sub diferența de potențial $V_A - V_D$, care poate înlocui gruparea.

Așadar, inversul capacității unei baterii de condensatoare legate în serie este egal cu suma inverselor capacităților componente.

Din relația (8.25) se observă că C este mai mic decât C_1 , C_2 sau C_3 .

Gruparea condensatoarelor în paralel se realizează unind într-un punct A câte o armătură a fiecărui condensator și într-un alt punct B celelalte armături (fig. 8.20, b). Punând cele două puncte A și B în legătură cu o sursă de tensiune constantă, la echilibru, toate armăturile pozitive vor avea același potențial V_A , iar cele negative potențialul V_B . La aceeași diferență de potențial $V_A - V_B$ dintre armături, sarcinile armăturilor vor avea valori diferite, conform relațiilor: $Q_1 = C_1(V_A - V_B)$; $Q_2 = C_2(V_A - V_B)$; $Q_3 = C_3(V_A - V_B)$. Sarcina totală este:

$$\begin{aligned} Q &= Q_1 + Q_2 + Q_3 = C_1(V_A - V_B) + C_2(V_A - V_B) + C_3(V_A - V_B) = \\ &= (C_1 + C_2 + C_3)(V_A - V_B) = C(V_A - V_B), \end{aligned}$$

unde s-a notat:

$$C = C_1 + C_2 + C_3. \quad (8.26)$$

Se observă că $C = Q/(V_A - V_B)$ reprezintă capacitatea C a unui condensator, care poate înlocui gruparea, având pe o armătură sarcina Q sub diferența de potențial $V_A - V_B$.

Așadar, capacitatea unei baterii de condensatoare grupate în paralel este egală cu suma capacităților condensatoarelor componente.

8.2.4. Dielectrici în câmp electric. Mediile în care nu apare curent electric în prezența unui câmp electric extern, dar care își modifică starea sub acțiunea câmpurilor electrice și la rândul lor modifică interacțiunea dintre corpurile cu sarcină electrică sunt numite *medii dielectrice* sau *dielectrici*. Printre dielectricii folosiți mult în practică sunt: sticla, mica, parafina, uleiurile minerale, materialele ceramice etc.

Pentru a observa calitativ cum se schimbă câmpul electric al unui sistem de sarcini electrice în prezența unui dielectric, vom relua o parte din experimentul descris în paragraful 8.2.2, utilizând pentru studiu câmpul electric uniform dintre armăturile unui condensator plan (fig. 8.17).

Experiment. Se electrizează armătura P_1 cu ajutorul unei mașini electrostatice și apoi se îndepărtează mașina, deci sarcina Q de pe armături rămâne constantă. Se introduce între plăcile metalice o placă de sticlă de grosime egală cu distanța dintre plăci. Se observă scăderea deviației acului electroscopului, ceea ce indică scăderea tensiunii U dintre plăci. Tot scăderea tensiunii dintre plăci se observă și la repetarea experimentului cu alți dielectrici (mică, ebonită). Rezultă că, la aceleași sarcini electrice de pe armăturile condensatorului, intensitatea $E = U/d$ a câmpului electric este mai mică în dielectrici decât în aer. *Dielectricul micșorează deci intensitatea câmpului electric în care se află.*

Pentru un condensator plan de capacitate C_0 , având sarcina Q pe o armătură, la diferența de potențial U_0 , suprafața comună a armăturilor S , distanța dintre armături d , iar între armături vid, se poate scrie relația:

$$C_0 = \frac{\epsilon_0 S}{d} = \frac{Q}{U_0} = \frac{Q}{E_0 d},$$

de unde rezultă intensitatea E_0 a câmpului electric dintre armături, în vid:

$$E_0 = \frac{Q}{\epsilon_0 S}. \quad (8.27)$$

Prin introducerea între armături a unui dielectric de grosime d și permitivitate ϵ , sarcina Q rămânând neschimbată, se modifică diferența de potențial U , deci se modifică și capacitatea C și intensitatea câmpului electric E . Se poate scrie relația:

$$C = \frac{\epsilon S}{d} = \frac{Q}{U} = \frac{Q}{E d},$$

de unde rezultă intensitatea câmpului în dielectric:

$$E = \frac{Q}{\epsilon S}. \quad (8.28)$$

Din relațiile (8.28) și (8.27) se obține

$$\epsilon_0 E_0 = \epsilon E = \frac{Q}{S}. \quad (8.29)$$

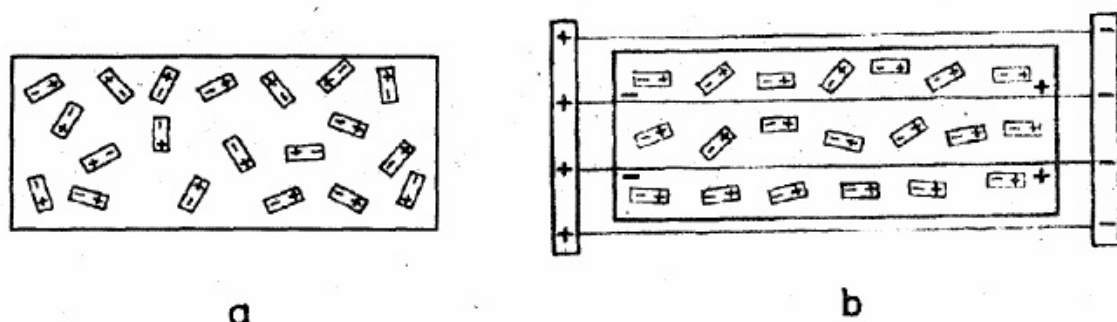


Fig. 8.21. Schema polarizării unui dielectric polar:

a) dielectricul în absența câmpului electric extern; b) dielectricul în prezența unui câmp electric extern se electrizează la capete datorită alinierii axelor dipolilor în lungul liniilor de câmp.

Rezultă că o anumită sarcină Q , distribuită pe armătura de arie S a unui condensator plan, determină o valoare constantă a produsului dintre permitivitatea mediului dintre armături și intensitatea câmpului electric.

Slăbirea câmpului electric de către dielectrici poate fi explicată prin structura dielectricilor. Unii dielectrici, numiți polari, au moleculele nesimetrice din punct de vedere electric; fiecare astfel de moleculă poate fi considerată un *dipol*. Dipolul este un sistem de două sarcini electrice egale și de semn contrar. Axa dipolului este dreapta care unește centrele celor două sarcini. În lipsa unui câmp electric extern, axele dipolilor dintr-un dielectric polar sunt orientate dezordonat, în toate direcțiile (fig. 8.21, a), datorită agitației termice. Prin introducerea dielectricului într-un câmp electric, axele dipolilor tind să se orienteze în lungul liniilor de câmp (fig. 8.21, b). Sarcina pozitivă a dipolilor este deplasată în sensul câmpului aplicat, iar cea negativă în sens invers. Alinierea axelor nu va fi perfectă, datorită agitației termice; ea poate crește prin scăderea temperaturii sau prin creșterea intensității câmpului electric. Datorită alinierii dipolilor în câmp, la cele două capete ale dielectricului rămân sarcini electrice necompensate, astfel încât un capăt al dielectricului se electrizează pozitiv, iar celălalt negativ. Fenomenul de apariție a sarcinilor induse la capetele dielectricului într-un câmp electric este numit *polarizarea dielectricului*.

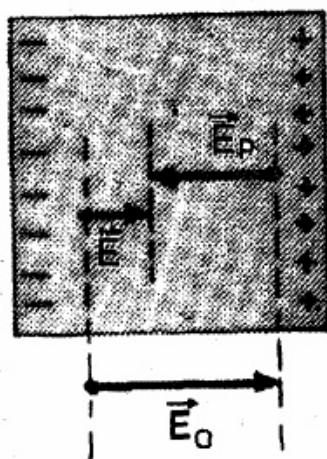


Fig. 8.22. Sarcinile de polarizare de la capetele dielectricului produc un câmp electric de intensitate \vec{E}_p , opus câmpului extern de intensitate \vec{E}_0 , astfel încât câmpul rezultat în dielectric are intensitatea

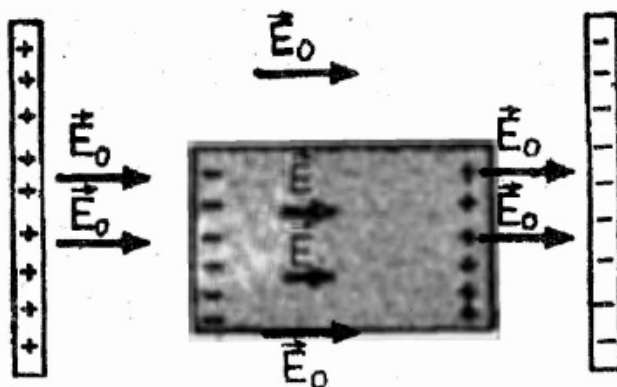
$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_p, \text{ mai mică decât } \vec{E}_0.$$

Și dielectricii cu molecule nepolare se polarizează prin introducerea în câmp electric; sub acțiunea câmpului electric, centrul sarcinilor pozitive din fiecare moleculă se separă de centrul sarcinilor negative în lungul liniilor de câmp, astfel încât la capetele dielectricului apar sarcini induse, egale și de semn opuse.

Indiferent dacă dielectricul este polar sau nu, sarcinile de polarizare apar astfel încât câmpul creat de ele, de intensitate \vec{E}_p să se opună câmpului electric extern, de intensitate \vec{E}_0 , care induce aceste sarcini (fig. 8.22). *Câmpul electric rezultat în dielectric are intensitatea $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_p$ mai mică decât a câmpului exterior.*

Dacă într-un câmp electric uniform se introduce un dielectric, atunci intensitatea câmpului va fi \vec{E}_0 în punctele din afara dielectricului și

Fig. 8.23. Vectorul intensitate a câmpului electric între armăturile unui condensator plan este diferit în punctele din dielectric față de cele din exteriorul dielectricului.



$E < E_0$ în punctele din dielectric (fig. 8.23). Rezultă că intensitatea câmpului electric într-un punct este dată de *totalitatea sarcinilor prezente*, atât cele libere (sarcinile electrice de pe armăturile condensatorului în fig. 8.23), cât și cele de polarizare.

8.2.5. Energia câmpului electric dintre armăturile unui condensator. Densitatea de energie a câmpului electrostatic. La încărcarea unui condensator, pentru aducerea sarcinilor electrice pe fiecare armătură este necesară efectuarea de lucru mecanic de către o sursă de energie exterioară, deoarece sarcinile electrice existente pe fiecare armătură exercită forțe de respingere asupra sarcinilor de același semn ce sunt aduse în continuare pe fiecare armătură. Așadar, condensatorul încărcat reprezintă un sistem, caracterizat printr-o energie W , egală cu lucrul mecanic L efectuat pentru încărcarea lui: $W = L$. Pentru a găsi expresia ei cantitativă va trebui evaluat lucrul mecanic L , necesar pentru deplasarea sarcinii electrice Q de pe o armătură pe alta, astfel încât diferența de potențial dintre armături să crească de la zero la U .

Pentru deplasarea sarcinii Q , între două puncte ale unui câmp electric, aflate la tensiunea constantă U , se efectuează, conform relației (8.11), un lucru mecanic QU . Deoarece în timpul încărcării condensatorului tensiunea electrică dintre armături nu este constantă, ci crește de la 0 la U , în expresia lucrului mecanic se introduce media aritmetică a tensiunii electrice dintre armături:

$$L = Q \frac{0 + U}{2} = \frac{1}{2} QU.$$

Ținând seamă de relația $Q = CU$, rezultă că energia care corespunde unui condensator de capacitate C , încărcat la o diferență de potențial U are expresia:

$$W = \frac{1}{2} CU^2. \quad (8.30)$$

Unind armăturile condensatorului printr-un conductor, condensatorul se descarcă, producând o scânteie însoțită de zgomot. În timpul descărcării energia primită la încărcarea condensatorului se transferă prin alte forme de energie: termică, a undelor sonore etc. Fulgerul reprezintă o descărcare a unui condensator, ale cărui "armături" sunt doi nori sau un nor și suprafața Pământului. Energia transferată în acest caz atinge valori foarte mari, întrucât tensiunea unui astfel de condensator atinge miliarde de volți.

În timpul încărcării, când se comunică energie condensatorului, crește tensiunea dintre armături, deci și intensitatea câmpului electric, iar în timpul descărcării, când energia condensatorului este eliberată, prin transformarea în alte forme de energie, scade tensiunea dintre armături și deci scade intensitatea câmpului electric. Se poate deci considera că fiecare stare a câmpului electric dintre armăturile condensatorului este caracterizată de o energie dată de relația (8.30).

În cazul unui condensator plan, tensiunea U dintre armături poate fi exprimată în funcție de intensitatea E a câmpului uniform $U = Ed$, iar capacitatea prin formula $C = \epsilon S/d$. Înlocuind U și C în relația (8.30), se obține energia câmpului electric dintre armăturile condensatorului plan:

$$W = \frac{1}{2} \frac{\epsilon S}{d} E^2 d^2 = \frac{1}{2} \epsilon S d E^2.$$

Produsul Sd reprezintă volumul v dintre armăturile condensatorului în care este localizat practic câmpul electrostatic, astfel încât se poate scrie:

$$W = v \frac{\epsilon}{2} E^2. \quad (8.31)$$

Raportând energia câmpului electric la volumul în care este localizat câmpul electrostatic se definește o mărime fizică numită *densitate de energie a câmpului electrostatic*, notată w :

$$w = \frac{\epsilon E^2}{2}. \quad (8.32)$$

Deși relația (8.31) a fost demonstrată în cazul condensatorului plan, ea este valabilă, în general, pentru orice câmp electrostatic. În cazul unui câmp electrostatic neuniform, relația (8.31) se poate aplica pentru un volum foarte mic, în care intensitatea câmpului electric să poată fi considerată constantă.

8.2.6. Deviația fasciculelor de electroni în câmp electric. O particulă de masă m și sarcină electrică q va fi acționată într-un câmp electric uniform \vec{E} de o forță electrică $\vec{F} = q\vec{E}$, pe direcția câmpului, în același sens cu el pentru $q > 0$ și în sens opus pentru $q < 0$. Această forță va imprima particulei o accelerație $\vec{a} = \vec{F}/m$.

Vom studia mișcarea unui electron care intră într-un câmp electric uniform, între armăturile unui condensator plan, cu viteza \vec{v}_0 , normală la liniile de câmp (fig. 8.24).

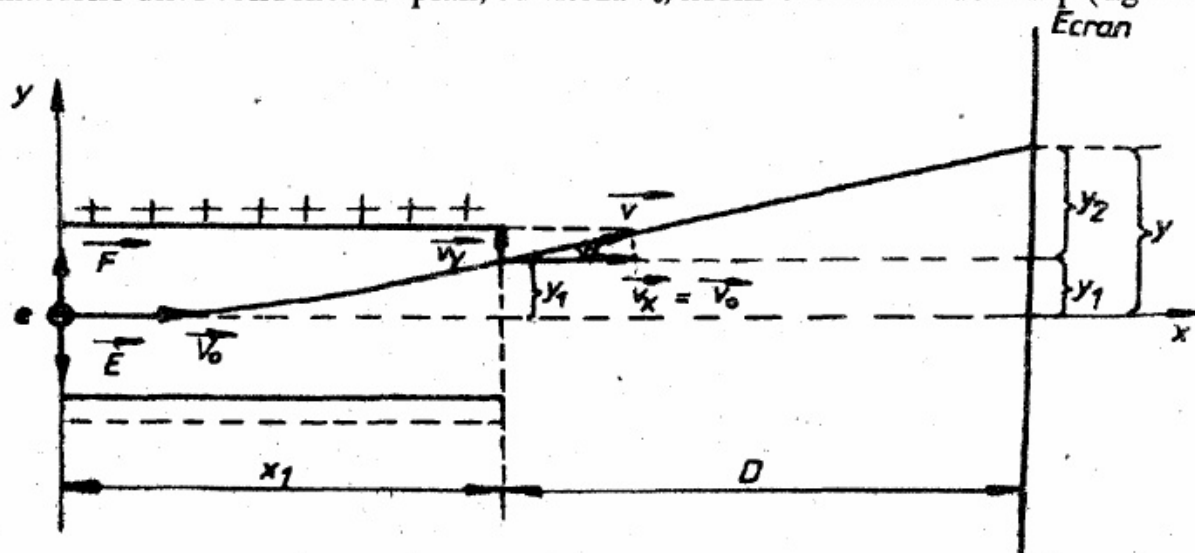


Fig. 8.24. Deviația unui electron într-un câmp electric uniform.

Câmpul electric acționează asupra electronului cu forța $\vec{F} = -e\vec{E}$, orientată în sens opus vectorului \vec{E} . Alegem un sistem de două axe rectangulare: axa Ox , pe direcția și în sensul vitezei \vec{v}_0 și axa Oy , pe direcția și în sensul forței electrice \vec{F} . Forța electrică \vec{F} are, pe cele două axe Ox și Oy , componentele: $F_x = 0$ și, respectiv, $F_y = eE$. Viteza inițială \vec{v}_0 are pe cele două axe componentele $v_x = v_0$, $v_y = 0$. Mișcarea electronului după axa Ox este de accelerație $a_x = F_x/m = 0$, deci este o mișcare uniformă, de ecuație:

$$x_1 = v_0 t. \quad (8.33)$$

Mișcarea electronului după axa Oy este de accelerație $a_y = F_y/m = eE/m$, deci este o mișcare uniform accelerată, de ecuație:

$$y_1 = \frac{a_y t^2}{2} = \frac{eE}{2m} t^2. \quad (8.34)$$

Eliminând timpul între ecuațiile (8.33) și (8.34), obținem ecuația traiectoriei electronului:

$$y_1 = \frac{eE}{2mv_0^2} x_1^2. \quad (8.35)$$

Așadar, în regiunea câmpului electric uniform dintre armături, electronul este deviat după o parabolă. Dacă tensiunea dintre armături este U , iar distanța dintre ele este d , atunci $E = U/d$ și se obține:

$$y_1 = \frac{eU}{2mdv_0^2} x_1^2. \quad (8.36)$$

Rezultă că deviația electronului în câmpul electric uniform dintre armăturile condensatorului este direct proporțională cu tensiunea U dintre armături.

La ieșirea din câmpul electric uniform, electronul se deplasează în continuare pe o traiectorie rectilinie, cu viteza \vec{v} pe care o avea în momentul ieșirii; traiectoria rectilinie este tangentă la parabolă în punctul de ieșire (fig. 8.24). Deviația traiectoriei electronilor poate fi observată pe un mic ecran fluorescent, așezat la distanță de condensator, pe care apare un mic punct luminos în locul pe care cad electronii ce urmează același parcurs. Imagini formate din astfel de puncte luminoase se observă pe ecranul osciloscopului catodic, care se va studia în clasa a XI-a.

Deviația totală Y pe ecran se compune din deviația y_1 la ieșirea dintre armăturile condensatorului, de lungime x_1 , care se exprimă conform relației (8.36) și deviația y_2 . Se poate exprima deviația y_2 în funcție de distanța D dintre condensator și ecran. Viteza \vec{v} la ieșirea dintre armăturile condensatorului se descompune pe cele două axe Ox și Oy . Componenta $v_x = v_0$, deoarece $a_x = 0$, iar componenta v_y poate fi exprimată din legea vitezei în mișcarea rectilinie uniform accelerată, de accelerație $a_y = \frac{eU}{md}$. Rezultă:

$$v_y = \frac{eU}{2md} t_1, \quad (8.37)$$

unde t_1 este timpul necesar parcurgerii distanței x_1 . Conform relației (8.33), se poate scrie:

$$t_1 = \frac{x_1}{v_0}.$$

Înlocuind în (8.37), rezultă:

$$v_y = \frac{eU}{2mdv_0} x_1. \quad (8.38)$$

Se exprimă $\operatorname{tg} \alpha$ din cele două triunghiuri dreptunghice în care apare unghiul α : $\operatorname{tg} \alpha = \frac{v_y}{v_x}$ și $\operatorname{tg} \alpha = \frac{y_2}{D}$. Egalând cele două expresii se obține:

$$\frac{v_y}{v_x} = \frac{y_2}{D},$$

de unde rezultă deviația y_2 :

$$y_2 = \frac{Dv_y}{v_x}.$$

Se înlocuiește v_x cu v_0 , iar v_y conform relației (8.38) și se obține:

$$y_2 = \frac{DeUx_1}{2mdv_0^2}. \quad (8.39)$$

Deviația totală pe ecran va fi, conform relațiilor (8.36) și (8.39):

$$Y = y_1 + y_2 = \frac{eUx_1}{2mdv_0^2}(x_1 + 2D). \quad (8.40)$$

ÎNTREBĂRI, EXERCITII, PROBLEME

1. Aducând pe un corp metalic izolat o sarcină electrică $q = 2 \cdot 10^{-7} \text{ C}$, potențialul său devine $V = 8000 \text{ V}$. Ce potențial V' va avea corpul când este încărcat cu $q' = 5 \cdot 10^{-8} \text{ C}$?

R: $V' = Vq'/q = 2000 \text{ V}$.

2. Două sfere metalice izolate, de raze $r_1 > r_2$, aflate la distanță una de alta, se electrizează cu sarcini egale și de același semn $+Q$ și apoi se reunesc printr-un fir conductor. a) Care dintre sfere va avea potențialul mai mare, înainte și după reunirea lor? b) Care dintre sfere va avea sarcină mai mare după reuniunea lor?

3. Având la dispoziție două sfere metalice, de raze diferite, așezate concentric și izolate una de alta, cum s-ar putea face ca una din sfere să aibă: a) potențialul zero și sarcină pozitivă; b) potențialul diferit de zero și sarcină electrică nulă?

4. Ce capacitate are un condensator plan cu armăturile pătrate, cu latura de 10 cm, separate prin sticlă ($\epsilon_r = 8$) cu grosimea de 1 mm? Dar dacă se scoate sticla dintre armături?

R: 708 pF; 88 pF.

5. Un condensator plan are o placă de sticlă cu $\epsilon_r = 4$ între armături. Condensatorul este conectat la o tensiune de 6 V. După deconectare se scoate placa de sticlă dintre armături. Care va fi noua diferență de potențial dintre plăci?

R: 24 V.

6. Două plăci de metal, cu sarcina $+Q$ și $-Q$, sunt cufundate într-un vas cu ulei. Dacă se scoate uleiul din vas, câmpul electric într-un punct la jumătatea distanței dintre plăci crește, scade sau rămâne constant?

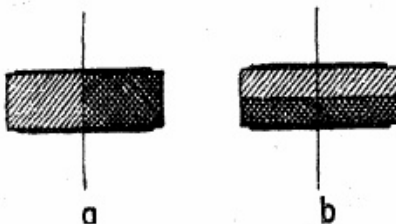


Fig. 8.25. Pentru problema 7.

7. Un condensator plan conține între plăci două substanțe izolatoare, cu permitivitățile relative 4, respectiv 2. În ce caz capacitatea condensatorului este mai mare: când cele două substanțe izolatoare sunt așezate ca în figura 8.25, a sau ca în figura 8.25, b?

R: În cazul a.

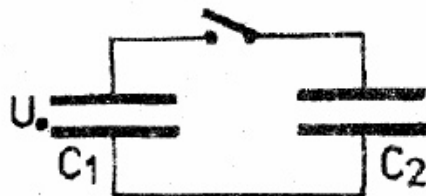
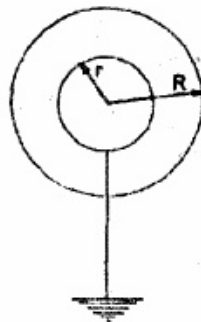
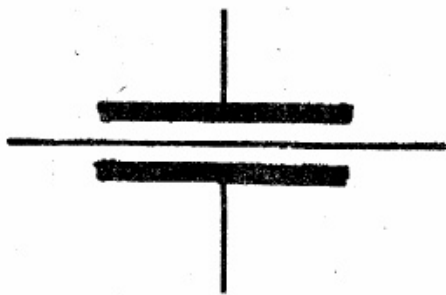


Fig. 8.26. Pentru problema 8.

Fig. 8.27. Pentru problema 12.

Fig. 8.28. Pentru problema 14.

8. Între plăcile unui condensator plan se așază o foiață de aluminiu, de grosime neglijabilă, ca în figura 8.26. Ce efect va avea foiața asupra capacității dacă: a) este izolată electric; b) este legată la placa superioară?

9. Discutați ce asemănări și deosebiri există când se introduce între armăturile unui condensator o placă de grosime cât jumătate din distanța dintre armături: a) dielectrică și b) conductoare.

10. În timp ce un condensator rămâne conectat la baterie, se introduce între armăturile lui o placă dielectrică. Este necesar să se execute un lucru mecanic pentru a introduce dielectricul?

11. Trei condensatoare, cu capacitățile de $10\mu\text{F}$, $20\mu\text{F}$ și $60\mu\text{F}$, sunt conectate mai întâi în serie și apoi în paralel. Ce capacitate are gruparea în fiecare caz?

R: $6\mu\text{F}$; $90\mu\text{F}$.

12. O sferă are pereții foarte subțiri și raza $R = 20\text{ cm}$. În interiorul acestei sfere goale se găsește o bilă metalică de rază $r = 10\text{ cm}$, așezată concentric cu sfera goală. Bila metalică este legată la pământ cu un fir conductor foarte lung, care trece printr-un orificiu al sferei exterioare (fig. 8.27). Sfera exterioară primește sarcina $Q = 10^{-3}\text{ C}$. Să se determine capacitatea electrică a sistemului astfel obținut din corpurile conductoare. Să se deseneze schema electrică echivalentă a acestui sistem.

(Concurs internațional, Moscova, 1970.)

R: $44,5\text{ pF}$.

13. Trei condensatoare plane, cu distanța dintre armături de 1 mm și cu dielectric aer, au suprafețele armăturilor de 20 cm^2 , 40 cm^2 , respectiv 80 cm^2 . Condensatoarele sunt grupate în serie și sunt conectate la o tensiune de 100 V . Să se găsească:

a) intensitatea câmpului electric între armături, în fiecare condensator;

b) energia electrică a câmpului dintre armăturile fiecărui condensator.

R: a) $5,7 \cdot 10^4\text{ V/m}$; $2,8 \cdot 10^4\text{ V/m}$; $1,4 \cdot 10^4\text{ V/m}$;

b) $2,88 \cdot 10^{-8}\text{ J}$; $1,44 \cdot 10^{-8}\text{ J}$; $0,72 \cdot 10^{-8}\text{ J}$.

14. Un condensator de capacitate C_1 este încărcat la o diferență de potențial U_0 . Bateria de încărcare este apoi îndepărtată iar condensatorul se conectează ca în figura 8.28 la un condensator neîncărcat, de capacitate C_2 . Să se afle: a) diferența de potențial U , la bornele acestui sistem; b) energia W_0 , respectiv W , care corespunde celor două condensatoare, înainte și după închiderea întrerupătorului.

$$\text{R: a) } U = U_0 \frac{C_1}{C_1 + C_2}; \text{ b) } W_0 = \frac{1}{2} C_1 U_0^2; W = \frac{C_1}{C_1 + C_2} W_0.$$

15. Un condensator plan are plăci de arie S , la distanța d una de alta. Condensatorul se încarcă la o sursă de tensiune U_0 . Apoi sursa se deconectează și se introduce între armături o placă dielectrică de grosime d și permitivitate relativă ϵ_r . Să se afle: a) energia câmpului electric dintre armături W_0 înainte și W după

introducerea dielectricului; b) lucrul mecanic ce trebuie efectuat pentru introducerea dielectricului cu viteză constantă între armături.

$$R: a) W_0 = \epsilon_0 S U^2 / 2d; W = W_0 / \epsilon_r;$$

$$b) L = \epsilon_0 S U^2 (1 - 1/\epsilon_r) / 2d.$$

16. În timp ce un condensator rămâne conectat la baterie, se introduce între armăturile lui o placă dielectrică. a) Să se compare energia câmpului dintre armături înainte și după introducerea dielectricului. b) Să se explice diferența. Este necesar ca cel ce introduce dielectricul să efectueze lucru mecanic?

R: a) După introducerea dielectricului energia este mai mare decât înainte.
b) Surplusul de energie este transferat de la sursă.

17. Într-un tub vidat, catodul incandescent emite electroni de masă m și sarcină e , cu viteză inițială neglijabilă, în câmpul electric uniform dintre catod și anod. Tensiunea dintre catod și anod este U , iar distanța dintre electrozi este d .

- Să se scrie ecuația mișcării unui electron între catod și anod.
- După cât timp de la emisie un electron va ajunge la anod?
- Câți electroni sosesc pe secundă la anod, dacă intensitatea curentului înregistrat de un galvanometru intercalat în circuitul anod-catod este I ?

Se dau valorile: $m = 9,1 \cdot 10^{-31}$ kg; $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ C;
 $U = 1000$ V; $d = 10$ cm; $I = 4$ mA.

$$R: a) x = \frac{eU}{2md} t^2; b) t = d \sqrt{\frac{2m}{eU}} = 1,05 \cdot 10^{-8} \text{ s}; c) n/t = \frac{I}{e} = 2,5 \cdot 10^{16} \text{ electroni.}$$

18. Un fascicul de electroni pătrunde între armăturile plane și orizontale ale unui condensator, având viteza inițială perpendiculară pe liniile de câmp electric. Câmpul electric dintre armături are intensitatea $E = 16000$ V/m. Să se arate că greutatea unui electron este neglijabilă față de forța electrică exercitată de câmp asupra electronului.

