



ՀՏԴ 373.167.1:53(075)  
ԳՄԴ 22.3y72  
Ֆ 524

Հաստատված է ՀՀ կրթության և գիտության  
նախարարության կողմից

Խմբագրությանը՝ պրոֆեսորներ  
Ալբերտ Կիրակոսյանի և  
Էդուարդ Ղազարյանի

Ֆ 524 **Ֆիզիկա-11**: Ավագ դպրոցի 11-րդ դասարանի դասագիրք  
ընդհանուր և բնագիտամաթեմատիկական հոսքերի համար /  
Է. Ղազարյան, Ա. Կիրակոսյան, Գ. Մելիքյան և այլք. — Եր.:  
«Էդիթ Պրինտ», 2010. — 368 էջ:

ՀՏԴ 373.167.1:53(075)  
ԳՄԴ 22.3y72

ISBN 978-9939-52-222-7

© «Էդիթ Պրինտ», 2010  
© Է. Ղազարյան, Ա. Կիրակոսյան, Գ. Մելիքյան,  
Ա. Մամյան, Ա. Մախյան, 2010

ԷՂՈՒԱՐԴ ԴԱԶԱՐՅԱՆ  
ԱԼԲԵՐՏ ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ  
ԳԱԳԻԿ ՄԵԼԻՔՅԱՆ  
ԱՐՏԱՎԱԶԴ ՄԱՍՅԱՆ  
ՍՈՍ ՄԱԻԼՅԱՆ

# ՖԻԶԻԿԱՆ

Ավագ դպրոցի 11-րդ դասարանի  
դասագիրք ընդհանուր  
և բնագիտամաթեմատիկական  
հոսքերի համար

11

ԵՐԵՎԱՆ  
ԷՂԻԹ ՊՐԻՆՏ  
2010

## Միրելի բարեկամ

«Ֆիզիկա-11» դասագիրքը երկրորդն է ավագ դպրոցի ֆիզիկայի դասագրքերից, որոնք նախատեսված են ընդհանուր և խորացված ուսուցմամբ հոսքերի համար: Դասագրքում շարադրված նյութը համապատասխանում է ՀՀ ԿԳ նախարարության հաստատած չափորոշիչներին և ծրագրերին («Ֆիզիկա». Հանրակրթական ավագ դպրոցի չափորոշիչներ և ծրագրեր, Երևան, 2009):

Հեղինակները փորձել են մեկ միասնական գրքի շրջանակում ներկայացնել ինչպես ընդհանուր, այնպես էլ խորացված ուսուցմամբ հոսքերի համար նախատեսված ծրագրային նյութը: Որպես հիմք վերցված է ընդհանուր հոսքի ծրագիրը, որտեղ ընդգրկված թեմաները լրացված են խորացված ուսուցմամբ հոսքերի ծրագրից: Հատուկ ընդգծված են առանձին պարագրաֆների վերջում տրված լրացույիչ նյութը, ինչպես նաև դրան վերաբերող հարցերը, առաջադրանքները և խնդիրների լուծման օրինակները:

Ընդգծված են նաև այն պարագրաֆները, որոնք նախատեսված են միայն խորացված ուսուցմամբ հոսքերի համար: Շարադրանքի միասնականությունը պահպանելու նպատակով որոշ թեմաների մատուցման հերթականությունը համապատասխանեցված է ընդհանուր հոսքի ծրագրին:

Ինչպես և ավագ դպրոցի ներկայումս օգտագործվող դասագրքերում, նյութի յուրացումը հեշտացնելու և հստակեցնելու նպատակով պարագրաֆները բաժանվել են առանձին մասերի՝ յուրաքանչյուր մասի բովանդակությունը բացահայտող ենթավերնագրով: Պահպանվել է նաև լարորատոր աշխատանքներն ընդհանուր շարադրանքում ներկայացնելու օգտակար ձևը:

Ինքնուրույն լուծման համար նախատեսված խնդիրները և դրանց պատասխանները տրված են դասագրքի վերջում՝ ըստ նյութի շարադրման հերթականության: Որպես լրացույիչ խնդիրների շտեմարան՝ առաջարկում ենք Ռ. Հովհաննիսյանի և այլոց «Ֆիզիկայի խնդիրների և հարցերի ժողովածու»-ն (Երևան, «Լույս», 2005 թ.):

Հեղինակներ

# ՄՈԼԵԿՈՒԼԱՅԻՆ ՖԻԶԻԿԱ ՋԵՐՄԱՅԻՆ ԵՐԵՎՈՒՅԹՆԵՐ

## ՆԵՐԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

Մեխանիկայում մարմինների շարժումներն ուսումնասիրելիս չեն հետաքրքրվում դրանց կառուցվածքով, այսինքն՝ հաշվի չեն առնում այն հանգամանքը, որ մարմինները կազմված են ատոմներից կամ մոլեկուլներից, և ենթադրում են, որ դրանք հոծ են և գուրկ ներքին կառուցվածքից: Մեխանիկայի հիմնական խնդիրը լուծելիս, այն է՝ տվյալ մարմնի դիրքը այլ մարմինների նկատմամբ ժամանակի կամայական պահին որոշելիս մարմնի ֆիզիկական հատկությունները հաշվի չեն առնվում: Անհրաժեշտ է գիտենալ միայն մարմնի վրա ազդող բոլոր ուժերի համագործը և սկզբնական պայմանները՝ մարմնի դիրքը և արագությունը  $t=0$  պահին:

Ինչպես գիտեք, նյութի մասնիկները՝ ատոմները և մոլեկուլները, կատարում են անկանոն, քառասային շարժում, որն ընդունված է անվանել **ջերմային**: Մոլեկուլների ջերմային շարժումն էական տարբերվում է մարմինների կարգավորված մեխանիկական շարժումից: Կարգավորված ասելով հասկանում ենք հետևյալը՝ եթե հայտնի են մարմնի (մասնիկի) սկզբնական դիրքը և սկզբնական արագությունը, ապա յուրաքանչյուր պահի կարելի է որոշել այդ մարմնի (մասնիկի) դիրքը, եթե հայտնի է նրա վրա ազդող ուժը: Ջերմային շարժմանը մասնակցում են մարմնի բոլոր մասնիկները, որոնց թիվը հսկայական է: Հենց այս հանգամանքն էլ հանգեցնում է մասնիկների վարքի որակական փոփոխության. չնայած յուրաքանչյուր մասնիկի շարժումը նկարագրվում է մեխանիկայի հիմնական օրենքներով, բայց մեծ թվով մասնիկների համակարգում այն ձեռք է բերում քառասային, պատահական բնույթ:

Սա նշանակում է, որ եթե հայտնի են տվյալ պահին մասնիկի դիրքը և արագությունը, ապա սկզբունքորեն հնարավոր չէ որոշել նրա դիրքը (և արագությունը) ժամանակի հաջորդ պահերին, քանի որ ոչինչ չի կարելի ասել մասնիկի վրա համակարգի մնացած՝ հսկայական թվով մասնիկներից ազդող համագոր ուժի մասին: Փոքր թվով մասնիկներից կազմված համակարգի համար «ջերմային շարժում» հասկացությունը կիրառելի չէ: Այսպիսով՝ «**ջերմային շարժում**» **հասկացությունը կիրառելի է հսկայական թվով մասնիկներից բաղկացած համակարգերի համար**, որոնք ընդունված է անվանել մակրոսկոպական (հունարեն «մակրոս»՝ մեծ բառից): Փուչիկում փակված օդը, բաժակում լցված ջուրը, սառցասարը, երկրագունդը՝ այս ամենը մակրոսկոպական համակարգերի (մարմինների) օրինակներ են: Այս բաժնում մենք կուսումնասիրենք մակրոսկոպական մարմիններում ընթացող, այլ կերպ ասած՝ **ջերմային երևույթները, որոնք պայմանավորված են մարմնի մասնիկների ջերմային շարժմամբ**:

Ջերմային երևույթներում հիմնական դեր է խաղում մարմնի ջերմաստիճանը: Բոլոր մարմինների հատկությունները կախված են ջերմաստիճանից: Փոփոխելով մարմնի ջերմաստիճանը՝ կարելի է փոփոխել մարմնի ծավալը, առաձգականությունը, էլեկտրական և մագնիսական հատկությունները, ազրեզատային վիճակը: Բոլորին հայտնի է,

որ տաքայնելիս պինդ մարմինը կարող է վերածվել հեղուկի, հեղուկը՝ գազի: Ջերմային երևույթները ենթարկվում են որոշակի օրենքների, որոնք ճշգրիտ և օբյեկտիվ են, ինչպես մեխանիկայի օրենքները, սակայն դրանցից տարբերվում են և՛ բովանդակությամբ, և՛ ձևով: Ջերմային երևույթները նկարագրող օրենքները հնարավորություն են տալիս դրանք հաջողությամբ կիրառելու պրակտիկ գործունեության մեջ և տեխնիկայում: Ներկայումս կենցաղում, արտադրության, գիտության մեջ և տեխնիկայում կիրառվող բազմաալիսի մեքենաները՝ սառնարանները, ջեռուցիչները, ջերմաշարժիչները, գազի հեղուկացման կայանքները, արեգակնային մարտկոցները և բազմաթիվ այլ սարքեր, կառուցված են այդ օրենքների հիման վրա:

Ջերմային երևույթները բացատրվում են երկու տարբեր մոտեցումներով՝ ըստ մոլեկուլային-կինետիկ տեսության և ջերմադինամիկայի:

**Մոլեկուլային-կինետիկ տեսությունը** մակրոսկոպական մարմինների ջերմային հատկությունները բացատրում է՝ հիմնվելով այն պատկերացումների վրա, որ բոլոր մարմինները կազմված են ատոմներից և մոլեկուլներից, որոնք կատարում են անկանոն (քառասյին կամ ջերմային) շարժում: Այս տեսության խնդիրը մակրոսկոպական համակարգի ֆիզիկական հատկությունները բացատրելն է և համակարգի բնութագրերը հաշվարկելը՝ դրանք արտահայտելով համակարգի մասնիկների բնութագրերի և նրանց շարժման առանձնահատկություններով:

**Ջերմադինամիկան** մակրոսկոպական մարմինների ջերմային հատկությունները բացատրում է՝ հիմնվելով բազմաթիվ փորձերի արդյունքում ստացված մի քանի օրենքի կամ սկզբունքի վրա: Ջերմադինամիկայում հաշվի չի առնվում մարմնի մոլեկուլային կառուցվածքը: Ջերմադինամիկայի օրենքները ճշգրիտ և կիրառելի են և՛ գազերի, և՛ հեղուկների, և՛ պինդ մարմինների համար: Գիտության զարգացման շնորհիվ մեր պատկերացումները մարմինների, դրանց բաղադրիչ մասնիկների մասին կարող են փոփոխվել, սակայն ջերմադինամիկայի օրենքները միշտ ճիշտ են: Ավելորդ չէ հիշել, որ ջերմադինամիկան՝ որպես գիտություն, ավարտուն տեսք է ստացել 19-րդ դարի կեսերին, երբ գիտնականների մեծ մասը դեռևս վիճարկում էր ատոմների և մոլեկուլների գոյության իրողությունը: Ջերմադինամիկական մեծությունները բնութագրում են մակրոսկոպական համակարգն ամբողջությամբ, օրինակ, ծավալ, ճնշում, զանգված, ջերմաստիճան և այլն: Ջերմադինամիկան նկարագրում է ջերմային պրոցեսները, դրանց ընթացքը՝ առանց բացատրելու պատճառները, ուստի՝ ջերմադինամիկան **երևութաբանական** կամ **ֆենոմենոլոգիական** (հունարեն «ֆենոմենոն»՝ երևացող և «լոգոս»՝ ուսմունք բաներից) գիտություն է:

Ջերմադինամիկան և մոլեկուլային-կինետիկ տեսությունը (ներկայումս ընդունված է վերջինիս «**վիճակագրական ֆիզիկա**» անվանումը) փոխադարձաբար լրացնում են իրար: Վիճակագրական ֆիզիկայի օգնությամբ կարելի է հիմնավորել ջերմադինամիկայի բոլոր օրենքները, որոնք ստացվել են որպես փորձնական փաստերի ընդհանրացման արդյունք: Մոլեկուլային-կինետիկ տեսության նախնական գաղափարները ձևավորվել են դեռևս Հին աշխարհում (Դեմոկրիտ, Լևկիպոս, Լուկրեցիոս), սակայն վիճակագրական ֆիզիկան՝ որպես գիտություն, վերջնականորեն ձևավորվել է միայն 20-րդ դարի սկզբին:

# ՄՈԼԵԿՈՒԼԱՅԻՆ-ԿԻՆԵՏԻԿ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ԸՆԿՐՈՒՄԵՆԵՐԸ

## ՄՈԼԵԿՈՒԼԱՅԻՆ-ԿԻՆԵՏԻԿ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ԸՆԿՐՈՒՄԵՆԵՐԸ: ՄՈԼԵԿՈՒԼՆԵՐԻ

### § 1. ԶԱՓԵՐԻ, ԹՎԻ ԵՎ ԶԱՆԳԱԾԻ ԳՆԱՇԱՏՈՒՄԸ

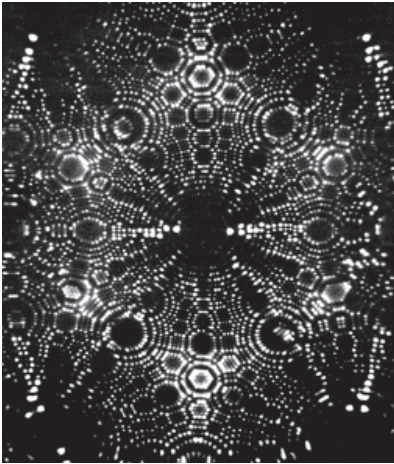
Նյութի կառուցվածքի մոլեկուլային-կինետիկ տեսության հիմքում ընկած են հետևյալ երեք դրույթները.

1. նյութը կազմված է մասնիկներից՝ ատոմներից և մոլեկուլներից,
2. ատոմները և մոլեկուլներն անընդհատ, քառասային (ջերմային) շարժման մեջ են,
3. նյութի մասնիկները փոխազդում են իրար հետ:

Բոլոր նյութերի (գազեր, հեղուկներ, պինդ մարմիններ) հատկությունները որոշվում են դրանց մասնիկների՝ ատոմների և մոլեկուլների շարժմամբ և փոխազդեցությամբ: Մոլեկուլային-կինետիկ տեսության մեջ ինչպես ատոմները, որոնք տարրի հատկությունների կրողներն են, այնպես էլ մոլեկուլները, որոնք նյութի քիմիական հատկությունների ամենափոքր կրողներն են, կատարում են տեսության «աղյուսիկների» դեր: Ինչպես մեխանիկական շարժումն ուսումնասիրելիս հաշվի չեն առնում մարմնի կառուցվածքը՝ այն համարելով հոծ, այնպես էլ մոլեկուլային-կինետիկ տեսության մեջ հաշվի չեն առնում ատոմի (մոլեկուլի) որոշակի կառուցվածքը: Այսպիսով՝ ատոմները և մոլեկուլները դիտում են որպես ներքին կառուցվածքից զուրկ, այլևս ավելի փոքր մասերի չբաժանվող մասնիկներ: Ատոմի կառուցվածքի և նրա հատկությունների բացատրությունը տալիս է ատոմային ֆիզիկան: Եթե համակարգը կազմված է ատոմի բաղադրության մեջ մտնող էլեկտրոններից, ատոմային միջուկներից կամ իոններից, ապա գործ ունենք պլազմայի հետ, որը ներկայումս ընդունված է որպես նյութի չորրորդ վիճակ (պինդ, հեղուկ և գազային վիճակներից հետո): Պլազման տիեզերքում նյութի գոյության հիմնական ձևն է: Նյութի երեք ագրեգատային վիճակների նման պլազման էլ կարելի է նկարագրել ինչպես վիճակագրական ֆիզիկայի, այնպես էլ ջերմադինամիկայի մեթոդներով:

Մոլեկուլային-կինետիկ տեսության բոլոր դրույթները բազմիցս ապացույցվել և հաստատվել են փորձով:

Ծանոթանանք այդ ապացույցներից մի քանիսին:



Նկ.1. Վոլֆրամի բյուրեղի միկրոլուսանկարը՝ իոնային մանրադիտակով

Քիմիայից հայտնի է Ջոն Դալտոնի հաստատուն հարաբերությունների օրենքը, որի համաձայն՝ ամեն մի քիմիական նյութ առաջանում է նրա բաղադրամասերի զանգվածների խիստ որոշակի և երբեք չփոփոխվող հարաբերակցության դեպքում: Օրինակ՝ ջրածնից և թթվածնից ջուր առաջանալիս ռեակցիայի մեջ մտած ջրածնի և թթվածնի զանգվածների հարաբերությունը 1:8 է: Այս փաստը կարելի է բացատրել միայն այն դեպքում, երբ ընդունենք, որ ջրի մոլեկուլի առաջացման ժամանակ որոշակի թվով ջրածնի ատոմներ միանում են որոշակի թվով թթվածնի ատոմների հետ: Ջրի մոլեկուլը բաղկացած է երկու ատոմ ջրածնից և մեկ ատոմ թթվածնից, ուստի՝ ջրածնի երկու ատոմի զանգվածի և թթվածնի մեկ ատոմի զանգվածի

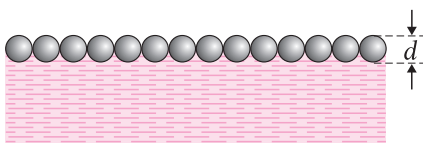
հարաբերությունը հաստատուն մեծություն է և երբեք փոփոխվել չի կարող:

Ներկայումս գոյություն ունեն իոնային և էլեկտրոնային մանրադիտակներ, որոնց միջոցով կարելի է ստանալ նյութի կազմության մեջ մտնող առանձին ատոմի պատկերը և փորձնական ճանապարհով գնահատել նրա չափերը: 1-ին նկարում լուսավոր կետերով պատկերված են ատոմների դիրքերը վոլֆրամի բյուրեղից պատրաստված ասեղի ծայրին:

Նյութի փոքրագույն մասնիկների գոյությունը բխում է նաև նրա ընդհատության հատկությունից, որի ապացույցը նյութի սեղմելիությունն է: Եթե նյութը լիներ հոծ, ապա այն անհնար կլիներ սեղմել: Սակայն հայտնի է, որ բոլոր նյութերն էլ այս կամ այն չափով սեղմելի են: Ուրեմն, եթե ընդունենք, որ նյութն ընդհատ է, այսինքն՝ նրա մասնիկների միջև կան որոշակի հեռավորություններ, ապա, մարմնի վրա ուժ գործադրելով, կարելի է այն սեղմել՝ իրար մոտեցնել մարմնի մասնիկները:

Մարմնի մասնիկների գոյության, ինչպես և նրանց անընդհատ, քառասյին շարժման ամենահամոզիչ ապացույցներից են **դիֆուզիայի երևույթը և բրոունյան շարժումը:**

**Ատոմների և մոլեկուլների չափերը:** Ատոմների և մոլեկուլների չափերի մասին գաղափար կազմելու համար կատարենք հետևյալ պարզ փորձը, որն առաջարկել է անգլիացի նշանավոր ֆիզիկոս Ջոն Ռեյլը: Եթե ջրի մակերևույթին կաթեցնենք ջրում չլուծվող որևէ հեղուկի, օրինակ՝ յուղի մի կաթիլ, որի  $V$  ծավալը հայտնի է, ապա այն կտարածվի ջրի մակերևույթին՝ առաջացնելով թաղանթ (նկ. 2): Չափելով թաղանթի  $S$  մակերեսը՝ կարելի է գնահատել թաղանթի հաստու-



Նկ.2. Յուղի կաթիլը ջրի մակերևույթին առաջացնում է բարակ թաղանթ:

թյունը, որի ամենափոքր հնարավոր արժեքն էլ հենց կլինի թաղանթի մասնիկների չափը՝  $d = V/S$ : Օգտվելով փորձի արդյունքներից ( $V \approx 0,1$  մմ<sup>3</sup> ծավալով յուղի կաթիլի թաղանթի մակերեսը՝  $S \approx 0,5$  մ<sup>2</sup>) մասնիկի չափի համար ստանում ենք  $d \approx 2 \cdot 10^{-10}$  մ արժեքը:



Փոքր մեծությունների չափերը հարմար է արտահայտել անգստրեմով (Å) կամ նանոմետրով (նմ): Սահմանման համաձայն՝

$$1 \text{ \AA} = 10^{-8} \text{ սմ} = 10^{-10} \text{ մ},$$

$$1 \text{ նմ} = 10^{-9} \text{ մ} = 10 \text{ \AA}:$$

Այսպիսով՝ ատոմների բնութագրական չափերը մի քանի անգստրեմի կարգի մեծություններ են: Սակայն մոլեկուլների չափերը, կախված նրանց մեջ պարունակվող ատոմների թվից, կարող են տարբերվել բերված արժեքից: Որոշ նյութեր, օրինակ, հելիումը (He), արգոնը (Ar), պղինձը (Cu) և այլն, կազմված են մեկ մասնիկ (ատոմ) ունեցող մոլեկուլներից, իսկ, օրինակ, անալոգի մոլեկուլը պարունակում է 38 ատոմ: Քաղցրահամ մոլեկուլներ են սպիտակուցների (ավելի քան հազար ատոմ), պոլիմերների (մինչև տասնյակ հազար ատոմ), կաուչուկների (մինչև կես միլիոն ատոմ) մոլեկուլները: Վերջիններս չափերը կարող են հասնել մինչև 0,01 մմ-ի:

**Մոլեկուլների թիվը:** Քանի որ մոլեկուլների չափերը չափազանց փոքր են, ապա մակրոսկոպական ծավալում նրանց թիվը հսկայական է:

Գնահատենք 1 կգ ջրում պարունակվող մոլեկուլների թիվը: Ջրի մոլեկուլի տրամագիծը մոտավորապես  $3 \text{ \AA} = 3 \cdot 10^{-10} \text{ մ}$  է, ուստի՝  $10^{-3} \text{ մ}^3$ -ում, որն զբաղեցնում է 1 կգ ջուրը, կպարունակվի  $10^{-3} \text{ մ}^3 / (3 \cdot 10^{-10} \text{ մ})^3 \approx 3,7 \cdot 10^{25}$  մասնիկ: Համեմատության համար նշենք, որ ներկայումս Երկրի բնակչության թիվը մոտ 6 միլիարդ է ( $6 \cdot 10^9$ ), այնքան, որքան մոլեկուլ պարունակվում է մոտ  $10^{-16}$  կգ ջրում:

**Մոլեկուլների զանգվածը:** Գիտենալով 1 կգ ջրում պարունակվող մոլեկուլների թիվը՝ կարելի է գնահատել ջրի մեկ մոլեկուլի զանգվածը՝

$$m_1 = \frac{1 \text{ կգ}}{3,7 \cdot 10^{25}} \cdot 3 \cdot 10^{-26} \text{ կգ}:$$



### Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Ձևակերպեք մոլեկուլային-կինետիկ տեսության հիմնադրույթները:
2. Ի՞նչ է ջերմային շարժումը:
3. Սահմանեք մակրոսկոպական համակարգը:
4. Ո՞րն է մոլեկուլային-կինետիկ տեսության և ջերմադինամիկայի մեթոդներով համակարգի ջերմային հատկությունները նկարագրելու փոքրությունները:
5. Ի՞նչ կարգի մեծություններ են մոլեկուլների (ատոմների) չափերը և զանգվածները:

## §2. ՆՅՈՒԹԻ ՔԱՆԱԿ: ԱՎՈԳԱԴՐՈՅԻ ՇԱՍՏԱՏՈՒՆ

**Հարաբերական մոլեկուլային զանգված:** Ինչպես տեսանք ջրի մոլեկուլի զանգվածի օրինակով, մոլեկուլների զանգվածները չափազանց փոքր են: Հաշվարկները կատարելիս հարմար է օգտագործել ոչ թե նրանց բացարձակ արժեքները՝ արտահայտված կիլոգրամներով, այլ ընտրել զանգվածի համապատասխան միավոր և մոլեկուլի զանգվածն արտահայտել այդ միավորով: Ինչպես գիտենք քիմիայի դասընթացից, ներկայումս, որպես մոլեկուլների զանգվածների միավոր, ընդունված է ատոմի զանգվածի ( $m_{1C}$ -ի)  $1/12$  մասը, որը հայտնի է որպես

«**զանգվածի ատոմային միավոր**» (զ. ա. մ.): Այսպիսով՝ նյութի հարաբերական մոլեկուլային զանգված՝  $M_r$ , անվանում են տվյալ նյութի մոլեկուլի զանգվածի և ատխածնի ատոմի զանգվածի 1/12 մասի (1 զ.ա.մ.) հարաբերությունը՝

$$M_r = \frac{m_h}{1 \text{ զ.ա.մ.}} = \frac{m_h}{m_{\text{H}}/12}: \quad (1.1)$$



**Ավոգադրո Ամեդեո**

1776-1856

*Իտալացի ֆիզիկոս, հիմնական աշխատանքները վերաբերում են մոլեկուլային ֆիզիկային: 1811 թ. հայտնաբերել է ներկայումս իր անունը կրող օրենքը, որի հիման վրա մշակել է արոմային և մոլեկուլային զանգվածների որոշման մեթոդը:*

(1.1) սահմանումից հետևում է, որ նյութի հարաբերական մոլեկուլային զանգվածը չափայնություն չունեցող մեծություն է: Գիտենալով  $M_r$  մեծությունը՝ (1.1) բանաձևով կարող ենք հաշվել տվյալ նյութի մոլեկուլի զանգվածը՝ արտահայտված կիլոգրամներով: Եթե նյութը բաղկացած է միատոմ մոլեկուլներից, ապա հարաբերական մոլեկուլային զանգվածի փոխարեն օգտագործում են «հարաբերական ատոմային զանգված» արտահայտությունը: Բազմատոմ նյութի մոլեկուլի հարաբերական մոլեկուլային զանգվածը կարելի է հաշվել՝ գումարելով մոլեկուլի մեջ մտնող ատոմների հարաբերական ատոմային զանգվածները: Օրինակ՝ պղնձարջասպի ( $\text{CuSO}_4$ ) մոլեկուլի հարաբերական մոլեկուլային զանգվածն արտահայտվում է նրա բաղադրության մեջ մտնող ատոմների հարաբերական ատոմային զանգվածների միջոցով ( $M_{r\text{Cu}} = 63,55$ ,  $M_{r\text{S}} = 32$ ,  $M_{r\text{O}} = 16$ )՝

$$M_{r\text{CuSO}_4} = \frac{m_{\text{Cu}} + m_{\text{S}} + 4 m_{\text{O}}}{m_{\text{H}}/12} = M_{r\text{Cu}} + M_{r\text{S}} + 4 M_{r\text{O}} = 159,55:$$