19. Într-un câmp electric uniform, de intensitate $E = 4500$ V/m pătrunde un fascicul de ioni pozitivi, a căror viteză inițială este $v_0 = 2000$ km/s, orientată perpendicular pe liniile de câmp. După ce parcurge o distanță $x = 20$ cm, măsurată pe orizontală, fasciculul este deviat cu $y = 2,15$ cm de la direcția inițială. Să se calculeze sarcina specifică q/m a ionilor.

$$R: q/m = \frac{2v_0^2 y}{Ex^2} = 9,55 \cdot 10^8 \text{ C/kg.}$$

20. Într-un tub vidat, un electron pătrunde cu viteza $v_0 = 4 \cdot 10^7$ m/s, perpendicular pe liniile câmpului electric dintre armăturile unui condensator plan, cu lungimea $x_1 = 4$ cm, distanța dintre plăci $d = 1,6$ cm, având aplicată tensiunea $U = 910$ V. Să se afle deviația y a electronului față de direcția inițială, măsurată pe un ecran fluorescent aflat la distanța $x_2 = 10$ cm de extremitatea plăcilor condensatorului, perpendicular pe ele.

$$R: y = \frac{eU}{2mdv_0^2} (x_1^2 + 2x_1x_2) = 3 \text{ cm.}$$

CURENTUL ELECTRIC STAȚIONAR

9.1. CURENTUL ELECTRIC
ÎN CONDUCTOARE METALICE

Orice conductor metalic conține un număr foarte mare de electroni liberi. În structura cristalină, atomii sunt dispuși în nodurile rețelei, la distanțe așa de mici, încât electronii de la periferia fiecărui atom se găsesc în interacție, în același timp, cu toți ioni vecini. Din această cauză electronii nu sunt legați de un singur atom și ei pot trece ușor de la un atom la altul. Mișcarea electronilor printre ioni este dezordonată. Ea se aseamănă cu mișcarea moleculelor unui gaz închis într-o incintă.

Sarcina electrică a tuturor electronilor liberi, însumată, este negativă și egală cu sarcina pozitivă a tuturor ionilor care formează rețeaua cristalină a metalului respectiv (fig. 9.1). Astfel metalul în mod obișnuit este neutru din punct de vedere electric.

9.1.1. **Circuitul electric.** Să presupunem că avem la dispoziție două conductoare: unul A , de potențial electric V_A , și altul B , de potențial electric V_B , $V_A < V_B$ (fig. 9.2). Dacă le punem în legătură printr-un fir conductor metalic C , electronii liberi, din rețeaua conductorului, sunt puși în mișcare dirijată între corpurile A și B de către forțele electrostatice ale câmpului electric, atașat acestor corpuri. Astfel o parte din electronii liberi de pe conductorul A vor trece pe conductorul B până când potențialele electrice ale celor două corpuri A și B vor deveni egale. Transportul de electroni liberi (purători de sarcină) prin firul conductor se numește *curent electric*.

Ca acest curent electric, astfel obținut, să dureze în timp, trebuie să fie menținută constantă diferența de potențial dintre corpurile A și B . Cu alte cuvinte, ar trebui create condiții ca electronii liberi să revină de pe corpul B pe corpul A . Această condiție se realizează prin intercalarea între cele două conductoare a unui dispozitiv special numit generator electric sau sursă electrică. Generatorul electric se inter-

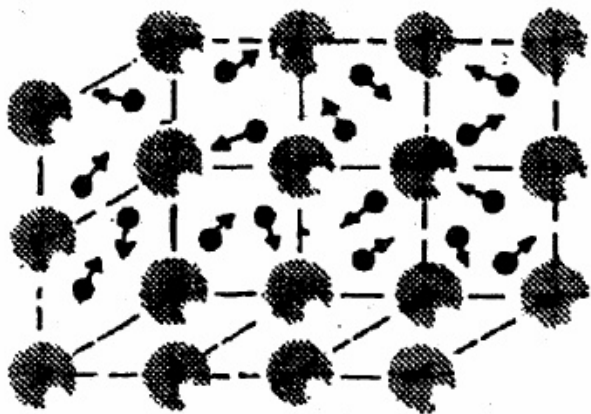


Fig. 9.1. Rețeaua cristalină a unui metal.

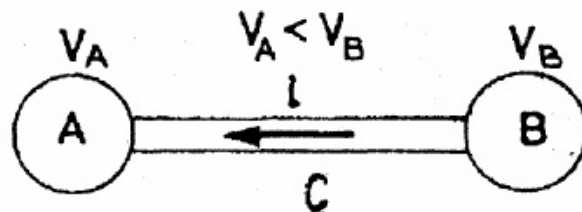


Fig. 9.2. Producerea curentului electric între două corpuri de potențiale diferite.

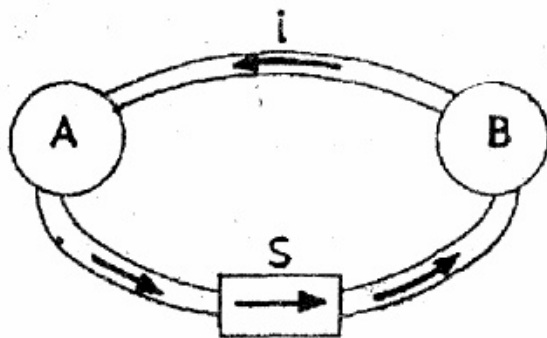


Fig. 9.3. Curentul electric obținut cu ajutorul sursei.

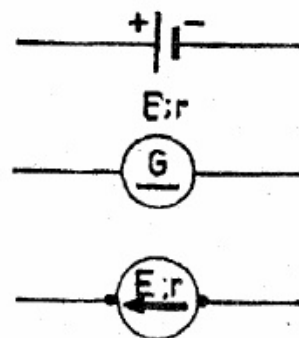


Fig. 9.4. Reprezentarea schematică a sursei de tensiune electromotoare.

calează cu ajutorul a două fire între corpurile A și B , formându-se astfel un contur închis (fig. 9.3).

Sursa electrică (simbolizată ca în fig. 9.4) asigură diferența de potențial constantă între corpurile A și B , deci un câmp electric, capabil să antreneze electronii liberi într-o mișcare de ansamblu caracterizată printr-o viteză medie constantă de antrenare, care conduce la existența curentului electric în conturul închis din figura 9.3.

Viteza de antrenare a purtătorilor de sarcină este, ca ordin de mărime, de 10^{-5} m/s, și totuși la distanțe de sute de kilometri, curentul se transmite aproape instantaneu. Aceasta se datorește nu vitezei foarte mici a electronilor, ci vitezei colosale de $3 \cdot 10^8$ m/s cu care se propagă câmpul electric prin ghidajele de câmp (fire de legătură). De îndată ce apare câmpul electric într-un punct al conductorului, electronii din jurul acestui punct sunt antrenați într-o mișcare ordonată suplimentară, care produce *curentul electric staționar* definit prin faptul că viteza mișcării de ansamblu a electronilor este constantă, independent de timp, în orice secțiune a conductorului.

Un generator electric transformă o energie oarecare în energie electrică. După felul de energie transformată în energie electrică, generatoarele electrice pot fi:

- elemente galvanice și acumulate electrice, care transformă energia chimică în energie electrică;
- dinamuri și alternatoare, care transformă energia mecanică în energie electrică;
- termoelemente, care transformă energia termică în energie electrică (sub tensiune electrică foarte mică);
- fotoelemente, care transformă energia luminoasă în energie electrică.

Ansamblul format din generatorul electric (sursa electrică, 3), ghidajele de câmp (conductoarele de legătură, 2) și unul doi sau mai mulți consumatori (1) poartă numele de *circuit electric* (fig. 9.5).

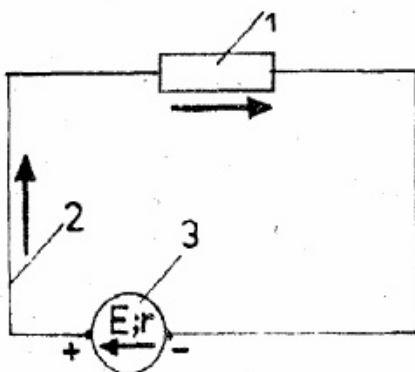


Fig. 9.5. Circuit electric.

Într-un circuit, curentul electric se poate manifesta prin trei efecte principale:

- *efectul termic*, curentul electric încălzește conductoarele prin care trece;
- *efectul chimic*, la trecerea curentului electric printr-un electrolit, la electrodul negativ se depune o anumită cantitate de substanță;
- *efectul magnetic* constă în apariția unui câmp magnetic în jurul unui conductor străbătut de un curent electric.

9.1.2. **Intensitatea curentului electric.** Experiența arată că efectele curentului electric pot fi mai mari sau mai mici, după cum curentul electric care le produce este mai intens sau mai slab. Vom spune despre un curent electric că este mai intens sau mai puțin intens, dacă sarcina transportată de purtătorii de sarcină (electroni), printr-o secțiune transversală, într-un interval de timp, este mai mare sau mai mică.



Fig. 9.6. Reprezentarea schematică a ampermetrului.

Mărimea fizică cu ajutorul căreia definim această proprietate a curentului electric poartă numele de *intensitatea curentului electric*.

Prin definiție, *intensitatea curentului electric este o mărime care exprimă sarcina electrică ce străbate secțiunea transversală a circuitului în unitatea de timp.*

Cantitativ, se scrie:

$$I = \frac{Q}{t},$$

în care: Q este sarcina electrică, t este timpul în care sarcina Q străbate suprafața transversală a circuitului, iar I intensitatea curentului electric.

Intensitatea curentului electric este o mărime scalară fundamentală a Sistemului Internațional de Unități. Unitatea de intensitate se numește amper și se notează cu A.

Intensitatea curentului electric se măsoară cu ajutorul unui aparat numit ampermetru care se reprezintă simbolic ca în figura 9.6. Montat în orice punct al circuitului, ampermetrul indică aceeași intensitate.

Întrucât unele dintre efectele curentului electric depind de sensul în care trec prin circuit purtătorii de sarcină, este necesar să se aleagă convențional un sens al curentului electric.

Sensul de mișcare al purtătorilor de sarcină pozitivă a fost ales ca sens al curentului electric.

9.2. LEGILE CIRCUITULUI ELECTRIC

9.2.1. **Tensiunea electrică. Tensiunea electromotoare.** Pentru menținerea constantă a intensității curentului electric într-un segment de circuit trebuie ca tensiunea electrică, pe acel segment de circuit, să rămână tot timpul aceeași. Această condiție se realizează atunci când circuitul dispune de o sursă de energie care să efectueze lucrul mecanic necesar deplasării cu viteză constantă a purtătorilor de sarcină electrică. Această sursă de energie este chiar generatorul electric sau sursa electrică. Generatoarele electrice sunt caracterizate de o tensiune electromotoare E și se reprezintă grafic prin unul dintre simbolurile din figura 9.4.

Câmpul electric generat de sursă efectuează un lucru mecanic asupra purtătorilor de sarcină pentru a-i deplasa de-a lungul întregului circuit.

Energia consumată de sursă pentru a efectua lucru mecanic asupra purtătorilor de sarcină este recâștigată de sursă prin transformarea ce are loc în interiorul ei. De exemplu: dacă este vorba de o baterie electrică, energia este asigurată prin procesul continuu de transformare din energie chimică în energie electrică.

Tensiunea electromotoare este numeric egală cu lucrul mecanic efectuat pentru a transporta unitatea de sarcină pozitivă de-a lungul întregului circuit.

Fie W energia de care dispune sursa. Să presupunem că aceasta se împarte în acest moment în: W_1 , energia necesară transportului purtătorilor de sarcină prin circuitul exterior, și W_2 , energia necesară transportului purtătorilor de sarcină prin sursă; atunci putem scrie:

$$W = W_1 + W_2. \quad (9.1)$$

Dacă Q este sarcina electrică a tuturor purtătorilor de sarcină, expresia (9.1) poate căpăta forma:

$$\frac{W}{Q} = \frac{W_1}{Q} + \frac{W_2}{Q}. \quad (9.2)$$

Fiecare din termenii expresiei (9.2) au semnificația unei tensiuni.

Conform definiției tensiunii electromotoare, termenul $\frac{W}{Q}$ este tocmai tensiunea electromotoare a sursei, și îl notăm cu E .

Termenul $\frac{W_1}{Q}$ reprezintă energia necesară unității de sarcină pentru a fi transportată prin circuitul exterior. Ținând seama că $W_1 = L_1 = QU$ unde U este tensiunea la borne, $\frac{W_1}{Q}$ este căderea de tensiune pe circuitul exterior sursei.

Analog, $\frac{W_2}{Q} = \frac{L_2}{Q} = \frac{Qu}{Q} = u$, u fiind căderea de tensiune pe sursă.

Cu aceste notații relația (9.2) devine:

$$E = U + u. \quad (9.3)$$

Căderea de tensiune pe un consumator se măsoară cu ajutorul voltmetrului, care se montează întotdeauna în paralel cu consumatorul. Figura 9.7 reprezintă o schemă a modului în care se montează ampermetrul și voltmetrul într-un circuit. Pe figură s-a notat cu B un bec.

Tensiunea electromotoare ca și căderea de tensiune sunt mărimi fizice scalare și ambele se măsoară în volți.

9.2.2. Rezistența. Rezistivitatea. În experimentul următor se va studia felul cum se modifică intensitatea curentului electric dacă la capetele diferitelor conductoare se aplică aceeași tensiune electrică.

Experiment. Se realizează montajul din figura 9.8. Prin firul conductor montat la bornele 1 și 2 trece un curent electric de intensitate I măsurată de ampermetrul A . Tensiunea U este citită la volmetrul V . Se calculează câtul U/I , apoi se înlocuiește

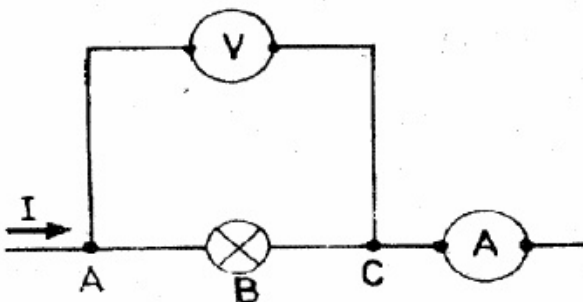


Fig. 9.7. Schema de asamblare a voltmetrului și ampermetrului în circuit.

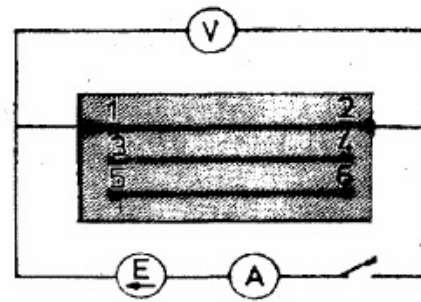


Fig. 9.8. Montaj folosit pentru definirea rezistenței.

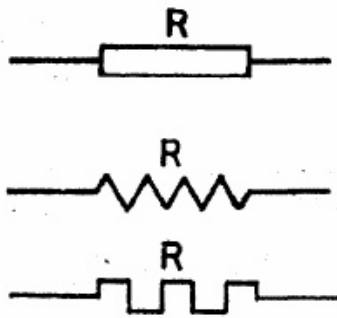


Fig. 9.9. Simboluri pentru rezistor.

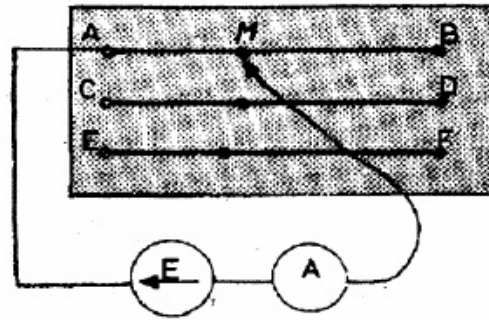


Fig. 9.10. Circuit electric pentru ilustrarea legii lui Ohm.

conductorul cu un altul, (3, 4) sau (5, 6), calculându-se și de data aceasta câtul U/I . În general valoarea acestui cât se modifică. Mărimea fizică care determină acest rezultat evidențiază o proprietate a fiecărui conductor și poartă numele de rezistență electrică, cu simbolul R . Unitatea de măsură a rezistenței electrice este ohmul (Ω). Elementul fizic definit printr-o rezistență electrică R poartă numele de rezistor, cu simbolul grafic arătat în figura 9.9.

Pentru o tensiune electrică dată, măsurându-se intensitatea curentului electric și apoi calculându-se rezistența electrică, rezultă aceeași valoare pentru un conductor dat. Prin definiție:

$$R = \frac{U}{I}.$$

Experiment. Se utilizează un montaj (fig. 9.10) asemănător cu cel din figura 9.8. Pe suportul izolator, între bornele A și B , se lipește o hârtie milimetrică.

1. Un cursor mobil (M) va forma un contact alunecător astfel încât pe firul AB se modifică lungimea l a porțiunii de conductor parcursă de curent menținându-se aceeași tensiune. Se observă că intensitatea curentului electric citită la ampermetrul A scade de un număr de ori când lungimea conductorului crește de același număr de ori, deci:

$$R \sim l.$$

2. Se montează în circuit firele întinse între perechea de borne CD și apoi EF , introducând astfel în circuit fire din același material dar de secțiuni de 2 și de 3 ori mai mari. Menținând tensiunea constantă se observă o creștere de 2 și 3 ori a intensității curentului citită la ampermetrul A deci:

$$R \sim \frac{1}{S}.$$

3. Montând în circuit conductoare de aceeași lungime și secțiune dar de natură diferită se observă că intensitatea curentului electric se modifică de la un conductor la altul. Mărimea fizică cu ajutorul căreia se urmărește dependența dintre natura conductorului și rezistența electrică se notează cu ρ și este denumită *rezistivitate electrică*.

Reunind aceste dependențe, într-o singură expresie, rezistența electrică se scrie:

$$R = \rho \frac{l}{S}. \quad (9.4)$$

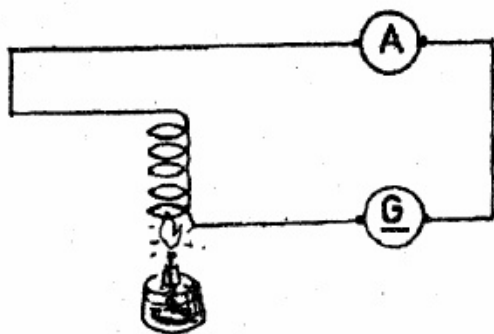


Fig. 9.11. Circuit pentru ilustrarea dependenței rezistenței electrice de temperatură.

Rezistivitatea electrică se exprimă în:

$$[\rho]_{SI} = \Omega \cdot m.$$

Realizând montajul din figura 9.11 se poate arăta ușor că rezistența electrică variază cu temperatura. Ținându-se cont de faptul că lungimea variază foarte puțin cu temperatura, iar secțiunea și mai puțin, se ajunge la concluzia că variația rezistenței provine din variația rezistivității. Pentru o variație de temperatură nu prea mare, rezistivitatea electrică depinde de temperatură, după expresia:

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha \cdot t), \quad (9.5)$$

în care:

ρ_0 este rezistivitatea electrică la temperatura de 0°C ;

ρ este rezistivitatea electrică la temperatura de $t^\circ\text{C}$;

α este coeficientul de temperatură al rezistivității.

Atât rezistivitatea electrică cât și coeficientul de temperatură sunt mărimi caracteristice substanței. Acest fapt este arătat în următorul tabel:

Substanța	Rezistivitatea la 20°C $\Omega \cdot m$	Coeficientul de temperatură al rezistivității (grad^{-1})
Aluminiu	$2,8 \cdot 10^{-8}$	$3,9 \cdot 10^{-3}$
Cupru	$1,7 \cdot 10^{-8}$	$3,9 \cdot 10^{-3}$
Carbon (amorf)	$3,5 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-4}$
Fier	$1,0 \cdot 10^{-7}$	$5,0 \cdot 10^{-3}$
Nichel	$6,8 \cdot 10^{-8}$	$5 \cdot 10^{-3}$
Nichelină	$42 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-4}$
Manganină	$43 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-5}$
Constantan	$50 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-5}$

La aliaje, valoarea coeficientului de temperatură al rezistivității este mai mică decât la metalele pure. Există chiar unele aliaje la care coeficientul de temperatură al rezistivității poate fi considerat nul.

Unele aliaje sunt folosite pentru confecționarea de rezistoare care au rezistența electrică aproape independentă de temperatură, iar altele pentru confecționarea unor rezistoare cu rezistivitate mare. (Rezistorul este elementul fizic construit pentru o rezistență electrică dată.)

Există o categorie de substanțe, a căror rezistență electrică scade o dată cu creșterea temperaturii. Aceste substanțe ca: germaniu, siliciu și alte elemente din grupele IV, V și VI din tabelul lui Mendeleev sunt cunoscute sub numele de semiconductoare.

9.2.3. Legea lui Ohm. Cu ajutorul montajului din figura 9.8 se realizează mai multe grupe de determinări astfel:

a) Se realizează montajul cu un singur fir din constantan în circuit. Se modifică tensiunea la bornele circuitului și se înregistrează următoarele date:

U	2V	4V	6V	8V
I	$\frac{2}{28}A$	$\frac{4}{28}A$	$\frac{6}{28}A$	$\frac{8}{28}A$

b) Se introduc pe rând în circuit un fir, două fire și trei fire din același material, cu aceeași secțiune și aceeași lungime, menținându-se tensiunea constantă de 8 V. Se obține:

	cu un fir	cu două fire	cu trei fire
I	$\frac{6}{28}A$	$\frac{4}{28}A$	$\frac{2}{28}A$

Examinând datele înscrise în cele două tabele se constată că intensitatea curentului electric, citită la ampermetru, variază proporțional cu tensiunea citită la voltmetru și invers proporțional cu rezistența electrică a firelor din circuit.

Aceste dependențe între I , U și R pot fi grupate într-o singură relație:

$$I = \frac{U}{R}. \quad (9.6)$$

Expresia (9.6) este cunoscută sub numele de *legea lui Ohm pentru o porțiune de circuit*.

Ea poate fi extinsă și pentru un circuit care conține un generator de tensiune electromotoare E și rezistență interioară r , înseriat cu un consumator de rezistență R (fig. 9.5).

Se știe că tensiunea electromotoare (t.e.m.) a generatorului determină mișcarea purtătorilor de sarcină, atât pe circuitul exterior de rezistență R cât și pe cel interior de rezistență r , determinând căderile de tensiune U și respectiv u . Sensul fizic al căderii de tensiune este energia, corespunzătoare unității de sarcină electrică, disipată de sistem datorită ciocnirilor în rețea.

Conform relației (9.6) aceste căderi de tensiune pot fi scrise și sub forma:

$$U = I \cdot R; \quad u = I \cdot r.$$

Înlocuind aceste expresii în relația (9.3), se obține:

$$E = IR + Ir, \quad E = I(R + r)$$

sau,

$$I = \frac{E}{R + r}. \quad (9.7)$$

Relația (9.7) este cunoscută sub numele de *legea lui Ohm pentru un circuit simplu*. Aceasta se enunță astfel:

Intensitatea curentului electric printr-un circuit este direct proporțională cu tensiunea electromotoare din circuit și invers proporțională cu rezistența totală a circuitului.

9.2.4. Reostate. Exemplu. Dispunem de un bec cu rezistența de 3Ω și care poate suporta un curent electric cu intensitatea de 2 A. Generatorul de care dispunem are la borne tensiunea de 12 V. Dacă becul s-ar lega direct la bornele generatorului, prin acesta ar urma să treacă un curent cu intensitatea de 4 A, deci mult prea mare față de intensitatea curentului ce o poate suporta. Pentru a-l aduce la parametrii nominali de funcționare, se leagă în circuit un rezistor cu rezistența variabilă, care să permită

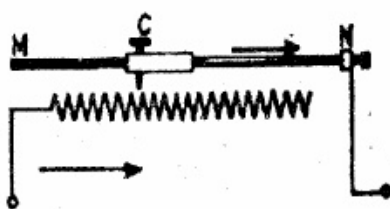


Fig. 9.12. Reostat cu cursor.

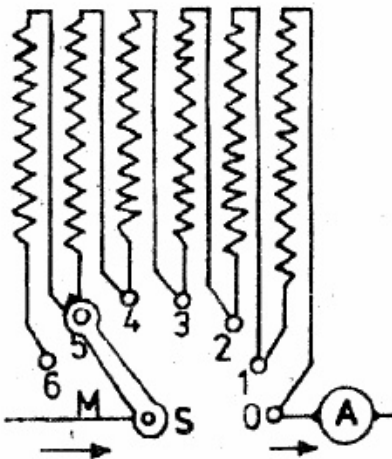


Fig. 9.13. Reostat cu manetă.

modificarea rezistenței totale în circuitul exterior. Aceste rezistoare cu rezistență variabilă sunt cunoscute în fizică sub numele de reostate.

După modul cum se realizează variația rezistenței electrice, reostatele pot fi:

a) Reostat cu cursor sau cu contact electric alunecător (fig. 9.12).

El se caracterizează prin aceea că, prin deplasarea contactului alunecător C de la M spre N , rezistența variază (datorită variației lungimii după relația $R = \rho \frac{l}{S}$) de la zero la R . Se folosește în electrotehnică.

b) Reostat cu manetă (fig. 9.13). Acesta se caracterizează prin aceea că, rotind maneta în jurul axului S , de la poziția 0 la poziția 6, rezistența electrică se modifică în trepte de la valoarea 0 la valoarea R . Se folosește în industria electrotehnică, la echiparea tramvaielor etc.

9.2.5. Legile lui Kirchhoff. Utilizarea zilnică a energiei electrice impune folosirea unor circuite electrice mai complicate, cu mai multe ramificații decât cele la care

ne-am referit până aici. Aceste circuite electrice cu mai multe ramificații sunt cunoscute sub numele de rețele electrice. O rețea electrică este alcătuită, în principal, din mai multe ramificații prin care circulă curenți de diverse intensități. Aceste ramificații determină existența următoarelor elemente de bază ale rețelei:

latura (ramura) rețelei; nodul de rețea; ochiul de rețea.

Înțelegem prin *nod* orice punct al unei rețele electrice în care se întâlnesc cel puțin 3 conductoare. *Latura (ramura)* este porțiunea de rețea cuprinsă între două noduri, iar ochiul de rețea este conturul poligonal închis, alcătuit prin succesiunea mai multor consumatori sau surse (ce formează laturile rețelei).

Aceste elemente pot fi identificate pe rețeaua din figura 9.14: punctele A, B, C, D, F sunt noduri; AB, BC, CD etc. sunt laturi, iar conturul poligonal închis $ABCD$ este un ochi de rețea.

Kirchhoff a demonstrat, în anul 1847, două legi pentru rețelele electrice, una se referă la nodurile rețelei și celalaltă la ochiurile de rețea.

Legea I

Fie nodul din figura 9.15 în care intră curentul I și ies curenții I_1, I_2, I_3 și I_4 . Să înconjurăm nodul cu o suprafață S . Să presupunem că în această suprafață intră o sarcină electrică Q . Cum în interiorul suprafeței S sarcina nu se acumulează și nici nu dispăre trebuie ca în același interval de timp prin ramurile 1-4 să iasă sarcina

$$Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4 = Q.$$

În timpul t variația sarcinii electrice este deci nulă și putem scrie:

$$\frac{Q}{t} = \frac{Q_1}{t} + \frac{Q_2}{t} + \frac{Q_3}{t} + \frac{Q_4}{t}$$

sau

$$I - I_1 - I_2 - I_3 - I_4 = 0.$$

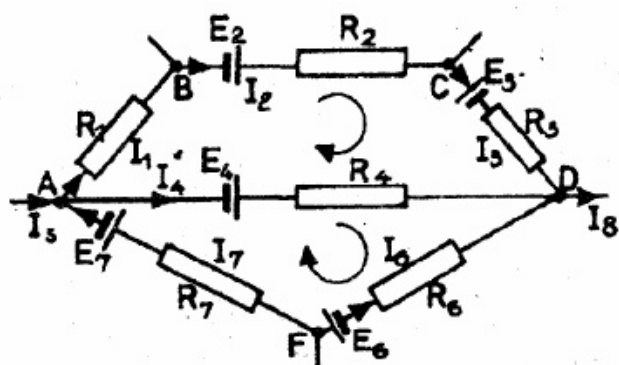


Fig. 9.14. Exemplu de rețea electrică.

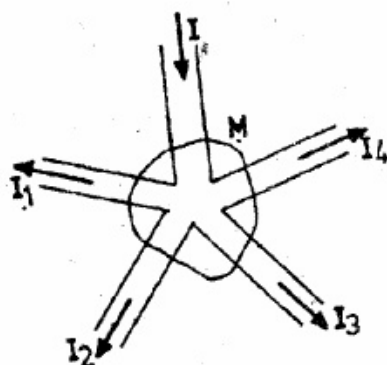


Fig. 9.15. Legea I a lui Kirchhoff.

Făcând convenția $I > 0$ pentru orice curent care intră în nod și $I < 0$ pentru curenții care ies din nod, obținem:

Suma algebrică a intensităților curenților electrici care se întâlnesc într-un nod de rețea este egală cu zero:

$$\sum_{i=1}^n I_i = 0. \quad (9.8)$$

Aceasta este o altă formă a legii de conservare a sarcinii electrice.

La aplicarea acestei legi pentru cele (n) noduri ale unei rețele, se pot obține (n) ecuații. Dintre acestea numai $(n - 1)$ sunt independente, cea de-a n -a decurge întotdeauna din celelalte.

Legea a II-a

Pentru fiecare rețea, se alege pe fiecare ramură câte un sens al curentului electric. Pentru fiecare ochi, se propune un sens arbitrar de parcurs (așa cum, în fig. 9.14, pentru ochiul $ADFA$ s-a ales sensul orar). Dacă sensul ales de noi pentru parcurgerea ochiului coincide cu sensul ales pentru curentul electric din ramură, atunci produsul IR are semnul pozitiv, în caz contrar are semnul negativ.

T.e.m. este pozitivă, dacă sensul de parcurs ales de noi pentru ochi parcurge sursa în sens direct (de la borna negativă la cea pozitivă), în caz contrar semnul tensiunii electromotoare este negativ.

Legea a doua a lui Kirchhoff afirmă că:

De-a lungul conturului unui ochi de rețea, suma algebrică a tensiunilor electromotoare este egală cu suma algebrică a produselor dintre intensitatea curentului și rezistența totală pentru fiecare ramură. Forma algebrică a acesteia este:

$$\sum_{i=1}^n E_i = \sum_{j=1}^m I_j R_j. \quad (9.9)$$

Cu ajutorul acestei legi se pot obține ecuații numai pentru ochiurile independente (acele contururi poligonale formate din laturi în care cel puțin una nu aparține și altor ochiuri).

De exemplu, pentru ochiul de rețea $ADFA$ (fig. 9.14) putem scrie:

$$E_4 + E_6 - E_7 = I_4 R_4 - I_6 R_6 + I_7 R_7.$$

9.2.6. **Gruparea rezistoarelor.** Am definit, în paragraful anterior, rețeaua electrică și am văzut că aceasta este formată dintr-o combinație de mai mulți consumatori care pot fi legați între ei în mai multe feluri.

Cele mai simple combinații, ce se pot realiza cu mai multe rezistoare date, de rezistențe cunoscute, sunt gruparea în serie și gruparea în paralel.

Problema care se pune este aceea de a găsi un rezistor echivalent ca rezistență electrică cu rezistența grupării date. Acest rezistor montat între aceleași două puncte ca și gruparea înlocuită va determina aceeași cădere de tensiune U .

a) *Conexiunea serie* a rezistoarelor arată ca în figura 9.16.

Fie U căderea de tensiune măsurată cu voltmetrul între capetele grupării și U_1, U_2, U_3 căderile de tensiune pe fiecare rezistor de asemenea măsurate cu voltmetrul.

Fie I intensitatea curentului citit la ampermetru.

Conform legii lui Ohm (9.6), căderile de tensiune pe fiecare rezistor le putem scrie:

$$U_1 = IR_1; U_2 = IR_2; U_3 = IR_3.$$

Dar rezistența R fiind rezistența echivalentă grupării, avem $U = IR$.

Conform legii lui Kirchhoff, formula (9.9), putem scrie:

$$U = U_1 + U_2 + U_3$$

sau

$$IR = IR_1 + IR_2 + IR_3$$

deci,

$$R = R_1 + R_2 + R_3.$$

Generalizând această ultimă expresie pentru un număr n de rezistoare se obține:

$$R_{es} = \sum_{i=1}^n R_i, \quad (9.10)$$

în care: R_{es} este rezistența echivalentă a conexiunii serie iar, R_i , rezistența fiecărui rezistor.

b) *Conexiunea derivație* (paralel) a rezistoarelor se face ca în figura 9.17.

În cazul rezistoarelor din figură, când se aplică o tensiune electrică U între punctele B și C , fiecare rezistor va fi parcurs de un curent electric diferit, respectiv I_1, I_2, I_3 .

Înlocuind gruparea printr-un rezistor de rezistență R vom avea $I = U/R$. Intensitatea curentului electric pe fiecare ramură, conform legii lui Ohm (9.6), se poate scrie:

$$I_1 = \frac{U}{R_1}; I_2 = \frac{U}{R_2}; I_3 = \frac{U}{R_3}.$$

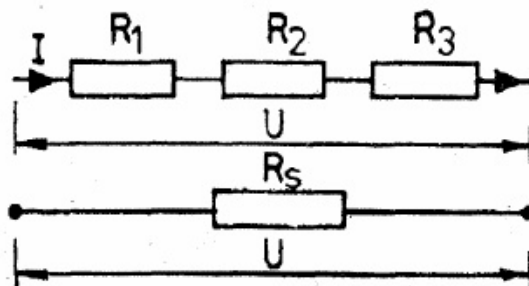


Fig. 9.16. Conexiunea serie a rezistoarelor.

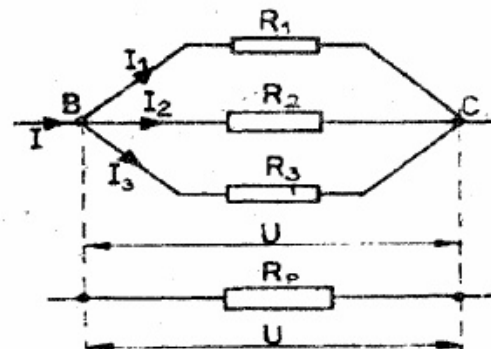


Fig. 9.17. Conexiunea paralel a rezistoarelor.

Aplicând prima lege a lui Kirchhoff pentru nodul B , putem scrie:

$$I = I_1 + I_2 + I_3$$

sau

$$\frac{U}{R} = \frac{U}{R_1} + \frac{U}{R_2} + \frac{U}{R_3},$$

deci:

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3}.$$

Generalizând această ultimă relație, pentru un număr finit de rezistoare, obținem:

$$\frac{1}{R_{ep}} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{R_i}, \quad (9.11)$$

în care R_{ep} este rezistența echivalentă a conexiunii paralele iar R_i , rezistența nominală a fiecărui rezistor.

9.2.7. Gruparea generatoarelor. Generatoarele electrice se pot grupa în serie sau în paralel pentru a obține în circuit o tensiune electrică mai mare sau un curent electric cu o intensitate mai mare, în funcție de scopul urmărit.

Pentru a grupa în serie mai multe generatoare electrice se leagă borna negativă a unui generator cu borna pozitivă a următorului generator ș.a.m.d.

Să considerăm trei generatoare identice cu aceeași t.e.m. E și cu aceeași rezistență r , grupate în serie, având în circuitul exterior un rezistor cu rezistența R (fig. 9.18). Aplicând circuitului din figura 9.18 legea a doua a lui Kirchhoff, se obține:

$$E + E + E = IR + Ir + Ir + Ir,$$

sau :

$$3E = I(R + 3r). \quad (9.12)$$

Din relația (9.12) se obține intensitatea curentului electric:

$$I = \frac{3E}{R + 3r}. \quad (9.13)$$

Generalizând pentru n generatoare identice, se obține:

$$I = \frac{nE}{R + nr}. \quad (9.14)$$

Pentru gruparea în paralel a generatoarelor, se leagă la un loc bornele pozitive și de asemenea toate bornele negative se leagă împreună.

Să considerăm acum trei generatoare identice cu t.e.m. E și rezistența interioară r , grupate în paralel și care alimentează un rezistor cu rezistența R (fig. 9.19).

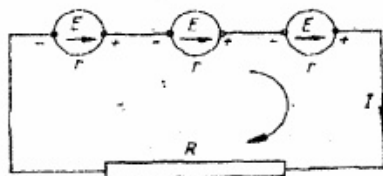


Fig. 9.18. Gruparea în serie a generatoarelor.

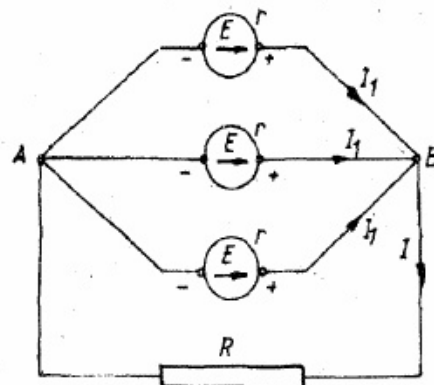


Fig. 9.19. Gruparea în paralel a generatoarelor.

Aplicând în circuitul din fig. 9.19 legile lui Kirchhoff, se obține:

$$I = 3I_1;$$

$$E = I_1 r + IR. \quad (9.15)$$

Din relațiile (9.15) se obține expresia intensității I :

$$I = \frac{E}{R + \frac{r}{3}}. \quad (9.16)$$

Generalizând pentru n generatoare identice, se obține:

$$I = \frac{E}{R + \frac{r}{n}}. \quad (9.17)$$

9.2.8. Șuntul ampermetrelor și rezistența adițională a voltmetrelor. Șuntul este un rezistor care se montează în paralel cu ampermetrul pentru a-i mări domeniul de măsurare.

În montajul din figura 9.20 intensitatea I a curentului care trebuie măsurată este mai mare decât intensitatea maximă I_A pe care o poate măsura instrumentul de măsurat. Să admitem că:

$$I = n I_A. \quad (9.18)$$

Să aplicăm legile lui Kirchhoff pentru acest circuit:

$$I = I_A + I_S; \quad (9.19)$$

$$I_A R_A - I_S R_S = 0.$$

Înlocuind (9.18) în prima ecuație din (9.19) se obține:

$$n I_A = I_A + I_S, \text{ de unde:}$$

$$I_S = (n - 1) I_A. \quad (9.20)$$

Se introduce expresia lui I_S din relația (9.20) în a doua ecuație (9.19) și se obține:

$$R_S = \frac{R_A}{n - 1}. \quad (9.21)$$

Șuntul se realizează în formă de sârmă, bară sau placă din aliaje cu coeficientul termic neglijabil. El se montează într-o cutie separată și se conectează la instrument numai când este nevoie.

Rezistența adițională este un rezistor care se montează în serie cu voltmetrul pentru a-i mări domeniul de măsurare.

Să presupunem că tensiunea U care trebuie măsurată la bornele rezistorului R este de n ori mai mare decât tensiunea maximă U_V pe care o poate măsura voltmetrul.

$$U = n U_V. \quad (9.22)$$

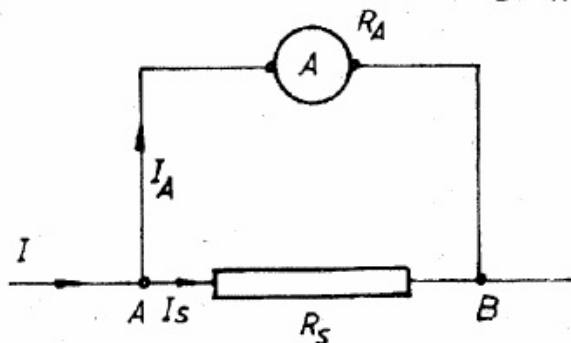


Fig. 9.20. Conexiunea șuntului în circuit.

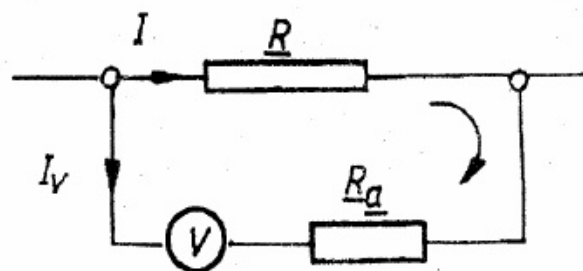


Fig. 9.21. Conexiunea rezistenței adiționale în circuit.

Aplicând la ochiul de rețea din figura 9.21 legea a doua a lui Kirchhoff se obține:

$$IR - I_V(R_a + R_V) = 0, \quad (9.23)$$

unde R_V este rezistența voltmetrului și R_a este rezistența adițională.

Conform legii lui Ohm:

$$I_V = \frac{U_V}{R_V} \text{ și } I = \frac{U}{R}. \quad (9.24)$$

Înlocuind relațiile (9.24) în ecuația (9.23) rezultă:

$$U = \frac{U_V}{R_V} (R_a + R_V). \quad (9.25)$$

Înlocuind în relația (9.25) expresia lui U din (9.22) se obține:

$$n \cdot U_V = \frac{U_V}{R_V} (R_a + R_V).$$

Simplificând prin U_V și aducând la același numitor rezultă:

$$nR_V = R_a + R_V, \text{ sau:}$$

$$R_a = (n - 1) \cdot R_V. \quad (9.26)$$

9.2.9. Divizorul de tensiune (Potențiometrul). Pentru a utiliza numai o parte U_1 din tensiunea U de la bornele unui generator se folosește un dispozitiv numit divizor de tensiune sau potențiomtru, care constă dintr-un reostat cu cursor, cu trei borne, A, B, D (fig. 9.22). La bornele AB este conectată tensiunea U furnizată de generator; la bornele AD se conectează receptorul care primește tensiunea $U_1 < U$. Valoarea lui U_1 depinde de poziția cursorului C : ea scade când cursorul C este deplasat către A și crește când cursorul este deplasat spre B .

Dacă borna A este legată la pământ printr-un fir metallic, borna A are potențialul zero, deci U_1 poate crește de la zero la $+U$.

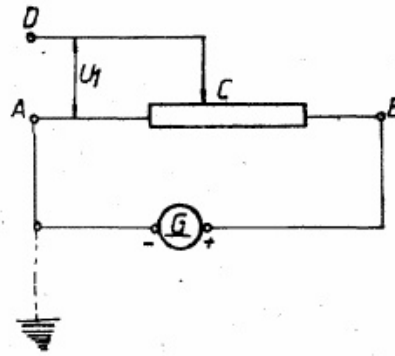


Fig. 9.22. Divizorul de tensiune (Potențiometrul).

PROBLEMĂ REZOLVATĂ

Fie rețeaua din figura 9.23 în care se cunosc: $E_1 = 48 \text{ V}$; $E_2 = 8 \text{ V}$; $R_1 = 2 \Omega$; $R_2 = 3 \Omega$; $R_3 = 2 \Omega$ (așezată între A și B). Să se determine intensitatea curentului prin fiecare ramură a rețelei.

Rezolvare. Rețeaua are 2 noduri (A și B) și 3 laturi. Conform celor discutate la legile lui Kirchhoff, această rețea ne permite scrierea unei ecuații pentru noduri și a două ecuații pentru ochiurile independente. Alegem sensul curentilor prin laturi precum și sensul de parcurgere a ochiurilor, cele indicate pe figură. Astfel, rezultă ecuațiile:

pentru nodul A :

$$I_1 + I_2 - I_3 = 0;$$

pentru ochiul AR_1B :

$$R_1 I_1 + R_3 I_3 = E_1;$$

pentru ochiul AR_2B : $R_3 I_3 + R_2 I_2 = E_2$.

Prin înlocuire numerică și rezolvarea sistemului, rezultă:

$$I_1 = 14 \text{ A}; I_2 = -4 \text{ A}; I_3 = 10 \text{ A}.$$

Curenții I_1 și I_3 sunt pozitivi, deci sensul lor real coincide cu sensul ales arbitrar. Curentul I_2 este negativ, ceea ce înseamnă că sensul lui real este opus celui propus de noi.

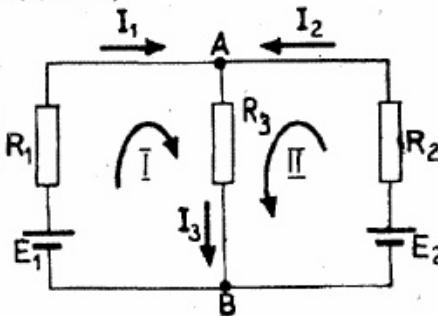


Fig. 9.23. Schemă pentru problema rezolvată.

ÎNTREBĂRI, EXERCITII, PROBLEME

1. Viteza de transport a electronilor într-un conductor electric este dată de expresia:

$$v_t = \frac{I}{n \cdot A \cdot e}$$

în care: n este numărul purtătorilor de sarcină din unitatea de volum, A este aria transversală a conductorului, e este sarcina electrică a unui purtător de sarcină.

Fie un conductor de cupru de lungime (l) și diametru (d), la capetele căruia aplicăm o tensiune U . Cum se va modifica viteza de transport a electronilor dacă:

- dublăm tensiunea;
- dublăm lungimea;
- dublăm diametrul?
- Încercați să deduceți relația de mai sus.

2. Viteza de transport a electronilor în conductoarele metalice este de aproximativ $4 \cdot 10^{-4}$ m/s.

Cum explicăm, în aceste condiții, aprinderea unui bec dintr-o cameră aproape simultan cu bascularea comutatorului?

3. Ce se întâmplă dacă se introduc din greșeală conductoarele de legătură la bornele unui ampermetru în priza de tensiune a rețelei electrice?

4. Prin șinele unei linii de tramvai circulă curenți electrici de intensitate foarte mare. Există pericolul electrocutării, dacă atingem ambele șine odată? Dar dacă atingem o șină și conductorul aerian în același timp?

5. Tabloul de distribuție al unei instalații electrice dispune de un ampermetru și un voltmetru. În timpul funcționării, un lucrător atinge din greșeală cu partea metalică a șurubelniței ambele borne ale ampermetrului. S-a întâmplat ceva? Dar dacă atinge din greșeală ambele borne ale voltmetrului, ce se întâmplă?

6. Din dorința de a vedea care este curentul de alimentare a unui reșou, conectăm în serie cu acesta un ampermetru și astfel facem legăturile la priza de tensiune. Controlând indicațiile ampermetrului, constatăm că intensitatea curentului în reșou nu este constantă. Explicați aceasta și reprezentați grafic funcția $I = f(R)$.

7. Se poate măsura rezistența electrică a unui conductor de formă inelară? Cum?

8. Ce deosebire există între conductoarele cu care se realizează reșourile și cele cu care se realizează siguranțe fuzibile? Pe lângă deosebirile de ordin geometric sunt și deosebiri de structură? Explicați această deosebire.

9. Se pot realiza condiții ca diferența de potențial de la bornele unei surse să fie mai mare decât t.e.m. a sursei? În ce condiții?

10. Pentru o lampă cu incandescență putem aplica legea lui Ohm la calcularea rezistenței filamentului? Ce dificultăți întâmpinăm?

11. Pentru un rezistor neohmic se aplică $U = IR$? Care sunt factorii de eroare?

12. Scade sau crește tensiunea de la bornele unei grupări de mai multe rezistoare legate în paralel când se scoate din circuit unul dintre aceste rezistoare?

13. Se produce oare un scurtcircuit prin atingerea punctelor M și N ale rețelei din figura 9.24? Ce măsoară un voltmetru conectat între aceste puncte? (Toate becurile sunt identice.)

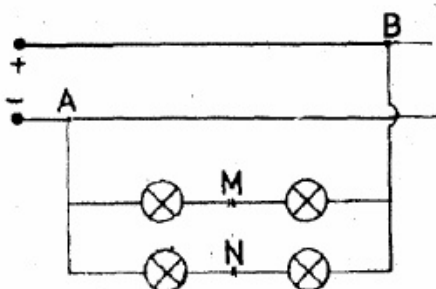


Fig. 9.24. Schemă pentru rezolvarea problemei 13.

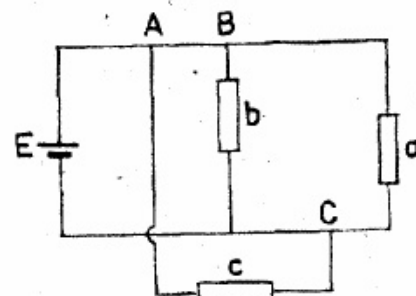


Fig. 9.25. Schemă pentru rezolvarea problemei 14.

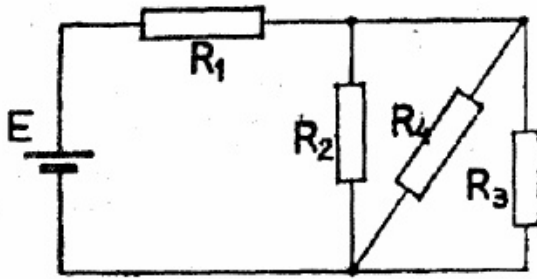


Fig. 9.26. Schemă pentru rezolvarea problemei 18.

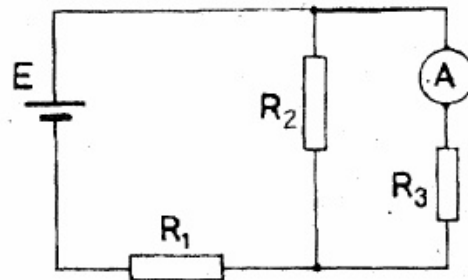


Fig. 9.27. Schemă pentru rezolvarea problemei 19.

14. Fie rețeaua electrică din figura 9.25. Precizați între ce puncte ale acesteia, conductoarele de legătură trebuie să aibă secțiunea mai mare. Consumatorii a, b , sunt identici.

15. Un receptor cu rezistența de 11Ω este conectat la tensiunea de 220 V , printr-un conductor de $0,4 \Omega$. Care este căderea de tensiune pe conductor și pe receptor?

R: $7,7 \text{ V}; 212,3 \text{ V}$.

16. Care este intensitatea curentului electric ce trece printr-un conductor de cupru lung de 170 m și cu secțiunea de 16 mm^2 , conectat la tensiunea de 220 V , știind că de-a lungul conductorului se produce o cădere de tensiune de 6% ?

R: 73 A .

17. La bornele unui receptor cu rezistența de 2Ω este montată o sursă electrică cu rezistența interioară $0,3 \Omega$ și t.e.m. de 130 V . Conductoarele de legătură au fiecare rezistența de $0,15 \Omega$. Care este căderea de tensiune pe linia de alimentare și care este tensiunea la bornele sursei?

R: $15 \text{ V}; 115 \text{ V}$.

18. Care este rezistența echivalentă a rețelei din figura 9.26 și care sunt intensitățile curentilor din fiecare rezistor, dacă: $R_1 = 100 \Omega, R_2 = R_3 = 50 \Omega, R_4 = 75 \Omega, E = 6 \text{ V}$?

R: $118,75 \Omega; 0,05 \text{ A}; 0,02 \text{ A}; 0,02 \text{ A}; 0,01 \text{ A}$.

19. Fie rețeaua electrică din figura 9.27, în care se dau: $E = 5 \text{ V}, R_1 = 2 \Omega, R_2 = 4 \Omega, R_3 = 6 \Omega$. Să se determine:

- intensitatea curentului prin fiecare rezistor;
- ce indică ampermetrul dacă schimbăm locul acestuia cu sursa?

R: $1,13 \text{ A}; 0,68 \text{ A}; 0,45 \text{ A}; 0,45 \text{ A}$.

20. Care este rezistența echivalentă între bornele A și B ale circuitelor din:

- figura 9.28, a ;
- figura 9.28, b ?

Presupunem că rezistența fiecărui rezistor este egală cu 10Ω .

R: $R = 10 \Omega$.

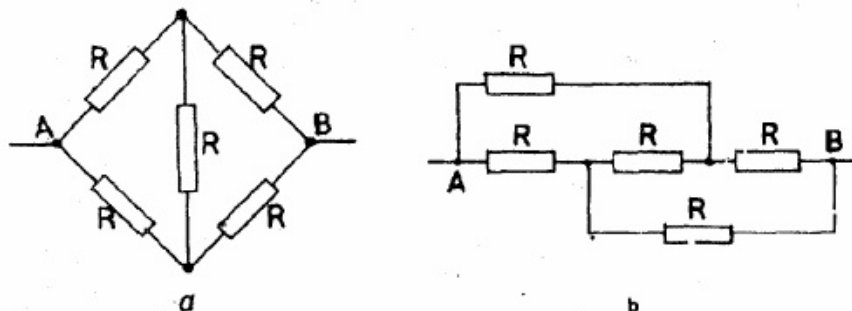


Fig. 9.28. Schemă pentru rezolvarea problemei 20.

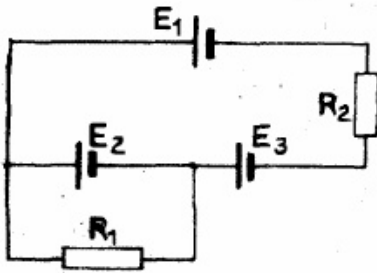


Fig. 9.29. Schemă pentru rezolvarea problemei 25.

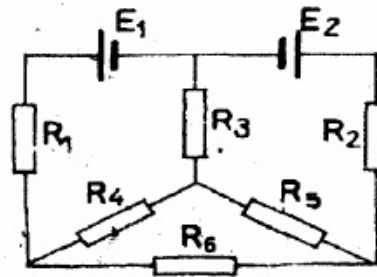


Fig. 9.30. Schemă pentru rezolvarea problemei 26.

21. Două elemente galvanice identice cu t.e.m. de 2 V și rezistența internă r se leagă în serie printr-un rezistor de rezistență 3 Ω . Știind că o singură sursă ar debita prin rezistor un curent de 0,5 A, să se calculeze intensitatea curentului în cazul legării în serie și în cazul legării în paralel.

R: 0,8 A; 0,57 A.

22. Unui potențiomtru cu rezistența de 4 k Ω , i se aplică la borne tensiunea de 110 V. Un voltmetru cu rezistența de 10 k Ω este legat între un capăt al potențiometrului și cursor. Ce tensiune indică voltmetrul, dacă cursorul se află la mijlocul înfășurării potențiometrului?

R: 50 V.

23. Un circuit este format din 9 rezistoare având fiecare rezistența de 11 Ω . Acestea sunt așezate pe laturile unui hexagon, precum și pe cele trei diagonale ce pleacă din același vârf. Să se determine rezistența echivalentă a rețelei astfel formată între extremitățile diagonalei celei mai mari.

R: 5 Ω .

24. O baterie debitează pe o rezistență exterioară de 10 Ω un curent de 3 A. Dacă se înlocuiește rezistența de 10 Ω cu una de 20 Ω , atunci intensitatea curentului devine 1,6 A. Ce t.e.m. și ce rezistență interioară are bateria?

R: 34,3 V; 1,43 Ω .

25. Fie rețeaua electrică din figura 9.29, în care cunoaștem: $E_1 = 6$ V, $E_2 = 5$ V, $E_3 = 4$ V, $R_1 = 100 \Omega$ și $R_2 = 50 \Omega$. Să se calculeze:

- intensitatea curentului prin fiecare rezistor;
- tensiunea între electrodul pozitiv al lui E_2 și cel negativ al lui E_3 .

R: 0,05 A; 0,06 A; 9 V.

26. În rețeaua din figura 9.30 se cunosc: $E_1 = 40$ V, $E_2 = 20$ V; $R_1 = 2 \Omega$; $R_2 = 2 \Omega$; $R_3 = 1 \Omega$; $R_4 = 8 \Omega$; $R_5 = 4 \Omega$ și $R_6 = 6 \Omega$. Să se calculeze intensitatea curentului în fiecare ramură.

R: 5 A; 1 A; 6 A; 3 A; 3 A; 2 A.

27. Două generatoare cu tensiunea electromotoare de 7 V și rezistența interioară 0,2 Ω sunt legate în serie la bornele unui rezistor cu rezistența de 6,6 Ω .

Care este intensitatea curentului electric ce străbate fiecare generator electric?

R: 2 A.

28. Un ampermetru pentru măsurarea curenților foarte mici (galvanometru) are rezistența interioară de 150 Ω și poate măsura curenți până la 10 mA. Ce modificări trebuie făcute acestui aparat pentru a-l putea folosi și la măsurarea curenților de 1 A și cât de mare trebuie să fie rezistența introdusă în schema aparatului?

R: 1,515 Ω .

9.3. ENERGIA ȘI PUTEREA CURENTULUI ELECTRIC

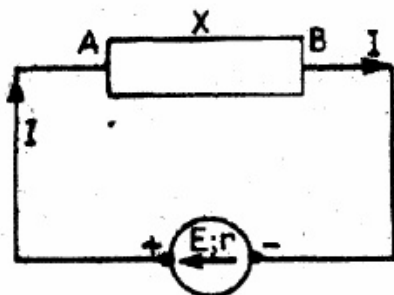


Fig. 9.31. Circuit pentru legea Joule.

În practica de toate zilele, luăm cunoștință de efectele curentului electric prin aplicațiile multiple ale acestuia. Efectele curentului electric (termic, electrochimic și magnetic) au la origine aceeași cauză – câmpul electric – care, prin intermediul ghidajelor de câmp, transmite energia generatoarelor către consumatori. Ajunsă aici, aceasta se transformă în:

- lucru mecanic, în cazul strungurilor;
- energie termică, în cazul reșourilor;
- energie chimică, în cazul unui acumulator pus la încărcat. Ce se întâmplă de fapt?

Fie un circuit format dintr-o sursă de t.e.m. E , rezistență interioară r și un consumator necunoscut X (fig. 9.31).

Borna A a consumatorului, fiind legată la borna pozitivă a sursei, se va găsi la un potențial electric superior bornei B . Astfel, câmpul electric imprimat de sursă va determina mișcarea dirijată a purtătorilor de sarcină și prin consumatorul X .

Fie q sarcina electrică a purtătorilor ce străbat consumatorul X .

Lucrul mecanic efectuat pentru antrenarea cu viteză constantă a acestor purtători este $L = qU_{AB}$, în care U_{AB} este căderea de tensiune pe consumatorul X . Energia necesară pentru efectuarea lucrului mecanic este asigurată de câmpul electric.

Legea conservării energiei ne spune că această energie electrică o vom regăsi în consumatorul X sub altă formă de energie, depinzând de felul consumatorului X . Dacă consumatorul X este un electromotor, energia ce-o primește va fi transformată în principal în lucru mecanic; dacă este un reșou, energia primită se va transforma în energie termică.