**Նյութի քանակ:** Տվյալ մարմնի մեջ նյութի պարունակությունը կախված է այդ մարմնի մասնիկների թվից, որքան շատ են մոլեկուլները (կամ ատոմները), այնքան ավելի շատ նյութ է պարունակում տվյալ մարմինը: Մակրոսկոպական մարմնում մոլեկուլների թիվը չափազանց մեծ է, ուստի՝ նպատակահարմար է ընտրել մասնիկների թվի որոշակի չափ և նրա միջոցով արտահայտել մասնիկների թիվը տվյալ մարմնում: Որպես այդպիսի չափ ներկայումս ընտրված է 0,012 կգ ատխածնում պարունակվող ատոմների թիվը՝  $N_A$ -ն (**Ավոգադրոյի հաստատուն**): Այսպիսով՝ **նյութի քանակ**՝  $\nu$  (նյու) անվանում են տվյալ մարմնում պարունակվող մոլեկուլների  $N$  թվի և Ավոգադրոյի  $N_A$  հաստատունի հարաբերությունը՝

$$\nu = \frac{N}{N_A}: \quad (1.2)$$

Գիտենալով նյութի քանակը՝  $\nu$ -ն, (1.2) բանաձևով կարող ենք հաշվել մարմնում պարունակվող մոլեկուլների թիվը՝  $N = \nu N_A$ : Միավորների ՄՀ-ում որպես նյութի քանակի միավոր ընդունված է մոլը: **Մեկ մոլը նյութի այն քանակն է, որը պարունակում է Ավոգադրոյի հաստատունին հավասար թվով մոլեկուլ:** Ինչպես հետևում է մոլի սահմանումից, **յուրաքանչյուր նյութի 1 մոլը պարունակում է նույն՝  $N_A$  թվով մոլեկուլ:** Մոլը ՄՀ-ի հիմնական միավոր է:

Որոշենք Ավոգադրոյի  $N_A$  հաստատունի արժեքը: Դրա համար անհրաժեշտ է ածխածնի մեկ մոլի զանգվածը ( $0,012$  կգ/մոլ) բաժանել ածխածնի մեկ ատոմի  $m_{1C}$  զանգվածին: Ճշգրիտ չափումների համաձայն՝  $m_{1C} = 1,995 \cdot 10^{-26}$  կգ, հետևաբար՝

$$N_A = \frac{0,012 \text{ կգ/մոլ}}{1,995 \cdot 10^{-26} \text{ կգ}} = \frac{1,2 \cdot 10^{-2}}{1,995 \cdot 10^{-26}} \frac{1}{\text{մոլ}} = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ մոլ}^{-1}: \quad (1.3)$$

Տվյալ նյութի  $\nu$  մոլում պարունակվող ատոմների թիվը որոշելու համար անհրաժեշտ է  $\nu$  մոլում պարունակվող մոլեկուլների  $\nu N_A$  թիվը բազմապատկել մեկ մոլեկուլում ատոմների թվով: Օրինակ՝ պղնձարջասպի ( $\text{CuSO}_4$ ) մոլեկուլը կազմված է 6 ատոմից, ուստի՝ մեկ մոլ պղնձարջասպում պարունակվող ատոմների թիվը՝

$$N_{\text{ստոմ}} = N_A \delta l (\text{Cu}) + 1 (\text{S}) + 4 (\text{O})_{@} = 6 N_A:$$

Ավոգադրոյի  $N_A$  հաստատունը մոլեկուլային ֆիզիկայի կարևորագույն հաստատուններից է:

**Մոլային զանգված:** Մոլային զանգված է կոչվում մեկ մոլ նյութի զանգվածը: Այն արտահայտվում է Ավոգադրոյի հաստատունի միջոցով: Եթե տվյալ նյութի մոլեկուլի զանգվածը  $m_l$  է, իսկ մեկ մոլում մոլեկուլների թիվը՝  $N_A$ , ապա մոլային զանգվածը՝

$$M = m_l N_A: \quad (1.4)$$

Միավորների ՄՀ-ում մոլային զանգվածի միավորը, համաձայն (1.4) սահմանման, 1 կգ/մոլ-ն է:  $m_l$  զանգվածը, ըստ (1.1) բանաձևի, կարելի է արտահայտել  $M_r$  հարաբերական մոլեկուլային զանգվածի միջոցով, ուստի՝ մոլային զանգվածը՝

$$\begin{aligned} M &= M_r \cdot \frac{1}{12} m_{1C} \cdot N_A = M_r \cdot \frac{m_{1C}}{12} \cdot \frac{0,012 \text{ կգ/մոլ}}{m_{1C}} = 0,001 M_r \frac{\text{կգ}}{\text{մոլ}} = \\ &= 10^{-3} M_r \frac{\text{կգ}}{\text{մոլ}} = M_r \frac{\text{գ}}{\text{մոլ}}: \end{aligned} \quad (1.5)$$

Նյութի քանակը մոլեկուլային ֆիզիկայի հիմնական հասկացություններից է: Այն չափաբ է շփոթել նյութի զանգվածի հետ: Կապը նյութի  $m$  զանգվածի և  $\nu$  նյութի քանակի միջև տրվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$m = m_l N = m_l N_A \nu: \quad (1.6)$$

Նկատի ունենալով (1.4) բանաձևը՝ կատանանք կապը նյութի զանգվածի և նյութի մոլային զանգվածի միջև՝

$$m = \nu M: \quad (1.7)$$

(1.7) բանաձևից բխում է նյութի քանակի հաշվարկման նոր արտահայտություն՝

$$\nu = \frac{m}{M}, \quad (1.8)$$

որն, իհարկե, անմիջապես հետևում է  $\nu$ -ի (1.2) սահմանումից:

**Մոլային ծավալ:** Մոլային ծավալը մեկ մոլ նյութի զբաղեցրած ծավալն է: Այն կարելի է արտահայտել նյութի  $\rho$  խտության և  $M$  մոլային զանգվածի միջոցով՝

$$V_m = \frac{M}{\rho} \quad (1.9)$$

Միավորների ՄՀ-ում մոլային ծավալն արտահայտվում է մ<sup>3</sup>/մոլ միավորով: Եթե նյութի ծավալը  $V$ -ը, ապա  $\nu$  նյութի քանակը կարելի է արտահայտել  $V$ -ի և  $V_M$  մոլային ծավալի միջոցով՝

$$\nu = \frac{V}{V_M} \quad (1.10)$$



### Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Ի՞նչ է զանգվածի արոմային միավորը (զ.ա.մ.):
2. Ի՞նչ է հարաբերական մոլեկուլային զանգվածը:
3. Ի՞նչ է նյութի քանակը, և ի՞նչ միավորով է այն արտահայտվում:
4. Որքա՞ն է Ավոգադրոյի հաստատումը:
5. Ի՞նչ է մոլային զանգվածը:
6. Ինչպե՞ս է որոշվում  $m$  զանգվածով մարմնի նյութի քանակը:

## § 3. ԲՐՈՒՆՅԱՆ ՇԱՐԺՈՒՄ

Մոլեկուլների գոյության և նրանց քառասային (ջերմային) շարժման ամենահամոզիչ ապացույցներից մեկը **բրոունյան շարժումն** է, որն առաջին անգամ դիտել է Ռոբերտ Բրոունը 1827 թ.: Մանրադիտակով ուսումնասիրելով ջրի կաթիլը՝ Ռ. Բրոունը ուշադրություն է դարձրել դրա մեջ լողացող գետնամուշկի սերմերի անկանոն, երբեք չդադարող շարժմանը: Փորձը կարելի է հեշտությամբ կրկնել, եթե վերցնենք ջրում լուծված տուշի (կամ կաթի) շատ նոսր լուծույթ և դրանից մեկ կաթիլ տեղադրենք մանրադիտակի տակ, որի խոշորացումը 500÷600 անգամ է: Անընդհատ և համասեռ թվացող լուծույթի կաթիլը մանրադիտակի տակ բոլորովին այլ տեսքով է ներկայանում. դիտվում են տարբեր չափերով և անկանոն ձևերով կտորներ, որոնք լողում են անգույն հեղուկում: Այդ կտորները ոչ թե մոլեկուլներ են, այլ մրի կտորներ, որից պատրաստված է տուշը: Եթե ուշադրությունը սևեռենք մրի կտորներից որևէ մեկի՝ այսպես կոչված բրոունյան մասնիկի վրա, ապա կտեսնենք, որ այն կատարում է քառասային շարժում՝ պատահականորեն տեղափոխվելով տարբեր կողմեր: Եթե նշենք բրոունյան մասնիկի դիրքերը հավասար ժամանակամիջոցներից հետո և այնուհետև դրանք միացնենք ուղղի հատվածներով, ապա կստանանք մի «խճճված» բեկյալ, որը բնութագրում է բրոունյան մասնիկի շարժման քառասային բնույթը (նկ. 3): Այդ բեկյալը բրոունյան մասնիկի շարժման հետագիծը չէ, որն իրականում շատ ավելի բարդ տեսք ունի:

Բրոունյան շարժման բնույթը կախված չէ բրոունյան մասնիկի նյութից (գետնամուշկի սերմ, տուշի կամ գումիգուտի կտոր և այլն): Ամենազարմանալից այն է, որ բրոունյան շարժումը երբեք չի դադարում, չնայած նրա ուսումնասիրության ժամանակ ձեռք են առնվում բոլոր միջոցները՝ բացառելու հնարավոր արտաքին ազդեցությունները, օրինակ, մեխանիկական սնցումները, հեղուկի անհամասեռ տաքացումը և այլն: Այս փաստերից հետևում է, որ բրոունյան մասնիկների շարժման պատճառը պետք է փնտրել հենց հեղուկում:

Բրոունյան շարժման որակական բացատրությունը տրվել է XIX դարի երկրորդ կեսին, որի էությունը հետևյալն է: Ջրի մոլեկուլներն անընդհատ, ջերմային,

քառասային շարժման մեջ են, և ջրում «կախված» նյութի փոքր կտորները՝ բրոունյան մասնիկները, բոլոր կողմերից կրում են շրջապատի (ջրի) մոլեկուլների հարվածները (ճկ. 4): Տվյալ պահին մի կողմից հարվածների ուժը կարող է մեծ լինել հակառակ ուղղության հարվածների ուժից, ուստի՝ բրոունյան մասնիկը մի շատ կարճ ժամանակամիջոց կշարժվի համազոր ուժի ազդեցությամբ: Մակայն հաջորդ պահին բրոունյան մասնիկի վրա ազդող համազոր ուժը պատահականորեն կփոխի և՛ ուղղությունը, և՛ մոդուլը, ուստի՝ կտրուկ կփոխվի նաև մասնիկի շարժման ուղղությունը: Հասկանալի է, որ տարբեր կողմերից հարվածների ուժերի փոքր տարբերությունը կարող է փոփոխել միայն բավականաչափ փոքր մասնիկի շարժման արագությունը: Այսպիսով՝ բրոունյան մասնիկը տեղեկություններ է «հաղորդում» հեղուկի մոլեկուլների շարժման մասին. նրա շարժման պատահական, քառասային բնույթը «բացահայտում» է միջավայրի մասնիկների անընդհատ, քառասային շարժումը, որն անմիջականորեն հնարավոր չէ դիտել միջավայրի մասնիկների՝ մոլեկուլների չափազանց փոքր լինելու պատճառով:

Եթե մասնիկի չափերը համեմատաբար մեծ են, ապա մեծ զանգվածի և, հետևաբար, մեծ իներտության հետևանքով մասնիկն այլևս չի կարող «արձագանքել» արագ և պատահական ձևով փոփոխվող ուժին և կմնա դադարի վիճակում:

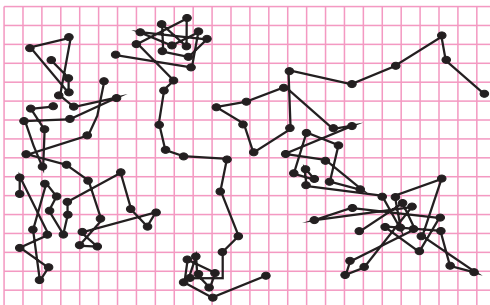
Այժմ կարող ենք հստակորեն սահմանել **բրոունյան մասնիկ** հասկացությունը: Մի կողմից՝ **բրոունյան մասնիկը պետք է լինի այնքան մեծ, որ տեսանելի լինի մանրադիտակի միջոցով** (օրինակ՝ 500÷600 անգամ խոշորացնելիս): Մյուս կողմից՝ **այն պետք է լինի այնքան փոքր, որ կարողանա «ենթարկվել» միջավայրի մասնիկներից նրա վրա ազդող ուժերի արագ, պատահական ձևով փոփոխվող, փոքր համազոր ուժի ազդեցությանը**: Այսպիսով՝ բրոունյան մասնիկը շատ ավելի մեծ է, քան միջավայրի մոլեկուլները: Դրանում կարելի է համոզվել հետև-



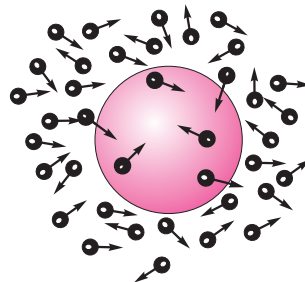
### Մոլուխովսկի Մարիան

1872-1917

*Լեռ ֆիզիկոս. հիմնական աշխատանքները վերաբերում են մոլեկուլային ֆիզիկային, ջերմադինամիկային, գազերի և հեղուկների կինետիկ տեսությանը: 1905-06 թթ. ստեղծել է բրոունյան շարժման տեսությունը և նպաստել մոլեկուլային տեսության հաստատմանը:*



Նկ. 3. Բրոունյան մասնիկների հաջորդական դիրքերը միացնող բեկյալներ



Նկ. 4. Բրոունյան մասնիկը շարժվում է ջրի մոլեկուլների հարվածների ազդեցությամբ:



**Պեռեն Ժան**

1870-1942

*Ֆրանսիացի փորձարար ֆիզիկոս. կարգրել է բրոունյան շարժման ուսումնասիրություններ (1908 թ.), որոնք հաստատել են Ա.Այնշտայնի և Մ.Սմոլուխովսկու տեսությունը և ուղղակիորեն ապացույցել մոլեկուլների գոյությունը: Փորձերով որոշել է Ալոգադրոյի հաստատումը: Նորեյյան մրցանակի դափնեկիր է (1926 թ.):*

յալ թվային գնահատման օգնությամբ: Փորձերում դիտվող բրոունյան մասնիկի բնութագրական չափը  $d_B \approx 10^{-6}$  մ է, իսկ մոլեկուլների չափերը՝  $d \approx 10^{-10} \div 10^{-9}$  մ, ուստի՝ բրոունյան մասնիկում պարունակվող մոլեկուլների թիվը՝  $N_B \cdot d_B^3/d^3 \cdot 10^9 \cdot 10^{12}$ :

Քննարկված օրինակում բրոունյան շարժումը տեղի էր ունենում հեղուկում: Սակայն այն տեղի է ունենում նաև գազերում. օրինակ, բրոունյան շարժում են կատարում ածխի փոքրիկ կտորները ծխում, փոշու հատիկները՝ օդում:

Ջերմաստիճանի բարձրացմանը զուգընթաց բրոունյան շարժումն ուժգնանում է, բրոունյան մասնիկի՝ հաջորդական դիրքերը միացնող բեկյալը դառնում է ավելի ու ավելի խճճված և անկանոն: Այս փաստը մեկ անգամ ևս դրսևորում է բրոունյան մասնիկի և միջավայրի մոլեկուլների ջերմային շարժման սերտ կապը:

Ներկայումս «բրոունյան շարժում» հասկացությունն ավելի ընդգրկում իմաստ ունի, քան միայն հեղուկում կամ գազում «կախված» մասնիկի

շարժումն է: Այն ընկալվում է որպես որոշակի ֆիզիկական մեծության պատահական շեղումներ, որոնց պատճառը միջավայրի մասնիկների պատահական ջերմային (քառասային) շարժումն է: Բրոունյան շարժման օրինակ է զգայուն չափիչ սարքերի սլաքների «դողդողալը», որը պայմանավորված է ինչպես սարքի մասերի առումների ջերմային շարժմամբ, այնպես էլ շրջապատող օդի մոլեկուլների հարվածներով:

Բրոունյան շարժման մոլեկուլային-կինետիկ տեսությունը ստեղծել են Ալբերտ Այնշտայնը (1905 թ.) և Մարիան Սմոլուխովսկին (1906 թ.), իսկ այն փորձով հաստատել է Ժան Պեռենը:

Ինչպես արդեն նշել ենք, պատահական բնույթի ջերմային (անկանոն) շարժումները ենթարկվում են որոշակի և հստակ օրինաչափությունների: Այսպես, ըստ Ա. Այնշտայնի,  $t$  ժամանակամիջոցում բրոունյան մասնիկի արդյունաբար, այսինքն՝ բազմաթիվ բախումների հետևանքով որոշակի ուղղությամբ (օրինակ՝  $X$  առանցքով) տեղափոխության մոդուլը՝

$$|X_{արդ}| + \sqrt{t}, \tag{1.11}$$

որն էապես տարբերվում է ինչպես հավասարաչափ շարժման դեպքում դիտվող  $|x| \sim t$ , այնպես էլ հավասարաչափ արագացող շարժման դեպքում դիտվող  $|x| \sim t^2$  կախումներից: Այսպիսով՝ շնայած բրոունյան մասնիկը կատարում է պատահական, անկանոն շարժում, սակայն նրա տեղափոխության մոդուլն  $X$  ուղղությամբ արվում է (1.11) առնչությամբ, որը վիճակագրական օրենքի մի որոշակի օրինակ է:



## Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Ո՞ր շարժումն են անվանում բրոունյան շարժում: 2. Սահմանե՞ք բրոունյան մասնիկը: 3. Կարելի՞ է արդյոք հավասար  $\Delta t$  ժամանակամիջոցներից հետո բրոունյան մասնիկի հաջորդական դիրքերն իրար միացնող բեկյալն անվանել բրոունյան մասնիկի հետագիծ: 4. Ինչու՞ միայն մանրադիտակով երևացող բավականաչափ փոքր մասնիկի բրոունյան շարժումն է նկատելի: 5. Ինչպե՞ս է բրոունյան մասնիկի շարժման ուժգնությունը կախված միջավայրի ջերմաստիճանից:

## § 4. ԴԻՖՈՒԶԻԱՆ ԳԱԶԵՐՈՒՄ, ՇԵՂՈՒԿՆԵՐՈՒՄ ԵՎ ԴԻՖՈՒԶԻԱՆ ՄԱՐՄԻՆՆԵՐՈՒՄ

Մոլեկուլների և ատոմների երբեք չդադարող քառասային շարժման համոզիչ ապացույցներից մեկն էլ **դիֆուզիայի** երևույթն է, երբ **տարբեր նյութեր ինքնաբերաբար, այսինքն՝ առանց արտաքին գործոնների ազդեցության, միաստանվում են** (լատիներեն «դիֆուզիա»՝ տարածում բառից): Դիֆուզիայի երևույթն ուսումնասիրենք փորձերի օգնությամբ:

Եթե ջրով լցված բաժակի մեջ գզուշուքյամբ կաթեցնենք սննդային ներկանյութի մի կաթիլ, ապա կտեսնենք, որ ջուրն աստիճանաբար ներկվում է: Այս պրոցեսը կարող է տևել ժամեր, անգամ՝ օրեր, և արդյունքում կառաջանա միագույն ներկված համասեռ հեղուկ (նկ. 5): Ներկանյութը խառնվում է ջրին ինքնաբերաբար՝ առանց արտաքին միջամտության:



Նկ. 5. Ներկանյութի դիֆուզիան ջրում

Դիֆուզիան գազերում կատարվում է գզալիորեն արագ, քան հեղուկներում: Դիֆուզիայի հանրահայտ օրինակներ են օձանելիքի հոտի տարածումը սենյակում, ծխի տարածումը օդում և այլն:

Եթե ապակե գլանի մեջ կաթեցնենք բրոմի մի քանի կաթիլ և գլանն արագ փակենք, ապա կտեսնենք, որ գլանում օդն աստիճանաբար՝ ներքևից վերև, կլցվի բրոմի շագանակագույն գուլորշիներով: Կարևոր է այն հանգամանքը, որ օդի և բրոմի գուլորշիները չեն խառնվում ծանրության ուժի շնորհիվ, քանի որ բրոմի գուլորշիներն առաջանում են օդի շերտի ստորին մասում:

Դիֆուզիայի երևույթ կատարվում է նաև պինդ մարմինների միջև, սակայն սենյակային ջերմաստիճաններում այն ընթանում է չափազանց դանդաղ: Այսպես՝ մի փորձում 20 °C-ում իրար կիպ սեղմված կապարի և ոսկու փթեղների միջև 4 տարվա ընթացքում առաջացել է ընդամենը մոտ 5 մմ հաստությամբ անցումային շերտ:

Դիֆուզիայի երևույթ դիտվում է նաև գազերի և պինդ մարմինների միջև: Օրինակ՝ ջրածինը հեշտությամբ անցնում է տաքացված մետաղների (մասնավորապես պալադիումի) միջով:

Դիֆուզիայի երևույթը բացատրվում է նյութերի մոլեկուլների քառասային շարժմամբ: Մի նյութի մոլեկուլները, շարժվելով քառասային ձևով և բախվելով միմյանց, թափանցում են մյուս նյութի միջմոլեկուլային տարածությունները, որը հանգեց-



նում է նյութերի փոխադարձ ներթափանցման և, ի վերջո, համասեռ խառնուրդի առաջացման:

**Ինչպես բխում է դիտարկված փորձերից, դիֆուզիայի արագությունը կախված է ներթափանցող նյութերի խտությունից:** Որքան փոքր է նյութի խտությունը, այնքան մեծ են միջմոլեկուլային հեռավորությունները, ուստի և փոխադարձ ներթափանցումն ավելի արագ է:

**Դիֆուզիայի արագությունը կախված է նաև նյութի ազդեցատային վիճակից:** Իրոք, հեղուկների և պինդ մարմինների խտությունները գրեթե նույն կարգի մեծություններ են, սակայն հեղուկներում դիֆուզիան ընթանում է մի քանի հազար անգամ ավելի արագ, քան պինդ մարմիններում:

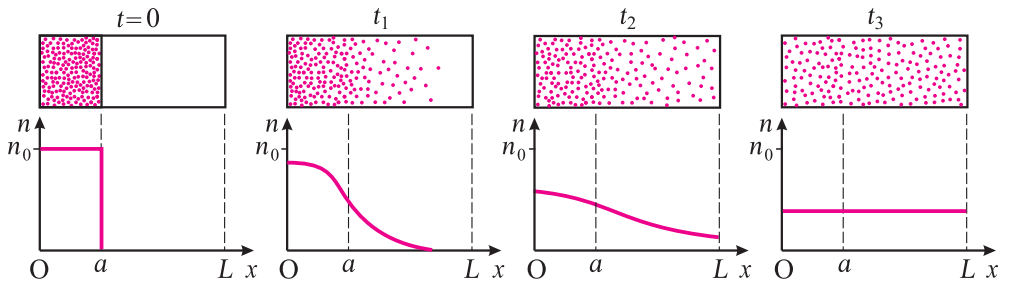
**Ջերմաստիճանի բարձրացմանը զուգընթաց դիֆուզիայի արագությունը մեծանում է,** որը պայմանավորված է մոլեկուլների ջերմային շարժման արագությունների մեծացմամբ:

Դիֆուզիան ընթանում է այնպես, որ տվյալ նյութի կոնցենտրացիան խառնուրդին ընձեռված ծավալում ամենուրեք ունենա միևնույն արժեքը, ընդ որում, սա վերաբերում է դիֆուզիային մասնակցող բոլոր նյութերին: 6-րդ նկարում պատկերված է օդում օծանելիքի կոնցենտրացիայի կախումը կոորդինատից՝ ժամանակի տարբեր պահերին (պարզության համար անոթում օդի մոլեկուլները պատկերված չեն:  $t = 0$  պահին օծանելիքի մոլեկուլներն զբաղեցնում են 0-ից մինչև  $a$  տիրույթը):

**Դիֆուզիայի երևույթի կիրառությունները:** Դիֆուզիայի երևույթն ունի բազմաբնույթ կիրառություններ: Ներկայումս արդյունաբերության մեջ կիրառվում է վակուումում դիֆուզիային եռակցման մեթոդը, որը հնարավորություն է տալիս եռակցելու այնպիսի նյութեր, որոնք այլ եղանակներով հնարավոր չէ եռակցել, օրինակ, պողպատը՝ ալյումինի կամ տիտանի հետ, մետաղը՝ խեցեղենի հետ:

Մետաղագործության մեջ դիֆուզիայի երևույթի միջոցով կատարվում է մետաղների և համաձուլվածքների մակերևույթների հարստացում ազոտով (այսպես կոչված ազոտացում), որը դետալների մակերևույթին հաղորդում է արտակարգ բարձր ամրություն և պահպանվում է ընդհուպ մինչև  $600 \div 650^\circ\text{C}$  ջերմաստիճան, ինչպես նաև հակակոռոզիակամություն և մաշակայունություն:

Դիֆուզիայի երևույթը մեծ դեր ունի կենդանիների և բույսերի կյանքում: Այն ապահովում է բույսերի արմատներով ջրի ներծծումը, սննդի յուրացումը և մնա-



Նկ. 6. Օծանելիքի կոնցենտրացիայի կախումն  $X$  կոորդինատից՝ ժամանակի տարբեր պահերին



ցորդների հեռացումը բույսերի ու կենդանիների բջիջներից: Մարդու և կենդանիների թոքերում, թոքաբշտիկների պատերի միջով կատարվող դիֆուզիայի շնորհիվ, թթվածինն օդից անցնում է արյան մեջ և հասնում բոլոր օրգաններին:



### Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Ո՞ր երևույթն են անվանում դիֆուզիա: 2. Ինչպե՞ս է դիֆուզիայի արագությունը կախված ջերմաստիճանից: 3. Ինչու՞ դիֆուզիան ավելի արագ է ընթանում գազերում, քան հեղուկներում: 4. Հնարավո՞ր է արդյոք դիֆուզիա գազերի և հեղուկների, գազերի և պինդ մարմինների, հեղուկների և պինդ մարմինների միջև:

## § 5. ԴԻՖՈՒԶԻԱՅԻ ԳՈՐԾԱԿԻՑ

6-րդ նկարում պատկերված փորձում օձանելիքի մասնիկներն օդում՝ դիֆուզիայի պրոցեսում, մեծ կոնցենտրացիայով տիրույթից տեղափոխվում են փոքր կոնցենտրացիայով տիրույթ՝  $X$  առանցքի ուղղությամբ՝ ձախից դեպի աջ: Այդ տեղափոխությունը բնութագրվում է 1 վայրկյանում  $X$  առանցքին ուղղահայաց մակերևույթի 1 մ<sup>2</sup> մակերեսով տեղամասով անցած դիֆուզվող մասնիկների թվով և կոչվում է **դիֆուզային հոսք՝  $J_D$** :