Energia transformată de consumator în intervalul de timp t se poate scrie sub forma:

$$W = U_{AB}q \text{ sau} \quad (9.27)$$

$$W = U_{AB}It. \quad (9.28)$$

Sub aspect microscopic, aceasta trebuie înțeleasă astfel: purtătorii de sarcină, la trecerea prin punctul A , au pe lângă energia potențială și o energie cinetică, căreia îi corespunde o viteză medie de transport v_A . Viteza este aceeași și în punctul B . Energia potențială pe care purtătorii o pierd în consumator nu se transformă în energie cinetică de transport a purtătorilor de sarcină, ci în energie cinetică de vibrație a rețelei cristaline. Aceasta din urmă duce la creșterea energiei interne a rețelei și deci la încălzirea și la creșterea temperaturii acestuia. Efectul termodinamic, ireversibil, descris mai sus, se numește *efect Joule*.

Dacă consumatorul X este un rezistor de rezistență R , combinând ecuația (9.28) cu legea lui Ohm (9.6), pentru consumatorul R se obține:

$$W = \frac{U_{AB}^2}{R} \cdot t, \text{ sau} \quad (9.29)$$

$$W = I^2Rt. \quad (9.30)$$

Observații: Expresia (9.28) se aplică la transformarea energiei electrice în orice altă formă de energie. Expresiile (9.29) și (9.30) se aplică numai la transformarea energiei

electrice în energie termică. Această transformare are loc numai dacă în circuit există un rezistor cu $R \neq 0$.

Expresiile (9.29 și 9.30) sunt cunoscute sub numele de *legea lui Joule*, numele celui care le-a găsit experimental (1841).

Unitatea de măsură pentru energia rezultată din aceste transformări este *un joule*.

În practică se mai folosește și 1 kWh ($1 \text{ kWh} = 3,6 \cdot 10^6 \text{ J}$).

Așa cum se știe din clasa a IX-a, energia dezvoltată în unitatea de timp poartă numele de putere. Și în cadrul fenomenelor electrice, energia dezvoltată în unitatea de timp la bornele unui consumator se numește putere electrică și se scrie sub forma:

$$P = U \cdot I.$$

Pentru un circuit întreg, puterea dezvoltată de sursă se va scrie:

$$P = E \cdot I.$$

Puterea electrică disipată de un consumator de rezistență electrică R , sub formă de căldură se scrie sub forma:

$$P = I^2 \cdot R.$$

Pentru un circuit întreg cu rezistența totală ($R + r$), puterea disipată sub formă de căldură se scrie:

$$P = I^2 (R + r).$$

Aplicații practice ale efectului termic. Efectul termic, adică încălzirea conductoarelor prin care circulă curentul electric, are numeroase aplicații practice.

1) *Lămpi electrice cu incandescență.* Un corp încălzit foarte puternic se înroșește, devine luminos și radiază lumină și căldură în spațiul înconjurător. Firele metalice prin care circulă curent electric pot deveni și ele incandescente, adică emițătoare de lumină și de căldură în spațiul înconjurător. Pe baza acestui fenomen se construiesc lămpile cu incandescență, numite obișnuit becuri electrice. Filamentele becurilor se fac din metale cu temperatura de topire foarte ridicată (peste $2\ 800^\circ\text{C}$) ca tungsten, osmiu, tantal. Tubul de sticlă în care se găsește filamentul este golit de aer sau umplut cu un gaz inert la o presiune foarte joasă. Pentru a spori randamentul lămpii, filamentul este făcut din fire metalice foarte subțiri (cu diametrul de câteva sutimi de milimetru) spiralate sau dublu spiralate.

2) *Aparate de încălzit electrice.* Acestea au cele mai variate forme și întrebuințări: radiator, fier de călcat, reșou, ciocan de lipit, sobă etc. Sursa de căldură a acestor instalații este un rezistor cu rezistivitate mare care fiind parcurs de un curent electric, se încălzește. Aparatele de uz casnic funcționează la o temperatură sub $1\ 000^\circ\text{C}$, pentru aceasta rezistorul lor poate fi făcut din fir de crom-nichel.

În tehnică sunt necesare instalații care să asigure temperaturi mai ridicate. În acest scop se folosesc rezistoare făcute din molibden, care rezistă până la $2\ 100^\circ\text{C}$ sau din tungsten care suportă $2\ 800^\circ\text{C}$.

3) *Cuptoare electrice cu rezistență.* Pentru încălzirea unor piese sau topirea acestora, în industrie sunt folosite cuptoarele cu rezistență. Asemenea cuptoare servesc în metalurgie la călirea oțelurilor, în industria sticlei la topirea sticlei etc. Căldura necesară este produsă prin efect termic, adică prin trecerea curentului electric prin rezistoarele care înconjură un creuzet alcătuit din substanță refractară.

ÎNTREBĂRI, EXERCITII, PROBLEME

1. Este cunoscut cât sunt de distrugătoare efectele unui trăsnet. Cu energia electrică a unui trăsnet, un fier electric de călcat funcționează doar câteva minute. Cum se explică aceasta?

2. Cese întâmplă dacă, din greșeală, punem în contact, printr-un obiect metalic, două puncte ale spiralei unui reșou aflat în funcțiune?

3. Dispunem de doi consumatori, unul de putere mare (1 000 W), iar celălalt de putere mică (20 W), amândoi consumatorii funcționează normal la 110 V. Ce putem spune despre funcționarea acestora, dacă sunt legați în paralel la tensiunea de 220 V? Dar dacă îi legăm în serie?

4. Luăm două conductoare, unul din cupru și celălalt din aluminiu, de aceeași lungime și aceeași secțiune. Cu acestea realizăm un circuit serie, prin care se trece un curent electric, din ce în ce mai mare. La un moment dat, unul dintre conductoare se încălzește la incandescență. Care conductor se înroșește și de ce nu se înroșesc amândouă deodată?

5. Când consumă mai multă energie electrică un fierbător electric: când funcționează în gol sau când încălzește un lichid?

6. Două rezistoare R_1 și R_2 pot fi legate sau în serie sau în paralel la bornele unei baterii de t.e.m. E și de rezistență interioară zero. Dorim ca efectul Joule pentru legarea în paralel să fie de cinci ori mai mare decât cel corespunzător legării în serie. Dacă $R_1 = 100 \Omega$, cât este R_2 ?

R: 187 Ω .

7. Patru reșouri de câte 100 W fiecare sunt legate în toate combinațiile posibile serie și paralel. Fiecare circuit astfel format este conectat la tensiunea de 100 V. Ce putere va disipa fiecare sistem de reșouri în parte?

R: 400 W, 100 W, 75 W, 25 W.

8. La rețeaua de 220 V se leagă în paralel un reșou de 500 W și o pernă electrică de 60 W. Să se calculeze:

- intensitatea curentului electric prin ramura principală;
- rezistența electrică a fiecărui consumator.

R: 2,55 A; 96,8 Ω ; 806 Ω .

9. Pentru confecționarea rezistenței unei plite electrice cu puterea de 600 W, ce funcționează la 120V, se folosește sârmă de crom-nichel cu diametrul de 0,75 mm. Câți metri de sârmă ne sunt necesari pentru confecționarea rezistenței respective? $\rho = 11,196 \cdot 10^{-7} \Omega \cdot m$.

R: 9,4 m.

10. Un generator electric produce printr-o rezistență de 9 Ω o putere electrică. Ce rezistență interioară are generatorul, dacă el produce aceeași putere printr-o rezistență de 16 Ω ?

R: 12 Ω .

11. Un încălzitor electric are două rezistoare. Timpul de fierbere a cantității de apă din încălzitor este t_1 , respectiv t_2 , după cum se conectează numai primul rezistor sau numai al doilea. Să se calculeze timpul de fierbere al apei, dacă se conectează ambele rezistoare:

- în serie;
- în paralel.

R: $t_1 + t_2$; $\frac{t_1 \cdot t_2}{t_1 + t_2}$.

12. Un bec și un reostat sunt legate în serie și formează astfel un circuit electric. Tensiunea la bornele becului este de 60 V, iar rezistența reostatului este de 20 Ω . Becul și reostatul consumă împreună 200 W.

- a) Care este intensitatea curentului în circuit?
 b) Ce energie electrică consumă becul într-o oră?
 c) Care este temperatura filamentului în becul electric, dacă rezistența la 0°C este $2,5\ \Omega$, iar coeficientul de temperatură a filamentului este de $5 \cdot 10^{-3}\ \text{grad}^{-1}$.

R: 2 A; $432 \cdot 10^3\ \text{J}$; $2\ 200^{\circ}\text{C}$.

13. Două rezistoare, cu rezistențele R_1 , respectiv R_2 , sunt legate în paralel și alimentate la o sursă de curent continuu sub tensiunea de 110 V. Energia electrică disipată sub formă de căldură de cele două rezistoare este de $55 \cdot 10^3\ \text{J}$ în 100 secunde. Știind că $\frac{1}{3}$ din căldură se degajă în rezistorul R_1 , iar $\frac{4}{5}$ în R_2 , să se calculeze:

- a) intensitatea curentului electric prin ramura principală;
 b) rezistența echivalentă ansamblului celor două rezistoare;
 c) rezistențele R_1 și R_2 ;
 d) intensitatea curentului prin fiecare rezistor.

R: 5 A; $22\ \Omega$; $27,5\ \Omega$; $110\ \Omega$; 1 A; 4 A.

9.4. CURENTUL ELECTRIC ÎN ELECTROLIȚI

9.4.1. **Disociația electrolitică. Experiment.** Fie un vas ce conține apă distilată, iar în interior, de o parte și de alta, două plăci metalice (fie. 9.32). Între aceste plăci să aplicăm un câmp electric, cu ajutorul unui generator (alimentator tip Didactica).

Închizând circuitul cu ajutorul întrerupătorului (K), ampermetrul din circuit sau nu indică prezența unui curent electric, sau arată prezența unui curent de intensitate foarte mică. Cu circuitul închis, punem în apa distilată din pahar: un acid, o bază, sau o sare solubilă. Observăm cum ampermetrul ne indică un curent electric de intensitate mare. Pentru a înțelege cele observate vom repeta experimentul astfel:

Schimbăm soluția din vas cu apă distilată. Cu circuitul deschis, punem în apa distilată câteva cristale de permanganat de potasiu (KMnO_4). Observând vasul dintr-o parte constatăm că o colorație violetă se extinde în toate direcțiile. Să închidem apoi circuitul, aplicând deci între plăci un câmp electric. Privind vasul tot dintr-o parte, observăm cum colorația violetă se deplasează spre polul pozitiv (placa metalică legată la polul pozitiv al generatorului). Schimbarea polarității între cele două plăci din vas determină schimbarea sensului de mișcare a colorației.

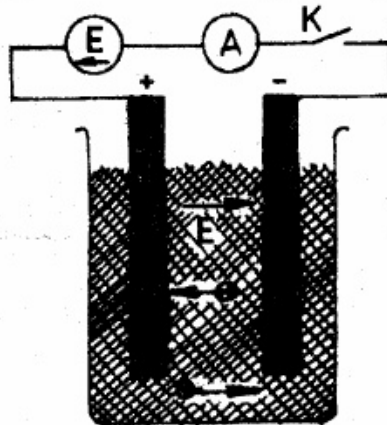


Fig. 9.32. Curentul electric în electroliți.

În soluția apoasă, sarea (KMnO_4) se separă în ioni pozitivi (K^+) și în ioni negativi (MnO_4^-). Ionul negativ fiind colorat, mișcarea acestuia către placa pozitivă poate fi vizualizată destul de ușor.

Acest experiment ne permite să constatăm că permanganatul de potasiu se separă în cei doi ioni ce îl compun în absența câmpului electric.

Procesul de separare a substanțelor ionice în ioni pozitivi și negativi poartă numele de *disociație electrolitică*. Efectul disociației constă în obținerea unui amestec de

ioni negativi și pozitivi într-o soluție, în care aceștia se mișcă haotic.

9.4.2. Electroliza și legile ei. Aplicarea câmpului electric între plăcile metalice ale vasului cu soluție conduce la ordonarea mișcării ionilor respectivi. Astfel, cei negativi se orientează către electrodul pozitiv (placa pozitivă), numit anod, iar cei pozitivi se orientează către electrodul negativ (placa negativă), numit catod.

În felul acesta, în vas pe direcția câmpului electric, se realizează mișcarea dirijată a purtătorilor de sarcină (ioni) care determină un curent electric.

Procesul de dirijare a ionilor către electrozi și transformarea lor în atomi sau în radicali prin neutralizare se numește *electroliză*.

Experiment. În trei vase identice se introduce soluție de sulfat de cupru, așa fel ca în fiecare pahar să avem altă concentrație și altă temperatură. Cu șase electrozi de cărbune, un alimentator cu tensiune reglabilă, un ampermetru și un întrerupător realizăm montajul din figura 9.33.

Cântărim electrozii înainte de introducere în vase. Închidem circuitul un interval (t) de timp. Scoatem catodii din fiecare vas, îi uscăm și apoi îi cântărim pe fiecare în parte. Constatăm că masa depusă la fiecare catod este aceeași. Deci masa depusă în timpul procesului de electroliză nu depinde nici de concentrația soluției, nici de temperatură.

Mentținând intensitatea curentului în circuit constantă și repetând experimentul pentru intervale de timp diferite, constatăm că masa depusă la catod depinde direct proporțional de intervalul de timp cât circuitul a fost închis.

Repetând experimentul pentru același interval de timp, dar cu intensități de curent diferite, putem constata că masa de substanță depusă la catod depinde direct proporțional de intensitatea curentului citită la ampermetru.

Rezumând aceste dependențe într-o singură expresie se obține:

$$m = K \cdot I \cdot t.$$

Cum: $I \cdot t = Q$, putem scrie:

$$m = KQ. \quad (9.31)$$

Această expresie este și *prima lege a electrolizei*, enunțată de Faraday în anul 1833 astfel:

Masa de substanță (m) separată dintr-un electrolit este proporțională cu sarcina electrică Q transportată.

Factorul de proporționalitate în această relație este $K = m/Q$ și se numește echivalent electrochimic.

Echivalentul electrochimic depinde de natura substanței prin:

- masa atomică a substanței (A), direct proporțional;
- valența substanței (n), invers proporțional.

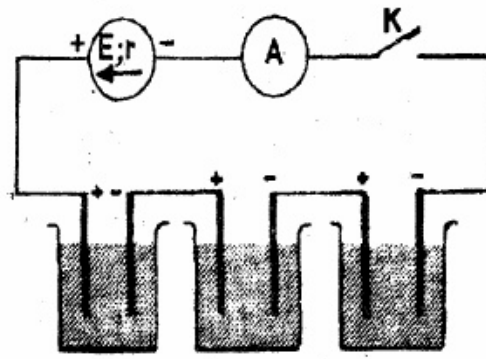


Fig. 9.33. Sistem de vase pentru electroliză.

Factorul de proporționalitate se notează cu (F) și se numește numărul lui Faraday ($F = 96\,400$ C/echivalent-gram).

Rezumând aceste dependențe se scrie:

$$K = \frac{1}{F} \cdot \frac{A}{n}. \quad (9.32)$$

Relația (9.32) este cea de-a doua lege a electrolizei. Echivalentul electrochimic ar trebui măsurat în kg/C, dar, cum în practică se operează cu cantități de substanță foarte mici, se folosește ca unitate de măsură mg/C.

Iată, spre exemplificarea celor afirmate, câteva substanțe cu echivalentul electrochimic respectiv:

Substanța	Masa atomică	Valența	Echivalentul electrochimic mg/C
Hidrogen	1,008	1	0,0104
Argint	107,880	1	1,118
Oxigen	16,0	2	0,0828
Cupru	63,57	2	0,329
Aur	197,200	3	0,681

Electroliza prezintă o importanță teoretică și anume:

Într-o conferință ținută la Londra în anul 1881 Helmholtz, apreciind importanța legii a II-a a lui Faraday, a arătat că cea mai bună explicație a legilor electrolizei se poate da dacă se admite existența unei sarcini elementare pe care o poartă ionul monovalent.

Cercetări numeroase au confirmat acest punct de vedere, astfel că astăzi considerăm că orice sarcină electrică este un număr întreg de sarcini elementare, ceea ce înseamnă că sarcinile electrice au o structură discontinuă.

O demonstrație simplă ne conduce la acest rezultat. Să considerăm că în electroliza unei substanțe cationul are masa atomică A și valența n . El poartă o sarcină q .

N fiind numărul lui Avogadro, într-un echivalent gram de substanță sunt $\frac{N}{n}$ atomi. Acești atomi au rezultat prin neutralizarea unui număr egal de ioni, așa că sarcina electrică transportată va fi: $Q_0 = \frac{N}{n} q = 96\,400$ C.

Astfel se obține: $q = 96\,400 \cdot \frac{n}{N}$ C.

Întrucât n nu poate fi decât un număr întreg, rezultă că ionul monovalent nu poate purta decât o sarcină multiplu întreg de $\frac{96\,400}{N}$. De aici reiese concluzia: cea mai mică sarcină electrică este $\frac{96\,400}{N}$ C.

Particula elementară care poartă această sarcină a fost numită în anul 1891 electron.

Valoarea absolută a sarcinii electronului este deci $q = |e| = \frac{F}{N} = 1,6 \cdot 10^{-19}$ C.

Aplicațiile practice ale electrolizei

Numeroasele aplicații ale electrolizei au dus la constituirea unei ramuri importante a chimiei—electrochimia. În cadrul acesteia intră:

- a) electrometalurgia;
- b) galvanotehnica;
- c) obținerea de diverse substanțe pe cale electrolitică.

Electrometalurgia permite obținerea unui metal pe cale electrolitică din combinațiile lui naturale. Cea mai importantă realizare a electrometalurgiei constă în fabricarea aluminiului.

Galvanotehnica este formată din: galvanostegie și galvanoplastie.

Galvanostegia constă în depuneri metalice pe suprafața unor corpuri în scopul de a le proteja anticoroziv. În funcție de metalul folosit în procesul de depunere, aceasta poate fi: argintare, cuprare, zincare, nichelare, aurire etc.

Prin galvanoplastie se înțelege arta de a modela metalele, de a reproduce, după un tipar, prin electroliză, un obiect.

Tiparul se poate face din ceară. Suprafața tiparului se acoperă cu praf de grafit, pentru a-l face bun conductor. Tiparul se fixează la catodul instalației în timp ce anodul este făcut din metalul cu care se face reproducerea, iar soluția folosită drept electrolit este o sare a aceluiași metal.

Galvanoplastia este utilizată în tipografie, la confecționarea discurilor pentru pick-up.

Electroliza este una din metodele importante de fabricare a unor substanțe chimice de mare valoare industrială ca: soda caustică, nemetale (clorul, hidrogenul) și metale (aluminiul) etc.

ÎNTREBĂRI, EXERCITII, PROBLEME

1. Electroliza soluției unei sări poate avea loc la orice valoare a tensiunii aplicate băii de electroliză?
2. Explicați fenomenele care împiedică ruginirea tablei de fier zincată aflată într-un mediu umed.
3. Cum trebuie grupate două băi identice pentru electroliză, dacă se folosește pentru alimentare același generator, astfel ca depunerea unei anumite cantități de substanță să se facă mai repede?
4. Să se determine raportul dintre sarcina și masa ionului de hidrogen pe baza legilor electrolizei.

$$R: \approx 9,58 \cdot 10^7 \frac{C}{kg}$$

5. Un corp cu suprafața de 100 cm^2 este pus la catodul unei băi de nichelare prin care trece un curent electric cu intensitatea de 1 A . După cât timp se va depune un strat de nichel gros de $0,03 \text{ cm}$ pe suprafața corpului? ($\rho = 8,8 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$, $K_{Ni} = 0,203 \frac{\text{mg}}{C}$).

$$R: 1,3 \cdot 10^5 \text{ s}$$

CÂMPUL MAGNETIC AL CURENTULUI ELECTRIC

10.1. CÂMPUL MAGNETIC

10.1.1. **Spectrul câmpului magnetic.** Proprietatea unor roci de a atrage fierul este cunoscută încă din antichitate. Folosind substanțe care conțin fier, cobalt, nichel se pot construi magneți permanenți, care atrag fierul. În anul 1820 fizicianul H.C. Oersted a observat deviația acului magnetic în apropierea unui conductor străbătut de un curent electric. Această descoperire a arătat că există o legătură între fenomenele magnetice și cele electrice, considerate până atunci independente.

În clasele anterioare ați efectuat unele experimente, care au pus în evidență deviația acului magnetic, adus în apropierea unui magnet sau a unui conductor parcurs de curent electric. Acul magnetic a avut în aceste experimente rolul unui corp de probă, asemănător pendulului electric cu care se pun în evidență acțiunile electrice. Ați efectuat, de asemenea, și unele experimente, în care rolul corpului de probă pentru investigarea acțiunilor magnetice l-a avut un conductor mobil, parcurs de curent electric; ați constatat că el este pus în mișcare, dacă este adus în apropierea unui magnet sau a unui conductor, parcurs de curent electric. Din aceste experimente a reieșit că un magnet sau un conductor parcurs de curent electric, exercită același fel de acțiune asupra unui conductor mobil, prin care s-a stabilit curent electric, acțiune numită *acțiune magnetică*. Acțiunea magnetică se transmite prin intermediul *câmpului magnetic*, prezent atât în jurul magnetului cât și al curenților electrice.

Câmpul magnetic este o formă de existență a materiei, care se manifestă prin acțiunea asupra acului magnetic sau asupra conductoarelor parcurse de curent electric.

Analog descrierii câmpului electric cu ajutorul liniilor de câmp electric, se poate descrie și câmpul magnetic, cu ajutorul liniilor de câmp magnetic. Ele pot fi vizualizate experimental cu ajutorul piliturii de fier. În figura 10.1 sunt prezentate fotografiile spectrelor câmpului magnetic produs de curentul electric stabilit printr-un conductor rectiliniu (fig. 10.1, a), printr-un conductor circular (fig. 10.1, b), printr-un solenoid (fig. 10.1, c). Câmpul magnetic în interiorul solenoïdului, reprezentat prin linii de câmp paralele și echidistante, este un câmp magnetic uniform sau omogen.

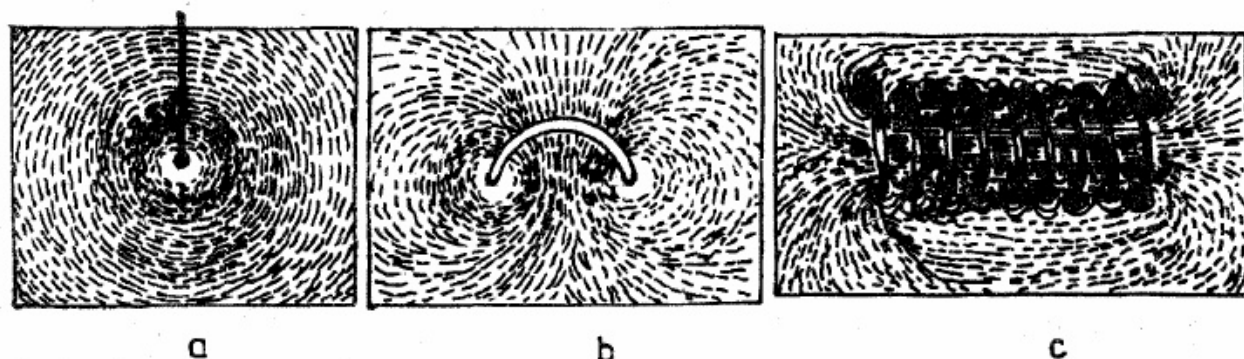


Fig. 10.1. Spectrul câmpului magnetic produs de curentul electric:
a) conductor rectiliniu; b) conductor circular; c) solenoid.

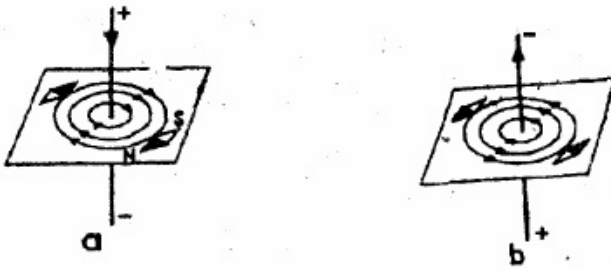


Fig. 10.2. Inversarea sensului acului magnetic la inversarea sensului curentului printr-un conductor rectiliniu.

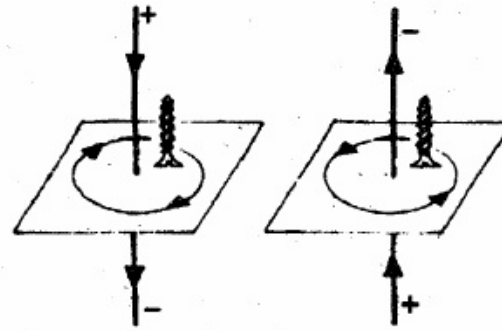


Fig. 10.3. Regula burghiului pentru a determina sensul liniilor de câmp magnetic produs de un curent electric rectiliniu.

Se poate pune în evidență experimental faptul că sensul câmpului magnetic depinde de sensul curentului care-l produce.

Experiment. Se vizualizează cu ajutorul piliturii de fier, pe o placă orizontală, spectrul câmpului magnetic produs de curent printr-un conductor rectiliniu lung. Pe placa orizontală se așază câteva ace magnetice, sau un singur ac, succesiv în mai multe puncte (fig. 10.2, a). Acul magnetic se orientează mereu tangent la linia de câmp. Se inversează sensul curentului prin conductor. Se constată că forma liniilor de câmp nu se modifică, dar acul se rotește cu 180° (fig. 10.2, b).

Liniile câmpului magnetic sunt tangente în fiecare punct la direcția acului magnetic. Prin convenție se consideră că sensul unei linii de câmp magnetic este indicat de polul nord al acului magnetic, tangent la acea linie de câmp. Cu această convenție, sensul liniilor de câmp din jurul unui conductor este dat de *regula burghiului* (sau a tirbușonului): sensul liniilor de câmp magnetic este sensul în care trebuie rotit un burghiu, așezat de-a lungul conductorului, pentru a înainta în sensul curentului electric (fig. 10.3). Pentru un conductor circular se obține următoarea regulă: sensul liniilor de câmp care străbat suprafața unei spirale este sensul în care înaintează un burghiu, așezat perpendicular pe planul spirei, dacă este rotit în sensul curentului prin spirală (fig. 10.4). Aplicând regula burghiului pentru spirală se poate stabili și sensul liniilor de câmp magnetic al solenoidului parcurs de curent electric (fig. 10.5). Liniile de câmp magnetic, spre deosebire de cele de câmp electric sunt întotdeauna curbe închise.

10.1.2. Acțiunea câmpului magnetic asupra conductoarelor parcurse de curent electric. Inducția câmpului magnetic. Pentru a exprima cantitativ proprietățile câmpului magnetic va trebui să definim o mărime fizică vectorială. Noua mărime

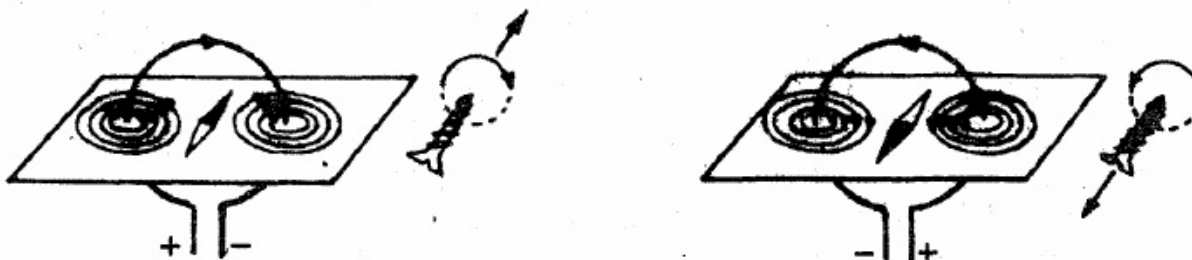


Fig. 10.4. Regula burghiului pentru curentul circular.

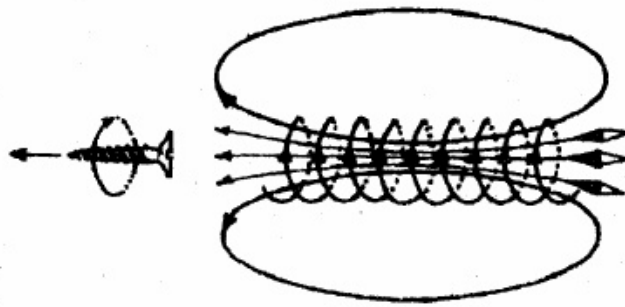


Fig. 10.5. Regula burghiului pentru solenoid.

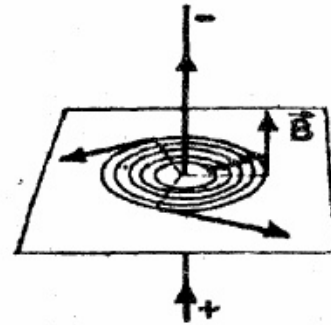


Fig. 10.6. Vectorul inducție magnetică \vec{B} este tangent la linia de câmp și are sensul liniei de câmp.

fizică, notată cu simbolul \vec{B} , se numește *inducție magnetică*. Direcția vectorului inducție magnetică \vec{B} , într-un punct al câmpului este tangentă la linia de câmp magnetic în acel punct, iar sensul este același cu al liniei de câmp (fig. 10.6). Pentru a defini modulul inducției magnetice, vom porni, ca și în cazul câmpului electric, de la studiul acțiunii pe care o exercită câmpul asupra unui corp de probă. Drept corp de probă vom considera un conductor rectiliniu mobil, parcurs de curent electric. Din clasele anterioare știți că forța pe care o exercită câmpul magnetic asupra unui conductor străbătut de curent, numită *forță electromagnetică* (\vec{F}), este perpendiculară pe direcția conductorului și pe liniile câmpului magnetic, deci și pe vectorul \vec{B} , iar sensul ei depinde de sensul curentului și de sensul liniilor de câmp, deci și de sensul vectorului \vec{B} (fig. 10.7). Orientarea forței electromagnetice poate fi găsită cu ajutorul regulii mâinii stângi (fig. 10.8). Spre deosebire de câmpul electric, la care forța este orientată pe direcția câmpului electric \vec{E} , în câmpul magnetic direcția forței nu coincide cu direcția inducției magnetice \vec{B} , fiind perpendiculară pe \vec{B} .

Pentru a găsi o expresie adecvată definiției lui \vec{B} , vom studia factorii de care depinde forța electromagnetică.

Experimentul 1. Se realizează dispozitivul din figura 10.9, a. Cadrul mobil se leagă cu o ață de cârligul de sub talerul unei balanțe, montată pe aceeași tijă cu suportul cadrului. Câmpul magnetic între piesele polare ale bobinelor este aproape uniform. Se echilibrează balanța și se potrivește cadrul în poziție orizontală, la aproximativ 1 cm de marginea superioară a pieselor polare, astfel încât latura lui mobilă să fie între piesele polare (fig. 10.9, b). Se alimentează cu tensiune continuă bobinele și cadrul. Balanța se dezechilibrează datorită forței electromagnetice exercitate de câmpul magnetic produs de bobine asupra laturii mobile a cadrului, parcursă de curent.

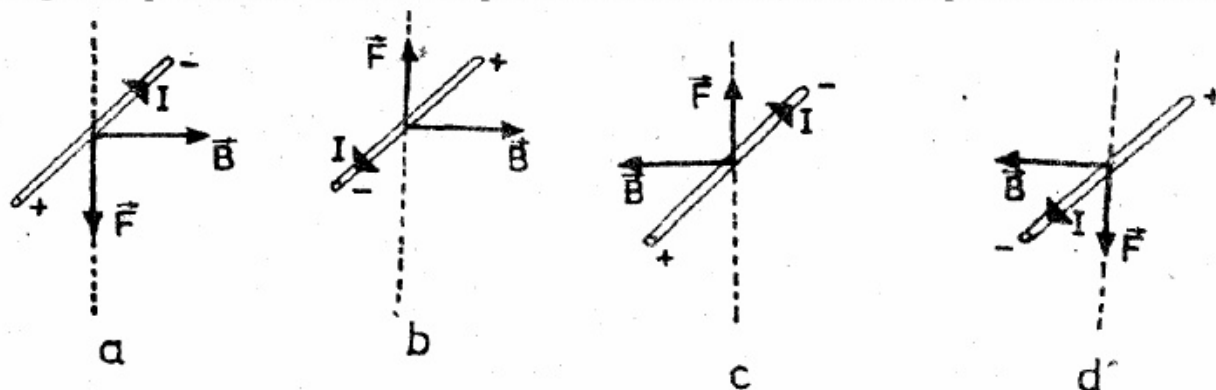


Fig. 10.7. Sensul forței electromagnetice depinde de sensul curentului electric prin conductor și de sensul câmpului magnetic.

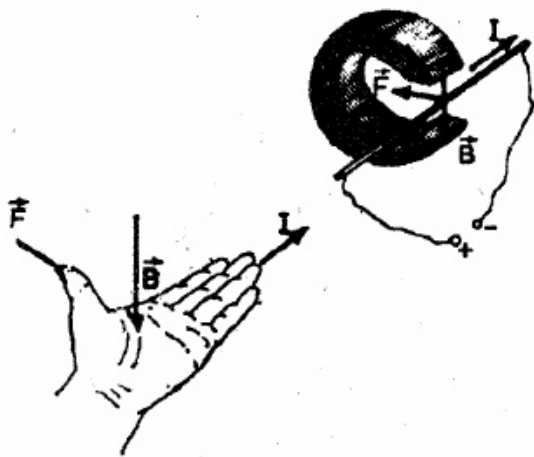


Fig. 10.8. Regula mâinii stângi pentru determinarea orientării forței electromagnetice.

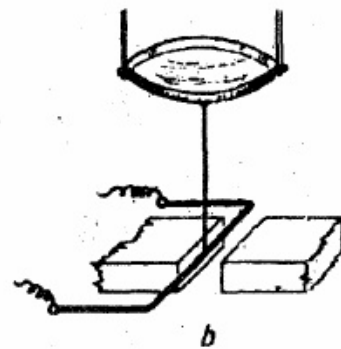
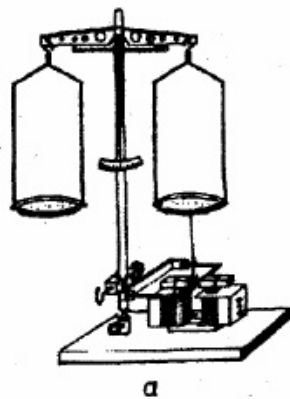


Fig. 10.9. a) Dispozitiv pentru măsurarea forței electromagnetice. b) Latura mobilă a cadrului se așază între piesele polare ale bobinelor.

Reechilibrând balanța cu etaloane de masă, se determină mărimea forței electromagnetice. Menținând constant curentul prin bobine, se variază intensitatea curentului I prin cadru. Se măsoară forța electromagnetică la fiecare nouă valoare a curentului I . Se constată că *forța electromagnetică este direct proporțională cu intensitatea curentului prin conductor:*

$$F \sim I.$$

Un alt factor care poate influența mărimea forței electromagnetice este lungimea conductorului aflat în câmp. Astfel, două conductoare de lungime egală, așezate în prelungire și parcurse de același curent, vor fi acționate împreună de o forță dublă față de cea exercitată asupra unuia singur, trei conductoare de o forță triplă etc. Așadar, forța electromagnetică este direct proporțională cu lungimea conductorului aflat în câmp:

$$F \sim l.$$

Păstrând aceeași intensitate a curentului prin bobine și prin cadru, și aceeași lungime a laturii lui mobile, înlocuim latura mobilă cu conductoare din diferite materiale și de diferite grosimi. Constatăm că forța electromagnetică nu se modifică. Așadar, raportul F/Il este independent de corpul de probă.

Păstrând aceleași valori pentru intensitatea curentului din cadrul I și lungimea laturii mobile l , variem intensitatea curentului din bobinele care produc câmpul magnetic și măsurăm forța electromagnetică. Se constată că forța electromagnetică are de fiecare dată altă valoare. Așadar, raportul F/Il , care este independent de corpul de probă și specific câmpului magnetic, poate servi pentru definirea inducției magnetice conform relației:

$$B = \frac{F}{Il}. \quad (10.1)$$

Inducția unui câmp magnetic uniform este o mărime fizică vectorială, al cărei modul este egal cu raportul dintre forța cu care acel câmp magnetic acționează asupra unui conductor rectiliniu, perpendicular pe liniile câmpului magnetic, și produsul dintre intensitatea curentului din conductor și lungimea conductorului, aflat în câmpul magnetic.

Unitatea de măsură a inducției magnetice în SI se numește *tesla*, cu simbolul T:

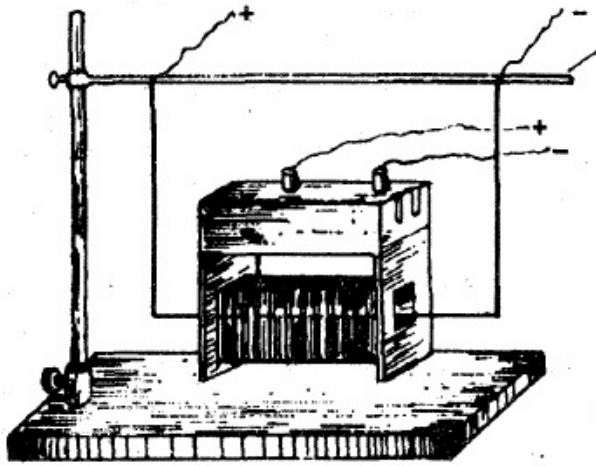


Fig. 10.10. Forța electromagnetică este nulă când conductorul este paralel cu liniile de câmp magnetic.

$$[B]_{SI} = \frac{[F]_{SI}}{[I]_{SI} [l]_{SI}} = \frac{N}{A \cdot m} = T.$$

Un câmp magnetic uniform are inducția de 1 T dacă exercită o forță de 1 N asupra fiecărui metru din lungimea unui conductor, perpendicular pe câmp, parcurs de un curent cu intensitatea de 1 A.

Din relația (10.1) rezultă expresia forței electromagnetice, în cazul unui conductor perpendicular pe liniile de câmp:

$$F = BIl. \quad (10.2)$$

În măsurătorile efectuate până aici, am așezat mereu conductorul perpendicular pe liniile câmpului magnetic. Ce se întâmplă însă dacă așezăm conductorul paralel cu liniile de câmp?

Experimentul 2. Se introduce un conductor rectiliniu în interiorul unei bobine, în lungul axei ei, ca în figura 10.10. Aplicând tensiune atât bobinei cât și conductorului, se constată că forța electromagnetică este nulă.

Acest rezultat ne duce la concluzia că forța electromagnetică mai depinde de un factor, și anume de unghiul dintre direcția conductorului și direcția câmpului. Aparatura de care dispunem, în general, într-un laborator școlar nu ne permite să determinăm această dependență. Prin măsurători de precizie s-a stabilit că forța electromagnetică variază direct proporțional cu sinusul unghiului α dintre direcția conductorului și direcția vectorului \vec{B} , astfel încât expresia forței electromagnetice pentru orice orientare a conductorului în câmp este:

$$F = BIl \sin \alpha. \quad (10.3)$$

Relația (10.2) se regăsește ca un caz particular al relației (10.3), punând condiția $\alpha = 90^\circ$, $\sin \alpha = 1$, când forța are valoarea maximă $F = BIl$. Relația (10.3) include și rezultatul experimentului 2: când $\alpha = 0^\circ$, $\sin 0^\circ = 0$, iar forța este nulă.

10.1.3. Fluxul magnetic. Pentru a stabili legătura între vectorul inducție magnetică și suprafețele intersectate de liniile de câmp magnetic se definește o mărime fizică, numită *flux magnetic*.

Pentru un câmp magnetic uniform ce străbate o suprafață normală la direcția câmpului magnetic (fig. 10.11) se definește *fluxul magnetic* Φ prin produsul dintre modulul inducției magnetice și aria suprafeței normale S_n :

$$\Phi = BS_n. \quad (10.4)$$

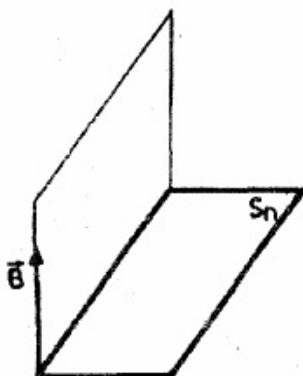


Fig. 10.11. Suprafața S_n este normală la direcția câmpului magnetic.

Unitatea de măsură a fluxului magnetic în SI se numește *weber*, cu simbolul Wb. Un Wb este fluxul magnetic al unui câmp magnetic uniform, de inducție egală cu 1 T, printr-o

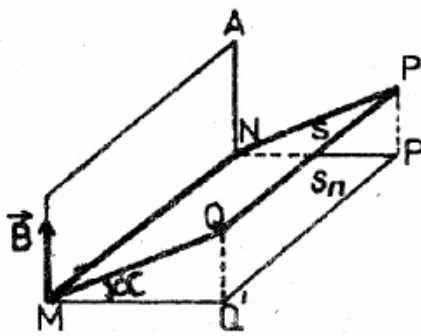


Fig. 10.12. Suprafața S face un unghi α cu planul normal la vectorul \vec{B} .

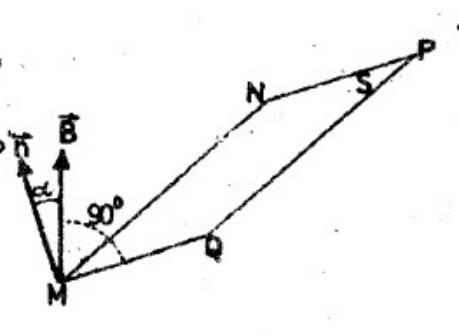


Fig. 10.13. Normala la suprafața S face un unghi α cu vectorul \vec{B} .



Fig. 10.14. Ac magnetic cu cadran gradat.

suprafață de 1 m^2 , așezată normal pe direcția câmpului magnetic:

$$1 \text{ Wb} = [B]_{SI} [S]_{SI} = 1 \text{ T} \cdot \text{m}^2.$$

În cazul unei suprafețe S care nu este normală la direcția câmpului magnetic (fig. 10.12), definiția fluxului magnetic (10.4) se poate aplica pentru suprafața S_n , care se obține prin proiecția suprafeței S pe un plan normal la vectorul \vec{B} :

$$\Phi = BS_n,$$

unde

$$S_n = S \cos \alpha;$$

α reprezintă unghiul dintre suprafața S și planul normal la vectorul \vec{B} . Se obține expresia fluxului magnetic printr-o suprafață S oarecare:

$$\Phi = BS \cos \alpha. \quad (10.5)$$

Relația 10.5 poate fi scrisă cu ajutorul produsului scalar dintre doi vectori: \vec{B} și un vector de modul S , care face unghiul α cu vectorul \vec{B} . Acest al doilea vector se numește suprafață orientată, se notează \vec{S} și reprezintă produsul dintre scalarul S și un vector \vec{n} , de modul unitate, care face unghiul α cu vectorul \vec{B} , astfel încât este normal pe suprafața S (fig. 10.13):

$$\vec{S} = S \cdot \vec{n}. \quad (10.6)$$

Așadar, fluxul magnetic al unui câmp uniform se definește prin produsul scalar dintre vectorul inducție magnetică și vectorul suprafață orientată:

$$\Phi = \vec{B} \cdot \vec{S}. \quad (10.7)$$

În cazul unui câmp magnetic neuniform, relația (10.7) se poate aplica pentru o suprafață S foarte mică, în punctele căreia vectorul \vec{B} să poată fi considerat constant.

10.1.4. Câmpul magnetic produs de anumiți curenți electrici staționari. În cazul câmpului electric, intensitatea câmpului depinde de sarcina electrică generatoare de câmp. Experimentul 1, descris în paragraful 10.1.2, a arătat că prin variația intensității curentului generator de câmp magnetic, variază și proprietățile câmpului magnetic. Vom studia experimental dependența inducției magnetice de intensitatea curentului generator de câmp magnetic. Pentru a simplifica experimentarea, vom folosi de data aceasta drept corp de probă un ac magnetic cu cadran gradat (fig. 10.14), care se așază pe direcția vectorului inducție \vec{B} din punctul respectiv.

Experimentul 1. Se utilizează un cadru dreptunghiular cu spire, fixat pe o placă orizontală (fig. 10.15, a). În centrul cadrului se așază acul magnetic. În lipsa curentului

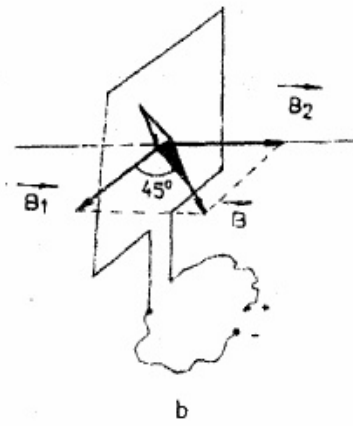
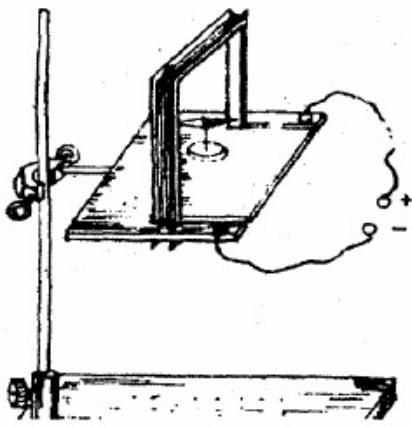


Fig. 10.15.

a) Dispozitiv pentru studiul inducției magnetice în centrul unui cadru dreptunghiular cu spire parcurse de curent; b) acul magnetic formează un unghi de 45° cu câmpul magnetic terestru, de inducție \vec{B}_1 .

prin cadru, acul indică direcția câmpului magnetic terestru. Se orientează cadrul astfel încât axa lui să fie perpendiculară pe direcția câmpului magnetic terestru. Se lasă să treacă curent prin spirele cadrului. Vectorul inducție magnetică \vec{B}_2 , produs de curentul din cadru, este orientat în lungul axei cadrului (fig. 10.15, b), deci perpendicular pe câmpul magnetic terestru, de inducție \vec{B}_1 . Acul magnetic indică în acest caz direcția vectorului \vec{B} , rezultat al celor doi vectori: \vec{B}_1 și \vec{B}_2 , de module egale, perpendiculari între ei (fig. 10.16).

Apoi se variază intensitatea curentului prin cadru la $2I, 3I, 4I$ și se măsoară unghiul α cu care deviază acul magnetic față de direcția câmpului magnetic terestru. Se constată că de fiecare dată unghiul α corespunde adunării vectorului \vec{B}_1 cu un vector \vec{B}_2 , având modulul de 2, 3, respectiv de 4 ori mai mare decât al lui \vec{B}_1 (fig. 10.16). Rezultă că inducția magnetică a câmpului produs de curentul electric crește în același raport ca și intensitatea curentului electric:

$$B \sim I. \quad (10.8)$$

Așadar, modulul inducției magnetice este direct proporțional cu intensitatea curentului electric generator de câmp magnetic.

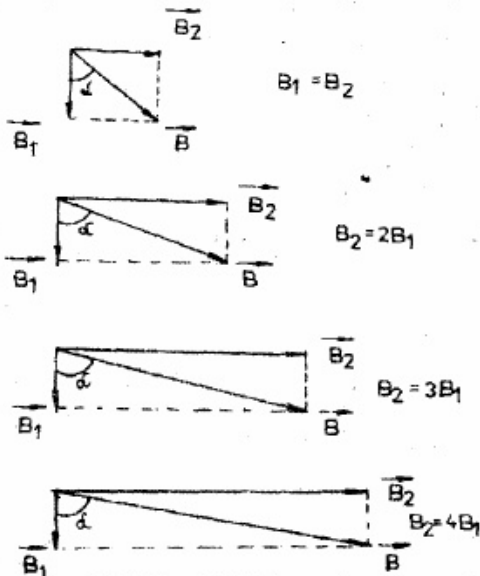


Fig. 10.16. Unghiul dintre direcția acului magnetic și direcția câmpului magnetic terestru corespunde compunerii vectorului \vec{B}_1 cu un vector \vec{B}_2 perpendicular, având modulul $B_1, 2B_1, 3B_1$, respectiv $4B_1$.

Intensitatea câmpului electrostatic depinde de distanța față de sursă. Urmează să studiem dacă și inducția magnetică depinde de distanța la circuitul generator de câmp magnetic.

Experimentul 2. Se utilizează cadrul dreptunghiular, cu axa orientată la 90° față de direcția câmpului magnetic terestru. Se menține constantă intensitatea curentului prin spire și se îndepărtează treptat acul magnetic cu cadrul de planul cadrului. Pe măsură ce acul magnetic se îndepărtează, unghiul său de deviație față de direcția câmpului magnetic terestru scade. Rezultă că inducția magnetică scade cu distanța față de curentul electric generator de câmp magnetic.

În cazul unui conductor rectiliniu lung, parcurs de curent electric, inducția magnetică variază invers proporțional cu distanța r la conductor (fig. 10.17):

$$B \sim 1/r.$$

Ținând seama și de dependența inducției magnetice de intensitatea curentului $B \sim I$, în SI inducția magnetică la distanța r de un conductor rectiliniu lung, parcurs de curent electric de intensitate I , are expresia:

$$B = \frac{\mu I}{2\pi r}, \quad (10.9)$$

unde μ este o constantă specifică mediului în care se găsește conductorul, numită *permeabilitate magnetică*.

Când conductorul se găsește în vid, constanta se numește permeabilitatea magnetică a vidului și are valoarea $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ N/A}^2$.

Raportul dintre permeabilitatea unui mediu și permeabilitatea vidului:

$$\mu/\mu_0 = \mu_r \quad (10.10)$$

se numește *permeabilitatea relativă* a mediului. Permeabilitatea μ se poate exprima în funcție de μ_0 și μ_r :

$$\mu = \mu_0 \mu_r.$$

Expresia (10.9) a inducției magnetice într-un punct aflat la distanța r de conductor se scrie în SI:

$$B = \frac{\mu_0 \mu_r I}{2\pi r}. \quad (10.11)$$

În vid:

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}. \quad (10.12)$$

Sensul vectorului \vec{B} în punctele din jurul conductorului rectiliniu se află cu regula burghiului (fig. 10.6).

Unitatea de măsură N/A^2 pentru permeabilitatea magnetică se justifică exprimând pe μ_0 din relația (10.11):

$$\mu_0 = \frac{2\pi B r}{\mu I}$$

și înlocuind cu unitățile de măsură:

$$[\mu_0]_{SI} = \frac{[B]_{SI} [r]_{SI}}{[I]_{SI}} = \frac{\text{Tm}}{\text{A}} = \frac{(\text{N/Am}) \cdot \text{m}}{\text{A}} = \frac{\text{N}}{\text{A}^2}.$$

În jurul conductorului rectiliniu parcurs de curent, vectorul \vec{B} are valori diferite în puncte diferite, deci câmpul magnetic al curentului rectiliniu este un câmp neuniform. După cum a rezultat din experimentul anterior, și câmpul magnetic produs de cadrul dreptunghiular este neuniform. În centrul unei spire parcursă de curent electric vectorul inducție magnetică are modulul:

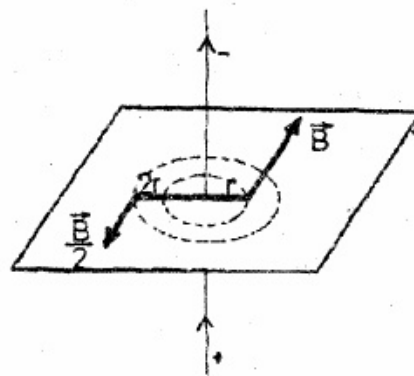


Fig. 10.17. În cazul câmpului magnetic al unui curent electric rectiliniu, lung, inducția magnetică variază invers proporțional cu distanța la conductor.

$$B = \frac{\mu I}{2r}, \quad (10.13)$$

unde r este raza spirei. În centrul unui cadru format din N spire, câmpul magnetic este de N ori mai intens:

$$B = \frac{\mu NI}{2r}. \quad (10.14)$$

Observarea spectrelor magnetice obținute cu circuite electrice de diferite forme (fig. 10.1) scoate în evidență faptul că în interiorul unui solenoid liniile de câmp magnetic sunt paralele și echidistante. Rezultă că în interiorul unui solenoid, nu prea aproape de extremitățile lui, se obține un câmp magnetic uniform. Inducția magnetică în punctele din interiorul unui solenoid are aceeași valoare, care depinde direct proporțional de intensitatea I a curentului electric prin spirele bobinei, conform relației:

$$B = \mu_0 \mu_r \frac{NI}{l}, \quad (10.15)$$

unde N reprezintă numărul de spire, l lungimea solenoidului, iar μ_r permeabilitatea relativă a mediului din interiorul solenoidului. Sensul vectorului \vec{B} în cazul solenoidului se află, ca și sensul liniilor de câmp, cu regula burghiului (fig. 10.5).

10.1.5. Interacțiunea magnetică a conductoarelor parcurse de curent electric staționar. Definiția amperului. Două circuite parcurse de curent electric interacționează prin câmpurile magnetice din jurul lor. Asupra fiecărui circuit câmpul magnetic al celuilalt va acționa cu o forță electromagnetică și, dacă circuitul este mobil, el se va deplasa sub acțiunea acestei forțe. În clasele anterioare ați observat interacțiunea dintre două bobine parcurse de curent, care se comportă ca doi magneti bară, cu polii la capetele bobinelor. În cele ce urmează vom studia interacțiunea magnetică dintre două conductoare rectilinii, paralele, parcurse de curent electric.

Experiment. Se folosește dispozitivul din figura 10.18, a. Cele două cadre se așază în plane paralele (fig. 10.18, b), cel de jos sprijinit de un suport, iar cel de sus legat de cârligul de sub platanul balanței. În absența curentului prin cadre, se echilibrează balanța. Se aplică tensiune cadrelor, astfel încât ele să fie parcurse de curent în același sens. Se constată că cele două cadre se atrag. Se inversează apoi sensul curentului

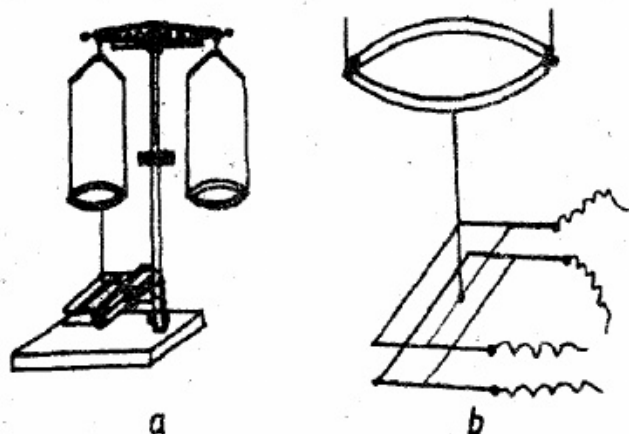


Fig. 10.18. a) Dispozitiv pentru studiul forțelor electromagnetice dintre două conductoare parcurse de curent. b) Cele două cadre se așază în plane paralele.

într-unul din cadre și se observă respingerea lor. În ambele cazuri, sensul deviației corespunde sensului forței electromagnetice. Un conductor rectiliniu parcurs de curentul electric I_1 produce în jurul său un câmp magnetic. Un al doilea conductor rectiliniu, paralel cu primul, parcurs de curentul I_2 , va fi acționat cu o forță electromagnetică \vec{F}_1 (fig. 10.19, a). La rândul său, al doilea conductor parcurs de curent produce și el în jurul său un câmp magnetic, în care se găsește

primul conductor; rezultă că și primul conductor va fi acționat de o forță electromagnetică \vec{F}_2 (fig. 10.19, b). Cu ajutorul regulii burghiului se determină sensul vectorilor \vec{B}_1 și \vec{B}_2 , iar apoi, cu ajutorul regulii mâinii stângi, se determină sensul forțelor electromagnetice. Rezultă că, dacă două conductoare paralele sunt parcurse de curenți electrici de același sens, ele se atrag (fig. 10.20, a), iar dacă sunt parcurse de curenți electrici de sensuri opuse, se resping (fig. 10.20, b).

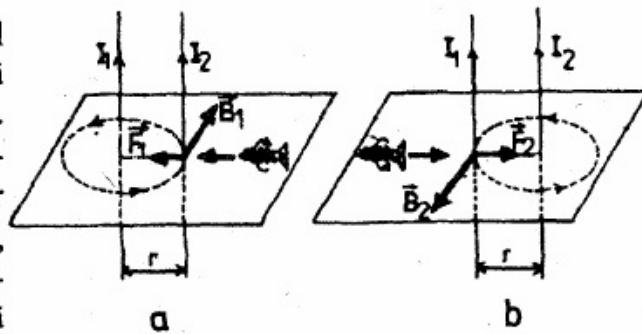


Fig. 10.19. a) Curentul I_2 , aflat în câmpul magnetic produs de I_1 , este acționat de forța electromagnetică F_1 .
b) Curentul I_1 , aflat în câmpul magnetic produs de I_2 , este acționat de forța electromagnetică F_2 .

Modulul forței electromagnetice \vec{F}_1 poate fi calculat cu ajutorul relației (10.2), deoarece direcția conductorului este perpendiculară pe direcția câmpului magnetic. Ținând seama că \vec{F}_1 este produsă de câmpul magnetic de inducție \vec{B}_1 și se exercită asupra unei porțiuni de lungime l din conductorul parcurs de curentul de intensitate I_2 , rezultă:

$$F_1 = B_1 I_2 l. \quad (10.16)$$

Considerând conductorul 1 foarte lung, rezultă că inducția magnetică B_1 a câmpului produs de curentul de intensitate I_1 , la distanța r de conductor (fig. 10.19, a) este, conform relației (10.11):

$$B_1 = \frac{\mu_0 \mu_r I_1}{2\pi r}. \quad (10.17)$$

Înlocuind expresia lui B_1 (10.17) în expresia forței electromagnetice (10.16), se obține:

$$F_1 = \frac{\mu_0 \mu_r I_1 I_2 l}{2\pi r}. \quad (10.18)$$

Analog se poate calcula modulul forței \vec{F}_2 , care acționează asupra unei porțiuni de lungime l din conductorul parcurs de curentul I_1 . Așadar, forța electromagnetică exercitată de un conductor rectiliniu, parcurs de curent, asupra unei porțiuni de lungime l dintr-un alt conductor rectiliniu parcurs de curent, depinde direct proporțional de intensitățile curenților prin cele două conductoare, de lungimea l și invers proporțional de distanța dintre conductoare.