Փորձից հայտնի է, որ դիֆուզային հոսքը համեմատական է երկու կետերում կոնցենտրացիաների  $\Delta n = n_2 - n_1 = n(x_2) - n(x_1)$  տարբերությանը՝ բաժանած այդ կետերի միջև  $\Delta x = x_2 - x_1$  հեռավորությանը՝  $J_D + \Delta n / \Delta x$ : Այս հարաբերությունը ցույց է տալիս, թե որքանով է փոփոխվում օձանելիքի մասնիկների կոնցենտրացիան միավոր երկարությունում:

Եթե դիֆուզվող նյութի կոնցենտրացիան հաստատուն է՝  $\Delta n = 0$ , ապա դիֆուզային հոսքը գրո է, այսինքն՝ դիֆուզիայի «շարժիչ ուժը» նյութի բաշխման անհամասեռությունն է (քննարկվող դեպքում՝ օձանելիքի մասնիկների կոնցենտրացիայի կախումը  $X$  կոորդինատից):

Դիֆուզային հոսքի և կոնցենտրացիայի փոփոխման  $\Delta n / \Delta x$  «արագության» միջև համեմատականության գործակիցը կոչվում է **դիֆուզիայի գործակից ( $D$ )**.

$$J_D = - D \frac{\Delta n}{\Delta x}: \quad (1.12)$$

«-» նշանը ցույց է տալիս, որ դիֆուզիային հոսքն ուղղված է կոնցենտրացիայի նվազման ուղղությամբ, այսինքն՝ եթե  $\Delta n / \Delta x < 0$ , ապա  $J_D > 0$ : Քննարկված փորձում օձանելիքի կոնցենտրացիան ձախից աջ նվազում է (նկ. 6), և դիֆուզային հոսքը նույնպես ուղղված է ձախից աջ:

Դիֆուզիայի գործակիցի արտահայտությունն ստանանք չափայնությունն մեթոդով: Նկատենք, որ, ըստ սահմանման, դիֆուզային հոսքն ունի մ<sup>-2</sup>վ<sup>-1</sup> չափայնություն, իսկ կոնցենտրացիան՝ մ<sup>-3</sup> չափայնություն, ուստի՝ (1.12) բանաձևից կստանանք դիֆուզիայի գործակիցի չափայնությունը՝  $[D] = \text{մ}^2 \text{վ}^{-1}$ :

Այժմ պարզենք, թե դիֆուզիայի երևույթը բնութագրող  $h^\circ$  նշանությունների օգնությամբ կարող ենք ստանալ մ<sup>2</sup>վ<sup>-1</sup> չափայնություն:

Գիֆուզիայի պրոցեսում օժանդակի ամեն մի մասնիկ շարժման ընթացքում բախվում է օդի մոլեկուլներին՝ յուրաքանչյուր բախումից հետո փոխելով իր շարժման ուղղությունը, որը խոչընդոտում է նրա տարածումը որոշակի ուղղությամբ: Բնականաբար, որքան հազվադեպ լինեն բախումները, այսինքն՝ որքան մեծ լինի բախումների միջև մասնիկի «ազատ» շարժման  $\tau$  ժամանակը, այնքան դիֆուզիան ավելի արագ կընթանա:

Մյուս կողմից, ինչպես գիտենք, որքան մեծ է մասնիկի ջերմային շարժման  $v_\tau$  արագությունը, այնքան դիֆուզիան արագ է ընթանում: Այսպիսով՝  $\tau$  և  $v_\tau$  մեծություններով պետք է կազմել  $m^2 v^{-1}$  չափայնությամբ մեծություն: Ակնհայտ է, որ այդպիսի չափայնություն ունի միայն  $\tau v_\tau^2$  արտադրյալը, հետևաբար՝  $D + \tau v_\tau^2$ :

Ճշգրիտ հաշվարկներից հետևում է, որ դիֆուզիայի գործակիցն ընդամենը  $1/2$ -ով է տարբերվում ստացված արտահայտությունից, այսինքն՝

$$D = \frac{1}{2} \tau v_\tau^2: \tag{1.13}$$

(1.13) արտահայտությունը հաճախ ներկայացնում են նաև հետևյալ կերպ՝

$$D = \frac{1}{2} h v_\tau \text{ կամ } D = \frac{1}{2} \frac{\rho}{\tau}, \tag{1.14}$$

որտեղ  $h = v_\tau \tau$  մեծությունը մասնիկի ազատ վազքի միջին երկարությունն է. այն ճանապարհը, որ մասնիկն անցնում է երկու բախումների միջև ընկած ժամանակահատվածում:

1-ին աղյուսակում ներայացված են ջրածնի, ազոտի և թթվածնի դիֆուզիայի գործակիցի արժեքներն օդում (նորմալ պայմաններում) և ջրում (սենյակային ջերմաստիճանում): Աղյուսակից հետևում է, որ օդում գազերի դիֆուզիայի գործակիցը  $10^{-4}$  մ<sup>2</sup>/վ կարգի մեծությունը է, իսկ ջրում  $10^{-9}$  մ<sup>2</sup>/վ կարգի է:

Բազմաթիվ փորձարարական տվյալների համաձայն՝ հալույթների համար հալման ջերմաստիճանից փոքր-ինչ բարձր ջերմաստիճաններում  $D \approx 10^{-9}$  մ<sup>2</sup>/վ:

Գրեթե բոլոր բյուրեղների համար հալման ջերմաստիճանին մոտ, բայց փոքր-ինչ ցածր ջերմաստիճանում դիֆուզիայի գործակիցը  $10^{-12}$  մ<sup>2</sup>/վ կարգի մեծություն է և, ի տարբերություն գազերի ու հեղուկների, ունի խիստ արտահայտված ջերմաստիճանային կախում: Այսպես, օրինակ,  $T = 1322$  Կ ջերմաստիճանում պղնձում ցինկի ատոմի դիֆուզիայի գործակիցը  $10^{-12}$  մ<sup>2</sup>/վ է, իսկ ջերմաստիճանը 1,5 անգամ նվազելիս այն փոքրանում է 10000 անգամ՝ դառնալով  $10^{-16}$  մ<sup>2</sup>/վ կարգի:

Բերված փաստերից ակնհայտ է, որ դիֆուզիայի գործակիցը մեծապես կախված է նյութի ագրեգատային վիճակից:

Չափայնությունների մեթոդով կարելի է նաև կապ ստանալ դիֆուզիայի պրոցեսում մասնիկի դիրքի փոփոխության և ժամանակի միջև: Ակնհայտ է,

Աղյուսակ 1  
Գիֆուզիայի գործակիցի արժեքները

Գազ	$D$ , մ <sup>2</sup> /վ, օդում	$D$ , մ <sup>2</sup> /վ, ջրում
Ջրածին	$1,28 \cdot 10^{-4}$	$3,6 \cdot 10^{-9}$
Ազոտ	$0,17 \cdot 10^{-4}$	$1,6 \cdot 10^{-9}$
Թթվածին	$0,18 \cdot 10^{-4}$	$0,18 \cdot 10^{-9}$

որ  $Dt$  արտադրյալն ունի  $d^2$  չափայնություն, հետևաբար՝  $\sqrt{Dt}$  մեծությունն ունի երկարության չափայնություն: Ճշգրիտ հաշվումների համաձայն՝ մասնիկի (ատոմ, մոլեկուլ կամ բրոունյան մասնիկ) արդյունաբար տեղափոխության մոդուլն  $X$  ուղղությամբ արտահայտվում է

$$|X_{արդ}| = \sqrt{2Dt} \quad (1.15)$$

բանաձևով, որը բրոունյան մասնիկի շարժման հետ կապված հայտնի «պատահական թափառումների» խնդրի լուծումն է: Եթե ենթադրենք, որ բրոունյան մասնիկը կատարում է անկանոն, քառասյին շարժում ( $X$  առանցքով), որը բաղկացած է նույն /երկարությամբ, պատահական քայլերից, ապա  $t$  ժամանակում քայլերի թիվը՝  $n = t/\tau = v_T t/l$ : Այս արտահայտությանից որոշելով  $t$  ժամանակը և (1.14) առնչության հետ տեղադրելով (1.15) բանաձևում, կստանանք՝

$$X_{արդ}^2 = l v_T \frac{1}{v_T} n = n l^2: \quad (1.16)$$



### Հարցեր և առաջադրանքներ

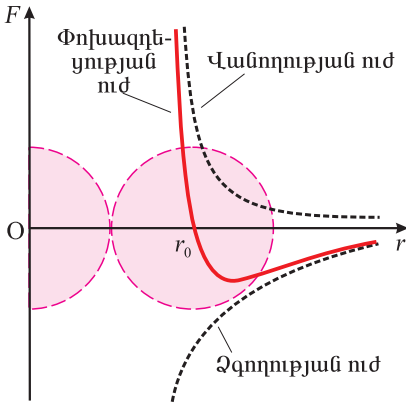
1. Ի՞նչն են անվանում դիֆուզային հոսք:
2. Ինչո՞վ է պայմանավորված դիֆուզային հոսքի գոյությունը:
3. Ինչպե՞ս է ուղղված դիֆուզային հոսքը:
4. Ի՞նչ չափայնություն ունի դիֆուզիայի գործակիցը, և ի՞նչ բանաձևով է այն տրվում:
5. Ի՞նչ կարգի մեծություն է դիֆուզիայի գործակիցը գազերում, հեղուկներում և պինդ մարմիններում:
6. Միաչափ ( $X$  առանցքով) դիֆուզիայի պրոցեսում ինչպե՞ս է մասնիկի արդյունաբար տեղափոխությունը կախված ժամանակից:

## § 6. ՄՈԼԵԿՈՒԼՆԵՐԻ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆ

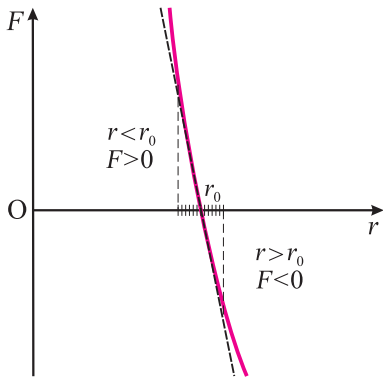
Ատոմների և մոլեկուլների փոխազդեցության ուժերի գոյության ամենահամոզիչ ապացույցը հեղուկ և պինդ մարմինների գոյությունն է: Եթե մարմնի մոլեկուլներն իրար չձգեին որոշակի ուժերով, ապա բոլոր նյութերը, անկախ ֆիզիկական պայմաններից, կլինեին միայն գազային վիճակում: Չգողության ուժերի շնորհիվ է, որ մոլեկուլները «կապվում» են միմյանց հետ՝ առաջացնելով հեղուկ և պինդ մարմիններ:

Սակայն եթե մոլեկուլները փոխազդեին միայն ձգողության ուժերով, ապա յուրաքանչյուր մարմին, ի վերջո, կընդուներ իրար կիպ սեղմված մոլեկուլներից կազմված գնդի տեսք: Հետևաբար՝ փոքր հեռավորություններում մոլեկուլների միջև գործում են նաև վանդոության ուժեր, որոնք խոչընդոտում են նրանց էլ ավելի մերձեցմանը: Այսպիսով՝ մոլեկուլների փոխազդեցության կամ, ինչպես ընդունված է անվանել, մոլեկուլային ուժերն ունեն և՛ ձգողական, և՛ վանողական բնույթ:

Մոլեկուլային ուժերի առանձնահատկություններն ուսումնասիրվում են ատոմային ֆիզիկայում: Այստեղ նրանց բնույթը կարելի է որակապես բացատրել՝ հիմնվելով ատոմի կառույցի մասին ֆիզիկայի և քիմիայի դասընթացներից հայտնի տեղեկությունների վրա:



**Նկ. 7.** Մոլեկուլների փոխազդեցության ուժի կախումը միջմոլեկուլային հեռավորությունից



**Նկ. 8.** Մոլեկուլների փոխազդեցության ուժի վարքը  $r_0$  կետին մոտ շրջակայքում

վանողության ուժերը: Այսպիսով՝ երբ  $r < d$ , մոլեկուլների փոխազդեցությունը վանողական բնույթ ունի ( $F > 0$ , նկ. 7):

Ատոմների հեռավորությունը մեծացնելիս ձգողության ուժերը վանողության ուժերից դանդաղ են նվազում և  $r > d$  դեպքում մոլուկով գերազանցում են վանողության ուժերին, այնպես որ փոխազդեցության համագոր ուժն ունենում է ձգողական բնույթ ( $F < 0$ ):

7-րդ նկարում հոծ գծով պատկերված է մոլեկուլների փոխազդեցության ուժի՝ հեռավորությունից կախման գրաֆիկը:  $r_0$  կետը համապատասխանում է փոխազդեցության ուժի զրոյական արժեքին, այսինքն՝  $F(r_0) = 0$ : Այս հեռավորությունը համապատասխանում է ատոմների հավասարակշռական դիրքերին: Եթե  $r > r_0$ , ապա հավասարակշռական դիրքի շերտումը՝  $x = r - r_0$  մեծությունը դրական է, և փոխազդեցության ուժը ձգողական բնույթի է ( $F < 0$ ): Եթե  $r < r_0$ , ապա  $x = r - r_0 < 0$ , և փոխազդեցության ուժը վանողական բնույթի է ( $F > 0$ ): Ինչպես երևում է 8-րդ նկարից, որտեղ մեծացված մասշտաբով պատկերված է փոխազդեցության ուժի վարքը  $r_0$  կետի շուրջ փոքր տիրույթում, այն շատ քիչ է տարբերվում

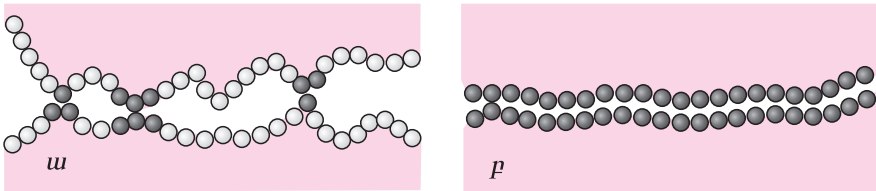
Ինչպես գիտենք, ատոմը կազմված է դրական լիցք ունեցող միջուկից և բացասական լիցք ունեցող էլեկտրոններից և էլեկտրաչեզոք է: Մակայն էլեկտրաչեզոք ատոմների (մոլեկուլների) փոխազդեցության ուժերը պայմանավորված են հարևան ատոմների էլեկտրոնների և միջուկների էլեկտրամագնիսական փոխազդեցությամբ: Մի ատոմի էլեկտրոնների և մյուս ատոմի միջուկի միջև գործում են ձգողության ուժեր, իսկ երկու ատոմների էլեկտրոնները, ինչպես նաև ատոմային միջուկներն իրար վանում են: Արդյունքում ատոմների միջև փոխազդեցության ուժերի համագորը՝ մոլեկուլային ուժը, կարող է լինել ինչպես ձգողական, այնպես էլ՝ վանողական:

Երբ երկու միատեսակ ատոմների  $r$  հեռավորությունը դառնում է ավելի փոքր, քան ատոմի  $d$  տրամագիծը՝  $r < d$ , այդ ատոմների բացասական լիցքավորված էլեկտրոնային թաղանթների վերադրման հետևանքով վանողության ուժերը կարուկ աճում են:

Երբ  $r > d$ , վանողության ուժերն արագորեն փոքրանում են և  $2d \div 3d$  հեռավորություններինում գործնականորեն անհետանում (նկ. 7): Փոքր՝  $r < d$  հեռավորությունների դեպքում ձգողության ուժերը մույնպես մոլուկով աճում են, սակայն ավելի դանդաղ, քան

ուղիղ գծից, որի հավասարումը՝  $F = -kx = -k(r - r_0)$ : Ստացված առնչությունը Հուկի օրենքի ընդհանուր արտահայտությունն է  $|x| \ll r_0$  հեռավորությունների համար: Գրաֆիկից ակնհայտ է, որ  $r_0$  կետից մեծ շեղումների դեպքում  $F(r)$  կորը զգալիորեն տարբերվում է ուղիղից, այսինքն՝ համեմատաբար մեծ  $|x|$  շեղումների դեպքում Հուկի օրենքը ճիշտ չէ:

Մոլեկուլային ուժերը կարճազդեցության ուժեր են, այսինքն՝ նրանք գործում են միայն համեմատաբար փոքր՝ ատոմի տրամագծի կարգի հեռավորություններում: Դա է պատճառը, որ կոտրված առարկան, օրինակ, բաժակը, չի ամբողջանա, եթե նրա կտորները կիս հպվեն իրար: Բանն այն է, որ հպվելիս կտորներն իրար անմիջականորեն մոտենում են միայն փոքրաթիվ կետերում, որտեղ գործող ձգողության ուժերը բավարար չեն կտորներն իրար ամուր կպցնելու համար (նկ. 9, ա. առարկայի տարբեր մասերի՝ միմյանց հետ փոխազդող մասնիկները նշված են մուգ գույնով): Կտորներն իրար կպցնելու համար անհրաժեշտ է մեծացնել անմիջական հպման կետերի թիվը, այսինքն՝ կա՛մ մակերևույթները շատ հարթեցնել, կա՛մ դրանք փափկացնել և կիս սեղմել իրար, որպեսզի ձգողության ուժերը գործեն բոլոր ատոմների (մոլեկուլների) միջև (նկ. 9, բ):



**Նկ. 9.** Ձգողության ուժերը. ա. գործում են մի քանի կետում, բ. գործում են մակերևույթների բոլոր ատոմների միջև:

Ձգողության մեծ ուժերի գոյությունը փոքր հեռավորություններում օգտագործվում է փոշեմետաղագործության մեթոդով տարբեր դետալներ պատրաստելու համար: Մեծ ճնշման տակ սեղմելով տարբեր նյութերի փոշիները՝ դրանց մոլեկուլները մոտեցնում են միմյանց այնքան, մինչև որ վերջիններս սկսում են փոխազդել հզոր ձգողության ուժերով, և փոշին վերածվում է չափազանց ամուր դետալի:



### Հարցեր և առաջադրանքներ

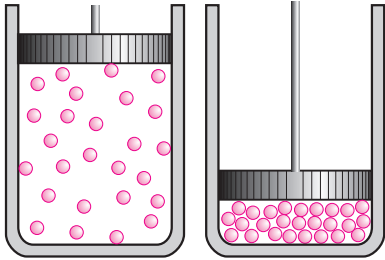
1. Ինչո՞վ են պայմանավորված միջմոլեկուլային փոխազդեցության ուժերը:
2. Ինչպե՞ս են միջմոլեկուլային փոխազդեցության ուժերը կախված մասնիկների միջև հեռավորությունից:
3. Ի՞նչ փոխհարաբերության մեջ են ատոմների (մոլեկուլների) ձգողության և վանողության ուժերի մոդուլները՝ ա) պինդ մարմինը սեղմելիս, բ) պինդ մարմինը ձգելիս:
4. Բացառիչք ստանձման երևույթը:

## § 7. ԳԱԶԱՅԻՆ, ՇԵՂՈՒԿ ԵՎ ՊԻՆԴ ՄԱՐՄԻՆՆԵՐԻ ԿԱՌՈՒՅՎԱԾԵԸ

Մոլեկուլային-կիմետիկ տեսությունը բացատրում է նյութի տարբեր ագրեգատային վիճակների՝ գազերի, հեղուկների և պինդ մարմինների գոյությունը:

**Գազեր:** Գազերում ատոմների և մոլեկուլների հեռավորությունները զգալիորեն գերազանցում են գազի մոլեկուլների չափերը: Համոզվենք դրանում թվային գնահատման օգնությամբ:

Հայտնի է, որ նորմալ պայմաններում (760 մմ սնդ. սյան ճնշում,  $t = 0^\circ\text{C}$  ջերմաստիճան) օդի յուրաքանչյուր  $1\text{մ}^3$ -ում պարունակվում է մոտ  $2,7 \cdot 10^{25}$  մոլեկուլ: Յուրաքանչյուր մոլեկուլին բաժին ընկնող ծավալը՝  $V_0 = 1\text{մ}^3 / 2,7 \cdot 10^{25} \approx 3,7 \cdot 10^{-26}\text{մ}^3$ :



Նկ. 10. Գազը հեշտությամբ սեղմվում է:

Եթե  $V_0$  ծավալը ներկայացնենք որպես  $a$  կող ունեցող խորանարդ ( $V_0 = a^3$ ), ապա մոլեկուլների  $a$  միջին հեռավորության համար կստանանք՝  $a = V_0^{1/3} \approx 3,3 \cdot 10^{-9}\text{մ}$ , որն ավելի քան 10 անգամ գերազանցում է մոլեկուլների չափերը: Գազերը հեշտությամբ սեղմվում են, քանի որ փոքրանում են նրանց միջմոլեկուլային հեռավորությունները, սակայն մոլեկուլներն իրար չեն «սեղմվում» (նկ. 10): Գազի մոլեկուլները շարժվում են մի քանի 100 մ/վ-ից մինչև 1000 մ/վ կարգի արագություններով, ուստի՝  $r \sim (2 \div 3)d$  հե-

ռավորություններում գործող ձգողական բնույթի մոլեկուլային ուժերն ի վիճակի չեն նրանց իրար մոտ պահել: Այս պատճառով գազը կարող է անսահմանափակ ընդարձակվել՝ գրավելով իրեն հասկացված ողջ ծավալը: «Գազի ծավալ» ասելով հասկանում ենք գազը պարունակող անոթի տարողությունը:

Երբ գազի որևէ երկու մոլեկուլ շարժվելիս մոտենում են այնքան, որ նրանց կենտրոնների հեռավորությունը դառնում է մոլեկուլի տրամագծից փոքր, մոլեկուլների էլեկտրոնային թաղանթները մասամբ փոխներթափանցում են: Դրա հետևանքով փոքր՝  $r < d$  հեռավորություններում գործող հզոր վանողության ուժերը մոլեկուլները կանգնեցնում և ապա հետ են շարտում հակառակ ուղղություններով: Ընդունված է ասել, որ մոլեկուլների միջև տեղի է ունենում «բախում»: Գազային վիճակում մոլեկուլները փոխազդում են հիմնականում բախումների միջոցով: Բացի միմյանց բախվելուց՝ գազի մոլեկուլներն անընդհատ բախվում են անոթի պատերին, որն էլ հենց գազի ճնշման պատճառն է:

**Հեղուկներ:** Հեղուկների խտությունը զգալիորեն գերազանցում է գազերի խտությունը: Պատճառն այն է, որ հեղուկի մոլեկուլներն իրար շատ մոտ են, որն էապես ազդում է մոլեկուլների շարժման վրա: Դրանք այլևս ազատ շարժվել չեն կարող, ինչպես գազում: Յուրաքանչյուր մոլեկուլ հիմնականում «դոփում» է տեղում՝ բախվելով հարևան մոլեկուլներին և, կատարելով անկանոն շարժումներ որոշակի կետերի շուրջ, երբեմն էլ «ցատկելով» հայտնվում է նոր տեղում և նոր «շրջապատում» (նկ. 11):

Հեղուկում առանձին մոլեկուլի շարժումը կարելի է նմանեցնել ուղևորներով լեցուն ավտոբուսում ուղևորների վարքին, որոնք ստեպ-ստեպ փոխում են իրենց տեղերը: Հեղուկներում որևէ կետի շուրջ մոլեկուլների «դոփելու» ժամանակը կամ, ինչպես ընդունված է ասել, «նատակյայ կյանքի» տևողությունը սենյակային ջերմաստիճաններում  $10^{-11}$  վ կարգի մեծություն է: Այս ընթացքում մոլեկուլը հասցնում է կատարել 10-100 տատանում: Ջերմաստիճանի բարձրացմանը զուգընթաց «նատակյայ կյանքի» տևողությունը փոքրանում է, իսկ «ցատկերի» թիվն աճում է:

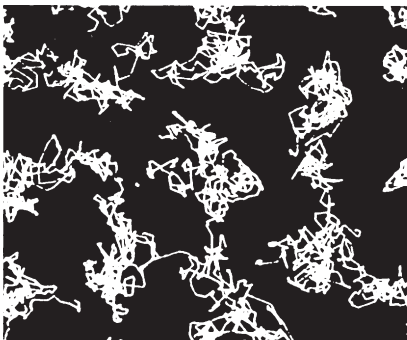
Քանի որ հեղուկում մոլեկուլներն իրար շատ մոտ են, ապա դրանց ավելի մոտեցնելը հանգեցնում է մոլեկուլների էլեկտրոնային թաղանթների վերադրման և հզոր վանողության ուժերի ի հայտ գալուն: Սա է պատճառը, որ, ի տարբերություն գազերի, **հեղուկները շատ քիչ են սեղմվում և ունեն որոշակի սեփական ծավալ:**

Հեղուկների մյուս յուրահատկությունը հոսունությունն է, որը բացատրվում է հետևյալ կերպ: Հավասարակշռության մեջ հեղուկում մոլեկուլների «ցատկերը» բոլոր ուղղություններով կատարվում են նույն հաճախությամբ: Երբ հեղուկի վրա արտաքին ուժ է ազդում, այն չի փոխում «ցատկերի» հաճախությունը (մեկ վայրկյանում ցատկերի թիվը), սակայն նպաստում է իր ազդման ուղղությամբ «ցատկերին» և խոչընդոտում է հակառակ ուղղությամբ «ցատկերին»: Դրա հետևանքով հեղուկը տեղափոխվում է ազդող ուժի ուղղությամբ. այն հոսում է: Հոսունության պատճառով հեղուկը չունի որոշակի ձև և ընդունում է այն անոթի ձևը, որի մեջ լցված է:

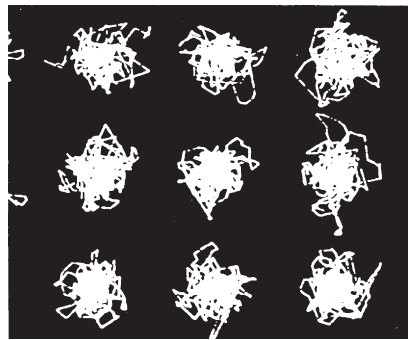
**Պինդ մարմիններ:** Ի տարբերություն հեղուկների՝ պինդ մարմիններն ունեն և՛ որոշակի ծավալ, և՛ որոշակի ձև, հատկություններ, որոնք պայմանավորված են հավասարակշռության սևեռված դիրքերի շուրջ ատոմների և մոլեկուլների տատանողական շարժմամբ (նկ. 12): Պինդ մարմինների խտությունը քիչ է տարբերվում հեղուկների խտությունից:

Պինդ մարմիններում մասնիկների «ցատկերը» հավասարակշռության տարբեր դիրքերի միջև հազվադեպ են: Դրա վկայությունը պինդ մարմիններում դիֆուզիայի չափազանց փոքր արագությունն է:

Եթե տարածության մեջ մասնիկների հավասարակշռության դիրքերը մտովի միացնենք ուղիղներով, ապա կստանանք բյուրեղի **տարածական կամ բյուրեղային ցանցը:** Ներքին կանոնավոր կառուցվածք ունեցող պինդ մարմինները կոչ-