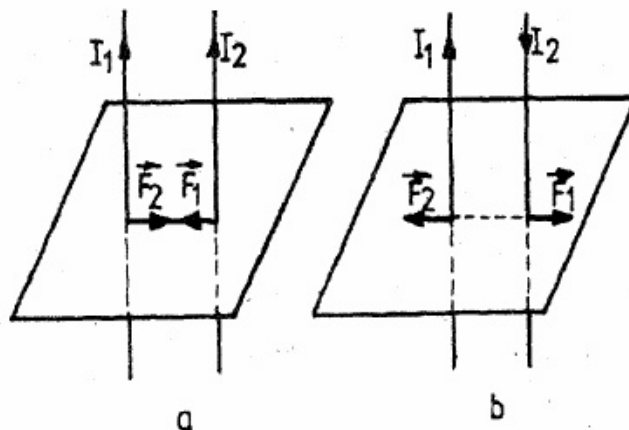


Fig. 10.20.
Sensul forțelor electromagnetice dintre două conductoare parcurse de curent:
a) curenții de același sens se atrag;
b) curenții de sensuri opuse se resping.

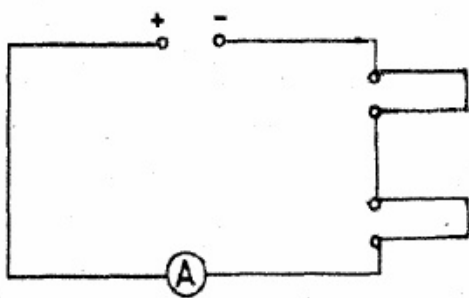


Fig. 10.21. Schema electrică pentru măsurarea forței electromagnetice dintre două conductoare parcurse de curent electric.

Dependența modului forței electromagnetice dintre două conductoare parcurse de curent de intensitățile curenților și de distanța dintre conductoare poate fi verificată experimental cu ajutorul dispozitivului din figura 10.18. După echilibrarea balanței se aplică tensiune cadrelor, legându-le la o sursă, prin intermediul unui ampermetru (fig. 10.21). Se reechilibrează balanța, așezând pe taler mase etalon și se determină forța electromagnetice. Păstrând aceeași distanță inițială dintre cadre, se variază intensitatea curenților ($I_1 = I_2$) prin ele, măsurând de fiecare dată

forța electromagnetice. Se reprezintă grafic forța electromagnetice în funcție de I^2 și se verifică relația (10.18), prin obținerea unei drepte ce trece prin originea axelor de coordonate.

Mentținând constantă intensitatea curentului electric prin cadre, se modifică distanța r dintre ele, măsurând de fiecare dată forța electromagnetice. Se reprezintă grafic forța electromagnetice în funcție de $1/r$ (pe abscisă se trec valorile raportului $1/r$ iar pe ordonată valorile corespunzătoare ale forței); se obține o dreaptă, ceea ce confirmă dependența dată de relația (10.18).

Pe baza interacției dintre doi curenți rectilinii, lungi, paraleli, se definește unitatea de măsură a intensității curentului electric în SI, *amperul*. Din relația (10.18), considerând că cele două conductoare sunt în vid, ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ N/A}^2$), la distanța de 1 m unul de altul ($r = 1 \text{ m}$), străbătute de curenți egali ($I = I_1 = I_2$), rezultă:

$$I^2 = \frac{(2\pi)(1 \text{ m})}{4\pi \cdot 10^{-7} \text{ N/A}^2} \cdot \frac{F}{l} = \frac{1}{2 \cdot 10^{-7}} \cdot \left(\frac{\text{A}^2 \text{ m}}{\text{N}}\right) \cdot \frac{F}{l}$$

În relație, valorile numerice și unitățile de măsură pentru F și l nu sunt precizate. Raportul F/l trebuie să aibă valoarea $2 \cdot 10^{-7} \text{ N/m}$ pentru a se obține $I^2 = 1 \text{ A}^2$. Prin definiție, un amper este intensitatea unui curent electric constant, care se stabilește prin două conductoare rectilinii, paralele, foarte lungi, așezate în vid la distanța de 1 m unul de altul între care se exercită o forță de $2 \cdot 10^{-7} \text{ N}$ pe fiecare metru de lungime.

PROBLEMĂ REZOLVATĂ. Două conductoare rectilinii, foarte lungi, necoplanare și perpendiculare unul pe celălalt (fig. 10.22, a) sunt parcurse de curenți electrici de intensități $I_1 = I_2 = 5 \text{ A}$, în sensurile de pe figură. Punctul O se găsește la mijlocul distanței $PQ = 20 \text{ cm}$ dintre cele două drepte. Să se găsească inducția magnetică \vec{B} a câmpului magnetic rezultat în punctul O .

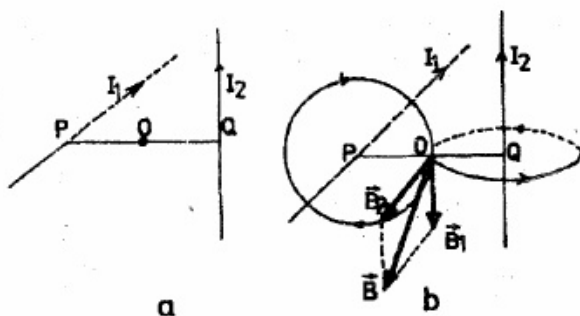


Fig. 10.22. Pentru problema rezolvată.

Rezolvare. Sunt necesare câteva etape.

1) Se reprezintă pe un desen câte o linie a câmpului magnetic produs de fiecare curent electric în punctul O , indicând și sensul liniilor de câmp (fig. 10.22, b).

2) Se reprezintă în punctul O vectorii inducție magnetică \vec{B}_1 și \vec{B}_2 , tangenți în O la liniile de câmp (fig. 10.22, b). Se stabilește pe desen unghiul dintre direcțiile celor doi vectori \vec{B}_1 și \vec{B}_2 .

3) Se calculează, cu ajutorul relației (10.11) modulele vectorilor \vec{B}_1 și \vec{B}_2 :

$$B_1 = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} = \frac{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 5}{2\pi \cdot 0,1} = 10^{-5} \text{ T},$$

$$B_2 = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} = B_1.$$

4) Cunoscând modulele vectorilor \vec{B}_1 și \vec{B}_2 și unghiul (90°) dintre cei doi vectori, se calculează modulul inducției magnetice \vec{B} a câmpului magnetic rezultat:

$$B = \sqrt{B_1^2 + 2B_1B_2 \cos 90^\circ + B_2^2} = \sqrt{B_1^2 + B_2^2} = B_1\sqrt{2} = 1,41 \cdot 10^{-5} \text{ T}.$$

Din figura 10.22, *b* se observă că vectorul \vec{B} se găsește în planul format de vectorii \vec{B}_1 și \vec{B}_2 , care este perpendicular pe segmentul PQ . Unghiul α dintre vectorul \vec{B} și vectorul \vec{B}_2 se determină din relația:

$$\text{tg } \alpha = B_1/B_2 = 1; \quad \alpha = 45^\circ.$$

EXERCITII ȘI PROBLEME

1. Să se deseneze liniile de câmp magnetic produse de curenții electrici din figura 10.23 și să se indice sensul lor. Cele două conductoare sunt perpendiculare pe planul hârtiei, cel din figura 10.23, *a* fiind parcurs de curent în sensul de la hârtie la cititor, iar cel din figura 10.23, *b* în sens invers.

2. Să se găsească sensul curenților electrici care produc câmpurile magnetice din figura 10.24.

3. Ce inducție magnetică produce un curent electric rectiliniu cu intensitatea de 5 A, la distanța de: a) 1 cm; b) 5 cm; c) 20 cm de conductor?

$$\text{R: a) } 10^{-4} \text{ T; b) } 2 \cdot 10^{-5} \text{ T; c) } 5 \cdot 10^{-6} \text{ T}.$$

4. Un fir lung străbătut de un curent de 10 A este plasat într-un câmp magnetic uniform cu inducția de $5 \cdot 10^{-4} \text{ T}$, normal pe liniile de câmp. În ce puncte câmpul magnetic rezultat este nul?

R: Pe o dreaptă paralelă cu conductorul, la 4 mm de el.

5. Două conductoare foarte lungi, paralele, aflate la distanța $d = 10 \text{ cm}$ unul de celălalt, sunt parcurse de curenți de același sens, de intensități $I_1 = 5 \text{ A}$ și $I_2 = 10 \text{ A}$. Să se afle inducția magnetică a câmpului rezultat în următoarele puncte: a) la jumătatea distanței dintre cele două conductoare; b) într-un punct situat la $d_1 = 5 \text{ cm}$ de curentul mai slab și la $d_2 = 15 \text{ cm}$ de celălalt. c) În ce puncte inducția magnetică rezultată este nulă?

$$\text{R: a) } B = \frac{\mu_0}{\pi d} (I_2 - I_1) = 2 \cdot 10^{-5} \text{ T; b) } B = \frac{\mu_0}{6\pi d_1} (3I_1 + I_2) = 3,3 \cdot 10^{-5} \text{ T}.$$

c) Pe o dreaptă paralelă cu conductoarele, la 3,3 mm distanță de conductorul parcurs de curentul I_1 .

6. Două conductoare rectilinii, coplanare, parcurse de curenți de intensitate I , fac între ele un unghi de 90° . Să se afle vectorul inducției \vec{B} în punctele aflate pe bisectoarea unghiurilor formate de cele două conductoare.

$$\text{R: } B = 0 \text{ sau } B = \frac{\mu_0 I}{\pi}.$$

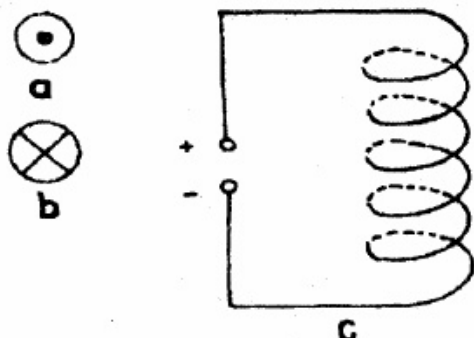


Fig. 10.23. Pentru problema 1.

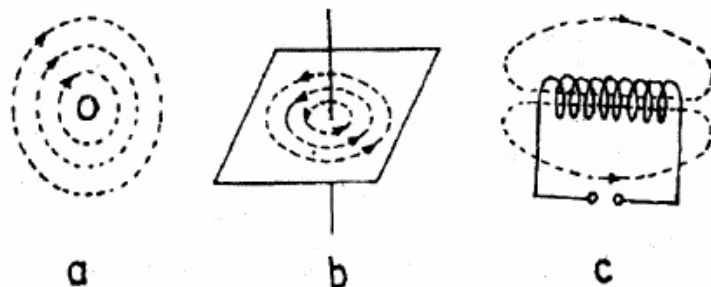


Fig. 10.24. Pentru problema 2.

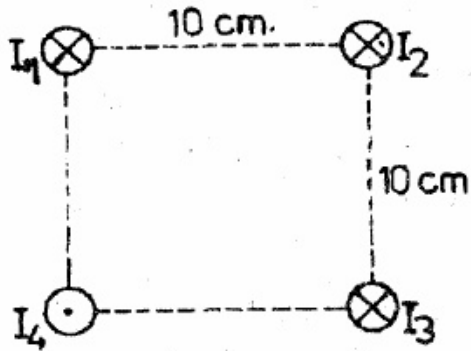


Fig. 10.25. Pentru problema 7.

7. Prin vârfurile unui pătrat cu latura $a = 10$ cm trec patru conductoare rectilinii, foarte lungi, perpendiculare pe planul figurii 10.25, parcurse de curent în sensul indicat pe figură. Intensitățile curentului au valorile $I_1 = 1$ A, $I_2 = 2$ A, $I_3 = 1$ A, $I_4 = 2$ A. Să se determine: a) inducția magnetică B_0 în centrul pătratului; b) inducțiile magnetice B_2 și B_4 în vârfurile 2 și 4 ale pătratului.

$$\text{R: a) } B_0 = \frac{\sqrt{2} \mu_0 I_2}{\pi a} = 1,13 \cdot 10^{-5} \text{ T; b) } B_2 = \frac{\mu_0}{2\pi a} (\sqrt{I_1^2 + I_3^2} - I_2 \sqrt{2}) = 0$$

$$B_4 = \frac{\mu_0}{2\pi a} (\sqrt{I_1^2 + I_2^2} + I_3 \sqrt{2}) = 5,7 \cdot 10^{-6} \text{ T.}$$

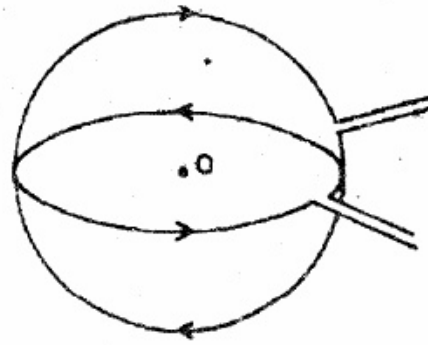


Fig. 10.26. Pentru problemele 8 și 9.

8. Două spire circulare identice, una verticală și cealaltă orizontală sunt parcurse de curenți de aceeași intensitate, cu sensuri ca în figura 10.26. Să se stabilească pe cale grafică orientarea vectorului inducție magnetică în punctul O . Sub ce unghi este înclinat acest vector față de fiecare din planele spirelor circulare?

9. Stabiliți orientarea inducției magnetice în punctul O (fig. 10.26), dacă se inversează sensul curentului prin spira orizontală și apoi în ambele spire.

10. Două spire circulare identice, verticale, izolate electric una de cealaltă, formează între ele un unghi drept. Una din spire formează un unghi de 30° cu planul meridianului magnetic. Un ac magnetic suspendat în centrul lor comun, se poate roti într-un plan orizontal. De câte ori trebuie să fie mai mică intensitatea curentului prin spira orientată la 30° față de meridian decât prin cealaltă, pentru ca acul magnetic să fie orientat după meridian?

R: de $\sqrt{3}$ ori.

11. Care este inducția magnetică în centrul unei bobine cu 100 spire și lungimea de 20 cm, parcursă de un curent electric cu intensitatea de 1 A?

R: $6,28 \cdot 10^{-4}$ T.

12. Cum se modifică inducția magnetică în centrul bobinei din problema 11, dacă se introduce în bobină un miez de fier, cu $\mu_r = 200$?

R: $1256 \cdot 10^{-4}$ T.

13. Care este fluxul magnetic printr-o suprafață de 10 cm^2 , așezată perpendicular pe liniile unui câmp magnetic cu inducția de 10^{-3} T?

R: 10^{-6} Wb.

14. Să se afle fluxul magnetic printr-o secțiune transversală în miezul unei bobine, știind că miezul are secțiunea transversală de 10 cm^2 și este confecționat din oțel, cu permeabilitatea relativă 700. Bobina are 600 de spire, lungimea de 15 cm și este parcursă de un curent cu intensitatea de 2 A.

R: 0,007 Wb.

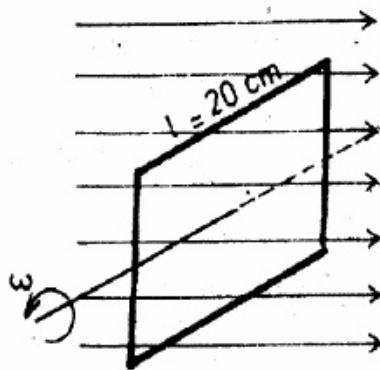


Fig. 10.27. Pentru problema 17.

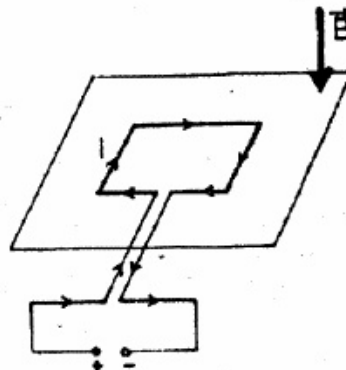


Fig. 10.28. Pentru problema 18.

15. Un solenoid cu 1 000 de spire și lungimea de 40 cm este parcurs de un curent de 10 A. Ce secțiune are el, dacă fluxul magnetic prin suprafața unei spire este de $2 \cdot 10^{-5}$ Wb?

R: $6,3 \text{ cm}^2$.

16. Printr-o bobină cu $N_1 = 40$ spire trece un curent $I_1 = 4$ A. Ce intensitate I_2 trebuie să aibă curentul printr-o altă bobină, cu aceleași dimensiuni, dar cu $N_2 = 20$ spire, pentru a se obține același flux prin suprafața unei spire ca în prima?

R: $I_2 = I_1 N_1 / N_2 = 8$ A.

17. Un cadru pătrat, cu latura $l = 20$ cm, se rotește uniform cu viteza unghiulară $\omega = 100$ rad/s, într-un câmp magnetic omogen, cu inducția de 1 T. Axa de rotație este perpendiculară pe liniile de câmp și trece prin centrul cadrului (fig. 10.27). Se cer:

- fluxul magnetic prin suprafața cadrului, când este perpendicular pe liniile de câmp;
- fluxul magnetic prin suprafața cadrului, după ce s-a rotit cu 90° , 180° , 270° ;
- expresia analitică și reprezentarea grafică a fluxului magnetic prin suprafața cadrului în funcție de timp.

R: a) 0,04 Wb; b) 0; -0,04 Wb; 0; c) $\Phi = Bl^2 \cos \omega t$.

18. Un cadru dreptunghiular se găsește într-un câmp magnetic uniform, îndreptat de sus în jos (fig. 10.28). Cum vor fi orientate forțele ce acționează asupra fiecărei laturi a cadrului, dacă prin el trece curent electric, în sensul indicat pe figură? Cum vor fi orientate forțele, dacă se inversează sensul curentului prin cadru?

19. Să se determine sensul de rotație al electromotorului din figura 10.29.

20. Într-un câmp magnetic uniform, de inducție 1 T, se găsește un conductor lung de 20 cm, așezat perpendicular pe liniile câmpului magnetic și parcurs de un curent cu intensitatea de 10 A. Ce forță electromagnetică se exercită asupra lui? Ce orientare are această forță?

R: 2 N.

21. Să se găsească forța electromagnetică ce acționează asupra unității de lungime a conductorului 4 din problema 7 (fig. 10.25).

$$R: \frac{F}{l} = \frac{\mu_0}{2\pi a} (\sqrt{I_1^2 + I_3^2} + I_2/\sqrt{2}) I_4 = 1,13 \cdot 10^{-5} \text{ N/m}.$$

22. În vârfurile A, B, C ale unui triunghi echilateral, cu latura $a = 8$ cm, se află trei conductoare paralele. Prin B și C curenții sunt de același sens și au intensități egale $I = 2$ A. Prin A curentul are intensitatea $I = 4$ A și este de sens contrar celorlalți. Să se afle forța pe unitatea de lungime, care se exercită asupra fiecărui conductor.

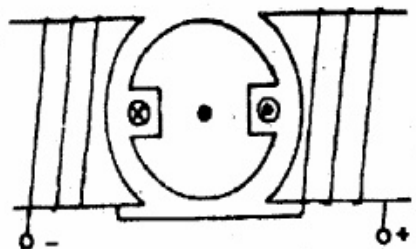


Fig. 10.29. Pentru problema 19.

$$R: \frac{F_A}{l} = \frac{\mu_0 I I'}{\pi a} \cos 30^\circ = 3,46 \cdot 10^{-5} \text{ N/m};$$

$$\frac{F_B}{l} = \frac{F_C}{l} = \frac{\mu_0 I I'}{2\pi a} \cos 30^\circ = 1,73 \cdot 10^{-5} \text{ N/m}.$$

23. Două conductoare verticale, paralele, fixe, presupuse infinite de lungi, aflate la distanța d unul de celălalt, sunt străbătute de curenți de același sens, de intensități I_1 și I_2 . Între ele se suspendă un al treilea conductor, paralel cu primele. Prin acest conductor circulă un curent de intensitate I_3 ; el se poate deplasa lateral, în planul celor două conductoare. Să se determine la ce distanță x de primul conductor se va găsi cel de-al treilea în poziția sa de echilibru.

$$R: x = d \frac{I_1}{I_1 + I_2}$$

10.2. FORȚA LORENTZ. MIȘCAREA PURTĂTORILOR DE SARCINĂ ELECTRICĂ ÎN CÂMP MAGNETIC

Câmpul magnetic acționează asupra unui conductor cu o forță, numai când conductorul este parcurs de curent electric. Această observație ne conduce la formularea unei ipoteze; acțiunea câmpului magnetic nu este legată de existența conductorului ci de existența mișcării purtătorilor de sarcină electrică. Pentru verificarea acestei ipoteze este necesar să obținem mișcarea unor purtători de sarcină electrică, fără existența vreunui metal în care să se miște acești purtători.

Experiment. Utilizăm inductorul din trusa de fizică (fig. 10.30). Pe hârtia de filtru, îmbibată în apă, se așază un cristal de permanganat de potasiu (KMnO_4), care în soluție apoasă disociază în ioni negativi MnO_4^- , ușor de recunoscut după culoarea lor violetă și ioni pozitivi K^+ . Colorația violetă se extinde încet în toate direcțiile. Aplicând o tensiune electrică constantă se observă deplasarea colorației violete spre anod, datorită migrației ionilor negativi spre anod. Se aplică apoi și un câmp magnetic, cu linii de câmp perpendiculare pe planul hârtiei de filtru. Se observă o deviație a ionilor, ceea ce indică o forță perpendiculară pe direcția liniilor de câmp magnetic și pe direcția mișcării ionilor, deci cu aceeași direcție ca și a forței electromagnetice, exercitată asupra unui conductor străbătut de curent electric. Se pot utiliza, pentru experiment, și alți ioni coloranți: ioni pozitivi, obținuți din sulfat de cupru și amoniu, $(\text{Cu}(\text{NH}_4)_2)(\text{SO}_4)_2$, sau din azotat de cobalt, $\text{Co}(\text{NO}_3)_3$. Rezultatele experimentelor duc la aceeași concluzie: *asupra oricărui purtător de sarcină electrică în mișcare în câmp magnetic se exercită o forță.* În onoarea fizicianului H.A Lorentz, această forță a primit numele de forță Lorentz. După numeroase observații experimentale s-au stabilit următoarele caracteristici ale forței Lorentz:

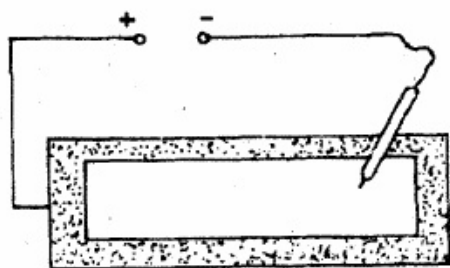


Fig. 10.30. Dispozitiv pentru observarea mișcării ionilor.

a) Direcția forței Lorentz este perpendiculară atât pe direcția de mișcare a particulei, cât și pe direcția vectorului inducție magnetică \vec{B} ; așadar, forța Lorentz este perpendiculară pe planul format de vectorii \vec{B} și \vec{v} , viteza particulei (fig. 10.31, a).

b) Sensul forței Lorentz depinde de semnul sarcinii q și de sensul vectorilor \vec{v} și \vec{B} , conform figurii 10.31, b, c.

c) Mărimea forței Lorentz este dată de relația:

$$f = qvB \sin \alpha, \quad (10.19)$$

unde q este sarcina particulei, v este viteza ei, B inducția magnetică, iar α unghiul dintre vectorii \vec{v} și \vec{B} (fig. 10.31, a).

Se observă că relația (10.19) exprimă modulul unui produs vectorial între vectorii $q\vec{v}$ și \vec{B} , iar figura 10.31 reprezintă aplicarea regulii burghiului acestui produs vectorial, pentru $q > 0$ în cazul (b) și pentru $q < 0$ în cazul (c). Așadar, cu ajutorul produsului vectorial, se pot exprima atât orientarea, cât și modulul forței Lorentz, prin expresia:

$$\vec{f} = q\vec{v} \times \vec{B}. \quad (10.20)$$

Expresia forței electromagnetice care acționează asupra unui conductor de lungime l , parcurs de curentul de intensitate I și aflat în câmpul magnetic, poate fi dedusă din expresia forței Lorentz.

Purtătorii de sarcină liberi într-un conductor metalic sunt electronii liberi.

Forța exercitată de câmpul magnetic asupra conductorului este forța totală exercitată asupra electronilor liberi din el. Forța medie ce acționează asupra unui electron este dată de relația (10.19), în care q va fi înlocuit cu e , sarcina electronului, iar v reprezintă viteza medie a electronului în lungul conductorului:

$$f = evB \sin \alpha.$$

Conductorul de lungime l și secțiune S , cu o concentrație n de electroni conține $n \cdot l \cdot S$ electroni liberi. Forța totală asupra acestor electroni este $F = n \cdot l \cdot S \cdot f = n \cdot l \cdot S \cdot e \cdot v \cdot B \cdot \sin \alpha$. Produsul $n \cdot S \cdot v$, reprezintă numărul de electroni dintr-o porțiune de conductor cu lungimea numeric egală cu viteza, deci numărul de electroni care trec prin secțiunea transversală a conductorului într-o secundă. Intensitatea curentului prin conductor este deci:

$$I = e \cdot n \cdot S \cdot v.$$

Înlocuind această expresie în formula forței F se obține: $F = I \cdot l \cdot B \sin \alpha$, care este tocmai relația (10.3).

Câmpul magnetic uniform, de inducție \vec{B} acționează asupra unei particule de masă m și sarcină q , ce intră în câmp cu viteza \vec{v} , normală la liniile de câmp, cu forța Lorentz $f = qvB$, perpendiculară pe viteza \vec{v} (fig. 10.32). Fiind perpendiculară pe viteza particulei, forța Lorentz nu efectuează lucru mecanic, deci nu modifică energia cinetică a particulei; ea modifică numai orientarea vitezei, acționând ca o forță centripetă, fără să modifice și modulul vitezei. Particula va executa o mișcare circulară uniformă, într-un plan normal la liniile de câmp magnetic.

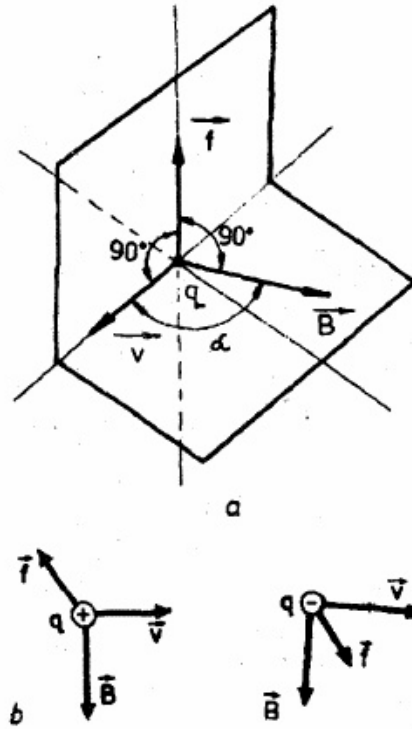


Fig. 10.31. a) Direcția forței Lorentz este perpendiculară pe planul format de vectorii \vec{v} și \vec{B} . b) Sensul forței Lorentz exercitate asupra unei particule cu sarcină pozitivă. c) Sensul forței Lorentz exercitate asupra unei particule cu sarcină negativă.

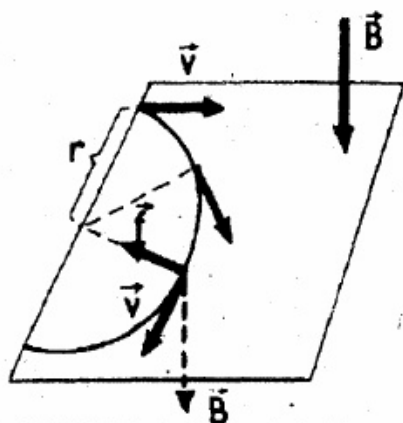


Fig. 10.32. Sub acțiunea forței Lorentz cu care câmpul magnetic acționează asupra unei particule încărcate, având viteza perpendiculară pe liniile de câmp, particula execută o mișcare circulară uniformă.

Raza traiectoriei r poate fi calculată egalând expresia forței Lorentz, $f = qvB$, cu expresia forței centripete, cunoscută din cl. a IX-a: $F_c = mv^2/r$. Din relația : $qvB = mv^2/r$ se obține:

$$r = \frac{mv}{qB} \quad (10.21)$$

Se poate calcula viteza unghiulară a particulei:

$$\omega = \frac{v}{r} = qB/m$$

și frecvența mișcării circulare în câmp magnetic:

$$\nu = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{qB}{2\pi m} \quad (10.22)$$

Pentru un câmp magnetic constant, frecvența mișcării este specifică particulei (depinde de raportul q/m) și este independentă de viteza particulei. Dacă viteza crește, ea va descrie un cerc de rază mai mare conform ecuației (10.21), dar timpul necesar pentru parcurgerea unei circumferințe rămâne constant. Această proprietate a mișcării particulelor în câmp magnetic stă la baza construcției ciclotronului, dispozitiv pentru accelerarea particulelor încărcate.

În anul 1897 fizicianul J.J. Thomson a determinat pentru prima oară sarcina specifică a electronilor dintr-un fascicul, pe baza devierii lor simultane în câmpuri electrice și magnetice.