Նկ. 11. Մոլեկուլների շարժման պատկերումը հեղուկում



Նկ. 12. Մոլեկուլների շարժման պատկերումը պինդ մարմնում

**վում են բյուրեղներ:** Բյուրեղի ներքին կառուցվածքի համաչափության դրսևորումներից մեկն էլ նրա արտաքին ձևի որոշակիությունն է:

Պինդ մարմինները լինում են նաև **ամորֆ** (հունարեն «ա»՝ ժխտական նախածանց և «մորֆոս»՝ ձև, այսինքն՝ «տձև»): Ամորֆ մարմիններում մոլեկուլները (ատոմները) միմյանց նկատմամբ զրավում են որոշակի դիրքեր, սակայն մասնիկների փոխադարձ դիրքերը մարմնի տարբեր մասերում տարբեր են:



### Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Ինչո՞վ են տարբերվում մոլեկուլների ջերմային շարժումները գազերում, հեղուկներում և պինդ մարմիններում:
2. Ինչպե՞ս է բացատրվում հեղուկների հոսունությունը:
3. Ի՞նչ տարբերություններ կան բյուրեղային և ամորֆ պինդ մարմինների միջև:
4. Ի՞նչ է բյուրեղի փարածական (բյուրեղային) ցանցը:

### Խնդիրների լուծման օրինակներ

#### 1. Որոշել մեթանի մոլային զանգվածը:

**Լուծում:** Մեթանի քիմիական բանաձևը  $\text{CH}_4$ -ն է: Ածխածնի հարաբերական ատոմային զանգվածը՝  $M_{rC} = 12$ , իսկ ջրածնինը՝  $M_{rH} \approx 1,008$ , ուստի՝ մեթանի հարաբերական մոլեկուլային զանգվածը՝  $M_r = M_{rC} + 4M_{rH} = 16,032$ :

Մեթանի մոլային զանգվածը, ըստ (1.5) բանաձևի,

$$M = 10^{-3} M_r \frac{\text{կգ}}{\text{մոլ}} = 0,016 \frac{\text{կգ}}{\text{մոլ}} = 16 \frac{\text{գ}}{\text{մոլ}}:$$

**Պատասխան՝** 16 գ/մոլ:

#### 2. Որոշել 0,5 կգ $\text{Cu}(\text{OH})_2$ -ում պարունակվող ատոմների թիվը:

**Լուծում:** Նախ որոշենք նյութի քանակը տրված զանգվածում: Համաձայն (1.8) բանաձևի՝  $\nu = m/M$ , որտեղ  $\text{Cu}(\text{OH})_2$ -ի մոլային զանգվածը՝

$$\begin{aligned} M &= 10^{-3} (M_{rCu} + 2M_{rO} + 2M_{rH}) \frac{\text{կգ}}{\text{մոլ}} = \\ &= 10^{-3} (63,55 + 2 \cdot 16 + 2 \cdot 1,008) \frac{\text{կգ}}{\text{մոլ}} = 0,0976 \frac{\text{կգ}}{\text{մոլ}}: \end{aligned}$$

Քանի որ  $\text{Cu}(\text{OH})_2$ -ի 1 մոլը պարունակում է  $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$  մոլեկուլ, իսկ  $\text{Cu}(\text{OH})_2$ -ի յուրաքանչյուր մոլեկուլ կազմված է 5 ատոմից (պղնձի մեկ, թթվածնի և ջրածնի երկուական ատոմ), ապա 0,5կգ-ում կպարունակվի

$$N = 5 \nu N_A = 5 \frac{m}{M} N_A = 1,54 \cdot 10^{25} \text{ ատոմ}:$$

**Պատասխան՝**  $1,54 \cdot 10^{25}$  ատոմ:

#### 3. Որոշել ջրի մոլեկուլների թիվը 1 մմ<sup>3</sup>-ում, մեկ մոլեկուլի զանգվածը և տրամագիծը (ենթադրվում է, որ մոլեկուլն ունի գնդի ձև):

**Լուծում:** 1. Օգտվելով (1.2) և (1.8) բանաձևերից՝ որոշենք մոլեկուլների թիվը  $m$  զանգվածով ջրում՝

$$N = \nu N_A = \frac{m}{M} N_A:$$



Այս բանաձևում զանգվածի փոխարեն տեղադրելով  $m = \rho V$  արտահայտությունը, որտեղ  $\rho = 10^3$  կգ/մ<sup>3</sup>-ը ջրի խտությունն է, և մոլային զանգվածի արժեքը՝  $M = 0,018$  կգ/մոլ, կստանանք՝

$$N = \frac{\rho V}{M} N_A \cdot 3,3 \cdot 10^{19} \text{ մոլեկուլ:}$$

2. Մեկ մոլեկուլի զանգվածը կորոշենք (1.4) բանաձևից՝

$$m_1 = \frac{M}{N_A} \cdot 3 \cdot 10^{-26} \text{ կգ:}$$

3. Ենթադրենք, որ ջրի մոլեկուլները հավում են իրար: Այդ դեպքում յուրաքանչյուր մոլեկուլին բաժին ընկնող խորանարդի ծավալը՝  $V_1 = d^3$ , որտեղ  $d$ -ն մոլեկուլի տրամագիծն է:  $V_1$  ծավալն արտահայտելով մոլային զանգվածի միջոցով և, օգտվելով (1.9) բանաձևից, կստանանք՝

$$V_1 = \frac{V_M}{N_A} = \frac{M}{\rho N_A} = d^3, \text{ որտեղից՝ } d = \sqrt[3]{\frac{M}{\rho N_A}}:$$

Տեղադրելով մեծությունների թվային արժեքները՝ կստանանք՝  $d \approx 3,1 \cdot 10^{-10}$  մ:

**Պատասխան՝**  $3,1 \cdot 10^{-10}$  մ:

Խորացված

**4. Պինդ մարմնում մասնիկի պատահական թափառումների քայլը  $3 \text{ \AA}$  է: Համեմատել 100 ժամում մասնիկի արդյունարար տեղափոխությունը նույն ժամանակում նրա անցած հեռավորության հետ: Ընդունել, որ դիֆուզիայի գործակիցը  $10^{-12}$  մ<sup>2</sup>/վ է:**

**Լուծում:** Համաձայն արդյունարար տեղափոխության (1.15) արտահայտության՝  $x_{\text{արդ}} = \sqrt{2Dt} = \sqrt{2 \cdot 10^{-12} \cdot 3,6 \cdot 10^5} \text{ մ} \cdot 8,5 \cdot 10^{-4} \text{ մ} = 0,85 \text{ մմ}:$

$t$  ժամանակում մասնիկի անցած ճանապարհը՝  $x_1 = l \cdot n = l \cdot t / \tau$ , որտեղ  $n$ -ը  $t$  ժամանակում մասնիկի քայլերի թիվն է,  $\tau$ -ն՝ մեկ քայլի տևողությունը: (1.14) բանաձևից  $\tau = l^2 / 2D$ , ուստի՝

$$x_1 = l \cdot \frac{2Dt}{l^2} = \frac{2Dt}{l} = \frac{2 \cdot 10^{-12} \cdot 3,6 \cdot 10^5}{3 \cdot 10^{-12}} \text{ մ} = 2400 \text{ մմ:}$$

**Պատասխան՝** 0,85 մմ, 2400 մմ:

# ԳԱԶԱՅԻՆ ՕՐԵՆՔՆԵՐԸ

## § 8. ԲՈՅԼ-ՄԱՐԻՈՏԻ ՕՐԵՆՔ

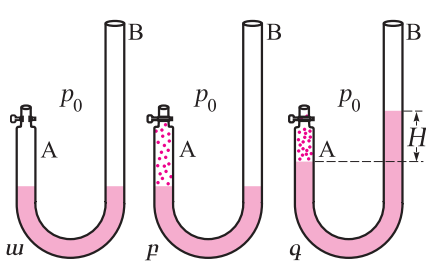
Տրված քանակով գազի մակրոսկոպական պարամետրերից որևէ մեկը փոխելիս փոխվում են նաև մյուսները: Կապը մակրոսկոպական պարամետրերի միջև առավել պարզ տեսք ունի գազերի դեպքում: Տրված քանակով նոսր գազի վիճակը որոշվում է դրա ճնշման ( $p$ ), ծավալի ( $V$ ) և ջերմաստիճանի ( $t$ ) միջոցով: Եթե նշված երեք պարամետրերից որևէ մեկը մնում է հաստատուն, ապա քանակական կապերը մնացած երկուսի միջև կոչվում են **հիմնական գազային օրենքներ**:

Առաջին գազային օրենքը փորձնականորեն հայտնաբերել է անգլիացի գիտնական Ռորերտ Բոյլը 1662 թ., իսկ մի քանի տարի անց՝ ֆրանսիացի գիտնական Էդմ Մարիոտը կապ է հաստատել տրված քանակով գազի ճնշման և ծավալի միջև՝ հաստատուն ջերմաստիճանում:

Համակարգի վիճակի փոփոխությունը հաստատուն ջերմաստիճանում կոչվում է **իզոթերմ պրոցես** (հունարեն «իզոս»՝ հավասար և «թերմոս»՝ տաք բառերից): Համակարգի ջերմաստիճանը ջերմադիֆուզիայի արդյունքում հաստատուն մնալու համար անհրաժեշտ է այն ջերմային հպման մեջ դնել **թերմոստատի** հետ (թերմոստատը մի համակարգ է, որի ջերմաստիճանը պահպանվում է հաստատուն): Օրինակ՝ թերմոստատի դեր կարող է կատարել մթնոլորտային օդը, եթե դրա ջերմաստիճանը փորձի ընթացքում չի փոփոխվում:

Բոյլն ուսումնասիրել է որոշակի զանգվածով օդի ծավալի փոփոխությունը՝ կախված ճնշումից (նկ. 13): Մ-աձև ապակե խողովակի մեջ լցված է սնդիկ, և երկու ծնկներն էլ հաղորդակցվում են մթնոլորտային օդի հետ (նկ. 13,ա): Փակենք A ծնկի փականը՝ նրա մեջ պարունակվող օդը մեկուսացնելով մթնոլորտից (նկ. 13,բ): Այս վիճակում A ծնկում օդի ճնշումը հավասար է  $p_0$  մթնոլորտային ճնշմանը, իսկ ծավալը նշանակենք  $V_0$ -ով: Փականը հետագայում մնում է միշտ փակ՝ ապահովելով A ծնկում օդի զանգվածի անփոփոխությունը:

Այժմ B ծնկի մեջ լցնենք որոշակի քանակով սնդիկ և սպասենք՝ մինչև սնդիկը հավասարակշռվի (նկ. 13, գ): Հավասարակշռության վիճակում A ծնկում օդի  $p$  ճնշումը մթնոլորտային և  $H$  բարձրությամբ սնդիկի սյան հիդրոստատիկ ճնշումների գումարն է.



Նկ. 13. Բոյլի փորձի սխեման

$$\rho = \rho_0 + \rho gH, \quad (2.1)$$

որտեղ  $\rho$ -ն սնդիկի խտությունն է,  $g$ -ն՝ ազատ անկման արագացումը: Չափելով B և A ծնկներում սնդիկի մակարդակների տարբերությունը՝  $H$ -ը, (2.1) բանաձևով կարելի է որոշել օդի  $\rho$  ճնշումը A փակ ծնկում: Օդի  $V$  ծավալը կարելի է հեշտությամբ որոշել՝ չափելով օդի սյան  $h$  բարձրությունը և գիտենալով A ծնկի հատույթի  $S$  մակերեսը՝  $V = hS$ :

Փոփոխելով B ծնկի մեջ լցվող սնդիկի քանակությունը, հետևաբար՝ նաև  $H$  մեծությունը և, չափելով օդի  $V$  ծավալը, Բոյլը նկատել է՝ քանի անգամ մեծանում է  $\rho$  ճնշումը, նույնքան անգամ փոքրանում է օդի զբաղեցրած ծավալը, այսինքն՝ գազի ճնշման և ծավալի միջև կա հակադարձ համեմատական կախում, այնպես որ ճնշման և ծավալի արտադրյալը փորձի ընթացքում մնում է անփոփոխ (և հավասար  $\rho_0 \cdot V_0$  արտադրյալին): Փորձում թերմոստատի դերը կատարում է մթնոլորտային օդը:

Այսպիսով՝ տրված քանակով գազի ճնշման և ծավալի արտադրյալն իզոթերմ պրոցեսում հաստատուն է՝

$$pV = const, \text{ երբ } m = const, t = const: \quad (2.2)$$

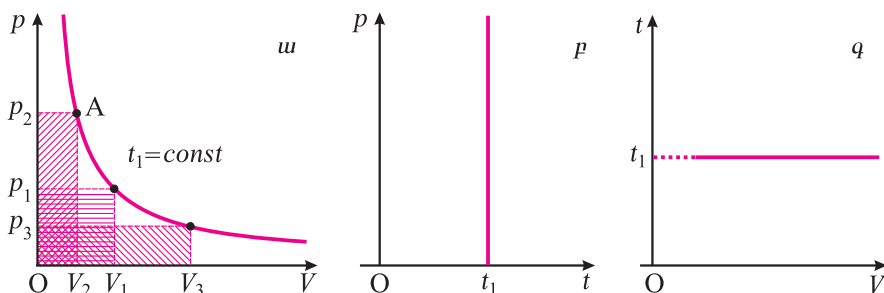
Եթե (2.2) հավասարումը գրվի գազի երկու կամայական վիճակների համար, որոնք բնութագրվում են  $\rho_1, V_1, t$  և  $\rho_2, V_2, t$  պարամետրերով, ապա կունենանք՝

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{V_2}{V_1} \quad (m = const, t = const): \quad (2.3)$$

Գազի ճնշման կախումը ծավալից պատկերող կորը կոչվում է **իզոթերմ**: Եթե կոորդինատային առանցքների վրա տեղադրենք գազի ճնշման ու ծավալի արժեքները, ապա այդ կախումը, ըստ (2.2) առնչության, կպատկերվի հիպերբոլի մի ճյուղով (երկրորդ՝ բացասական  $V$ -երին համապատասխանող ճյուղը ֆիզիկական իմաստ չունի):

Տվյալ իզոթերմի վրա A կետի յուրաքանչյուր դիրքում ստվերագծված ուղղանկյունների մակերեսներն իրար հավասար են ( $\rho_1 V_1 = \rho_2 V_2 = \rho_3 V_3 = const$ ) (նկ. 14, ա): Իզոթերմ պրոցեսը կարելի է պատկերել նաև ( $\rho, t$ ) և ( $t, V$ ) կոորդինատային հարթությունների վրա (նկ. 14, բ, գ):

Փորձը ցույց է տալիս, որ գազի ճնշման և ծավալի արտադրյալը ուղիղ համեմատական է ջերմաստիճանին: Նշանակում է, որ տրված ծավալի դեպքում ավելի

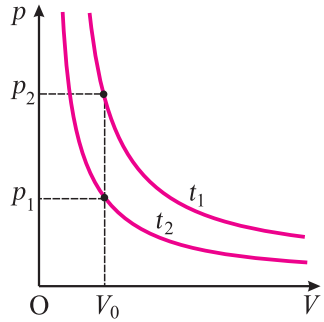


Նկ. 14. Բոյլ-Մարիոտի օրենքի գրաֆիկական պատկերումը

բարձր ջերմաստիճանով իզոթերմին համապատասխանում է ավելի մեծ ճնշում (նկ. 15):

Բոյլ-Մարիոտի օրենքով որոշվում է գազի խտության կախումը ճնշումից: Եթե տրված զանգվածով գազն զբաղեցնում է  $V$  ծավալ, ապա դրա խտությունը հակադարձ համեմատական է ծավալին: Մյուս կողմից,  $m = const$  դեպքում, ըստ Բոյլ-Մարիոտի օրենքի, այն ուղիղ համեմատական է գազի ճնշմանը, այսինքն՝

$$\rho + \frac{1}{V} + \rho: \quad (2.4)$$



Նկ. 15.  $t_1 > t_2$  ջերմաստիճաններով իզոթերմեր

Այսպիսով՝ որքան մեծ է տրված զանգվածով գազի ճնշումը (հաստատուն ջերմաստիճանում), այնքան մեծ է գազի խտությունը:

Բոյլ-Մարիոտի օրենքը ճիշտ է բոլոր գազերի, գազերի խառնուրդների համար: Միայն մթնոլորտային ճնշումից մի քանի հարյուր և ավելի անգամ մեծ ճնշումների և ցածր ջերմաստիճանների դեպքում դիտվում են զգալի շեղումներ օրենքից, ընդ որում, նույն պայմաններում շեղման չափը կախված է գազի տեսակից:



### Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Թվարկեք գազի վիճակը բնութագրող հիմնական մակրոսկոպական պարամետրերը:
2. Սահմանեք իզոթերմ պրոցեսը:
3. Ձևակերպեք Բոյլ-Մարիոտի օրենքը:
4. Ունեցրել եք ձեր այրերը: Այդ դեպքում բերանում օդի թե՛ ծավալը, թե՛ ճնշումը մեծանում են: Չի՞ հակասում արդյոք այդ փաստը Բոյլ-Մարիոտի օրենքին:
5. Գծեք իզոթերմ պրոցեսում գազի ճնշման՝ ծավալից կախումն արտահայտող գրաֆիկը:
6. Գծեք իզոթերմ պրոցեսում գազի խտության՝ ճնշումից կախումն արտահայտող գրաֆիկը:
7. Պարկերեք իզոթերմ պրոցեսի գրաֆիկը  $(p, t)$  և  $(t, V)$  կոորդինատային հարթությունների վրա:

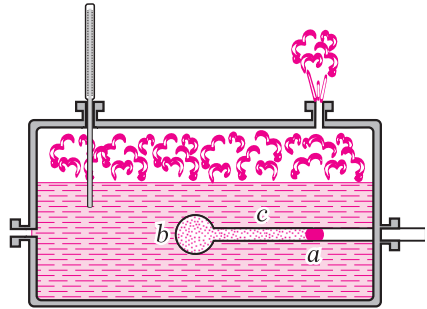
## § 9. ԳԵՅ-ԼՅՈՒՄԱԿԻ ՕՐԵՆԵՐԸ

1802թ. ֆրանսիացի գիտնական Ժոզեֆ Գեյ-Լյուսակը փորձով հայտնաբերել է տրված քանակով գազի ծավալի և ջերմաստիճանի կապը հաստատուն ճնշման դեպքում: Ջերմադինամիկական համակարգի վիճակի փոփոխությունը հաստատուն ճնշման դեպքում կոչվում է **իզոբար պրոցես** (հունարեն «իզոս»՝ հավասար և «բարոս»՝ ծանրություն բառերից):

Գեյ-Լյուսակի փորձում հետազոտվող գազը լցված է  $b$  ապակե բալոնի մեջ և փակված է  $a$  սնդիկի կաթիլով, որը կարող է ազատ տեղաշարժվել մթնոլորտի հետ հաղորդակցվող գլանաձև բարակ և հորիզոնական դիրք ունեցող ապակե երկար  $c$  խողովակում՝ ապահովելով բալոնում օդի ճնշման հավասարությունն արտաքին (մթնոլորտային) ճնշմանը: Գազի ջերմաստիճանը կարելի է փոփոխել  $0^\circ\text{C}$ -ից մինչև  $100^\circ\text{C}$  (եթե արտաքին ճնշումը հավասար է նորմալ մթնոլորտային ճնշմանը)՝ տաքացնելով կաթսայի ջուրը: Գազի ծավալի փոփոխությունը որոշվում է սնդիկի կաթիլի տեղաշարժով (նկ. 16):

Դիցուք՝  $t_0 = 0^\circ\text{C}$  ջերմաստիճանում գազը զբաղեցնում է  $V_0$  ծավալ:  $t$  ջերմաստիճանում այն կզբաղեցնի  $V$  ծավալ:  $\Delta V = V - V_0$  մեծությունը գազի ծավա-

լի փոփոխությունն է ջերմաստիճանը  $t$ -ով փոխելիս:  $\Delta V$ -ն կախված է ինչպես  $t$ -ից, այնպես էլ գազի սկզբնական  $V_0$  ծավալից: Գազի սկզբնական ծավալի յուրաքանչյուր միավորի՝  $\Delta V/V_0$  հարաբերական ծավալի փոփոխությունը  $1^\circ\text{C}$ -ով ջերմաստիճանը փոփոխելիս  $\Delta V/V_0 t$ : Բազմաթիվ, այդ թվում՝ նաև տարբեր գազերով կատարած փորձերի հիման վրա Գեյ-Լյուսակը հայտնաբերել է, որ տվյալ քանակով գազի համար հաստատուն ճնշման դեպքում այդ հարաբերությունը հաստատուն է.



Նկ. 16. Գեյ-Լյուսակի փորձի սխեման

$$\alpha = \frac{\Delta V}{V_0 t} = \text{const}, \text{ երբ } m = \text{const}, p = \text{const}, \quad (2.5)$$

որտեղ  $\alpha$  մեծությունը ծավալային ընդարձակման ջերմաստիճանային գործակիցն է և ունի ջերմաստիճանի հակադարձ չափայնություն: Եթե հայտնի է գազի ծավալը  $0^\circ\text{C}$  ջերմաստիճանում, ապա  $t$  ջերմաստիճանում այն կարելի է որոշել (2.5) բանաձևով՝

$$\Delta V = \alpha V_0 t \text{ կամ } V = V_0(1 + \alpha t): \quad (2.6)$$

Այսպիսով՝ տվյալ քանակով գազի ծավալն իզոբար պրոցեսում ջերմաստիճանից կախված փոփոխվում է գծային օրենքով:

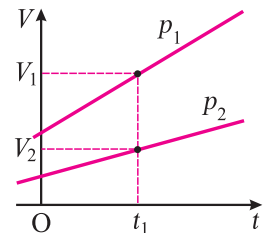
Փորձերից  $\alpha$  ծավալային ընդարձակման գործակցի համար ստացվում է

$$\alpha = \frac{1}{273^\circ\text{C}} \quad (2.7)$$

արժեքը: Նկատի ունենալով  $\alpha$  գործակցի հաստատունությունը՝ Գեյ-Լյուսակի օրենքը կարելի է ձևակերպել նաև այսպես. բոլոր գազերը  $1^\circ\text{C}$ -ով իզոբար տաքանալիս իրենց ծավալը մեծացնում են  $0^\circ\text{C}$ -ում ունեցած ծավալի  $1/273$  մասի չափով.

$$\Delta V = V - V_0 = V_0 \left\{ \frac{1}{273^\circ\text{C}} \right\} 1^\circ\text{C} = \frac{V_0}{273}: \quad (2.8)$$

Ծավալի (2.6) կախումը ջերմաստիճանից ( $V, t$ ) կորողինատային հարթության վրա պատկերվում է ուղիղ գծով, որը կոչվում է **իզոբար** (նկ.17): Տարբեր հաստատուն ճնշումների համապատասխանում են տարբեր իզոբարներ: Պարզելու համար, թե որ ճնշումն է մեծ՝  $p_1$ -ը, թե՞  $p_2$ -ը, կառույցնք կամայական  $t_1$  ջերմաստիճանին համապատասխանող ուղիղը (կետագիծ): Քանի որ տրված ջերմաստիճանում, ըստ Բոյլ-Մարիոտի օրենքի, ծավալի և ճնշման արտադրյալը նույնն է, ապա ակնհայտ է, որ  $p_2 > p_1$ : Իզոբար պրոցեսը կարելի է պատկերել նաև  $(p, t)$  և  $(p, V)$  կորողինատային հարթությունների վրա:



Նկ. 17.  $p_1 < p_2$  ճնշումներով իզոբարներ

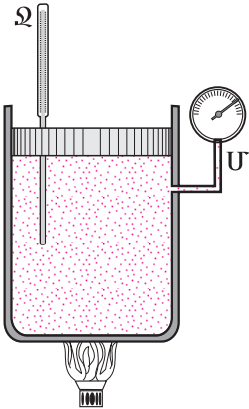
Ինչպես և Բոյլ-Մարիոտի օրենքը, Գեյ-Լյուսակի օրենքը նույնպես մոտավոր բնույթ ունի. մեծ խտությունների և ցածր ջերմաստիճանների դեպքում դիտվում են զգալի շեղումներ այդ օրենքից:



## Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Ձևակերպեք Գեյ-Լյուսակի օրենքը: 2. Գծեք իզոբար պրոցեսում գազի ծավալի՝ ջերմաստիճանից կախումն արտահայտող գրաֆիկը: 3. Գրեք հասարակույն ճնշման դեպքում գազի խտության՝ ջերմաստիճանից կախման բանաձևը: 4. Ի՞նչ է ցույց տալիս  $\alpha$  ծավալային ընդարձակման ջերմաստիճանային գործակիցը: 5. Պատկերեք իզոբար պրոցեսի գրաֆիկը ( $p, t$ ) և ( $p, V$ ) կոորդինատային հարթությունների վրա:

## §10. ՇԱՐԼԻ ՕՐԵՆԵՐ



Նկ. 18. Շառլի փորձի սխեման

1787 թ. ֆրանսիացի գիտնական Ժակ Շառլը փորձական ճանապարհով հայտնաբերել է տրված քանակով գազի ճնշման և ջերմաստիճանի կապը, երբ գազի ծավալը հաստատուն է: Համակարգի վիճակի փոփոխությունը հաստատուն ծավալի դեպքում կոչվում է **իզոխոր պրոցես** (հունարեն «իզոս»՝ հավասար և «խորենա»՝ տարողություն բառերից): Շառլի փորձում (նկ. 18) գազի ծավալը զլանում որոշվում է մխոցի դիրքով: Մխոցը կարելի է սևեռել տարբեր դիրքերում՝ ապահովելով ինչպես գազի քանակի, այնպես էլ դրա զբաղեցրած ծավալի հաստատունությունը: Գազը տաքացվում է ջեռույչով, նրա ջերմաստիճանը որոշում են Ջ ջերմաչափի, ճնշումը՝ Մ մանոմետրի միջոցով:

Բազմաթիվ փորձերի արդյունքում Շառլը հայտնաբերել է, որ տրված քանակով գազի ճնշման հարաբերական (այսինքն՝ ճնշման յուրաքանչյուր միավորի) փոփոխությունը իզոխոր պրոցեսում ուղիղ համեմատական է ջերմաստիճանի փոփոխությանը: Եթե  $t_0 = 0^\circ\text{C}$  ջերմաստիճանում գազի ճնշումը  $p_0$  է, իսկ  $t$  ջերմաստիճանում՝  $p$ , ապա

$$\frac{p - p_0}{p_0} = \gamma t, \text{ եթե } m = \text{const}, V = \text{const}, \quad (2.9)$$

որտեղ  $\gamma$  մեծությունը ճնշման ջերմաստիճանային գործակիցն է: Փորձը ցույց է տալիս, որ այն հավասար է  $\alpha$  ծավալային ընդարձակման ջերմաստիճանային գործակիցին՝  $\gamma = \alpha$ :