O variantă modernizată a aparatului lui Thomson constă dintr-un tub vidat, în care electronii sunt emiși de un catod incandescent C și accelerați de o tensiune U_0 aplicată între catod și anodul A , astfel încât capătă viteza $v_0 = \sqrt{2eU_0/m}$. Apoi, electronii intră într-o regiune în care acționează simultan două câmpuri: câmpul electric uniform dintre armăturile unui condensator plan, având intensitatea \vec{E} și câmpul magnetic de inducție \vec{B} . Vectorul intensitate al câmpului electric \vec{E} este perpendicular pe viteza \vec{v}_0 și vectorul inducție magnetică \vec{B} este perpendicular pe vectorul \vec{E} .

Fasciculul de electroni produce pe ecranul fluorescent S un punct luminos.

Fiecare electron este acționat simultan de două forțe de sensuri opuse: forța câmpului electric:

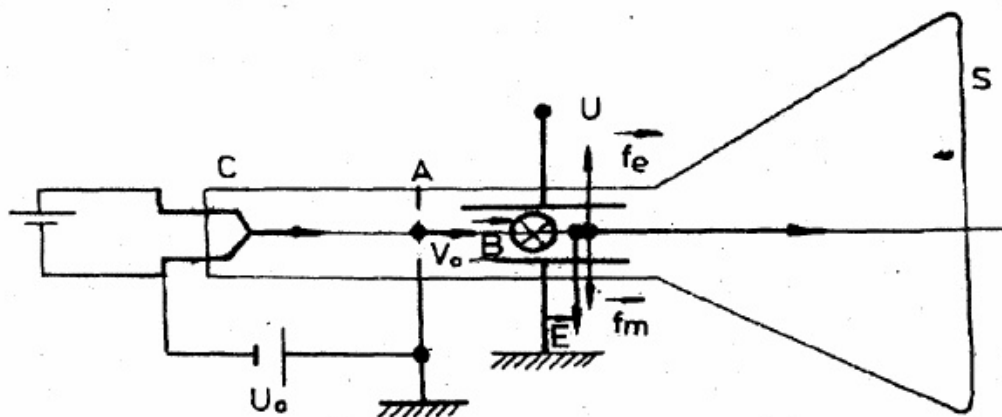


Fig. 10.33. Dispozitiv pentru determinarea sarcinii specifice a electronului, pe baza acțiunii simultane a unui câmp electric și a unui câmp magnetic.

$$f_e = eE = \frac{eU}{d}$$

unde U este tensiunea aplicată condensatorului, iar d este distanța dintre armături și forța câmpului magnetic:

$$f_m = e \cdot v_0 \cdot B = e \cdot B \sqrt{2eU_0/m}$$

Se reglează tensiunea U și inducția magnetică B până când pe ecranul fluorescent spotul luminos nu mai are nici o deviere, deci cele două forțe au rezultanta nulă. În acest caz se poate scrie:

$$f_e = f_m, \text{ de unde rezultă:}$$

$$\frac{e}{m} = \frac{U^2}{2U_0 d^2 B^2}$$

Toate mărimile din membrul drept al acestei relații pot fi măsurate.

Valoarea obținută de Thomson pentru sarcina specifică a electronului este:

$$\frac{e}{m} = 1,7 \cdot 10^{11} \frac{C}{kg}$$

Această valoare este în foarte bună concordanță cu cea obținută în prezent, de $1,759 \cdot 10^{11} C/kg$.

PROBLEMĂ REZOLVATĂ

Un fascicul de electroni intră într-un câmp magnetic uniform, de inducție $B = 1,8 \cdot 10^{-3} T$, cu viteza $v_0 = 6 \cdot 10^7 m/s$, orientată perpendicular pe liniile de câmp magnetic (fig. 10.34). Lărgimea zonei în care acționează câmpul magnetic uniform este $l = 6 cm$. La o distanță $L = 30 cm$ de la ieșirea din câmpul magnetic fasciculul lovește un ecran fluorescent, pe care apare un spot luminos. Sarcina și masa electronului sunt: $e = 1,6 \cdot 10^{-19} C$ și $m = 9 \cdot 10^{-31} kg$. Să se afle:

- raza arcului de cerc descris;
- deviația Y a electronilor pe ecran.

Rezolvare. În câmpul magnetic electronul va fi acționat de forța Lorentz $\vec{f} = -e\vec{v} \times \vec{B}$, perpendiculară pe viteză, sub acțiunea căreia va descrie arcul de cerc OA . Raza traiectoriei este dată de relația: $r = m v_0 / eB = 18,75 cm$.

În punctul A , electronul iese din câmpul magnetic, cu viteza \vec{v} , tangentă în A la traiectorie și parcurge până la ecran traiectoria rectilinie AC . Deviația totală pe ecran va fi $Y = y_1 + y_2$. Se vor determina, pe rând, deviațiile y_1 și y_2 .

Deviația y_1 . Din triunghiul dreptunghic OAG , înscris în semicercul de rază r , rezultă:
 $AF^2 = FO \cdot FG$ sau: $l^2 = y_1(2r - y_1) = 2ry_1 - y_1^2$. Deoarece $l < r$, deviația y_1 este foarte mică, astfel încât y_1^2 se poate neglija față de $2ry_1$. Se poate scrie: $l^2 \approx 2ry_1$, de unde rezultă: $y_1 = l^2 / 2r = l^2 eB / 2mv_0$.

Deviația y_2 . Unghiurile AEO și CAA' sunt congruente, având laturile reciproc perpendiculare. Din triunghiul dreptunghic EAF rezultă: $\sin \alpha = l/r$, iar din triunghiul dreptunghic ACA' rezultă: $\tan \alpha = y_2/L$. Ținând seama că unghiul α este mic se poate considera $\sin \alpha \approx \tan \alpha$. Rezultă relația: $l/r = y_2/L$, din care se obține: $y_2 = Ll/r = LleB/mv_0$. Deviația totală pe ecran va fi:

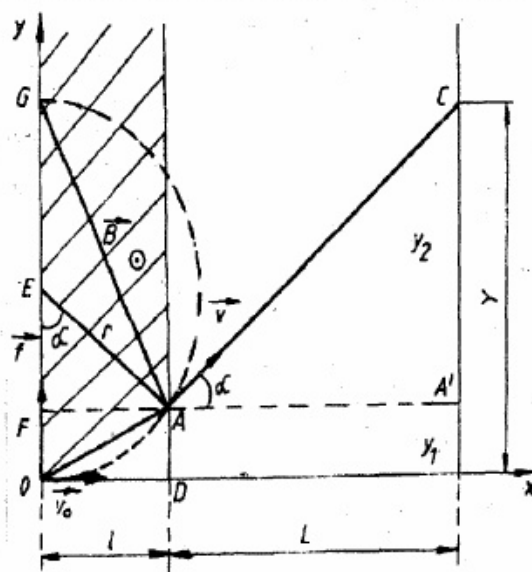


Fig. 10.34. Deviația unui electron într-un câmp magnetic uniform.

$$Y = y_1 + y_2 = l^2 eB / 2mv_0 + LleB / mv_0 = \frac{leB}{2mv_0} (l + 2L) = 8,8 \text{ cm.}$$

EXERCITII ȘI PROBLEME

1. Traectoria unui fascicul de electroni care se mișcă în vid, într-un câmp magnetic de inducție $B = 7 \cdot 10^{-3} \text{ T}$, este un arc de cerc cu raza $r = 3 \text{ cm}$. Să se calculeze viteza v a electronilor.

$$\text{R: } v = eBr/m = 3,7 \cdot 10^7 \text{ m/s.}$$

2. Un fascicul de protoni, având viteza $v_0 = 2 \cdot 10^6 \text{ m/s}$, intră într-un câmp magnetic uniform de inducție $B = 0,2 \text{ T}$, cu \vec{v}_0 perpendicular pe direcția lui \vec{B} . Distanța străbătută de fascicul în câmp magnetic, măsurată pe direcția lui \vec{v}_0 , este $l = 2,5 \text{ cm}$. Să se calculeze deviația y de la direcția inițială a fasciculului la ieșirea din câmpul magnetic. Masa unui proton este $m = 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$, iar sarcina lui pozitivă este egală cu sarcina elementară e .

$$\text{R: } y \approx \frac{eBl^2}{2mv_0} = 0,3 \text{ cm.}$$

3. Un câmp electric omogen de intensitate \vec{E} și un câmp magnetic omogen de inducție \vec{B} sunt orientate perpendicular unul pe celălalt. Ce orientare și ce mărime trebuie să aibă viteza \vec{v} a unui ion pozitiv pentru ca el să poată avea o traiectorie rectilinie când este acționat simultan de cele două câmpuri?

$$\text{R: } v = E/B \sin \alpha, \text{ orientată perpendicular pe vectorul } \vec{E} \text{ și formând unghiul } \alpha \text{ cu } \vec{B}.$$

INDUCȚIA ELECTROMAGNETICĂ

11.1 FENOMENUL DE INDUCȚIE ELECTROMAGNETICĂ

În anul 1831, după 10 ani de cercetări, fizicianul M. Faraday (1791–1867) a pus în evidență pentru prima oară fenomenul de inducție electromagnetice. Legătura dintre fenomenele electrice și magnetice, relevată de descoperirea lui H. Oersted din 1820, s-a dovedit a nu fi unilaterală: nu numai un curent electric generează câmp magnetic, ci și un câmp magnetic variabil în timp generează curent electric.

Fenomenul de inducție electromagnetice a fost studiat experimental în clasele anterioare. Se vor reaminti câteva experimente prin care poate fi pus în evidență acest fenomen.

Experimentul 1. Se realizează două circuite electrice distincte (fig. 11.1). *Circuitul primar* conține o sursă de tensiune continuă, întrerupătorul K și bobina primară P , introdusă pe un miez de fier în formă de U . *Circuitul secundar* conține bobina secundară Q , introdusă pe același miez de fier și un galvanometru cu zero la mijlocul scalei. Circuitul secundar nu trebuie să conțină nici o sursă de tensiune. Se închide circuitul primar, cu ajutorul întrerupătorului, și se constată la galvanometrul din circuitul secundar apariția, pentru scurt timp, a unui curent electric, numit *curent electric indus*. Se deschide circuitul primar și se observă din nou, pentru scurt timp, apariția curentului indus în circuitul secundar. Repetând manevrele de închidere și deschidere a circuitului primar se observă de fiecare dată apariția curentilor induși în circuitul secundar.

În timpul stabilirii curentului în circuitul primar, intensitatea lui variază de la zero la o valoare maximă. Inducția magnetică produsă de curentul din circuitul primar variază și ea de la zero la o valoare maximă. Fiecare spiră a bobinei secundare, aflată în câmpul magnetic de inducție variabilă, produs de curentul primar, este străbătută de un flux magnetic variabil, de la zero la valoarea maximă. La întreruperea curentului din circuitul primar, fluxul magnetic prin suprafața înconjurată de fiecare spiră a bobinei secundare este variabil, de la valoarea maximă la zero. Așadar, se constată că de fiecare dată când se obține curent indus într-o spiră, fluxul magnetic prin suprafața închisă de spiră este variabil în timp.

Experimentul 2. Se utilizează dispozitivul din figura 11.1 cu întrerupătorul K închis. Se scoate și se introduce bobina secundară Q de pe miezul de fier. Se observă la galvanometru apariția curentului indus în bobina Q , în timpul mișcării ei. Sensul curentului indus, ce apare la introducerea bobinei Q pe miez, este invers sensului curentului la scoaterea bobinei Q de pe miez.

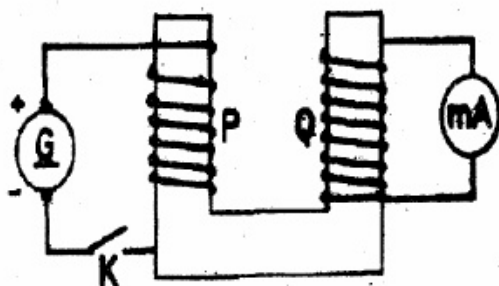


Fig. 11.1. În timpul închiderii sau deschiderii circuitului primar, în circuitul secundar apare curent indus.

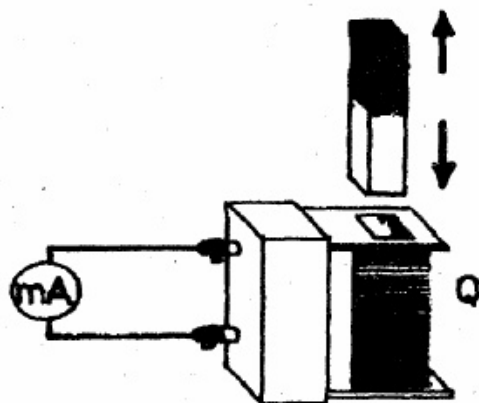


Fig. 11.2. În timpul mișcării magnetului, în circuit apare curent indus.

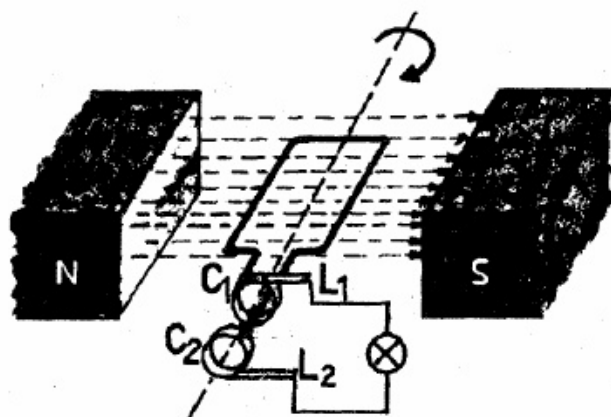


Fig. 11.3. Spira rotită în câmpul magnetic uniform.

Valoarea inducției magnetice a câmpului produs de bobina P variază în funcție de distanța la bobină și miezul de fier. Prin deplasarea bobinei Q în acest câmp magnetic suprafața fiecărei spire este străbătută de un flux magnetic variabil în timp.

Experimentul 3. Se utilizează pentru producerea câmpului magnetic un magnet permanent în formă de bară, iar pentru punerea în evidență a curentului indus, circuitul format dintr-o bobină Q și un galvanometru cu zero la mijloc (fig 11.2). Se introduce magnetul permanent în bobină; se observă la galvanometru apariția curentului indus. Se scoate apoi magnetul din bobină; se observă apariția unui curent indus de sens contrar.

Prin mișcarea magnetului față de bobina Q , valoarea inducției magnetice în punctele suprafeței închise de fiecare spirală variază, deci fluxul magnetic prin suprafața fiecărei spire variază.

Experimentul 4. În câmpul magnetic uniform, produs între piesele polare ale unei bobine parcurse de curent electric, se rotește uniform un cadru cu spire, ale căror capete sunt conectate la două inele metalice C_1 și C_2 (fig. 11.3), care alunecă în timpul rotației sub două lame metalice elastice L_1 și L_2 . Circuitul dintre cele două lame elastice se închide printr-un bec sau printr-un galvanometru. Se constată aprinderea becului sau deplasarea acului galvanometrului de o parte și de alta a punctului zero.

În acest experiment inducția magnetică este constantă în timpul rotației spirei, dar variază unghiul dintre suprafața spirei și inducția magnetică, deci variază fluxul magnetic prin suprafața spirei.

Experimentul 5. Se repetă, pe rând, fiecare din experimentele anterioare, cu circuitul secundar întrerupt. Se intercalează un voltmetru între capetele întrerupte și se constată existența unei tensiuni, atât timp cât variază fluxul magnetic. Rezultă că variația fluxului magnetic prin suprafața circuitului determină apariția în circuit a unei tensiuni electromotoare (fig 11.4, a); dacă circuitul este închis, această tensiune electromotoare va da naștere curentului indus. (fig. 11.4, b).

Așadar, cu ajutorul noțiunii de flux magnetic se poate da o definiție generală a fenomenului de inducție electromagnetice.

Fenomenul de inducție electromagnetice constă în apariția unei tensiuni electromotoare într-un circuit străbătut de un flux magnetic variabil în timp.

Apariția curentului indus dovedește existența unui câmp electric, care deplasează purtătorii de sarcină electrică liberi din circuit; acest câmp electric există și în absența circuitului; el ia naștere datorită variației fluxului magnetic. Fizicianul J.C. Maxwell a demonstrat teoretic și ulterior s-a confirmat experimental că în jurul unui flux magnetic variabil în timp apare un câmp electric cu linii de câmp închise (fig. 11.4, c).

Fenomenul de inducție electromagnetică se poate defini mai general ca apariția unui câmp electric cu linii de câmp închise în regiunea în care există un flux magnetic variabil în timp.

Mașinile electrice conțin piese metalice mari, care pot fi străbătute de fluxuri magnetice variabile, fie datorită rotației pieselor în câmp magnetic constant, fie datorită variației câmpului magnetic. Câmpul electric indus deplasează electronii liberi ai metalului de-a lungul liniilor lui de câmp, închise. Apar astfel, în interiorul pieselor metalice, curenți electrici induși, asemănători unor vârtejuri, numiți *curenți turbionari* sau curenți Foucault, după numele fizicianului francez J. Foucault (1819–1868), care i-a descoperit.

11.2. SENSUL CURENTULUI ELECTRIC INDUS. REGULA LUI LENZ

În toate experimentele prin care s-a pus în evidență fenomenul de inducție electromagnetică se constată că sensul curentului indus depinde de felul în care variază fluxul magnetic inductor: la creșterea fluxului magnetic inductor curentul indus are un sens, la micșorarea fluxului magnetic inductor curentul își schimbă sensul. În figura 11.5 sunt prezentate schematic două variante ale experimentului 3 din paragraful 11.1, indicându-se și sensul curentului indus. În timpul apropierii magnetului, câmpul magnetic \vec{B} , produs de magnet în punctele din interiorul bobinei, este mai mare într-un moment t_2 decât în momentul anterior t_1 (fig. 11.5, a). Sensul curentului indus în bobină în acest timp, determinat experimental, este indicat în figură. Cu ajutorul regulii burghiului se determină sensul inducției \vec{B}_{indus} a câmpului magnetic produs de acest curent. Se observă că \vec{B}_{indus} este de sens opus lui \vec{B} , deci se opune creșterii câmpului inductor. În timpul îndepărtării magnetului de bobină, inducția \vec{B} a câmpului magnetic inductor este mai mică în momentul t_4 decât în momentul t_3 , anterior (fig. 11.5, b). Curentul indus, în acest caz, produce un câmp magnetic cu \vec{B}_{indus} de același sens cu \vec{B} , deci care tinde să compenseze scăderea câmpului inductor.

Prin generalizarea multor observații experimentale, fizicianul H.F.E. Lenz a stabilit o regulă pentru determinarea sensului curentului indus, numită regula lui Lenz: *tensiunea electromotoare indusă și curentul indus au un astfel de sens, încât fluxul magnetic produs de curentul indus să se opună variației fluxului magnetic inductor.*

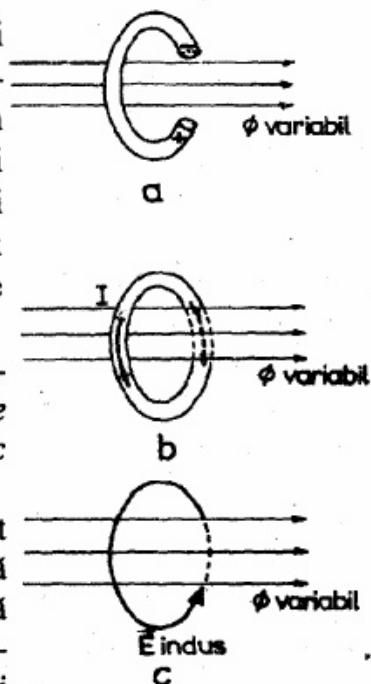


Fig. 11.4. a) Într-un circuit deschis, străbătut de un flux magnetic variabil, apare o t.e.m. indusă. b) Într-un circuit închis, străbătut de un flux magnetic variabil, apare un curent electric indus. c) Într-o regiune în care există câmp magnetic variabil apare câmp electric indus, cu linii de câmp închise.

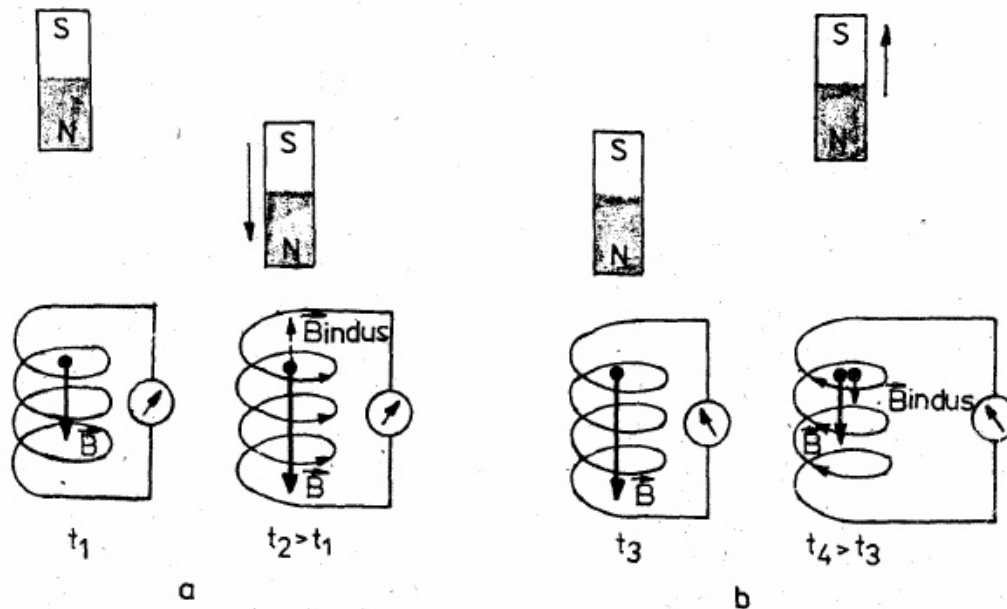


Fig. 11.5. Câmpul magnetic indus în bobină tinde să compenseze variația câmpului magnetic inductor:
 a) creșterea câmpului magnetic inductor în timpul apropierii magnetului;
 b) scăderea câmpului magnetic inductor în timpul îndepărtării magnetului.

Regula lui Lenz se poate verifica și în cazul experimentelor 1, 2 și 4 din paragraful 11.1. Un experiment simplu pentru verificarea regulii Lenz se poate realiza cu dispozitivul din figura 11.6. La capătul miezului de fier al unei bobine se suspendă un inel de aluminiu, cu rol de circuit secundar. Circuitul primar se realizează legând bobina la o sursă de tensiune continuă, prin intermediul unui întrerupător. Se constată că, în timpul stabilirii curentului în circuitul primar, inelul este respins de bobină, iar în timpul întreruperii circuitului primar, inelul este atras. Aceasta arată că, la închiderea circuitului curentul în inel este de sens contrar celui din bobină (curenții de sens opus se resping), în timp ce la întreruperea curentului, curentul indus în inel este de același sens cu cel din bobină (curenții de același sens se atrag). Curenții de sensuri opuse produc câmpuri magnetice de sensuri opuse, iar curenții de același sens produc câmpuri magnetice de același sens. Rezultă că, la închiderea circuitului, când curentul inductor și fluxul magnetic inductor cresc, câmpul magnetic indus este de

sens opus celui inductor, deci se opune creșterii lui, în timp ce la întreruperea curentului inductor, când fluxul magnetic scade, câmpul magnetic indus este de același sens cu cel inductor, deci se opune scăderii lui.

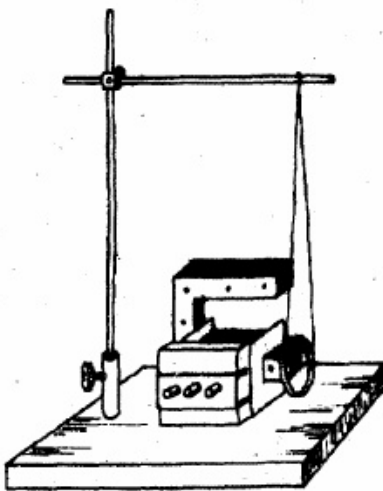


Fig. 11.6. Dispozitiv experimental pentru verificarea regulii lui Lenz cu privire la sensul curentului indus.

11.3. LEGEA INDUCȚIEI ELECTROMAGNETICE

Pentru descrierea cantitativă a fenomenului de inducție electromagnetică trebuie găsită relația dintre tensiunea electromotoare indusă și variația fluxului magnetic inductor. O astfel de relație poate fi ușor găsită în cazul unui conductor de lungimea l , deplasat perpendicular pe liniile de câmp mag-

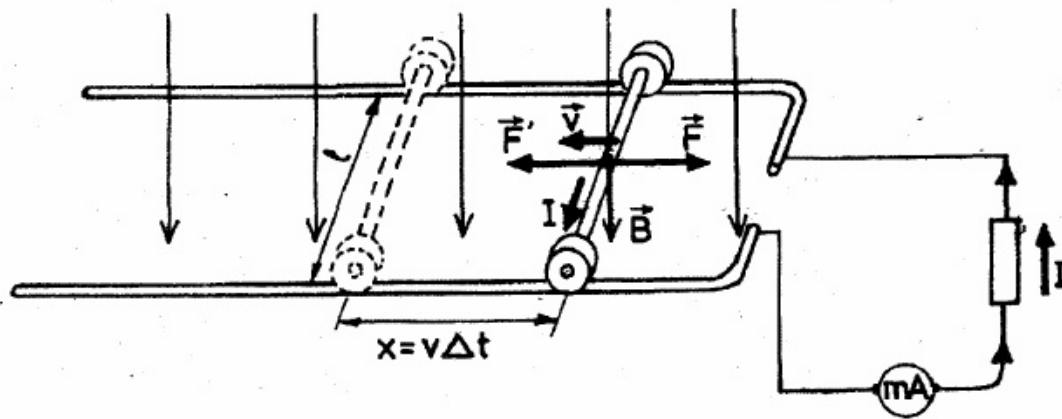


Fig. 11.7. În conductorul de lungime l , deplasat perpendicular pe liniile de câmp magnetic se induce t.e.m.

netic uniform, cu viteza constantă \vec{v} (fig. 11.7). Conductorul de lungime l alunecă fără frecare pe două suporturi conductoare paralele sub acțiunea unei forțe exterioare \vec{F} . Aria circuitului străbătut de câmpul magnetic de inducție \vec{B} crește de la S_1 la S_2 , deci fluxul magnetic prin suprafața mărginită de circuit variază de la $\Phi_1 = BS_1$ la $\Phi_2 = BS_2$. Datorită variației fluxului magnetic, în circuit apare un curent electric indus, de intensitate I . Asupra conductorului parcurs de curent, aflat în câmp magnetic, se va exercita, în acest caz, și o forță electromagnetică \vec{F}' , de sens opus forței \vec{F} . Conductorul va avea o viteză constantă când forțele \vec{F} și \vec{F}' , de sensuri opuse, au modulele egale.

Pe seama lucrului mecanic L' , efectuat de forța exterioară \vec{F} în circuit apare energia necesară deplasării purtătorilor de sarcină electrică și instrumentul de măsură (fig. 11.7) indică trecerea curentului indus. În acest caz, câmpul magnetic mijlocește transformarea energiei mecanice în energie electrică și dispozitivul are rol de generator de energie electrică.

Tensiunea electromotoare indusă, notată cu e , reprezintă energia necesară pentru transportul unității de sarcină electrică prin circuit. Se poate exprima $|e|$ în funcție de L' și sarcina electrică Q transportată prin circuit:

$$|e| = |L'/Q|.$$

Lucrul mecanic L efectuat de forța $F' = F = BIl$ este:

$$L = Bilx.$$

Produsul lx reprezintă aria măturată de conductor în timpul deplasării pe distanța x . Această arie poate fi exprimată ca o diferență între două arii: aria S_2 , delimitată de circuitul electric când conductorul l este în poziție finală și aria S_1 , delimitată de același circuit când conductorul l este în poziție inițială. Se poate scrie:

$$lx = S_2 - S_1,$$

astfel încât lucrul mecanic devine:

$$L = BI(S_2 - S_1) = I(BS_2 - BS_1) = I\Phi_2 - I\Phi_1 = I\Delta\Phi. \quad (11.1)$$

Φ_2 și Φ_1 reprezintă fluxul magnetic, prin suprafața delimitată de circuit în poziția finală, respectiv inițială a conductorului l , iar $\Delta\Phi$ este variația fluxului magnetic în timpul deplasării conductorului.

Sarcina Q este transportată în circuit în intervalul de timp Δt , astfel încât:

$$Q = I\Delta t.$$

Rezultă pentru t.e.m. indusă relația:

$$|e| = \left| \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} \right|.$$

Ținând seamă de regula lui Lenz, conform căreia sensul t.e.m. induse depinde de semnul variației fluxului magnetic inductor $\Delta\Phi$, t.e.m. indusă se exprimă prin relația:

$$e = - \frac{\Delta\Phi}{\Delta t}. \quad (11.2)$$

Relația (11.2), demonstrată într-un caz particular de variație a fluxului magnetic, se verifică în toate situațiile experimentale, indiferent de felul în care s-a obținut variația fluxului magnetic. Se poate verifica în cazul experimentelor 2, 3 și 4 de la paragraful 11.1, variindu-se la fiecare viteză de deplasare relativă a circuitului secundar față de cel primar. Se constată creșterea intensității curentului indus când crește viteza de deplasare a bobinei secundare, a magnetului, respectiv viteza de rotație a spirei în câmp magnetic.