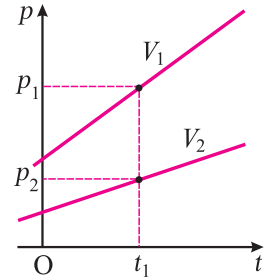
Եթե հայտնի է գազի ճնշումը  $0^\circ\text{C}$  ջերմաստիճանում, ապա  $t$  ջերմաստիճանում դրա ճնշումը, ըստ (2.9) բանաձևի, կլինի՝

$$\Delta p = \alpha p_0 t \text{ կամ } p = p_0(1 + \alpha t): \quad (2.10)$$

Այսպիսով՝ տրված քանակով գազի ճնշումն իզոխոր պրոցեսում ջերմաստիճանից կախված փոփոխվում է գծային օրենքով: (2.10) բանաձևի համաձայն՝ Շառլի օրենքը կարելի է ձևակերպել նաև այսպես. **բոլոր գազերը  $1^\circ\text{C}$ -ով իզոխոր տաքանալիս իրենց ճնշումը մեծացնում են  $0^\circ\text{C}$ -ում ունեցած ճնշման  $1/273$  մասի չափով.**

$$\Delta p = p - p_0 = p_0 \cdot \frac{1}{273^\circ\text{C}} \cdot 1^\circ\text{C} = \frac{p_0}{273}: \quad (2.11)$$

ճնշման՝ ջերմաստիճանից (2.10) բանաձևով տրվող կախումը  $\rho$ ,  $t$  կոորդինատային հարթության վրա պատկերվում է ուղիղ գծով, որը կոչվում է **իզոխոր** (նկ. 19): Տարբեր հաստատուն ծավալների համապատասխանում են տարբեր իզոխորներ: Առաջին իզոխորին համապատասխանող  $V_1$  ծավալը փոքր է  $V_2$  -ից, քանի որ տրված  $t_1$  ջերմաստիճանում, ըստ Բոյլ-Մարիոտի օրենքի, ծավալի և ճնշման արտադրյալը հաստատուն մեծություն է:



Նկ. 19.  $V_1 < V_2$  ծավալներով իզոխորներ

Իզոխոր պրոցեսը կարելի է պատկերել նաև ( $\rho$ ,  $V$ ) և ( $V$ ,  $t$ ) կոորդինատային հարթությունների վրա:

Մեծ խտությունների և ցածր ջերմաստիճանների դեպքում դիտվում են շեղումներ Շառլի օրենքից:

## ? Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Ձևակերպեք Շառլի օրենքը:
2. Գծեք իզոխոր պրոցեսում գազի ճնշման՝ ջերմաստիճանից կախումն արտահայտող գրաֆիկը:
3. Բնակարանը ջեռուլեյիս օդի ճնշումը չի փոփոխվում: Չի՞ հակասում արդյոք այդ փաստը Շառլի օրենքին:
4. Ինչպե՞ս կարելի է իրականացնել իզոթերմ, իզոբար և իզոխոր պրոցեսները:
5. Պարկերեք իզոխոր պրոցեսի գրաֆիկը ( $V$ ,  $t$ ) և ( $\rho$ ,  $V$ ) կոորդինատային հարթությունների վրա:

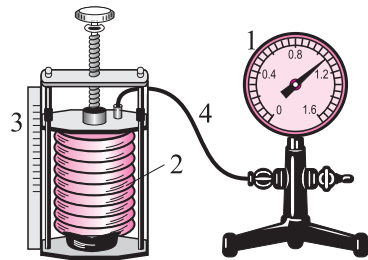
## § 11. ԼԱԲՈՐԱՏՈՐ ԱՅԽԱՏԱՆԷ 1

### Բոյլ-Մարիոտի օրենքի փորձնական հաստատումը

**Աշխատանքի նպատակը.** ուսումնասիրել իզոթերմ պրոցես՝ գազի ծավալների հարաբերությունը հաստատուն ջերմաստիճանում համեմատելով ճնշումների հարաբերության հետ:

**Չափամիջոցներ.** ցուցադրական փակ մանոմետր  $0 \div 1,6$  մթն. սանդղակով (1):

**Նյութեր և սարքեր.** փոփոխական ծավալով (ծալքավոր) գլան (2), սանդղակ (3) և ռետինե խողովակ (4):



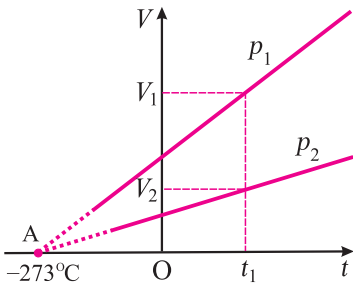
#### Փորձի կատարման ընթացքը

1. Ծալքավոր չսեղմված գլանը ռետինե խողովակով միացրեք մանոմետրին, փակեք մանոմետրի ազատ ծորակը, որպեսզի գազի զանգվածը գլանում մնա անփոփոխ:
2. Գրանցեք ծալքավոր գլանի ծավալը սանդղակի միջոցով և մանոմետրի ցուցմունքը: Ստացված արդյունքները գրանցեք աղյուսակում:

$V =$	$\rho =$	$\rho V =$
$V_1 =$	$\rho_1 =$	$\rho_1 V_1 =$

3. Պտուտակի միջոցով դանդաղ սեղմեք գլանը և գրանցեք ծավալի ու ճնշման տվյալները:
4. Կատարեք 4 - 5 գրանցում և համոզվեք, որ  $\rho V$  արտադրյալը չի փոխվում:

## §12. ԻՌԵԱԼԱԿԱՆ ԳԱԶ



**Նկ. 20.**  $p_1$  և  $p_2$  իզոբարները հատվում են մեկ կետում:

պատասխանում է գրոյի հավասար ծավալ (նկ. 20): Այս արդյունքը հակասում է փորձին երկու տեսանկյունից:

1. Գազը կազմված է մոլեկուլներից, որոնք ունեն չափազանց փոքր, բայց վերջավոր չափեր: Գազի ծավալը չի կարող փոքր լինել գազի մոլեկուլների ծավալների գումարից՝  $V = Nv_0$ , որտեղ  $N$ -ը մոլեկուլների թիվն է,  $v_0$ -ն՝ մեկ մոլեկուլի ծավալը: Օրինակ՝ 1 սմ<sup>3</sup> ծավալում օդի մոլեկուլների զբաղեցրած «սեփական» ծավալը  $10^{-4}$  սմ<sup>3</sup> կարգի մեծություն է:

2. Հայտնի է, որ սառեցնելիս գազերը վերածվում են հեղուկների, իսկ ավելի ցածր ջերմաստիճաններում՝ պինդ բյուրեղային մարմինների: Հեղուկների և պինդ մարմինների համար գազային վիճակի օրենքները կիրառելի չեն:

Այսպիսով՝ եթե նշված երկու հանգամանքները բացակայեին, ապա գազային օրենքները ճիշտ կլինեին ջերմաստիճանների ողջ տիրույթում: Կարելի է սահմանել իդեալական գազը՝ որպես մասնիկների համակարգ, որը ճշգրտորեն ենթարկվում է գազային օրենքներին: **Իդեալական գազ կոչվում է այն համակարգը, որի մասնիկների միջև ձգողության ուժերը բացակայում են, իսկ վանողության ուժերը դրսևորվում են գազի մասնիկների բախումների ձևով: Իդեալական գազի մասնիկների չափերը ձգտում են գրոյի: Այլ կերպ ասած՝ իդեալական գազը կարելի է պատկերացնել որպես անվերջ փոքր շառավղով կոշտ գնդիկների հավաքականություն, որոնց փոխազդեցության միակ մեխանիզմն առաձգական բախումներն են:**

Իդեալական գազն իրական գազի պարզագույն ֆիզիկական մոդելն է, այնպես, ինչպես մեզ ծանոթ նյութական կետի կամ բացարձակ պինդ, չլեֆորմացվող մարմնի մոդելները: Այս մոդելի հիմքում դրված են մոլեկուլների այն հիմնական հատկությունները, որոնց հաշվառումն անհրաժեշտ է ջերմաստիճանի և ճնշման որոշակի տիրույթներում իրական գազերի վարքը բացատրելու համար:

Իրական գազերը նկարագրելու համար ի՞նչ պայմաններում կարելի է օգտվել գազային օրենքներից, որոնք ճիշտ են միայն իդեալական գազերի համար: Այլ կերպ ասած՝ **ի՞նչ պայմաններում իրական գազերը կարելի է համարել իդեալական:** Իրական գազը կարելի է համարել իդեալական, եթե նրա մոլեկուլների ձգողությամբ պայմանավորված պոտենցիալ էներգիան մոդուլով շատ փոքր է մո-



լեկուլների քառասային շարժման միջին կինետիկ էներգիայից: Որքան բարձր է գազի ջերմաստիճանը, այնքան մեծ է գազի մոլեկուլների քառասային շարժման միջին կինետիկ էներգիան (տե՛ս § 15), որքան նոսր է գազը, այնքան մեծ է մոլեկուլների միջին հեռավորությունը և, հետևաբար, փոքր է ձգողության պոտենցիալ էներգիայի մոդուլը: Այսպիսով՝ **իրական գազն իրեն պահում է իդեալական գազի նման բարձր ջերմաստիճանների և փոքր խտությունների դեպքում:**



**Հարցեր և առաջադրանքներ**

1. Սահմանե՞ք իդեալական գազը: 2. Փոխազդո՞ւմ են արդյոք իդեալական գազի մոլեկուլները (ապոմները): 3. Ե՞րբ կարելի է իրական գազը համարել իդեալական:

**§ 13. ԲԱՅԱՐՁԱԿ ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆ: ԿԵԼՎԻՆԻ ՍԱՆԴՐԱԿ**

Իզոբար և իզոխոր պրոցեսներում ջերմաստիճանը բարձրացնելիս իդեալական գազի ծավալը և ճնշումը կարող են մեծանալ, քանի որ ջերմաստիճանի աճը սահմանափակումներ չունի: Սակայն ջերմաստիճանն իջեցնելիս, ըստ Գեյ-Լյուսակի օրենքի, իդեալական գազի ծավալը փոքրանում է և ձգտում գրոյի: Քանի որ այն բացասական լինել չի կարող, ապա ջերմաստիճանը չի կարող փոքր լինել, ըստ Յելսիուսի սանդղակի, որոշակի բացասական արժեքից: Այդ սահմանային ջերմաստիճանը, որի դեպքում իդեալական գազի ծավալը հավասարվում է գրոյի, կոչվում է **բացարձակ զրո ջերմաստիճան:**

Որոշենք բացարձակ զրո ջերմաստիճանի արժեքը՝ ըստ Յելսիուսի սանդղակի: Դիցուք՝  $t_0$  ջերմաստիճանում իդեալական գազի ծավալը հավասարվում է գրոյի: Գեյ-Լյուսակի օրենքի (2.6) բանաձևի համաձայն՝

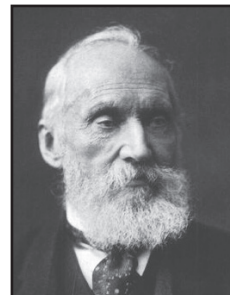
$$0 = V_0(1 + \alpha t_0): \quad (2.12)$$

Քանի որ  $V_0 \neq 0$ , ապա (2.12) բանաձևից  $t_0$ -ի համար կստանանք՝

$$t_0 = \frac{1}{\alpha} = -273^\circ\text{C}: \quad (2.13)$$

Այսպիսով, ըստ Յելսիուսի սանդղակի, **բացարձակ զրոն  $-273^\circ\text{C}$  է:** Սա բնության մեջ ջերմաստիճանի հնարավոր նվազագույն արժեքն է: Այս ջերմաստիճանում իդեալական գազի ճնշումը նույնպես զրո է:

Անգլիացի գիտնական Ուիլյամ Թոմսոնը առաջարկել է ջերմաստիճանների բացարձակ սանդղակ, որի 0-ն համընկնում է Յելսիուսի սանդղակի  $-273^\circ\text{C}$ -ին և կոչվում է **բացարձակ զրո ջերմաստիճան**, իսկ յուրաքանչյուր աստիճանը  $1^\circ\text{C}$  է: Կապը Կել-



**Թոմսոն Ուիլյամ (լորդ Կելվին)**

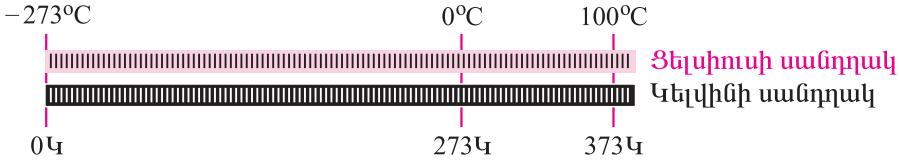
1824-1907

Անգլիացի ֆիզիկոս. աշխատանքները վերաբերում են ջերմադինամիկային, հիդրոդինամիկային, էլեկտրամագնիսականությանը և Կոլինսիկային: Ձևակերպել է ջերմադինամիկայի երկրորդ օրենքը, սահմանել բացարձակ ջերմաստիճանի գաղափարը և առաջարկել բացարձակ ջերմաստիճանային սանդղակը:

վինի (կամ բացարձակ)  $T$  ջերմաստիճանի և Յելսիուսի սանդղակի  $t$  ջերմաստիճանի միջև արտահայտվում է

$$T = t + 273 \quad (2.14)$$

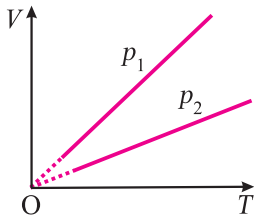
բանաձևով (նկ. 21): Կելվինի սանդղակի միավորը ՄՀ-ում 1 կելվինն է (1 Կ), որը հիմնական միավոր է: Քանի որ  $t$ -ի ամենավորը արժեքը  $-273^\circ\text{C}$ -ն է, ապա (2.14)-ից ակնհայտ է, որ բացարձակ ջերմաստիճանն ընդունում է միայն դրական արժեքներ:



Նկ. 21. Կելվինի և Յելսիուսի սանդղակները

Ըստ մոլեկուլային-կինետիկ տեսության՝ բացարձակ ջերմաստիճանը կապված է ատոմների և մոլեկուլների քառասյին շարժման միջին կինետիկ էներգիայի հետ:  **$T = 0$  Կ-ում ջերմային շարժումը (բայց ոչ շարժման ընդհանրապես) դադարում է:** Ամնիջական կապը բացարձակ ջերմաստիճանի և քառասյին շարժման միջին կինետիկ էներգիայի միջև կներկայացնենք § 15-ում:

Բացարձակ ջերմաստիճանային սանդղակի ներմուծումը պարզեցնում է Գեյ-Լյուսակի և Շառլի օրենքների մաթեմատիկական տեսքը: Իրոք, այդ օրենքների բանաձևերում ջերմաստիճանային երկանդամը կարելի է ներկայացնել



Նկ. 22. Գեյ-Լյուսակի օրենքի գրաֆիկը ( $V, T$ ) կոորդինատային հարթության վրա

$$1 + \alpha t = 1 + \alpha T - \frac{1}{\alpha} = \alpha T \quad (2.15)$$

տեսքով, որի օգնությամբ Գեյ-Լյուսակի օրենքը կարտահայտվի

$$V = V_0 \alpha T \quad (2.16)$$

բանաձևով (նկ. 22), իսկ Շառլի օրենքը՝

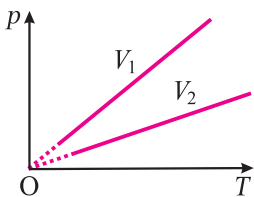
$$\rho = \rho_0 \alpha T \quad (2.17)$$

բանաձևով (նկ. 23): Այսպիսով՝ տրված քանակով գազի տարբեր վիճակներում ծավալների հարաբերությունը հաստատուն ճնշման դեպքում հավասար է բացարձակ ջերմաստիճանների հարաբերությանը՝

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad (m = const, \rho = const) : \quad (2.18)$$

Համանման ձևով կարելի է ներկայացնել նաև Շառլի օրենքը.

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad (m = const, V = const) : \quad (2.19)$$



Նկ. 23. Շառլի օրենքի գրաֆիկը ( $\rho, T$ ) կոորդինատային հարթության վրա



## Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Որքա՞ն է բացարձակ զրո ջերմաստիճանը Ցելսիուսի սանդղակով: 2. Գրե՞ք բացարձակ (Կելվինի) և Ցելսիուսի սանդղակների կապն արտահայտող բանաձևը: 3. Ի՞նչ ֆիզիկական իմաստ ունի բացարձակ զրո ջերմաստիճանը: 4. Գրե՞ք բացարձակ (Կելվինի) և Ֆարենհայթի սանդղակների կապն արտահայտող բանաձևը:

## §14. ԻՆՏԱԼԱԿԱՆ ԳԱԶԻ ՎԻՃԱԿԻ ՇԱՎԱՍԱՐՈՒՄԸ

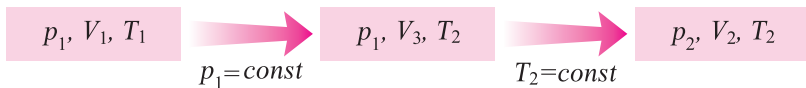
Գազային օրենքները նկարագրում են տրված քանակով գազի երկու պարամետրերի կապը, երբ երրորդ պարամետրը հաստատուն է: Այսպես՝ իզոթերմ պրոցեսում ( $T = const$ ) գազի ճնշման և ծավալի կապն արտահայտվում է Բոյլ-Մարիոտի, իզոխոր պրոցեսում ( $V = const$ )՝ Շառլի, իսկ իզոբար պրոցեսում ( $p = const$ )՝ Գեյ-Լյուսակի օրենքներով:

Սակայն շատ հաճախ գազի վիճակը բնութագրող բոլոր պարամետրերը փոփոխվում են միաժամանակ: Օրինակ՝ եթե օդով լցված ռետինե գնդակը խորասուզենք ջրի մեջ, ապա խորասուզմանը զուգընթաց գազի ջերմաստիճանը կնվազի (ջրի ստորին շերտերն ավելի ու ավելի սառն են), գնդակը կսեղմվի. ծավալը կփոքրանա, կփոխվի նաև գնդակում օդի ճնշումը:

Գազային օրենքների իմաստությունը հնարավորություն է տալիս կապ հաստատել տրված քանակով գազի վիճակը բնութագրող  $T, p, V$  պարամետրերի միջև: Ընդհանրապես ջերմադինամիկական համակարգի վիճակը բնութագրող պարամետրերի միջև կապը կոչվում է վիճակի հավասարում, որն առավել պարզ է իդեալական գազի համար:

**Կլասայերյոնի հավասարումը:** Ստանանք իդեալական գազի վիճակի հավասարումը՝ կապը  $p, V$  և  $T$  պարամետրերի միջև, երբ գազի քանակը ջերմադինամիկական պրոցեսում անփոփոխ է՝  $m = const$ :

Դիցուք՝  $p_1, V_1$  և  $T_1$  պարամետրերով վիճակից (1-ին վիճակ) գազը որևէ պրոցեսի հետևանքով անցնում է  $p_2, V_2$  և  $T_2$  պարամետրերով վիճակի (2-րդ վիճակ): Կապ հաստատենք 1-ին և 2-րդ վիճակները բնութագրող պարամետրերի միջև: Այդ նպատակով 1-ինից 2-րդ վիճակին անցումն իրականացնենք երկու փուլով: Նախ՝ իզոբար պրոցեսի օգնությամբ անցնենք 3-րդ միջանկյալ վիճակին, իսկ հետո՝ իզոթերմ պրոցեսի օգնությամբ՝ 2-րդ վիճակին (նկ. 24):



Նկ. 24. Գազի անցումն 1-ին վիճակից 2-րդին

1→3 իզոբար պրոցեսում իդեալական գազն անցնում է  $p_1, V_3, T_2$  միջանկյալ վիճակին, հետևաբար, Գեյ-Լյուսակի օրենքի համաձայն,

$$\frac{V_1}{V_3} = \frac{T_1}{T_2} \quad (p_1 = const) : \tag{2.20}$$

3→2 իզոթերմ պրոցեսում գազն անցնում է  $p_2, V_2, T_2$  վերջնական վիճակի, հե-

տևաբար, Բոյլ-Մարիոտի օրենքի համաձայն,

$$\rho_1 V_3 = \rho_2 V_2 \quad (T_2 = const): \quad (2.21)$$

(2.20) բանաձևից որոշված

$$V_3 = V_1 \frac{T_2}{T_1} \quad (2.22)$$

արտահայտությունը տեղադրելով (2.21) բանաձևի մեջ՝ կստանանք՝

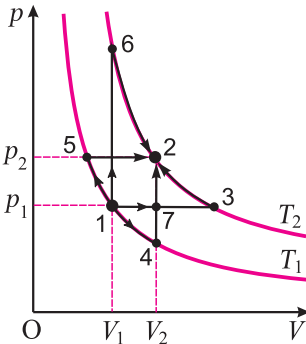
$$\rho_1 V_1 \frac{T_2}{T_1} = \rho_2 V_2, \quad (2.23)$$

կամ

$$\frac{\rho_1 V_1}{T_1} = \frac{\rho_2 V_2}{T_2}: \quad (2.24)$$

Գազի 1-ին և 2-րդ վիճակներն ընտրված են կամայականորեն, ուստի՝ (2.24) առնչությունը ճիշտ է իդեալական գազի կամայական վիճակի համար: Այսպիսով՝ տրված քանակով իդեալական գազի ճնշման և ծավալի արտադրյալի հարաբերությունը գազի բացարձակ ջերմաստիճանին հաստատուն մեծություն է և կախված չէ գազի վիճակից՝

$$\frac{\rho V}{T} = const, \quad m = const: \quad (2.25)$$



Նկ. 25. 1→2 անցման մի քանի հնարավոր պրոցեսներ

(2.25) հավասարումն իդեալական գազի վիճակի հավասարման գրության ձևերից է և հայտնի է որպես **Կլապեյրոնի հավասարում**: 25-րդ նկարում գրաֆիկորեն պատկերված է 1→3→2 հաջորդական անցումը ( $\rho, V$ ) կոորդինատային հարթության վրա: Հասկանալի է, որ 1→2 անցումը կարելի է իրականացնել բազմաթիվ այլ ձևերով (օրինակ՝ 1→4→2, 1→5→2, 1→6→2, 1→7→2 և այլն):

**Մեներելեն-Կլապեյրոնի հավասարումը**: Այն փաստը, որ  $m = const$  դեպքում գազի բնութագրերի միջև առկա է (2.25) կապը, հնարավորություն է տալիս ենթադրելու որոշակի կապի առկայություն  $\rho V/T$  և  $m$  մեծությունների միջև: Փորձենք ստանալ նաև այդ կապը:

Վերցնենք գազի 1 մոլ և  $V_M$ -ով նշանակենք դրա ծավալը: Ինչպես հայտնի է քիմիայի դասընթացից, նորմալ պայմաններում ( $0^\circ\text{C}$  ջերմաստիճան և նորմալ մթնոլորտային ճնշում՝  $\rho_0 = 101325$  Պա) յուրաքանչյուր գազի 1 մոլն զբաղեցնում է  $0,0224$  մ<sup>3</sup> ծավալ ( $V_{0M} = 0,0224$  մ<sup>3</sup>/մոլ), ուստի, ըստ (2.25) հավասարման,

$$\frac{\rho V_M}{T} = \frac{\rho_0 V_{0M}}{T_0} \cdot \frac{101325 \cdot 0,0224}{273} \frac{\text{Ն}}{\text{մ}^2} \frac{\text{մ}^3}{\text{մոլ}} \frac{\$1}{\text{Կ}} = 8,31 \frac{\text{Ջ}}{\text{մոլ } \$\text{Կ}}: \quad (2.26)$$

Այսպիսով՝ գազի մեկ մոլի ծավալի և ճնշման արտադրյալի հարաբերությունը բացարձակ ջերմաստիճանին հաստատուն մեծություն է բոլոր գազերի համար: Այդ հաստատուն մեծությունը նշանակում են  $R$  տառով և անվանում **ունիվերսալ գազային հաստատուն**՝

$$R = 8,31 \frac{\Omega}{\text{մոլ } \$\text{Կ}}: \quad (2.27)$$

(2.26) և (2.27) բանաձևերից 1 մոլ գազի համար կստանանք՝

$$pV_M = RT: \quad (2.28)$$

Եթե ունենք գազի ոչ թե 1 մոլ, այլ  $\nu$  մոլ, ապա այն միևնույն  $p$  ճնշման տակ և միևնույն  $T$  ջերմաստիճանում կզբաղեցնի  $\nu$  անգամ մեծ ծավալ (տես (1.10) բանաձևը)՝

$$V = \nu V_M = \frac{m}{M} V_M, \quad (2.29)$$

որտեղ  $M$ -ը գազի մոլային զանգվածն է: (2.28) հավասարման երկու մասերն էլ բազմապատկելով  $\nu$ -ով և, նկատի ունենալով (2.29) առնչությունը, կստանանք՝

$$pV = \nu RT = \frac{m}{M} RT, \quad (2.30)$$

որն էլ հենց  $m$  զանգվածով իդեալական գազի վիճակի հավասարումն է:

(2.30) հավասարումը հայտնաբերել է ռուս նշանավոր գիտնական Գ-միտրի Մենդելեևը, ուստի այն կոչվում է **Մենդելեև-Կլապեյրոնի հավասարում**: (2.30) հավասարումն անվանում են նաև **գազային վիճակի միաբյալ հավասարում**, քանի որ դրանից բխում են իդեալական գազի համար մեզ հայտնի գազային օրենքները: Իրոք, երբ  $T = const$  ( $m = const$ ),  $pV = mRT/M = const$ , որը Բոյլ-Մարիոտի օրենքն է: Երբ  $p = const$  ( $m = const$ ),  $V = mRT/Mp = const \$ T$ , այսինքն՝  $V \sim T$ , որը Գեյ-Լյուսակի օրենքն է: Վերջապես, երբ  $V = const$  ( $m = const$ ),  $p = mRT/MV = const \$ T$ , այսինքն՝  $p \sim T$ , որը Շարլի օրենքն է:



### Հարցեր և առաջադրանքներ

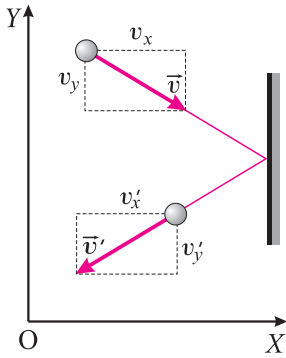
1. Գրեք իդեալական գազի վիճակի հավասարումը:
2. Գրեք Կլապեյրոնի հավասարումը:
3. Որքա՞ն է ունիվերսալ գազային հաստատվածքը:
4. Ինչպե՞ս է կախված իդեալական գազի ճնշումը նրա զանգվածից:
5. Իդեալական գազի վիճակի հավասարումից ստացե՞ք Բոյլ-Մարիոտի, Գեյ-Լյուսակի և Շարլի օրենքների բանաձևերը:

## § 15. ՄՈՒԵԿՈՒԼԱՅԻՆ-ԿԻՆԵՏԻԿ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՀԻՄՆԱԿԱՆ ՀԱՎԱՍԱՐՈՒՄԸ

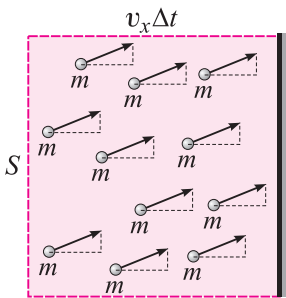
Իդեալական գազի վիճակի (2.30) հավասարումն արտածեցինք՝ հիմնվելով փորձնական ճանապարհով ստացված գազային օրենքների վրա: Այժմ փորձենք այդ հավասարումն արտածել տեսականորեն՝ հիմնվելով մոլեկուլային-կինետիկ տեսության արդյունքների վրա:

Օգտվենք իդեալական գազի պարզագույն մոդելից, որի համաձայն՝ գազի մասնիկները չափազանց փոքր զանգվածով կոշտ գնդիկներ են, իսկ փոխազդեցությունը գազի մասնիկների միջև դրսևորվում է միայն բախումների ձևով:

Հաշվենք իդեալական գազի ճնշումը, որը պայմանավորված է անոթի պատերին «տեղացող» գազի մոլեկուլների հարվածներով: Ենթադրենք, որ գազի մոլեկուլների հարվածներն առաձգական են, այսինքն՝ պատին բախվելիս փոխվում է մոլեկուլների արագության միայն ուղղությունը, բայց ոչ մոդուլը:



Նկ. 26. Մոլեկուլի առաձգական հարվածի պատկերումը



Նկ. 27.  $\Delta t$  ժամանակամիջոցում պատին հարվածող մոլեկուլների թիվը

գործընթացներն ունեն  $v_x > 0$  դրական պրոյեկցիաներ: Ուրեմն՝  $\Delta t$  ժամանակամիջոցում անոթի  $S$  պատին

$$\frac{n}{2} S v_x \Delta t \quad (2.33)$$

հարվածների հետևանքով պատին կհաղորդվի

$$\Delta P = \frac{n}{2} S v_x \Delta t 2 m v_x = n S \Delta t m v_x^2 \quad (2.34)$$

իմպուլս: Մյուս կողմից՝ միավոր ժամանակում պատին մոլեկուլների հաղորդած իմպուլսը թվապես հավասար է պատի վրա ազդող ուժին, հետևաբար՝

$$f = \frac{\Delta P}{\Delta t} = n S m v_x^2: \quad (2.35)$$

Մինչև այժմ ենթադրում էինք, որ պատին հարվածող բոլոր մոլեկուլներն ունեն միևնույն արագությունը: Իրականում մոլեկուլներն ունեն բոլոր հնարավոր արագությունները, և դրանցից յուրաքանչյուրն ուժի մեջ իր ներդրումն ունի: Այս հանգամանքը կարող ենք հաշվի առնել, եթե (2.35) հավասարությունը գրենք բոլոր հնարավոր արագություններով մասնիկների համար: Եթե միավոր ժամանակում կա  $\vec{v}_1$  արագությամբ  $n_1$  մասնիկ,  $\vec{v}_2$  արագությամբ՝  $n_2$  մասնիկ, ...,  $\vec{v}_N$  արագությամբ՝  $n_N$  մասնիկ, ապա, (2.35) բանաձևի համաձայն, պատի վրա ազդող ուժը՝

Դիցուք՝ մոլեկուլը  $\vec{v}$  արագությամբ շարժվում է դեպի անոթի հարթ պատը (նկ. 26): Պատին զուգահեռ ուղղությամբ ( $Y$ -ների առանցք) ուժեր չեն ազդում, ուստի՝ մոլեկուլի արագության  $y$  պրոյեկցիան մնում է անփոփոխ, այսինքն՝  $v_y = v'_y$ :

Մոլեկուլի իմպուլսի  $X$  պրոյեկցիայի փոփոխությունը պայմանավորված է պատից մոլեկուլի վրա ազդող ուժով և հավասար է՝

$$m v'_x - m v_x = - m v_x - m v_x = - 2 m v_x: \quad (2.31)$$

Համաձայն Նյուտոնի երրորդ օրենքի՝ պատին մոլեկուլի հաղորդած իմպուլսը հավասար կլինի (2.31) արտահայտությանը՝ մինուս նշանով, այսինքն՝  $2 m v_x$ :

Այժմ որոշենք  $\Delta t$  ժամանակամիջոցում պատին բոլոր մոլեկուլների հաղորդած իմպուլսը:  $\Delta t$  ժամանակամիջոցում անոթի պատին կարող են հարվածել պատից  $v_x \Delta t$  և ավելի փոքր հեռավորությամբ մոլեկուլները (նկ. 27), այսինքն՝  $S$  հիմքով և  $v_x \Delta t$  բարձրությամբ ուղիղ գլանում եղած մոլեկուլները: Դրանց թիվը կլինի՝

$$n S v_x \Delta t, \quad (2.32)$$

որտեղ  $n$ -ը գազի կոնցենտրացիան է՝ մոլեկուլների թիվը միավոր ծավալում: Քառասյին շարժման հետևանքով մոլեկուլների միջին հաշվով միայն կեսն է շարժվում դեպի  $S$  պատը, այսինքն՝ այն մոլեկուլները, որոնց արագություններն ունեն  $v_x > 0$  դրական պրոյեկցիաներ: Ուրեմն՝  $\Delta t$  ժամանակամիջոցում անոթի  $S$  պատին

$$F = f_1 + f_2 + \dots + f_N = mS(n_1v_{1x}^2 + n_2v_{2x}^2 + \dots + n_Nv_{Nx}^2): \quad (2.36)$$

Եթե սահմաններ արագության պրոյեկցիայի քառակուսու միջինը՝

$$\overline{v_x^2} = \frac{n_1v_{1x}^2 + n_2v_{2x}^2 + \dots + n_Nv_{Nx}^2}{n_1 + n_2 + \dots + n_N} = \frac{1}{n}(n_1v_{1x}^2 + n_2v_{2x}^2 + \dots + n_Nv_{Nx}^2), \quad (2.37)$$

որտեղ  $n$ -ը մասնիկների լրիվ կոնցենտրացիան է, ապա (2.36) բանաձևը կարող ենք ներկայացնել հետևյալ կերպ՝

$$F = mS\overline{v_x^2}: \quad (2.38)$$

Նկատի ունենալով ճնշման սահմանումը՝ կստանանք՝

$$p = \frac{F}{S} = m\overline{v_x^2}: \quad (2.39)$$

Մոլեկուլների քառային շարժման բնույթից բխում է, որ տարածական  $x, y, z$  ուղղությունները հավասարազոր են, ուստի՝

$$\overline{v_x^2} = \overline{v_y^2} = \overline{v_z^2}: \quad (2.40)$$

Արագության մոդուլն արտահայտելով իր պրոյեկցիաներով՝

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2, \quad (2.41)$$

նրա մոդուլի քառակուսու միջինի համար կստանանք՝

$$\overline{v^2} = \overline{v_x^2} + \overline{v_y^2} + \overline{v_z^2} = 3\overline{v_x^2}, \quad (2.42)$$

որտեղից

$$\overline{v_x^2} = \frac{1}{3}\overline{v^2}: \quad (2.43)$$

(2.39) և (2.43) բանաձևերից գազի ճնշման համար կստանանք **մոլեկուլային-կինետիկ տեսության հիմնական հավասարումը՝**

$$p = \frac{1}{3}nm\overline{v^2}: \quad (2.44)$$

Ստացված բանաձևն իրար է կապում մակրոսկոպական պարամետր  $p$  ճնշումը, որը կարելի է փորձում անմիջականորեն չափել, և միկրոսկոպական մեծություններ՝ մոլեկուլի  $m$  զանգվածը և արագության քառակուսու միջինը՝  $\overline{v^2}$ -ը: Մոլեկուլային-կինետիկ տեսության հիմնական հավասարումը կարելի է ներկայացնել նաև այլ կերպ, եթե սահմաններ մեկ մոլեկուլին բաժին ընկնող համընթաց շարժման կինետիկ էներգիայի (միջին կինետիկ էներգիա) գաղափարը՝

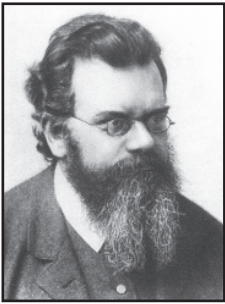
$$\bar{\varepsilon} = \frac{m\overline{v^2}}{2}: \quad (2.45)$$

Այս դեպքում՝

$$p = \frac{2}{3}n\bar{\varepsilon}: \quad (2.46)$$

(2.46) հավասարումը հնարավորություն է տալիս ստանալու կարևորագույն արդյունք՝ ջերմաստիճանի և մոլեկուլների միջին կինետիկ էներգիայի կապը:

Իրոք, գազային վիճակի միացյալ օրենքի համաձայն՝



**Բուլցման Լյուդվիգ**

1844 -1906

*Ավստրիացի մեծ ֆիզիկոս. հիմնական աշխատանքները վերաբերում են մոլեկուլային ֆիզիկային, ջերմադինամիկային և ճառագայթման փոխազդեցությանը: Վիճակագրական ֆիզիկայի հիմնադիրներից է: Ապացուցել է ջերմադինամիկայի երկրորդ օրենքի վիճակագրական բնույթը:*

$$pV = \frac{m}{M} RT: \tag{2.47}$$

(2.46) հավասարումը բազմապատկելով  $V$ -ով և նկատի ունենալով, որ  $nV = N$ , որտեղ  $N$ -ը մոլեկուլների թիվն է, և հավասարեցնելով (2.46) և (2.47) հավասարումների աջ մասերը՝ կստանանք՝

$$\frac{2}{3} N\bar{\epsilon} = \frac{m}{M} RT, \tag{2.48}$$

որտեղից միջին կինետիկ էներգիան՝

$$\bar{\epsilon} = \frac{3}{2} \frac{mRT}{MN}, \tag{2.49}$$

այսինքն՝ **գազի մոլեկուլների քառասային շարժման միջին կինետիկ էներգիան համեմատական է բա-  
յարձակ ջերմաստիճանին:**

Այս արդյունքն ստանալիս օգտվեցինք իդեալական գազի վիճակի հավասարումից, որին ենթարկվում են իրական գազերը փոքր խտությունների և բարձր ջերմաստիճանների դեպքում, սակայն այն, ինչպես պարզվում է, ճիշտ է նաև հեղուկ և պինդ նյութերի մո-

լեկուլների համար: Մասնավորապես (2.49) բանաձևից ակնհայտ է, որ բայարձակ ջերմաստիճանը միշտ դրական մեծություն է, քանի որ այն համեմատական է մի-այն դրական արժեքներ ընդունող մեծության:

Պարզեցնենք (2.49) արտահայտությունը: Քանի որ  $N = \nu N_A = (m/M) N_A$ , ապա՝

$$\bar{\epsilon} = \frac{3}{2} \frac{m}{M} \frac{RT}{\frac{m}{M} N_A} = \frac{3}{2} \frac{R}{N_A} T: \tag{2.50}$$

Ընդունված է  $R$  ունիվերսալ գազային հաստատունի և Ավոգադրոյի հաստատունի հարաբերությունն անվանել **Բուլցմանի հաստատուն**՝

$$k_B = \frac{R}{N_A} = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Ջ}}{\text{Կ}}: \tag{2.51}$$

Բուլցմանի հաստատունի ներմուծումից հետո (2.50) հավասարումը կարելի է գրել ավելի պարզ՝

$$\bar{\epsilon} = \frac{3}{2} k_B T: \tag{2.52}$$

(2.52) բանաձևը հնարավորություն է տալիս պարզեցնելու նաև մոլեկուլային-կինետիկ տեսության հիմնական (2.46) հավասարումը՝

$$p = nk_B T: \tag{2.53}$$

Այս հավասարումը հեշտությամբ ստացվում է նաև գազային վիճակի միա-յլալ օրենքից, եթե դրա մեջ գազային հաստատունի փոխարեն օգտագործենք Բուլցմանի հաստատունը: Իրոք՝

$$p = \frac{m}{M} \frac{RT}{V} = \frac{m}{M} \frac{k_B N_A}{V} T = \frac{m}{M} N_A \frac{k_B T}{V} = \frac{N}{V} k_B T = nk_B T:$$



**Գալտոնի օրենքը:** Գազային վիճակի հավասարումը չի պարունակում գազի տեսակը բնութագրող որևէ պարամետր: Սա հետևանք է մոլեկուլների փոխազդեցության անտեսման, որը գրկում է մոլեկուլներին իրենց «անհատականությունից»: Ուստի՝ այդ հավասարումը ճիշտ է նաև տարբեր իդեալական գազերի խառնուրդի համար: Խառնուրդում բոլոր մոլեկուլների թիվը՝

$$N = N_1 + N_2 + \dots, \quad (2.54)$$

որտեղ  $N_i$ -ն  $i$ -երորդ տեսակի գազի մոլեկուլների թիվն է: Համաձայն իդեալական գազի վիճակի հավասարման՝

$$pV = Nk_B T = N_1 k_B T + N_2 k_B T + \dots: \quad (2.55)$$

Եթե  $V$  ծավալն զբաղեցրած լիներ միայն  $i$ -երորդ տեսակի գազը, ապա նրա գործադրած ճնշումը կորոշվեր

$$p_i V = N_i k_B T \quad (2.56)$$

բանաձևով, որի համաձայն՝

$$p_i = \frac{N_i}{V} k_B T: \quad (2.57)$$

$p_i$ -ն անվանում են  $i$ -երորդ տեսակի գազի **մասնական ճնշում:** (2.55) և (2.57) բանաձևերից հետևում է, որ

$$p = p_1 + p_2 + \dots, \quad (2.58)$$

այսինքն՝ **իդեալական գազերի խառնուրդում ճնշումը հավասար է խառնուրդի գազերի մասնական ճնշումների գումարին:** Այս օրենքը փորձնական ճանապարհով ստացել է Գալտոնը և կոչվում է Գալտոնի օրենք՝ մասնական ճնշումների համար:

Չոր, այսինքն՝ ջրի գոլորշիներ չպարունակող օդի բաղադրության 78%-ը (ըստ ծավալի) ազոտն է, 21%-ը՝ թթվածինը, մնացածը՝ արգոնը և այլ գազեր: Եթե օդի ճնշումը 1 մթն է, ապա ազոտի մասնական ճնշումը 0,78 մթն է, իսկ թթվածինը՝ 0,21 մթն:



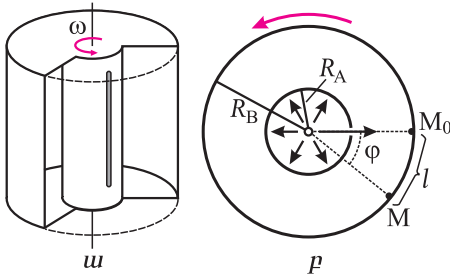
### Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Բոլցմանի հասարակությունն արտահայտեք մյուս ունիվերսալ հասարակությունների միջոցով: Գրեք դրա արժեքը: **2.** Ի՞նչ կապ կա իդեալական գազի ճնշման և մասնիկների քանակի շարժման միջին կինետիկ էներգիայի միջև: **3.** Հնարավոր է արդյոք բարձրացնել տվյալ զանգվածով իդեալական գազի ջերմաստիճանը՝ գազի ծավալն ու ճնշումը թողնելով անփոփոխ: **4.** Բացարդեք Բոյլ-Մարիոտի օրենքը՝ ըստ մոլեկուլային-կինետիկ տեսության: **5.** Բացարդեք Գեյ-Լյուսակի օրենքը՝ ըստ մոլեկուլային-կինետիկ տեսության: **6.** Բացարդեք Շառլի օրենքը՝ ըստ մոլեկուլային-կինետիկ տեսության: **7.** Կախվա՞ծ է արդյոք իդեալական գազի ճնշումը գազի տեսակից: **8.** Ի՞նչու՞ հասարակում ճնշման դեպքում տաք օդը թեթև է սառն օդից: **9.** Ի՞նչ է մասնական ճնշումը: **10.** Ձևակերպեք Գալտոնի օրենքն իդեալական գազերի խառնուրդի համար:

## ՇՏԵՈՆԻ ՓՈՐՁԸ: ԳԱԶԻ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԲԱՇԽՈՒՄՆ ԸՍՏ ԱՐԱԳՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ: ՄԱՔՍԿԵԼԻ ԲԱՇԽՈՒՄ

### § 16.

**Շտեռնի փորձը:** Մոլեկուլային-կինետիկ տեսության համաձայն՝ նյութի մասնիկները՝ ատոմները և մոլեկուլները, բոլոր ազդեցատային վիճակներում կատարում են անկանոն, երբեք չդադարող ջերմային շարժում: Իսկ ինչպիսի՞ արագություններ ունեն այդ մասնիկները, մասնավորապես գազի մոլեկուլները, և ինչպե՞ս չափել այդ արագությունները:



Նկ. 28. Շտեռնի սարքի սխեման

Մոլեկուլների ջերմային արագությունների անմիջական չափումներ փորձնական ճանապարհով կատարել է գերմանացի ֆիզիկոս Օտտո Շտեռնը 1920 թ.: 28-րդ նկարում պատկերված է Շտեռնի փորձարարական սարքի սխեման: Փոքր՝  $R_A$  շառավղով գլանում արծաթապատ պլատինե լարը հոսանքով շիկացնելիս առաջանում է արծաթի գոլորշի:

Այդ գլանի ծնիչի երկայնքով արված նեղ ճեղքից դուրս թռչող արծաթի ատոմները կուտակվում են մեծ՝  $R_B$  շառավղով գլանի ներքին մակերևույթին՝ առաջացնելով նեղ  $M_0$  շերտը (նկ. 28, բ): Մեծ և փոքր գլանների միջև ստեղծվում էր վակուում, որը գործնականում բացառում էր արծաթի ատոմների բախումներն օդի մոլեկուլներից:

Մաքրն իր առանցքի շուրջը պտտելիս արծաթի ատոմներն ընկնում են արտաքին գլանի ներքին մակերևույթին՝ առաջացնելով  $M$  շերտը, որը շեղված է  $M_0$  շերտից սարքի պտտման ուղղությանը հակառակ (նկ. 28, բ):  $M_0$  և  $M$  նոր շերտերի միջև շեղման և սարքի պտտման անկյունային արագության միջոցով կարելի է որոշել արծաթի ատոմների արագությունը:

Իրոք,  $v$  արագությամբ ատոմներն արտաքին և ներքին գլանների միջև  $R_B - R_A$  հեռավորությունն անցնում են  $t = (R_B - R_A)/v$  ժամանակում, որի ընթացքում սարքը պտտվում է  $\varphi = \omega t$  անկյունով: Այս պատճառով ատոմներն ընկնում են  $M$  շերտ, որն  $M_0$  շերտից շեղված է  $MM_0$  աղեղի չափով՝  $l = R_B \varphi = R_B \omega t$ : Վերջին բանաձևում տեղադրելով  $t$  ժամանակի արտահայտությունը, կստանանք՝

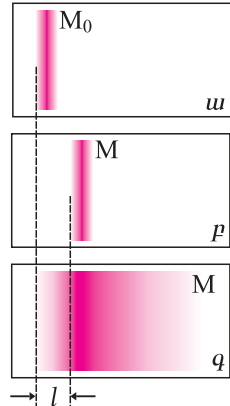
$$l = \frac{\omega R_B (R_B - R_A)}{v} \quad (2.59)$$

Չափելով  $l$  աղեղի երկարությունը և իմանալով  $\omega$  անկյունային արագությունը, (2.59) բանաձևից կորոշենք արծաթի ատոմների արագությունը՝

$$v = \frac{\omega R_B (R_B - R_A)}{l} \quad (2.60)$$

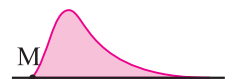
(2.60) բանաձևով հաշվված արագությունները մեծ ճշգրտությամբ համընկնում են մոլեկուլային տեսության շրջանակներում ստացված արժեքներին:

**Գազի մասնիկների բաշխումը՝ ըստ արագությունների:** Շտեռնի փորձում դիտվում է ոչ միայն  $M_0$  շերտի / շեղում, այլ նաև լողում, այսինքն՝ մեծ գլանի մակերևույթին առաջացած  $M$  շերտի լայնությունն զգալիորեն գերազանցում է  $M_0$  շերտի լայնությունը (նկ.29,գ): Այս փաստը վկայում է, որ փնջում արծաթի ատոմներն ունեն տարբեր արագություններ: Իրոք, եթե բոլոր ատոմներն ունենային նույն արագությունը, ապա կկուտակվեին նեղ շերտի տեսքով, որը միայն շեղված կլիներ (նկ.29,բ): Սակայն, համաձայն (2.59) բանաձևի, մեծ արագությամբ թռչող ատոմներն ավելի քիչ են շեղվում  $M_0$  շերտից, քան ավելի փոքր արագությամբ շարժվող ատոմները: Փորձից բխում է նաև, որ լողված շերտի հաստությունը համասեռ չէ: Նրա ընդլայնական հատույթը մանրադիտակի տակ ունի 30-րդ նկարում պատկերված տեսքը:



Նկ. 29.  $M_0$  շերտի շեղումը և լողվելը

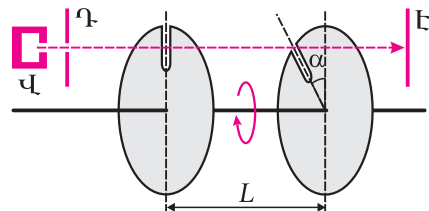
Եթե շերտն ամենուր ունենար նույն հաստությունը, ապա դրանից կհետևեր, որ փնջում կամայական արագությամբ շարժվող ատոմների թիվը նույնն է: Ուրեմն՝ շերտի հաստության անհամասեռությունից հետևում է, որ փնջում տարբեր արագություններով շարժվող ատոմների թվերը տարբեր են:



Նկ. 30. Արծաթի շերտի ընդլայնական հատույթի խոշորացված տեսքը

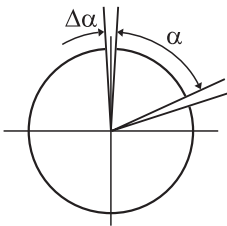
Ատոմների բաշխումը՝ ըստ արագությունների կարելի է հետազոտել արագությունների մեխանիկական ընտրիչ (սեղեկատր) կոչվող սարքի միջոցով (նկ. 31):

Նույն առանցքին անշարժ ամրացված սկավառակների միջև հեռավորությունը  $L$  է: Սկավառակների վրա, շառավիղների ուղղությամբ արված են նեղ ճեղքեր, որոնք իրար նկատմամբ շեղված են  $\alpha$  անկյունով:  $\mathcal{A}$  դիաֆրագմայի միջով  $\mathcal{V}$  վառարանից սկավառակների վրա է ուղղվում մոլեկուլների փունջը (դիտարկվող փորձում՝ սնդիկի ատոմների): Փնջում  $v$  արագությամբ ատոմը, անցնելով առաջին սկավառակի ճեղքը, երկրորդ սկավառակին կհասնի  $t = L/v$  ժամանակ անց: Այդ ընթացքում սկավառակները կպտտվեն  $\omega t$  անկյունով, որտեղ  $\omega$ -ն պտտման անկյունային արագությունն է: Ուստի՝ երկրորդ սկավառակի ճեղքով կանցնեն և էկրանին հետք կթողնեն միայն այն ատոմները, որոնց արագությունը բավարարում է  $\alpha = \omega t = \omega L/v$  պայմանը: Փոփոխելով սկավառակների պտտման անկյունային արագությունը և չափելով էկրանին «նստած» նյութի զանգվածը, կարող ենք որոշել տարբեր արագություններով ատոմների թվերի հարաբերությունը:



Նկ. 31. Արագությունների մեխանիկական ընտրիչի սխեմատիկ պատկերը

Արագության մեծության մասին գաղափար կազմելու համար կատարենք փվային գնահատում: Եթե  $L = 0,4$  մ,  $\alpha = 24^\circ = 24\pi/180$  ռադ, պտույտների հաճախությունը՝  $n = 50$  պտ/վ, ապա



Նկ. 32. Փորձի ճշտության պարզաբանումը

$$v = \frac{\omega L}{\alpha} = \frac{2\pi nL}{\alpha} \approx 300 \text{ մ/վ:} \quad (2.61)$$

Իսկ ինչպիսի՞նք է փորձի ճշտությունը: Նկատենք, որ այն կախված է սկավառակների ճեղքերի լայնությունից (ճեղքերը մույնն են): Դիցուք՝ ատոմն անցնում է առաջին սկավառակի ձախ եզրով: Երկրորդ սկավառակի ճեղքով այն կարող է անցնել ինչպես ձախ, այնպես էլ աջ եզրի մոտով: Առաջին դեպքում սկավառակները պտտված կլինեն  $\alpha$  անկյունով, իսկ երկրորդ դեպքում՝  $\alpha + \Delta\alpha$  անկյունով (նկ.32): Հետևաբար՝ էկրանին կհասնեն ինչպես  $v$  արագությամբ ատոմները, որոնք կանցնեն երկրորդ սկավառակի ճեղքի ձախ եզրով, այնպես էլ ավելի փոքր  $v_1$  արագությամբ ատոմները, որոնք կանցնեն աջ եզրով: Այդ արագությունների տարբերությունը՝

$$\Delta v = v - v_1 = \frac{2\pi nL}{\alpha} - \frac{2\pi nL}{\alpha + \Delta\alpha} = \frac{v\Delta\alpha}{\alpha + \Delta\alpha}: \quad (2.62)$$

Դիտարկված օրինակում,  $\Delta\alpha = 2^\circ$  դեպքում  $\Delta v = 27$  մ/վ: Այսպիսով՝ տվյալ փորձում կարող ենք միայն փաստել, որ ատոմների արագությունները 300 մ/վ և 273 մ/վ արագություններով սահմանափակված տիրույթում են:

Փորձի ճշտությունը կարելի է մեծացնել՝ նեղացնելով ճեղքերը: Սակայն սկզբունքորեն հնարավոր չէ ամբողջովին վերացնել արագությունների  $\Delta v$  ցրվածքը, քանի որ հնարավոր չէ ճեղքերն անվերջ նեղացնել:

Փորձը ցույց է տալիս՝ որքան մեծ է ատոմների թիվը փնջում, այնքան քիչ ժամանակ է անհրաժեշտ, որպեսզի էկրանին ստացվի չափումներ կատարելու համար պահանջվող ատոմների թիվ, այսինքն՝  $N_1/N_2 = t_2/t_1$ : Այսպիսով փորձով կարելի է որոշել այն ատոմների հարաբերական թիվը, որոնց արագությունները  $v - \Delta v$  տիրույթում են, այսինքն՝  $\Delta N/N \Delta v$  թիվը:

**Մաքսվելի բաշխում:** 2-րդ աղյուսակում և 33-րդ նկարում ներկայացված են մի փորձի արդյունքներ, մոլեկուլային փնջի աղբյուր վառարանի որոշակի ջերմաստիճանի համար:

Փորձի արդյունքներից հետևում է, որ կա մի որոշակի արագություն, որով շարժվում են առավել թվով ատոմներ: Այն 270÷300 մ/վ տիրույթում է: Այդ արագությունն անվանում են **ամենահավանական արագություն** ( $v_m$ ): Ատոմների մեծ մասը շարժվում է  $v_m$ -ին մոտ արագություններով: Կան շատ փոքրաթիվ ատոմներ, որոնց արագությունները շատ մեծ կամ շատ փոքր են ամենահավանական արագությունից:

33-րդ նկարում պատկերված կորը նկարագրում է ատոմների բաշխումը՝ ըստ արագությունների, որը մեծագույն ճշտությամբ համընկնում է դեռևս 1859թ. Ջեյմս Մաքսվելի տեսականորեն ստացած բաշխմանը, որը հայտնի է որպես **մոլեկուլների մաքսվելյան բաշխում՝ ըստ արագությունների**:

Արագությունների մաքսվելյան կորով սահմանափակված փոքր  $\Delta v$  հիմքով կորագիծ սեղանի մակերեսը, որը գործնականում չի տարբերվում

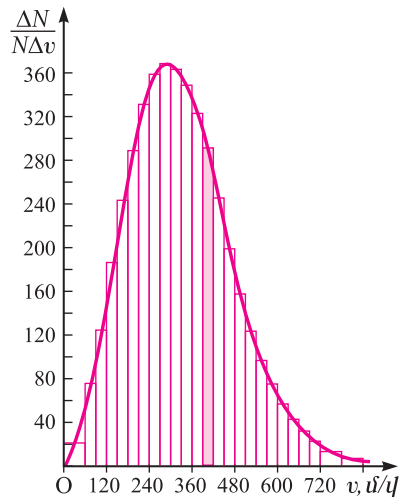
Արագությունների միջակայքը, մ/վ	Մոլեկուլների հարաբերական թիվը $\Delta N/N\Delta v$	Արագությունների միջակայքը, մ/վ	Մոլեկուլների հարաբերական թիվը $\Delta N/N\Delta v$
60 - 90	82	360 - 390	313
90 - 120	137	390 - 420	278
120 - 150	195	420 - 450	237
150 - 180	251	450 - 480	198
180 - 210	300	480 - 510	161
210 - 240	338	510 - 540	127
240 - 270	361	540 - 600	86
270 - 300	368	600 - 660	46
300 - 330	361	660 - 720	22
330 - 360	342	720 - 840	9

ուղղանկյան մակերեսից (նկ. 33, գունավորված ուղղանկյունը), հավասար է  $v$ -ից  $v + \Delta v$  տիրույթում ընկած արագություններով ատոմների հարաբերական թվին՝  $\Delta N/N$ -ին: Հետևաբար՝ բոլոր արագություններով ատոմների հարաբերական թվերի գումարը, որը ներկայացնում է բաշխման կորի տակ ընկած մակերեսը, հավասար կլինի միավորի:

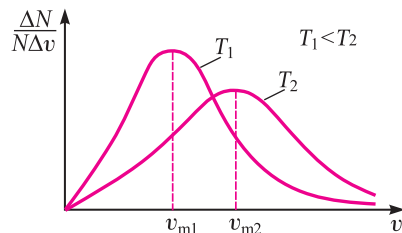
Մաքսվելյան բաշխման միջուցով կարելի է ստանալ մոլեկուլների շարժման ամենահավանական արագության արտահայտությունը՝

$$v_m = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}, \quad (2.63)$$

որտեղ  $T$ -ն բացարձակ ջերմաստիճանն է,  $m$ -ը՝ մոլեկուլի զանգվածը,  $k_B$ -ն Բոլցմանի հաստատունը: (2.63) բանաձևի համաձայն՝ ջերմաստիճանի բարձրացմանը զուգընթաց ամենահավանական արագությունը մեծանում է, այսինքն՝ մաքսվելյան բաշխման մաքսիմումը տեղափոխվում է դեպի մեծ արագությունների տիրույթ: Մյուս կողմից՝ քանի որ արագությունների բաշխման կորով և արագության առանցքով սահմանափակված մակերեսը հավասար է միավորի և կախված չէ ջերմաստիճանից, ապա դեպի մեծ արագությունների տիրույթ կորի մաքսի-



Նկ. 33. Փորձի արդյունքների գրաֆիկական պատկերումը



Նկ. 34. Մաքսվելյան բաշխման կորերը  $T_1 < T_2$  ջերմաստիճանների համար

մուսի կետի տեղափոխվելը կուղեկցվի կորի առավելագույն արժեքի նվազմամբ (նկ. 34):

Մաքսվելի բաշխման օգնությամբ կարելի է սահմանել երկու բնութագրական արագություններ և: Դրանցից մեկը միջին բառակուսային արագությունն է՝

$$v_{\text{բառ}} = \sqrt{v^2} = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}} = \sqrt{\frac{3k_B T}{m}} / v_T, \quad (2.64)$$

իսկ մյուսը՝ մասնիկների արագությունների մոդուլների միջինը կամ **միջին թվաբանական արագությունը**՝

$$v_{\text{թ}} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}}: \quad (2.65)$$

Ինչպես երևում է (2.63)-(2.65) բանաձևերից,  $v_m$ ,  $v_{\text{բառ}}$  և  $v_{\text{թ}}$  բնութագրական արագություններն իրարից տարբերվում են մեկին մոտ գործակիցներով.

$$v_{\text{բառ}} = \sqrt{\frac{3}{2}} v_m, \quad 1,22v_m, \quad v_{\text{թ}} = \sqrt{\frac{4}{\pi}} v_m, \quad 1,13v_m, \quad (2.66)$$

ուստի՝ դրանցից յուրաքանչյուրը կարելի է օգտագործել մասնիկների ջերմային շարժման արագությունների մասին պատկերացում կազմելու համար:

Մաքսվելի բաշխումն ունի համընդհանուր բնույթ: Այն նկարագրում է մոլեկուլների և ատոմների ջերմային շարժումը կամայական մարմիններում: Սակայն պետք է նկատի ունենալ, որ Մաքսվելի բաշխումը հիմնված է դասական մեխանիկայի վրա, ուստի կիրառելի է այն պայմաններում, երբ քվանտային երևույթները կարելի է անտեսել:



### Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Նկարագրեք Շրեմնի փորձարարական սարքի կառուցվածքը և գործողության սկզբունքը: **2.** Ինչո՞վ է պայմանավորված փորձում արտմների շերտի շեղումն սկզբնական դիրքից: **3.** Ի՞նչ բանաձևով է փրվում շերտի շեղման չափը: **4.** Ինչպե՞ս են փորձով որոշում արտմների շարժման արագությունները: **5.** Ի՞նչն է նեղ շերտի լղզման պարճառը: **6.** Ի՞նչ է ապացուցում փորձում արտաքին գլանի մակերևույթին «նստած» արտմների շերտի հաստության անհամասեռությունը: **7.** Նկարագրեք արագությունների մեխանիկական ընտրիչի կառուցվածքը և գործողության սկզբունքը: **8.** Ի՞նչ բանաձևով է որոշվում արտմի արագությունն ընտրիչում: **9.** Ինչո՞վ է պայմանավորված արագությունների մեխանիկական ընտրիչում արտմի արագության որոշման փորձի ճշտությունը: **10.** Ի՞նչ են փաստում 2-րդ աղյուսակում բերված փորձնական արդյունքները: **11.** Ի՞նչ պետք ունի արագությունների մաքսվելյան բաշխման կորը: **12.** Ի՞նչ իմաստ ունի  $\Delta v$  հիմքով կորագիծ սեղանի մակերեսը (նկ.33): **13.** Ի՞նչ է մոլեկուլների ամենահավանական արագությունը, և ի՞նչ բանաձևով է այն արտահայտվում: **14.** Ի՞նչ բնութագրական արագություններ գիտեք: Գրեք դրանց արտահայտությունները: **15.** Ի՞նչ կապեր կան բնութագրական արագությունների միջև: **16.** Գնահատեք ջրածնի արտմների ամենահավանական արագությունը 0°C ջերմաստիճանում: **17.** Որքանո՞վ են տարբերվում մոլեկուլների հարաբերական թվերը 60÷90 մ/վ և 510÷547 մ/վ միջակայքերում:

## § 17. ԻՐԱԿԱՆ ՉԱԶ: ՎԱՆ ԴԵՐ ՎԱՍԼՍԻ ԸՎՎԱՍԱՐՈՒՄԸ

Ինչպես ցույց է տալիս փորձը, գազի խտության մեծացմանը զուգընթաց՝ նրա հատկություններն ավելի ու ավելի են շեղվում իդեալական գազի հատկություններից և, ի վերջո, այն խտանում է՝ վերածվելով հեղուկի: Այս երևույթները պայմանավորված են միջնուլեկուլային բարդ փոխազդեցություններով, ուստի՝ ընդհանուր դեպքում հնարավոր չէ տեսականորեն ստանալ նյութի վիճակի հավասարում: Սակայն, այնուամենայնիվ, կարելի է ստանալ գազային վիճակի հավասարում՝ հաշվի առնելով մոլեկուլների փոխազդեցության հիմնական որակական առանձնահատկությունները:

Մոլեկուլների փոխազդեցության ուժերն ուսումնասիրելիս (§ 6) նշեցինք, որ փոքր՝ մոլեկուլի տրամագծի կարգի հեռավորությունների դեպքում մոլեկուլների միջև գործում են հզոր վանդոլության ուժեր: Այդ ուժերի գոյությունը նշանակում է, որ մոլեկուլներն ունեն որոշակի ծավալ, և գազն անվերջ սեղմել հնարավոր չէ: Մոլեկուլների փոխազդեցության մյուս հիմնական առանձնահատկությունը ձգողությունն է միմյանցից հեռու ( $r \gg d$ ) մոլեկուլների միջև: Ձգողության հաշվառումն ունի սկզբունքային նշանակություն, քանի որ ձգողությունն է հանգեցնում գազի խտացման և հեղուկի առաջացման:

Օգտվենք իդեալական գազի վիճակի հավասարումից՝ ենթադրելով, որ գազի քանակը 1 մոլ է, և նրա մեջ կատարենք մոլեկուլների փոխազդեցությանը պայմանավորված ուղղումները:

Նախ հաշվի առնենք մոլեկուլների վերջավոր չափեր ունենալու հանգամանքը: Դրա համար հիշենք, որ «իդեալական գազի ծավալ» ասելով հասկանում ենք գազը պարունակող անոթի ծավալը: Իրական գազի ծավալն անոթի ծավալից փոքր կլինի որոշակի  $b$  մեծությամբ, որը հետևանք է մոլեկուլների վերջավոր սեփական ծավալի: Ուստի՝ գազի մոլեկուլները կարող են շարժվել  $V' = V - b$  «ազատ» ծավալում:  $b$  մեծությունը կախված է մոլեկուլների թվից, չափերից, ձևից: Մասնավորապես, եթե ընդունենք, որ մոլեկուլները  $d$  տրամագծով կոշտ գնդեր են, ապա կստանանք, որ  $b$ -ն հավասար է բոլոր մոլեկուլների սեփական ծավալի քառապատկին՝  $b = 4V_0 N$ :

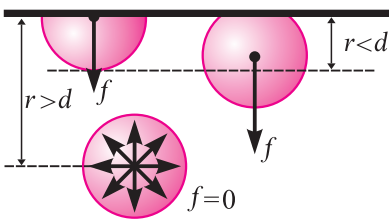
Եթե իդեալական գազի վիճակի հավասարման մեջ  $V$  ծավալից անցնենք  $V'$ -ին, կստանանք՝

$$p = \frac{RT}{V - b}: \quad (2.67)$$

Այս հավասարումից հետևում է, որ մոլեկուլների ծավալի հաշվառման արդյունքում իրական գազի ճնշումը տրված ջերմաստիճանում ավելի մեծ է, քան իդեալական գազի ճնշումը: (2.67) բանաձևից ակնհայտ է, որ  $V$  ծավալը չի կարող է փոքր լինել  $b$ -ից, քանի որ  $V = b$  դեպքում  $p$ -ն կձգտի անվերջի:

Այժմ հաշվի առնենք մոլեկուլների միջև ձգողության ուժերի ազդեցությունը գազի ճնշման վրա:

Եթե գազի մոլեկուլը շարժվում է անոթի պատերից ավելի հեռու, քան  $d$ -ն է, ապա նրա վրա հարևան մոլեկուլներից ձգողության ուժերի համագո-



**Նկ. 35.** Անոթի պատից հեռու ( $r > d$ ) և պատին մոտ տիրույթում ( $r \leq d$ ) մոլեկուլի վրա ազդող ուժերի համագործը

տին կփոքրանա այն ճնշման համեմատությամբ, որը գոյություն ունեւ անոթում մոլեկուլների միջև ձգողության բացակայության դեպքում: Դնշման  $\Delta\rho$  նվազումը համեմատական է մոտակա հարևաններից ազդող ուժին, որն, իր հերթին, համեմատական է մոլեկուլների կոնցենտրացիային: Մյուս կողմից՝ անոթի պատի մոտ մոլեկուլի տրամագծի կարգի հաստությամբ շերտում մոլեկուլների թիվը ևս համեմատական է գազի կոնցենտրացիային: Հետևաբար՝  $\Delta\rho$  ուղղումը համեմատական կլինի գազի կոնցենտրացիայի քառակուսուն կամ, գազի տրված քանակի դեպքում, հակադարձ համեմատական՝ ծավալի քառակուսուն՝

$$\Delta\rho = \frac{a}{V^2}, \tag{2.68}$$

որտեղ  $a$  մեծությանը բնութագրում է մոլեկուլների փոխազդեցությունը և կախված է, մասնավորապես գազի տեսակից:  $\Delta\rho$ -ն անվանում են **ներքին կամ մոլեկուլային ճնշում**: Նկատի ունենալով ձգողության ազդեցությամբ ճնշման  $\Delta\rho$  նվազումը, (2.67) և (2.68) բանաձևերից կստանանք՝

$$\rho = \frac{RT}{V-b} - \frac{a}{V^2}, \tag{2.69}$$

կամ

$$\rho + \frac{a}{V^2} = (V-b) = RT: \tag{2.70}$$

(2.70) բանաձևը հայտնի է որպես Վան դեր Վաալսի հավասարում մեկ մոլ իրական գազի համար:

Եթե գազի քանակը  $\nu$  մոլ է, ապա (2.70) հավասարման մեջ մեկ մոլին բաժին ընկնող  $V_{\mu} / V$  ծավալի փոխարեն պետք է տեղադրել  $V_{\mu} = V/\nu$  արտահայտությունը, որտեղ  $V$ -ն այժմ  $\nu$  մոլ գազի զբաղեցրած ծավալն է (նույն ճնշման և ջերմաստիճանի պայմաններում): Տեղադրումից հետո կստանանք՝

$$c\rho + \frac{\nu^2 a}{V^2} = \nu RT: \tag{2.71}$$

(2.70) հավասարումն արտածելիս կատարված ուղղումները կրում են որակական բնույթ, ուստի՝ փորձին լավագույնս համապատասխանեցնելու նպատակով  $a$  և  $b$  պարամետրերը յուրաքանչյուր գազի համար ընտրում են փորձնական ճանապարհով:

ըն գրո է, քանի որ բոլոր կողմերից այն շրջապատվում է նույն թվով մոլեկուլներով (նկ. 35):

Եթե մոլեկուլը մոտ է պատին ( $r < d$ ), ապա նրա վրա մոտակա հարևաններից ազդող ուժերի համագործ ուղղված կլինի պատից դեպի անոթի ներսը (նկ. 35): Բախման ժամանակ այն կփոքրացնի մոլեկուլից պատին հաղորդվող իմպուլսը, հետևաբար՝ գազի ճնշումն անոթի պատին կփոքրանա այն ճնշման համեմատությամբ, որը գոյություն ունեւ անոթում մոլեկուլների միջև ձգողության բացակայության դեպքում: Դնշման  $\Delta\rho$  նվազումը համեմատական է մոտակա հարևաններից ազդող ուժին, որն, իր հերթին, համեմատական է մոլեկուլների կոնցենտրացիային: Մյուս կողմից՝ անոթի պատի մոտ մոլեկուլի տրամագծի կարգի հաստությամբ շերտում մոլեկուլների թիվը ևս համեմատական է գազի կոնցենտրացիային: Հետևաբար՝  $\Delta\rho$  ուղղումը համեմատական կլինի գազի կոնցենտրացիայի քառակուսուն կամ, գազի տրված քանակի դեպքում, հակադարձ համեմատական՝ ծավալի քառակուսուն՝



**Իդեալական գազի մոդելի կիրառելիության պայմանները:** Այժմ պարզենք, թե ֆիզիկական ի՞նչ պայմաններում Վան դեր Վաալսի հավասարումից կտապվի իդեալական գազի վիճակի հավասարումը, այսինքն՝ ե՞րբ կարելի է անտեսել մոլեկուլների փոխազդեցությամբ պայմանավորված ուղղումները:

Այդ նպատակով (2.70) հավասարումը գրենք փոքր-ինչ ձևափոխված՝

$$pV + \frac{a}{V}j - 1 - \frac{b}{V}j = RT: \quad (2.72)$$

(2.72) բանաձևը կրելով իդեալական գազի վիճակի հավասարմանը, եթե

$$a \ll pV \gg \frac{a}{V} \quad \text{և} \quad p \ll b \ll V: \quad (2.73)$$

$a/V$  ուղղումը, ինչպես դժվար չէ նկատել, ունի էներգիա/մոլ չափայնություն և մոլեկուլների ձգողության ուժերի գործողության արդյունք է: Քանի որ փոքր ուղղումների դեպքում  $pV \approx RT$ , ապա  $a/V$  ուղղման փոքրության ( $a$ ) պայմանը կարտահայտվի հետևյալ կերպ՝

$$\frac{a}{V} \ll RT: \quad (2.74)$$

Քայարձակ ջերմաստիճանը որոշում է մոլեկուլի միջին կինետիկ էներգիան՝  $\bar{\epsilon}_{\text{մոլ}}-ը$ , իսկ  $a$  մեծությունը՝ մոլեկուլի փոխազդեցությունը, ուստի՝ (2.74) անհավասարությունը կարելի է ներկայացնել նաև այսպես՝

$$\bar{\epsilon}_{\text{մոլ}} \gg |\bar{u}_{\text{մոլ}}| \quad (2.75)$$

որտեղ  $\bar{u}_{\text{մոլ}}-ը$  մեկ մասնիկին բաժին ընկնող փոխազդեցության միջին պոտենցիալ էներգիան է (ձգողության պոտենցիալ էներգիան բացասական է):

Այժմ պարզաբանենք ( $p$ ) անհավասարության ֆիզիկական իմաստը: Քանի որ  $b$  պարամետրը համեմատական է գազի մոլեկուլների գոմարային սեփական ծավալին, ապա այն կարելի է ներկայացնել նաև հետևյալ կերպ՝

$$Nd^3 \ll V \quad \text{կամ} \quad d \ll \left(\frac{V}{N}\right)^{1/3}: \quad (2.76)$$

$V/N$  մեծությունը գազի մեկ մոլեկուլին բաժին ընկնող ծավալն է: Եթե այն ներկայացնենք որպես  $d_1$  տրամագծով գունդ, ապա նրա տրամագիծը՝  $d_1 = \sqrt[3]{6V/\pi N}^{1/3}$ , իսկ եթե այն ներկայացնենք որպես  $d_2$  կողով խորանարդ, ապա  $d_2 = (V/N)^{1/3}$ : Հետևաբար՝  $\bar{r} = (V/N)^{1/3}$  մեծությունը կարելի է բնորոշել որպես գազի մոլեկուլների միջև միջին հեռավորություն: (2.76) առնչության համաձայն՝

$$d \ll \bar{r}, \quad (2.77)$$

այսինքն՝ մոլեկուլները հիմնականում իրարից շատ ավելի հեռու են, քան նրանց սեփական չափերն են:

Այսպիսով, միավորելով (2.75) և (2.77) անհավասարությունները, կարող ենք ասել, որ բարձր ջերմաստիճաններում նոսր իրական գազը դրսևորում է իդեալական գազի վարք:



## Շարքեր և առաջադրանքներ

1. Ինչպե՞ս է դրսևորվում մոլեկուլային փոխազդեցությունն իրական գազի վիճակի հավասարման մեջ: 2. Ի՞նչ փոփոխություն է առաջացնում վանողության ուժերի հաշվառումը գազի ճնշման մեջ: 3. Ինչի՞նչ է բերում ձգողության ուժերի հաշվառումը գազի ճնշման մեջ: 4. Գրե՛ք իրական գազի վիճակի հավասարումը ըստ Վան դեր Վաալսի: 5. Հիմնավորե՛ք  $a$  և  $b$  պարամետրերի ի հայտ գալը գազի վիճակի հավասարման մեջ: 6. Գրե՛ք Վան դեր Վաալսի հավասարումը  $\nu$  մոլ գազի համար: 7. Ի՞նչ պայմաններում է իրական գազը նկատագրվում իդեալական գազի վիճակի հավասարումով:

## § 18. ՄՅՆՈՒՈՐՏԱՅԻՆ ՃՆՇՄԱՆ ԿԱՆՈՒՄԸ ԲԱՐՁՐՈՒԹՅՈՒՆԻՑ: ԲԱՐՈՍԵՏՐԱԿԱՆ ԲԱՆԱՁԵԿ

Մթնոլորտին և մթնոլորտային ճնշմանը ծանոթ եք դեռևս ցածր դասարաններից: Գիտե՞ք, որ մթնոլորտը գազային «քաղանք» է, որ պարուրում է Երկիրը, և որի գոյությունը հետևանք է մի կողմից՝ Երկրի ձգողության, մյուս կողմից՝ մթնոլորտի գազերի ջերմային, անկանոն շարժման:

Այժմ պարզենք, թե ինչպես է արտաքին ուժն ազդում տարածության մեջ գազի մոլեկուլների բաշխման վրա:

Դիցու՛ք՝ փակ անոթի մեջ լցված իդեալական գազի վրա ազդում է հաստատուն ծանրության ուժը: Եթե այն չլիներ, ապա ժամանակի ընթացքում, ջերմային շարժման շնորհիվ մոլեկուլներն անոթում կբաշխվեին հավասարաչափ. նրանց  $n$  կոնցենտրացիան և գազի  $\rho = n \cdot m$  խտությունը ( $m$ -ը մոլեկուլի զանգվածն է) նույնը կլինեին անոթի բոլոր կետերում, իսկ գազի ճնշումը՝  $p = nk_B T$ : Իսկ եթե գազի վրա ազդեր միայն ծանրության ուժը և չլիներ ջերմային շարժումը, ապա բոլոր մոլեկուլները ծանրության ուժի ազդեցությամբ սեղմված կլինեին անոթի հատակին: Այլ կերպ ասած՝ գազի մասնիկների համակարգը տվյալ պայմաններում կունենար նվազագույն պոտենցիալ էներգիա:

Այսպիսով՝ ջերմային շարժումը ձգտում է մոլեկուլները բաշխել պատահական, անկանոն ձևով, այնպես, որ դրանք հավասարաչափ լրացնեն գազին հատկացված ծավալը: Այնինչ ուժային դաշտը, ընդհակառակը, ձգտում է կարգավորել մոլեկուլների բաշխումը տարածության մեջ այնպես, որ նրանք զբաղեցնեն հնարավոր փոքր պոտենցիալ էներգիայով վիճակներ: Նշված գործոնների ազդեցությամբ գազն անոթի ծավալում բաշխվում է այնպես, որ մոլեկուլների կոնցենտրացիան անոթի տարբեր մակարդակներում լինի տարբեր: Այն է՝ մոլեկուլների կոնցենտրացիան առավելագույնն է այնտեղ, որտեղ նրանց պոտենցիալ էներգիան նվազագույնն է:

Պարզենք, թե ծանրության ուժի դաշտում հավասարակշռության վիճակում ինչպես են փոփոխվում իդեալական գազի ճնշումը և խտությունը՝ կախված Երկրի մակերևույթից ունեցած բարձրությունից: Ենթադրենք, թե գազի ջերմաստիճանը և ազատ անկման արագացումը բարձրությունից կախված չեն փոփոխվում:

Արտաքին համասեռ ուժային դաշտում իդեալական գազի մոլեկուլների բաշխումը գտնելու համար օգտվենք մեխանիկական հավասարակշռության

պայմանից: Դիտարկենք  $S$  հիմքի մակերեսով ուղիղ գլան և նրա մեջ մտովի առանձնացնենք  $\Delta h$  հաստությամբ մի շերտ: Այն պետք է լինի այնքան բարակ, որ նրա մեջ գազի խտությունը հնարավոր լինի համարել հաստատուն, և միաժամանակ պարունակի մեծ թվով մոլեկուլներ, որպեսզի հնարավոր լինի խոսել դրանց գործադրած ճնշման մասին (նկ.36)

Հավասարակշռության վիճակում շերտի վրա ազդող ծանրության ուժը համակշռվում է շերտի վերին և ստորին հիմքերի վրա ազդող ճնշման ուժերով: Քանի որ հորիզոնական հարթության մեջ շերտի վրա արտաքին ուժեր չեն ազդում, ապա հավասարակշռության պայմանը կարելի է արտահայտել հետևյալ կերպ՝

$$\rho g S \Delta h = p(h) S - p(h + \Delta h) S, \quad (2.78)$$

որտեղ  $p(h)$ -ը գազի ճնշումն է շերտի ստորին, իսկ  $p(h + \Delta h)$ -ը՝ շերտի վերին հիմքի վրա: Վերին հիմքի վրա ճնշումը կարող ենք ներկայացնել

$$p(h + \Delta h) = p(h) + \Delta p, \quad (2.79)$$

տեսքով, որտեղ  $\Delta p$ -ն վերին և ստորին հիմքերի մակարդակների միջև ճնշումների տարբերությունն է: (2.79) բանաձևը տեղադրելով հավասարակշռության (2.78) պայմանում, կստանանք՝

$$\Delta p = - \rho g \Delta h: \quad (2.80)$$

(2.80) հավասարման մեջ իդեալական գազի  $\rho$  խտությունը կարելի է որոշել Մենդելեև-Կլապերոնի հավասարումից՝

$$\rho = \frac{Mp}{RT}, \quad (2.81)$$

որտեղ  $M$ -ը գազի մոլային զանգվածն է,  $R$ -ը՝ ունիվերսալ գազային հաստատունը: (2.80) և (2.81) բանաձևերից կստանանք կապ ճնշման  $\Delta p$  փոփոխության և բարձրության  $\Delta h$  փոփոխության (շերտի հաստության) միջև՝