Raportul $\Delta\Phi/\Delta t$ poartă numele de viteză de variație a fluxului magnetic. *Legea inducției electromagnetice* (legea Faraday), reprezentată de relația (11.2), se poate enunța astfel: *tensiunea electromotoare indusă într-un circuit este egală cu viteza de variație a fluxului magnetic prin suprafața aceluia circuit, luată cu semn schimbat.*

Din relația (11.2) se constată că t.e.m. indusă de un flux magnetic crescător ($\Delta\Phi > 0$) este negativă, iar t.e.m. indusă de un flux magnetic descrescător ($\Delta\Phi < 0$) este pozitivă. În cazul fluxului crescător ($e < 0$), câmpul magnetic indus \vec{B}_i trebuie să fie de sens opus câmpului magnetic inductor \vec{B} , pentru a se opune creșterii lui, conform regulii Lenz. În cazul fluxului descrescător ($e > 0$), \vec{B}_i și \vec{B} trebuie să fie de același sens. Relația (11.2) implică deci stabilirea unei convenții de semn pentru t.e.m. indusă: se alege un sens (s) de parcurgere a spirei (fig. 11.8), legat de sensul câmpului magnetic inductor \vec{B} cu ajutorul regulii burghiului: sensul s este sensul de rotire a burghiului pentru a înainta în sensul lui \vec{B} ; t.e.m. pozitivă dă naștere unui curent indus în sensul ales pentru parcurgerea spirei (fig. 11.8, b), iar cea negativă în sens invers (fig. 11.8, a).

Fiecare spiră a unei bobine aflată într-un câmp magnetic uniform variabil în timp închide o suprafață străbătută de același flux magnetic variabil. În fiecare spiră se induce o t.e.m. dată de relația (11.2), astfel că t.e.m. indusă într-o bobină cu N spire este de N ori mai mare decât cea indusă într-o spiră:

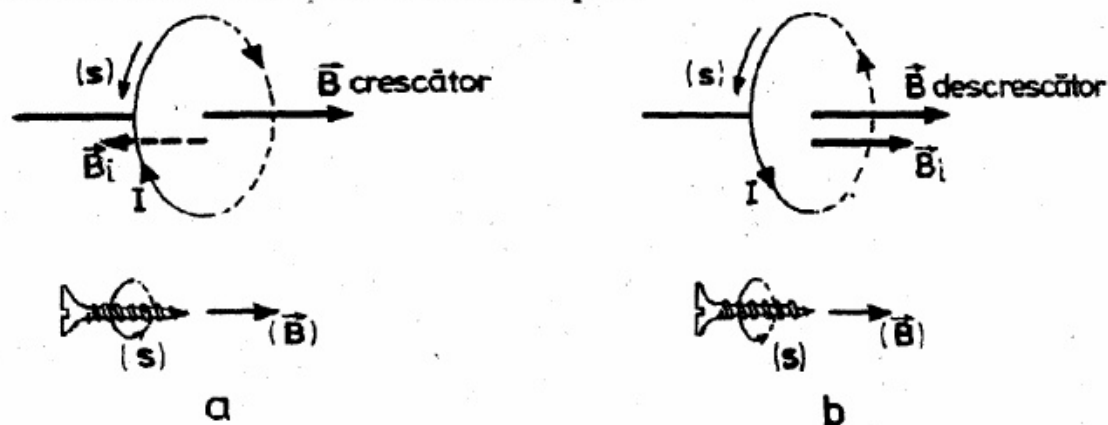


Fig. 11.8. a) Sensul curentului indus într-o spiră străbătută de un câmp magnetic crescător ($\Delta\Phi > 0$).
 b) Sensul curentului indus într-o spiră străbătută de un câmp magnetic descrescător ($\Delta\Phi < 0$).

$$e = -N \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} \quad (11.3)$$

În cazul tensiunii electromotoare induse într-un conductor rectiliniu deplasat cu viteză constantă într-un câmp magnetic uniform, perpendicular pe liniile de câmp (fig. 11.7), variația fluxului magnetic poate fi exprimată în funcție de variația ariei circuitului în timpul Δt :

$$\Delta\Phi = B \Delta S = Blv \Delta t.$$

Din relația 11.2 rezultă expresia t.e.m. induse în conductorul deplasat perpendicular pe liniile de câmp:

$$e = \frac{Blv \Delta t}{\Delta t} = Blv. \quad (11.4)$$

Semnul minus nu a fost introdus în relația (11.4), întrucât sensul curentului indus și deci al t.e.m. induse în conductorul rectiliniu poate fi stabilit cu ajutorul unei reguli, numită *regula mâinii drepte* (fig. 11.9): se așază mâna dreaptă în lungul conductorului, astfel încât vectorul \vec{B} să intre în palmă, iar degetul mare să fie în sensul vitezei de deplasare a conductorului; celelalte patru degete vor indica sensul curentului indus în conductor.

Pentru un conductor rectiliniu perpendicular pe liniile de câmp magnetic, deplasat cu o viteză \vec{v} care face un unghi α cu vectorul inducție magnetică \vec{B} , se demonstrează că t.e.m. indusă are expresia:

$$e = Blv \sin \alpha. \quad (11.5)$$

11.4. AUTOINDUCȚIA. INDUCTANȚA UNUI CIRCUIT

Experimentul 1. Se realizează un circuit ca cel din figura 11.10: o bobină L cu miez de fier, legată în serie cu un ampermetru, este conectată la o sursă de tensiune continuă, prin intermediul unui întrerupător. La închiderea întrerupătorului se constată că acul ampermetrului deviază lent către valoarea finală a intensității.

Experimentul 2. Se realizează circuitul din figura 11.11: bobina L , cu miez de fier, se leagă la o sursă de tensiune continuă, prin intermediul unui întrerupător. În paralel cu bobina se leagă un bec, a cărei tensiune nominală este ceva mai mare decât cea dată de sursă. De exemplu, dacă t.e.m. dată de sursă este de 2 V, tensiunea nominală a becului poate să fie de 6 V. Când circuitul este închis, becul nu luminează, tensiunea

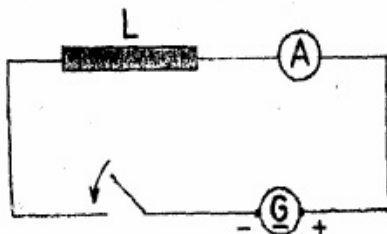


Fig. 11.10. Schema dispozitivului pentru punerea în evidență a autoinducției la închiderea circuitului.

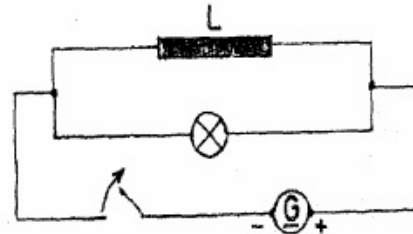


Fig. 11.11. Schema dispozitivului pentru punerea în evidență a autoinducției la deschiderea circuitului.

aplicată la capetele lui fiind mai mică decât cea nominală. După întreruperea circuitului, becul luminează, pentru un timp scurt, destul de puternic, deși sursa de tensiune a fost deconectată.

Experimentele descrise pun în evidență o anumită întârziere a curentului electric, atât la stabilirea, cât și la închiderea lui, în circuitele care conțin bobine cu miez de fier. Pentru a explica fenomenul observat, se poate porni de la constatarea că la închiderea și deschiderea circuitului intensitatea curentului în circuit variază: crește de la zero la I la închiderea circuitului și scade de la I la 0 la deschiderea lui. Urmează că și câmpul magnetic produs de curentul electric din circuit este variabil în aceste situații: crește la închiderea circuitului și scade la deschiderea lui. Fluxul magnetic prin suprafața circuitului, produs chiar de curentul prin circuit, este așadar variabil. Rezultă că fenomenul observat este un caz particular al fenomenului de inducție electromagnetică, la care *circuitul inductor este în același timp și circuit indus*, și de aceea a primit numele de *autoinducție*. Fenomenul trebuie să apară ori de câte ori fluxul magnetic propriu ce străbate un circuit este variabil, deci nu numai la închiderea sau deschiderea circuitului, ci la orice variație a intensității curentului din circuit.

Autoinducția este fenomenul de inducție electromagnetică produs într-un circuit datorită variației intensității curentului din acel circuit.

Sensul t.e.m. autoinduse poate fi găsit cu ajutorul regulii Lenz. Astfel, la închiderea circuitului sau la o creștere a curentului în circuit, t.e.m. de autoinducție trebuie să se opună creșterii intensității curentului inductor, iar la scăderea intensității sau la deschiderea circuitului t.e.m. de autoinducție trebuie să se opună scăderii intensității curentului inductor. În cazul primului experiment, conform regulii lui Lenz, câmpul magnetic indus trebuie să fie de sens opus celui inductor și contribuie la slăbirea lui. În cazul experimentului 2, t.e.m. de autoinducție dă naștere unui curent indus suplimentar, de același sens cu cel inductor, datorită căruia becul luminează și după deconectarea sursei. Deoarece t.e.m. de autoinducție depinde numai de variația fluxului magnetic inductor, ea poate depăși t.e.m. a sursei din circuit, ceea ce se constată experimental prin aprinderea becului după deconectarea sursei, când el este în circuit doar cu bobina.

Așa cum s-a văzut în paragraful 10.1.4, inducția magnetică este direct proporțională cu intensitatea curentului generator de câmp magnetic: $B \sim I$. Rezultă că fluxul magnetic propriu prin suprafața unui circuit este direct proporțional cu intensitatea curentului I din acel circuit:

$$\Phi = LI, \quad (11.6)$$

unde L este o constantă de proporționalitate, a cărei valoare este specifică fiecărui circuit, numită *inductanța circuitului*. Inductanța unui circuit este o mărime egală cu câtul dintre fluxul magnetic propriu prin suprafața acelui circuit și intensitatea curentului ce trece prin circuit:

$$L = \Phi/I. \quad (11.7)$$

Unitatea de inductanță în SI rezultă din relația:

$$[L]_{SI} = \frac{[\Phi]_{SI}}{[I]_{SI}} = \frac{\text{Wb}}{\text{A}} = \text{H}.$$

Ea se numește henry, cu simbolul H. Un henry este inductanța unei spire prin a cărei suprafață fluxul magnetic propriu este 1 Wb, când spira este parcursă de un curent de 1 A.

Variația fluxului magnetic propriu, datorită căreia apare t.e.m. de autoinducție, poate fi scrisă: $\Delta\Phi = L \Delta I$, astfel încât conform legii fenomenului de inducție electromagnetică, t.e.m. autoindusă într-o bobină este:

$$e = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = -L \frac{\Delta I}{\Delta t}, \quad (11.8)$$

unde Φ este fluxul prin suprafețele tuturor spirelor bobinei.

Așadar, tensiunea autoindusă într-un circuit este direct proporțională cu viteza de variație a intensității curentului din acel circuit, factorul de proporționalitate fiind inductanța circuitului.

La aceeași viteză de variație a intensității curentului t.e.m. autoindusă va fi mai mare în circuitul cu inductanță mai mare. Expresia inductanței unei bobine poate fi calculată, ținând seama că variația fluxului magnetic propriu printr-o spirală este $\Delta(BS) = S \Delta B = S \mu N \Delta I/l$ și că t.e.m. autoindusă în bobina cu N spire poate fi scrisă:

$$e = -NS \frac{\mu N}{l} \cdot \frac{\Delta I}{\Delta t} = -\frac{\mu N^2 S}{l} \cdot \frac{\Delta I}{\Delta t}.$$

Comparând cu relația (11.8), factorul de proporționalitate de pe lângă $\Delta I/\Delta t$ este chiar inductanța L a bobinei:

$$L = \frac{\mu N^2 S}{l}. \quad (11.9)$$

Relația (11.9) arată că inductanța bobinei depinde de numărul de spire, secțiunea și lungimea ei și de permeabilitatea magnetică a miezului său. Permeabilitatea magnetică a fierului poate fi de sute sau chiar mii de ori mai mare decât a aerului, astfel încât inductanța unei bobine crește foarte mult dacă i se introduce un miez de fier.

11.5. ENERGIA CÂMPULUI MAGNETIC

Prin experimentul 2 din paragraful 11.4 (fig. 11.11) s-a arătat că, după deconectarea sursei de tensiune, prin circuitul bobinei curentul continuă să circule pentru scurt timp, datorită t.e.m. autoinduse. Intensitatea curentului scade în acest timp de la I la 0, deci câmpul magnetic al curentului scade. Cum lucrul mecanic efectuat pentru deplasarea sarcinii electrice prin circuit după deconectarea sursei nu poate fi efectuat pe seama energiei furnizate de sursă, putem considera că el este efectuat pe seama energiei câmpului magnetic, care în acest timp scade la zero. Energia câmpului magnetic poate fi găsită calculând energia electrică W , transferată circuitului după deconectarea sursei, când, datorită t.e.m. autoinduse e , prin circuit este deplasată sarcina electrică q :

$$W = e \cdot q.$$

T.e.m. autoindusă e poate fi exprimată, cu ajutorul relației (11.8), în funcție de variația intensității curentului în circuit după deconectarea sursei:

$$e = -L \frac{\Delta I}{\Delta t} = -L \frac{0 - I}{\Delta t} = \frac{LI}{\Delta t} \quad (11.10)$$

Sarcina electrică q transferată prin secțiunea transversală a circuitului în timpul Δt în care curentul scade de la I la 0, poate fi exprimată cu ajutorul valorii medii

$$I_{\text{med}} = \frac{I + 0}{2} = \frac{I}{2} \text{ a intensității:}$$

$$q = I_{\text{med}} \Delta t = \frac{I}{2} \Delta t \quad (11.11)$$

Ținând seamă de (11.10) și de (11.11) rezultă pentru energia electrică W expresia:

$$W = \frac{LI \cdot I \Delta t}{2 \Delta t} = \frac{LI^2}{2}$$

Așadar, *energia câmpului magnetic* poate fi scrisă:

$$W_m = \frac{LI^2}{2} \quad (11.12)$$

PROBLEMĂ REZOLVATĂ

Un solenoid cu $N = 80$ spire și diametrul $d = 8$ cm se găsește într-un câmp magnetic uniform de inducție $B = 0,24/\pi$ T, având axa paralelă cu liniile de câmp. Solenoidul este rotit cu 180° în 0,2 s, astfel încât axa lui să redevină paralelă cu direcția câmpului. Să se determine t.e.m. medie ce apare în solenoid.

Rezolvare. Din enunțul problemei rezultă că fluxul magnetic prin spirele solenoidului variază, datorită variației unghiului dintre normala \vec{N} la suprafața spirelor și vectorul \vec{B} , de la $\alpha_1 = 0$ (fig. 11.12, a) la $\alpha_2 = 180^\circ$ (fig. 11.12, b). Datorită variației fluxului magnetic prin suprafața spirelor, în fiecare spirală se va induce o t.e.m. conform legii inducției electromagnetice, iar t.e.m. indusă în întregul solenoid va fi:

$$e = -N \frac{\Delta \Phi}{\Delta t}$$

Variația fluxului magnetic prin fiecare spirală a bobinei este:

$$\begin{aligned} \Delta \Phi &= \Phi_2 - \Phi_1 = BS \cos \alpha_2 - BS \cos \alpha_1 = -BS - BS = -2BS = \\ &= -2B \frac{\pi d^2}{4} = -\frac{\pi B d^2}{2} \end{aligned}$$

Rezultă că tensiunea electromotoare indusă medie \bar{e} care apare în solenoid este:

$$\bar{e} = \frac{\pi N B d^2}{2 \Delta t} = 0,307 \text{ V.}$$

Semnul plus, obținut pentru t.e.m. indusă în solenoid, arată că sensul curentului indus determinat de aceasta este același cu sensul de parcurgere a circuitului pentru ca burghiul să înainteze în sensul lui \vec{B} . Aplicând regula burghiului, se găsește că în bobină curentul indus va circula de la capătul 1 spre 2.

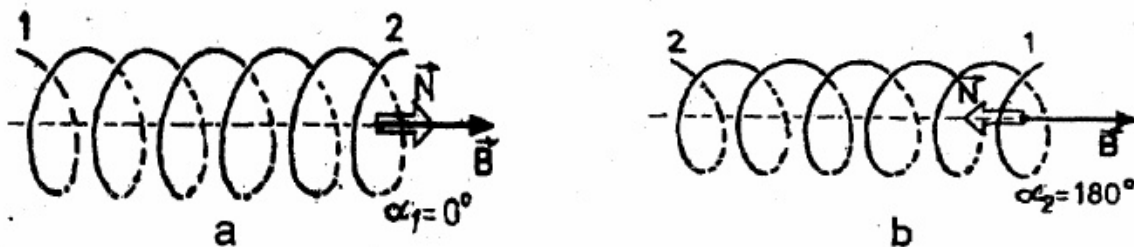


Fig. 11.12. Pentru problema rezolvată.

EXERCIIU, PROBLEME

1. Cum trebuie deplasată o spirală într-un câmp magnetic uniform pentru ca în ea să nu apară curent electric?

2. Cum trebuie deplasat un conductor într-un câmp magnetic uniform, pentru ca la capetele lui să nu apară o tensiune indusă?

3. Să se propună și să se realizeze un experiment cu ajutorul căruia să se poată verifica faptul că prin variația ariei unui circuit, aflat în câmp magnetic constant în timp, se obține în circuit un curent electric indus.

4. Să se stabilească sensul curentului indus în bobinele din figura 11.13, în următoarele situații: magnetul se apropie cu polul nord spre bobină; magnetul se depărtează cu polul nord de bobină; magnetul se apropie cu polul sud de bobină; magnetul se depărtează cu polul sud de bobină.

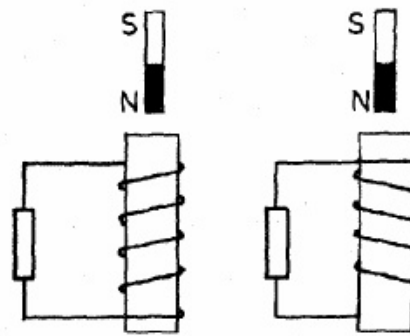


Fig. 11.13. Pentru problema 4.

5. Să se stabilească sensul curentului indus în bobina din figura 11.14 în timpul rotației cu 360° a magnetului, în sensul indicat pe figură.

6. Într-un conductor rectiliniu, lung de 0,3 m, deplasat cu viteza de 2 m/s, perpendicular pe liniile de câmp magnetic uniform, se induce o t.e.m. de 3 V. Ce inducție magnetică are câmpul? Ce curent va circula prin conductor, dacă el are o rezistență de 0,6 Ω iar între capetele lui se leagă un rezistor cu rezistența de 9 Ω ?

R: 5 T; 0,3 A.

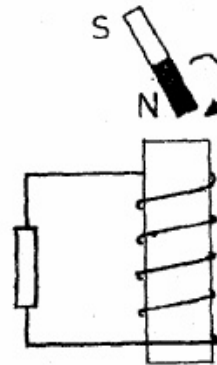


Fig. 11.14. Pentru problema 5.

7. O bobină cu $N = 1\,000$ spire și $S = 10\text{ cm}^2$, având axa paralelă cu liniile câmpului magnetic de inducție $B = 1\text{ T}$, este scoasă din câmp într-un timp $t = 0,5\text{ s}$. Ce t.e.m. medie se va induce în bobină?

R: $e = N_1BS/t = 2\text{ V}$.

8. O bobină cu $N_1 = 20$ spire, secțiune $S_1 = 2\text{ cm}^2$ și lungime $l_1 = 2\text{ cm}$, este introdusă coaxial într-o a doua bobină, la mijlocul ei. A doua bobină are $N_2 = 1\,000$ spire, lungimea $l_2 = 20\text{ cm}$ și prin ea circulă un curent cu intensitatea $I_2 = 10\text{ A}$. În cât timp trebuie să scadă la zero intensitatea curentului din a doua bobină, pentru ca în prima bobină să se inducă o t.e.m. $e_1 = 1\text{ V}$? Ce intensitate I_1 va avea curentul indus prin prima bobină dacă între capetele ei se leagă un rezistor cu $R = 100\ \Omega$? Ce sens va avea curentul indus prin prima bobină față de cel prin bobina a doua?

$$R: t = \frac{\mu_0 N_1 N_2 I_2 S_1}{e_1 l_2} = 2,5 \cdot 10^{-3}\text{ s}; I_1 = e_1/R_1 = 0,01\text{ A}.$$

9. În practica electrotehnică se utilizează așa-numita înfășurare bifilară: o sârmă se îndoaie și ambele jumătăți sunt înfășurate una lângă alta, ca în figura 11.15. Să se explice de ce rezistorul obținut prin înfășurarea bifilară nu are inductanță.

10. Să se găsească inductanța unei bobine cu 1 000 spire, având lungimea de 36 cm și diametrul de 12 cm, când are un miez de fier cu $\mu_r = 400$ și când nu are miez.

R: 15,77 H; $3,94 \cdot 10^{-2}\text{ H}$.

11. O bobină are 100 spire, lungimea de 40 cm, secțiunea de 10 cm^2 . Cu ce viteză trebuie să varieze curentul prin bobină, pentru ca în ea să

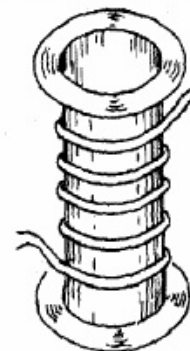


Fig. 11.15. Pentru problema 9.

apară o t.e.m. autoindusă de 1 V? Dar dacă în bobină se introduce un miez de oțel cu $\mu_r = 100$?

R: $318 \cdot 10^2$ A/s; 318 A/s.

12. O bobină cu rezistență foarte mică și inductanță 3 H este conectată la o sursă cu t.e.m. 1,5 V. După ce interval de timp intensitatea curentului în regim permanent în bobină atinge 5 A? Se neglijează rezistența sursei.

R: 10 s.

13. O bară conductoare, de lungime $l = 0,1$ m, alunecă cu o viteză $v = 1$ m/s de-a lungul a două bare perfect conductoare, paralele, legate printr-un rezistor de rezistență $R = 0,1 \Omega$. Sistemul este plasat într-un câmp magnetic uniform, de inducție $B = 1$ T, perpendicular pe planul barelor. Se neglijează frecările. Se cer: a) t.e.m. indusă în bara mobilă; b) intensitatea curentului prin ea; c) forța cu care trebuie acționată bara mobilă pentru a se deplasa uniform cu viteza v .

R: a) $e = B \cdot l \cdot v = 10^{-1}$ V; b) $i = \frac{e}{R} = 1$ A; c) $F = ilB = 0,1$ N.

CUPRINS

Partea întâi

FENOMENE TERMICE

Capitolul 1. Structura substanței	3
1.1. Structura discontinuă a substanței	3
1.1.1. Fenomene care evidențiază structura discontinuă a substanței	3
1.1.2. Experiințe care evidențiază mișcarea moleculelor	5
1.1.3. Unele mărimi legate de structura discretă a substanței	6
1.2. Fenomene termice. Metode de studiu	8
1.3. Forțe intermoleculare. Energiile moleculelor (cinetică și potențială).....	10
1.4. Modele cinetico-moleculare ale stărilor de agregare	12
Capitolul 2. Noțiuni termodinamice de bază	14
2.1. Sistem termodinamic. Starea sistemului termodinamic	14
2.1.1. Sistem termodinamic	14
2.1.2. Starea sistemului termodinamic. Parametri de stare	15
2.1.3. Starea de echilibru termodinamic	15
2.1.4. Transformări de stare	16
2.1.5. Procese reversibile și ireversibile	18
2.1.6. Interacțiuni ale sistemului termodinamic cu mediul exterior. Postulatul echilibrului	19
2.2. Temperatura	20
2.2.1. Principiul tranzitivității echilibrului termic. Temperatura empirică	20
2.2.2. Scara Celsius. Scara Kelvin	21
2.2.3. Ecuații de stare	22
Capitolul 3. Teoria cinetico-moleculară	24
3.1. Haosul molecular și legile statistice.....	24
3.2. Modelul gazului ideal	25
3.3. Formula fundamentală a teoriei cinetico-moleculară	25
3.4. Interpretarea cinetico-moleculară a temperaturii	28
3.5. Ecuațiile de stare ale gazului ideal (ecuația termică de stare și ecuația calorică de stare).....	29
3.6. Transformări simple ale gazului ideal	32
3.6.1. Legea Boyle-Mariotte sau legea transformării izoterme	32
3.6.2. Legea Gay-Lussac sau legea transformării izobare	33
3.6.3. Legea lui Charles sau legea transformării izocore	35
3.6.4. Ecuația Clapeyron-Mendeleev	37
Capitolul 4. Principiile termodinamicii	42
4.1. Lucrul mecanic în termodinamică	42
4.1.1. Interpretarea geometrică a lucrului mecanic	43
4.2. Principiul întâi al termodinamicii	44
4.2.1. Energia internă a unui sistem termodinamic, mărime de stare. Lucrul mecanic într-un proces adiabatic. Căldura, mărime de proces	44
4.2.2. Enunțul primului principiu al termodinamicii	46
4.2.3. Coeficienți calorici	48
4.2.4. Relația lui Robert Mayer	50
4.2.5. Expresiile lucrului mecanic, căldurii și variației energiei interne în transformările simple ale gazului ideal	52
4.3. Principiul al doilea al termodinamicii	57
4.3.1. Lucrul mecanic în transformări ciclice monoterme. Formularea Thomson pentru principiul al doilea al termodinamicii	57
4.3.2. Lucrul mecanic într-o transformare ciclică bitermă.Principiul al doilea al termodinamicii în formularea lui R. Clausius	58

4.3.3. Ciclul Carnot. Formularea Carnot pentru principiul al doilea al termodinamicii	59
4.3.4. Tipuri de motoare termice	61
Capitolul 5. Structura corpurilor solide	67
5.1. Structura solidelor	67
5.2. Dilatarea solidelor	69
Capitolul 6. Studiul lichidelor	73
6.1. Structura lichidelor. Mișcarea termică în lichide	73
6.2. Dilatarea lichidelor	74
6.3. Fenomene superficiale	75
6.3.1. Stratul superficial. Coeficientul de tensiune superficială	75
6.3.2. Forțe de adeziune. Forțe de coeziune. Forma stratului superficial	79
6.3.3. Fenomene capilare. Legea lui Jurin	81
Capitolul 7. Transformări de fază	85
7.1. izotermele lui Andrews. Starea critică. Lichefierea gazelor	85
7.2. Vaporizarea și condensarea	89
7.2.1. Vaporizarea în vid	89
7.2.2. Vaporizarea în atmosferă gazoasă	90
7.2.3. Vaporizarea la suprafață (evaporarea)	90
7.2.4. Vaporizarea în toată masa lichidului (fierberea)	91
7.3. Topirea și solidificarea	92
7.4. Sublimarea și desublimarea	93
7.5. Starea triplă a substanței	94
7.6. Calorimetria	95

Partea a doua

FENOMENE ELECTRICE ȘI MAGNETICE

Capitolul 8. Câmpul electrostatic	99
8.1. Interacțiunea electrică. Intensitatea câmpului electric	99
8.1.1. Procese de electrizare. Sarcina electrică	99
8.1.2. Legea lui Coulomb	100
8.1.3. Intensitatea câmpului electric	102
8.1.4. Lucrul mecanic efectuat de câmpul electric produs de o sarcină electrică punctiformă	104
8.1.5. Caracterul conservativ al câmpului electrostatic. Potențialul electric	104
8.1.6. Energia potențială de interacțiune a două sarcini electrice punctiforme	106
8.1.7. Conductor izolat în câmp electrostatic	108
8.2. Capacitatea electrică	112
8.2.1. Capacitatea electrică a unui conductor izolat	112
8.2.2. Condensatorul. Expresia capacității condensatorului plan	114
8.2.3. Gruparea condensatoarelor	115
8.2.4. Dielectrici în câmp electric	117
8.2.5. Energia câmpului electric dintre armăturile unui condensator. Densitatea de energie a câmpului electrostatic	119
8.2.6. Deviația fasciculelor de electroni în câmp electric	120
Capitolul 9. Curentul electric staționar	125
9.1. Curentul electric în conductoare metalice	125
9.1.1. Circuitul electric	125
9.1.2. Intensitatea curentului electric	127
9.2. Legile circuitului electric	127
9.2.1. Tensiunea electrică. Tensiunea electromotoare	127
9.2.2. Rezistența. Rezistivitatea	128
9.2.3. Legea lui Ohm	130

9.2.4. Reostate	131
9.2.5. Legile lui Kirchhoff	132
9.2.6. Gruparea rezistoarelor	134
9.2.7. Gruparea generatoarelor	135
9.2.8. Șuntul ampermetrelor și rezistența adițională a voltmetrelor	136
9.2.9. Divizorul de tensiune. (Potențiometrul)	137
9.3 Energia și puterea curentului electric	141
9.4. Curentul electric în electroliți	144
9.4.1. Disociația electrolitică	144
9.4.2. Electroliza și legile ei	145
Capitolul 10. Câmpul magnetic al curentului electric	148
10.1. Câmpul magnetic	148
10.1.1. Spectrul câmpului magnetic	148
10.1.2. Acțiunea câmpului magnetic asupra conductoarelor parcurse de curent electric. Inducția câmpului magnetic	149
10.1.3. Fluxul magnetic	152
10.1.4. Câmpul magnetic produs de anumiți curenți electrici staționari	153
10.1.5. Interacțiunea magnetică a conductoarelor parcurse de curent electric staționar. Definiția amperului	156
10.2. Forța Lorentz. Mișcarea purtătorilor de sarcină electrică în câmp magnetic	162
Capitolul 11. Inducția electromagnetică	167
11.1. Fenomenul de inducție electromagnetică	167
11.2. Sensul curentului electric indus. Regula lui Lenz	169