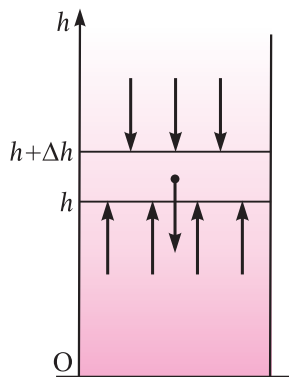
$$\Delta p = - \frac{Mpg}{RT} \Delta h \quad (2.82)$$

(2.82) հավասարման մեջ  $\Delta h$ -ի գործակիցը դրական է, շերտի վերին հիմքի մակարդակին ճնշումն ավելի փոքր է, քան ստորին մակարդակին: Դա նշանակում է, որ վեր բարձրանալիս ( $\Delta h > 0$ ) գազի ճնշումն արտաքին ուժային դաշտում նվազում է ( $\Delta p < 0$ ):

Եթե (2.82) առնչությունը ներկայացնենք

$$\frac{\Delta p}{\Delta h} = - \frac{Mg}{RT} p \quad (2.83)$$

բանաձևով և շերտի հաստությունը ձգտեցնենք զրոյի՝  $\Delta h \rightarrow 0$ , ապա (2.83) առնչության ձախ մասում կստանանք  $p(h)$  ֆունկցիայի ածանցյալը՝  $p'(h)$ -ը: Համաձայն այդ նույն առնչության՝  $p'(h) + p(h)$ : Ինչպես հայտնի է մաթեմա-



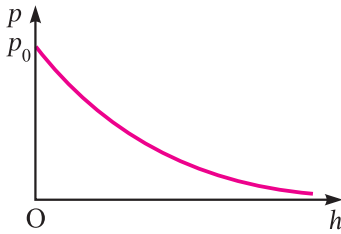
Նկ. 36. Իդեալական գազը ծանրության ուժի դաշտում

տիկայից, միակ ֆունկցիան, որի ածանցյալը համեմատական է իրեն՝ ֆունկցիային, աստիճանային ֆունկցիան է, որի հիմքը Էյլերի թիվն է՝  $e$ , 2,72: Հետևաբար՝ (2.83) հավասարման լուծումը՝

$$\rho = Ce^{-\frac{Mg}{RT}h} \quad (2.84)$$

Շիաստատունը որոշենք այն պայմանից, որ  $h = 0$  մակարդակում (Երկրի մակերևույթին) ճնշումն ունի  $\rho_0$  արժեքը: Այսպիսով՝ իդեալական գազի ճնշման կախումը բարձրությունից ծանրության ուժի դաշտում արտահայտվում է

$$\rho = \rho_0 e^{-\frac{Mg}{RT}h} \quad (2.85)$$



Նկ. 37. Իդեալական գազի ճնշման կախումը բարձրությունից

բանաձևով, որը հայտնի է որպես **բարոմետրական բանաձև** (նկ. 37): Եթե մոլային զանգվածը ներկայացնենք  $M = mN_A$  բանաձևով, որտեղ  $m$ -ը գազի մեկ մոլեկուլի զանգվածն է,  $N_A$ -ն՝ Ավոգադրոյի հաստատունը, իսկ  $R = k_B N_A$  ( $k_B$ -ն Բոլցմանի հաստատունն է), ապա (2.92) բանաձևից կստանանք՝

$$\rho = \rho_0 e^{-\frac{mgh}{k_B T}} \quad (2.86)$$

Իդեալական գազի վիճակի հավասարումից և (2.93) բանաձևից գազի կոնցենտրացիայի համար կստանանք՝

$$n = \frac{\rho}{k_B T} = \frac{\rho_0}{k_B T} e^{-\frac{mgh}{k_B T}} = n_0 e^{-\frac{mgh}{k_B T}}, \quad (2.87)$$

որտեղ  $n_0 = \rho_0 / k_B T$  մեծությունը կոնցենտրացիան է  $h = 0$  մակարդակում:

Դժվար չէ նկատել, որ (2.87) արտահայտության ցուցիչում գրված է ծանրության ուժի դաշտում մոլեկուլի պոտենցիալ էներգիան՝  $E_{պ} = mgh$ , ուստի՝ գազի կոնցենտրացիան կարելի է ներկայացնել ավելի ընդհանուր տեսքով՝

$$n = n_0 e^{-\frac{E_{պ}}{k_B T}} \quad (2.88)$$

Ծանրության ուժի համար ստացված այս մասնավոր արդյունքն ունի համընդհանուր բնույթ: (2.88) բանաձևը նկարագրում է մոլեկուլների հավասարակշիռ բաշխումն արտաքին պոտենցիալային ուժի դաշտում և հայտնի է որպես **Բոլցմանի բաշխում**:

Հարկ է նշել, որ (2.85)-(2.88) բանաձևերը կարելի է կիրառել նաև իդեալական գազերի խառնուրդի դեպքում՝ դրանով որոշելով խառնուրդում բաղադրիչների մասնական ճնշումները և կոնցենտրացիաները:

(2.86) և (2.87) բանաձևերի համաձայն՝ որքան մեծ է մասնիկի զանգվածը, այնքան ավելի արագ են նվազում գազի ճնշումը և կոնցենտրացիան՝ կախված բարձրությունից: Դա է պատճառը, որ բարձրության մեծացմանը զուգընթաց մթնոլորտը հարստանում է թեթև գազերով: Օրինակ, փորձից ստացված տվյալների համաձայն, թթվածնի ( $M = 32$  գ/մոլ) կոնցենտրացիան շատ ավելի արագ է նվազում վեր բարձրանալիս, քան ջրածնինը ( $M = 2$  գ/մոլ):

Սակայն բարոնետրական բանաձևի կիրառումը մթնոլորտի նկատմամբ կապված է մի շարք սահմանափակումների հետ, որոնք անտեսվել են (2.85) և (2.86) բանաձևերն արտածելիս: Այսպես՝ մթնոլորտում միշտ առկա են օդի տարբեր հոսանքներ, մասնավորապես քամիներ: Երկրորդ՝ մթնոլորտի ջերմաստիճանը բարձրությունից կախված փոփոխվում է: Հետևաբար՝ մթնոլորտը ջերմային հավասարակշռության վիճակում չէ:

Այս փաստի անտեսումը կարող է հանգեցնել սխալ ֆիզիկական եզրակացությունների: Իրոք, ենթադրենք, որ (2.88) բանաձևը կարելի է կիրառել մթնոլորտի նկատմամբ Երկրից կամայական հեռավորություններում: Մեծ  $r$  հեռավորությունների դեպքում պոտենցիալ էներգիայի  $E_{պ} = mgh$  արտահայտությունը, որը ճիշտ է, երբ  $h \ll R_0$  ( $R_0$ -ն Երկրի շառավիղն է), անհրաժեշտ է փոխարինել մոլեկուլի պոտենցիալ էներգիայի ճշգրիտ՝

$$E_{պ}(r) = - G \frac{M_7 m}{r} \quad (2.89)$$

արտահայտությամբ, որտեղ  $M_7$ -ը Երկրի զանգվածն է,  $G$ -ն՝ գրավիտացիոն հաստատունը, իսկ  $r$  հեռավորությունը հաշվվում է Երկրի կենտրոնից: (2.88) և (2.89) բանաձևերից կստանանք՝

$$n(r) = n(\infty) e^{-\frac{GM_7 m}{k_B T r}}: \quad (2.90)$$

որտեղ  $n(\infty)$ -ը գազի կոնցենտրացիան է Երկրից անվերջ հեռու կետում ( $r \rightarrow \infty$ ): Երբ  $r = R_0$  (Երկրի մակերևույթին) (2.90) բանաձևից կստանանք՝

$$n(R_0) = n_0 = n(\infty) e^{-\frac{GM_7 m}{k_B T R_0}}: \quad (2.91)$$

(2.90) և (2.91) բանաձևերը միմյանց են կապում  $n_0$  և  $n(\infty)$  կոնցենտրացիաները՝

$$n(\infty) = n_0 e^{\frac{GM_7 m}{k_B T R_0}}: \quad (2.92)$$

Համաձայն այս բանաձևի՝ Երկրից անվերջ հեռվում մթնոլորտի կոնցենտրացիան գրոյից տարբեր է: Այս եզրակացությունն ակնհայտ սխալ է, քանի որ վերջավոր զանգվածով մթնոլորտը չի կարող ապահովել վերջավոր խտություն անվերջ մեծ ծավալում:

Այս արդյունքից նաև հետևում է, որ գրավիտացիոն դաշտն ընդհանրապես չի կարող գազը պահել հավասարակշռության վիճակում, ուստի՝ մթնոլորտը պետք է անընդհատ ցրվի տիեզերական տարածության մեջ: Երկրից կարող են «փախչել» այն մոլեկուլները, որոնց արագությունները գերազանցում են երկրորդ տիեզերական արագությունը՝  $v_{II} > 11,2$  կմ/վ-ը: Սակայն այդպիսի մեծ արագություններով մոլեկուլների թիվը չափազանց փոքր է, և իր զոյության ընթացքում Երկիրը չի կորցրել իր մթնոլորտի անգամ չնչին մասը:

Այլ է իրադարձությունը Լուսնի վրա, որի մակերևույթին ազատ անկման արագացումը գրեթե 6 անգամ փոքր է Երկրի մակերևույթին ազատ անկման արագացումից: Դրա հետևանքով Լուսնի մթնոլորտի կորուստը ընթացել է էապես մեծ արագությամբ, ուստի՝ այժմ Լուսինը գուրկ է մթնոլորտից:

Եթե օգտվենք «իզոթերմ» մթնոլորտի մոդելից, որի շրջանակներում ենթադրվում է, որ  $T = const$  և մթնոլորտը բաղկացած է  $M = 0,029$  կգ/մոլ մոլային զանգվածով օդից, ապա (2.85) բանաձևում առկա  $RT/Mg$  մեծության համար, որն, ի դեպ, ունի երկարության չափայնություն,  $T = 273$  Կ ջերմաստիճանում կատանանք հետևյալ արժեքը՝

$$H_0 = \frac{RT}{Mg} = \frac{8,31 \cdot 273}{0,029 \cdot 9,81} \text{մ} \cdot 8000 \text{մ} = 8 \text{կմ}: \quad (2.93)$$

$H_0$  մեծությունն անվանում են **մթնոլորտի բերված հաստություն** և (2.85) բանաձևը ներկայացնում հետևյալ կերպ՝

$$\rho = \rho_0 e^{-\frac{h}{H_0}}, \quad (2.94)$$

ընդ որում,  $h = H$  բարձրությունում մթնոլորտային ճնշումը, համաձայն (2.94) բանաձևի, փոքրանում է  $e^{-1} \approx 0,37$  անգամ: Իսկ, օրինակ, 100 կմ բարձրությունում, ըստ այս մոդելի, ճնշումը նորմալ մթնոլորտային ճնշման  $e^{-12,5} \approx 4 \cdot 10^{-6}$  մասն է:

Այսպիսով՝ Երկրի մթնոլորտը շատ բարակ՝  $H_0 \ll R_0$  հաստությամբ մի «թաղանթ» է, որտեղ հավաքված է նրա գրեթե ողջ զանգվածը:



### Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Ի՞նչն է մթնոլորտի գոյության պարճաբանը:
2. Ի՞նչ կապ կա ճնշման և Երկրից ունեցած բարձրության փոփոխությունների միջև: Սեկնաբանե՛ք այդ կապը:
3. Գրե՛ք բարոմետրական բանաձևը:
4. Գրե՛ք ծանրության ուժի դաշտում իդեալական գազի մոլեկուլների կոնցենտրացիայի կախումը Երկրից ունեցած բարձրությունից:
5. Գրե՛ք Բոլցմանի բաշխման բանաձևը:
6. Համեմարե՛ք միևնույն՝  $h = 2000$  մ բարձրությունում ջրածնի և թթվածնի մասնական ճնշումները  $0^\circ\text{C}$  ջերմաստիճանում:
7. Ինչպիսի՞ն կլիմեր Երկրի մթնոլորտի բերված հաստությունը, եթե այն բաղկացած լիներ միայն ջրածնից: Մթնոլորտի ջերմաստիճանն ընդունե՛ք  $0^\circ\text{C}$ :

### Խնդիրների լուծման օրինակներ

**1. Լճի հատակից մակերևույթին հասնելիս օդի պղպջակի ծավալը մեծացավ  $n = 3$  անգամ: Որոշել լճի խորությունը, եթե պրոպան իզոթերմ է, իսկ մթնոլորտային ճնշումը՝  $10^5$  Պա:**

**Լուծում:** Վերելքի ընթացքում պղպջակում օդի զանգվածը և ջերմաստիճանը չեն փոխվում, ուստի՝ ճնշումն ու ծավալն իրար հետ կապված են Բոյլ-Մարիոտի օրենքով՝  $\rho_1/\rho_2 = V_2/V_1$ : Սկզբնական (1) վիճակում պղպջակում օդի ճնշումը հավասար է  $h$  խորությունում առկա ճնշմանը՝  $\rho = \rho_0 + \rho gh$ , որտեղ  $\rho$ -ն ջրի խտությունն է,  $\rho_0$ -ն՝ մթնոլորտային ճնշումը: Մակերևույթին (2-րդ վիճակ) պղպջակում օդի ճնշումը հավասարվում է մթնոլորտային ճնշմանը՝  $\rho_2 = \rho_0$ , ուստի վերը բերված հավասարումներից կատանանք՝

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{\rho_0 + \rho gh}{\rho_0} = n, \text{ որտեղից } h = \frac{(n-1)\rho_0}{\rho g} \approx 20,4 \text{ մ}:$$

Պատասխան՝ 20,4 մ:

**2.**  $1,2 \cdot 10^{-2}$  կգ զանգվածով իդեալական գազը  $7^\circ\text{C}$  ջերմաստիճանում գրավում է  $4 \cdot 10^{-3}$  մ<sup>3</sup> ծավալ: Մինչև ինչ-որ ջերմաստիճան իզոբար տաքացնելուց հետո նրա խտությունը դառնում է  $0,6$  կգ/մ<sup>3</sup>: Քանի՞ աստիճանով է տաքացվել գազը:

**Լուծում:** Ըստ Գեյ-Լյուսակի օրենքի՝  $V_1/V_2 = T_1/T_2$ , որտեղից՝  $T_2 = T_1 V_2/V_1$ : 2-րդ վիճակում գազի  $V_2$  ծավալն արտահայտենք գազի  $\rho_2$  խտության միջոցով՝  $V_2 = m/\rho_2$ , որը տեղադրելով  $T_2$ -ի բանաձևի մեջ՝ կստանանք  $\Delta T$ -ն՝

$$\Delta T = T_2 - T_1 = T_1 \frac{m}{\rho_2 V_1} - T_1 = T_1 \cdot \frac{m}{\rho_2 V_1} - 1j = 1120 \text{ Կ:}$$

**Պատասխան՝** 1120 Կ:

**3.** Գազով լցված շիշը փակված է  $2,5 \cdot 10^{-4}$  մ<sup>2</sup> հատույթի մակերես ունեցող խցանով: Մինչև ո՞ր ջերմաստիճանը պետք է տաքացնել գազը, որպեսզի խցանը դուրս թռչի շիշից, եթե խցանը պահող շփման ուժը  $12 \text{ Ն}$  է: Շշում օդի սկզբնական ճնշումն ու դրսի ճնշումը նույնն են՝  $10^5$  Պա, իսկ սկզբնական ջերմաստիճանը  $-3^\circ\text{C}$  է:

**Լուծում:** Տաքացնելիս կարելի է գազի ծավալը համարել հաստատուն: Ըստ Շառլի օրենքի՝  $\rho_2/\rho_1 = T_2/T_1$ , որտեղից  $T_2 = T_1 \rho_2/\rho_1$ :

Խցանը դուրս կթռչի, եթե անոթում գազի ճնշման ուժը խցանի վրա առնվազն հավասարվի արտաքին ճնշման ուժի և շփման ուժի համագործին, այսինքն՝  $\rho_2 S = \rho_1 S + F_2$  կամ  $\rho_2 = \rho_1 + F_2/S$ :

Վերջին բանաձևը տեղադրելով  $T_2$ -ի արտահայտության մեջ՝ կստանանք շշում գազի վերջնական ջերմաստիճանի արժեքը՝

$$T_2 = T_1 c1 + \frac{F_2}{\rho_1 S} m. \quad 400 \text{ Կ:}$$

**Պատասխան՝** 400 Կ:

**4.** Օդով լցված գլանաձև անոթի հատակին կա սնամեջ գնդիկ, որի ծավալը  $10^{-5}$  մ<sup>3</sup> է, իսկ զանգվածը՝  $m = 5$  գ: Անոթում գազը սեղմելիս նվազագույն ի՞նչ ճնշման դեպքում գնդիկը կսկսի վեր բարձրանալ: Օդի սկզբնական ջերմաստիճանը՝  $T = 293$  Կ: Համարել, որ օդը մեծ ճնշման տակ ենթարկվում է իդեալական գազի վիճակի հավասարմանը: Օդի մոլային զանգվածը՝  $M = 0,029$  կգ/մոլ:

**Լուծում:** Գնդիկը վեր բարձրանալու համար անհրաժեշտ է, որ նրա վրա ազդող արքիմեդյան ուժը հավասար լինի գնդիկի վրա ազդող ծանրության ուժին՝  $F_A = \rho g V = mg$ , որտեղ  $\rho$ -ն միջավայրի (տվյալ դեպքում՝ օդի) խտությունն է:  $\rho$ -ն կորոշենք Մենդելեև-Կլապեյրոնի հավասարումից՝

$$\rho = \frac{m_{\text{ոդ}} RT}{V_{\text{ոդ}} M} = \frac{\rho}{M} RT, \text{ որտեղից՝ } \rho = \frac{\rho M}{RT}:$$

Այս արտահայտությունը տեղադրելով հավասարակշռության պայմանի մեջ՝ կստանանք՝

$$\rho = \frac{mRT}{MV} . \quad 4,2 \cdot 10^7 \text{ Պա:}$$

**Պատասխան՝**  $4,2 \cdot 10^7$  Պա:

**5.** Որքա՞ն է գազի մոլեկուլների քառասային շարժման քառակուսային միջին արագությունը, եթե գազի զանգվածը 6 կգ է, ծավալը՝ 5 մ<sup>3</sup>, իսկ ճնշումը՝  $2 \cdot 10^5$  Պա:

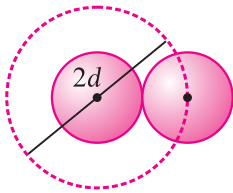
**Լուծում:** Համաձայն մոլեկուլային-կինետիկ տեսության հիմնական հավասարման՝  $\rho = nm\bar{v}^2/3 = \rho v^2/3$ , քանի որ  $\rho = nm$ , որտեղ  $m_1$ -ը մեկ մոլեկուլի զանգվածն է,  $n$ -ը՝ գազի կոնցենտրացիան: Գազի խտությունը՝  $\rho = m/V$ , ուստի՝ կատանանք՝

$$\rho = \frac{1}{3} \frac{m}{V} \bar{v}^2, \text{ որտեղից՝ } v_{\text{բն}} = \sqrt{\bar{v}^2} = \sqrt{\frac{3\rho V}{m}} \approx 700 \text{ մ/վ:}$$

**Պատասխան՝** 700 մ/վ:

Խորացված

**6.** Ստացե՛ք արտահայտություն այն նվազագույն ծավալի համար, որը չեն կարող զբաղեցնել  $d$  տրամագծով  $N$  կոշտ գնդերը:



**Լուծում:** Քանի որ մոլեկուլները կոշտ գնդեր են, ապա նրանց կենտրոնների հեռավորությունը չի կարող փոքր լինել մոլեկուլի  $d$  տրամագծից: Ուստի՝ կարելի է ընդունել, որ մի մոլեկուլն ունի  $2d$  տրամագիծ (կետագծերով պատկերվածը), իսկ մյուսը կես է: Ակնհայտ է, որ կետային մոլեկուլը չի կարող ներթափանցել կետագծերով նշված գնդի մեջ: Այսինքն՝ նրան հասանելի չէ  $V_1 = (4\pi/3)d^3$

«արգելված» ծավալը: Եթե անոթում կա  $N$  մոլեկուլ, ապա նրանց կարելի է բաժանել  $N/2$  զույգի, ուստի՝  $N$  մոլեկուլով պայմանավորված «արգելված» ծավալը՝

$$b = V_1 \frac{N}{2} = \frac{2\pi}{3} d^3 N = 4 \frac{\pi}{6} d^3 N = 4 v_0 N,$$

որտեղ  $v_0$ -ն  $d$  տրամագծով գնդի ծավալն է:



## ՋԵՐՄԱԴԻՆԱՄԻԿԱՅԻ ՇԻՄՈՒՆՔՆԵՐԸ

### § 19. ՄԱԿՐՈՆԱՄԱԿԱՐԳԻ ՋԵՐՄԱԴԻՆԱՄԻԿԱԿԱՆ ԵԿԱՐԱԳՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

**Մակրոսկոպական պարամետրեր:** Յուրաքանչյուր մակրոսկոպական համակարգ կազմված է հսկայական թվով ատոմներից և մոլեկուլներից: Մասնիկների թվի հսկայական լինելու պատճառով հնարավոր չէ համակարգի վիճակը նկարագրել մեխանիկական եղանակով, այն է, տալով յուրաքանչյուր մասնիկի վրա ազդող ուժերը և բոլոր մասնիկների սկզբնական արագություններն ու դիրքերը:

Մակայն մակրոսկոպական համակարգի ներքին վիճակը կարելի է նկարագրել այնպիսի մեծությունների միջոցով, որոնք բնութագրում են համակարգն ամբողջությամբ: Այդ մեծությունները կոչվում են **մակրոսկոպական կամ ջերմադինամիկական պարամետրեր:** Դրանք անմիջականորեն չափվում են տարբեր սարքերի, օրինակ, մանոմետրի, ջերմաչափի միջոցով, որոնք չեն արձագանքում առանձին մոլեկուլների ազդեցությանը: Մակրոսկոպական պարամետրերի թիվը կախված է համակարգի տեսակից և արտաքին ազդեցություններից: Այսպես՝ տրված զանգվածով համասեռ գազի կամ հեղուկի վիճակը նկարագրվում է նրա ծավալով, ճնշմամբ և ջերմաստիճանով: Եթե համակարգը տարբեր գազերի խառնուրդ է, ապա անհրաժեշտ է գիտենալ նաև յուրաքանչյուր գազի կոնցենտրացիան խառնուրդում, իսկ եթե այն արտաքին գրավիտացիոն, էլեկտրական կամ մագնիսական դաշտերում է, ապա նրա վիճակը նկարագրվում է նաև այդ դաշտերի բնութագրերով:

**Ջերմադինամիկական կամ ջերմային հավասարակշռություն:** Եթե ջրով լի բաժակի մեջ գցենք շաքարի մի կտոր, ապա այն կսկսի լուծվել ջրում: Որոշ ժամանակ անց շաքարի լուծվելը կդադարի: Կառաջանա համասեռ լուծույթ, եթե շաքարը լրիվ լուծվի, կամ անհամասեռ համակարգ՝ կազմված շաքարի չլուծված կտորից և շաքարի հազեցած ջրային լուծույթից: Նման ձևով, եթե բաժակի մեջ գցենք սառույցի մի կտոր, ապա այն կհալվի՝ սառեցնելով բաժակի ջուրը: Երբ սառույցը լրիվ հալվի, ջուրը կսկսի տաքանալ այնքան ժամանակ, մինչև որ նրա ջերմաստիճանը հավասարվի շրջապատի օդի ջերմաստիճանին: Այս օրինակներից հետևում է, որ ջերմադինամիկական համակարգը գալիս է մի վիճակի, որտեղ մակրոսկոպական երևույթները՝ լուծվելը և հալումը, այլևս դադարել են: Այս վիճակն ընդունված է անվանել **ջերմադինամիկական կամ ջերմային հավասարակշռության վիճակ:** Ջերմային հավասարակշռության վիճակում համակարգի մակրոսկոպական պա-

րամետրերը մնում են անփոփոխ, եթե արտաքին գործոնները բացակայում են: Բազմաթիվ փորձերից պարզվել է, որ **ինքնիրեն թողնված ջերմադինամիկական համակարգը գալիս է ջերմային հավասարակշռության վիճակի և այդ վիճակից «ինքնակամ», այսինքն՝ առանց արտաքին գործոնների ազդեցության, դուրս գալ չի կարող:**

Հավասարակշռության վիճակում համակարգում մակրոսկոպական փոփոխություններ տեղի ունենալ չեն կարող: Օրինակ՝ բացառվում են մակրոսկոպական տեղափոխությունները (ծավալի փոփոխություն), զանգվածի տեղափոխությունը (դիֆուզիա) և այլն:

Սակայն ջերմային հավասարակշռության վիճակում միկրոսկոպական պրոցեսները երբեք չեն դադարում. մոլեկուլների կոորդինատները և արագություններն անընդհատ փոփոխվում են: Ժամանակի ընթացքում հաստատուն են մնում մակրոսկոպական բնութագրերի հավասարակշիռ արժեքները: Ջերմային հավասարակշռության հաստատվելը և նրա գոյությունը հնարավոր են հենց անընդհատ մոլեկուլային շարժման շնորհիվ: Մրանով էլ ջերմային հավասարակշռության վիճակը տարբերվում է համակարգի մեխանիկական հավասարակշռության վիճակից, երբ որևէ հաշվարկման համակարգում մարմինը մնում է դադարի վիճակում: Այսպիսով՝ **ջերմադինամիկական հավասարակշռությունը ջերմային շարժման հատուկ ձև է, երբ համակարգը նկարագրող մակրոսկոպական պարամետրերը ժամանակի ընթացքում չեն փոփոխվում:**

**Ջերմադինամիկական պրոցես:** Եթե մակրոսկոպական համակարգը որոշակի ջերմադինամիկական վիճակում է, ապա այդ վիճակը բնութագրող մակրոսկոպական պարամետրերը հայտնի են: **Ջերմադինամիկական պրոցես է կոչվում մակրոսկոպական համակարգի անցումը մի ջերմադինամիկական վիճակից մյուսին:** Ջերմադինամիկական պրոցեսում մակրոսկոպական պարամետրերը ժամանակի ընթացքում փոփոխվում են, այսինքն՝ համակարգի ջերմային հավասարակշռության վիճակը խախտվում է: Օրինակ՝ եթե գլանում փակված գազն արագ սեղմենք՝ կտրուկ իջեցնելով մխոցը, ապա մխոցին հարող տիրույթում կնկատվի գազի խտության, ճնշման և ջերմաստիճանի աճ: Ուստի՝ այս դեպքում գազին՝ որպես համակարգի, չի կարելի վերագրել որոշակի խտություն, ճնշում և ջերմաստիճան, քանի որ դրանց արժեքները գազում կետից կետ փոխվում են: Խախտված ջերմային հավասարակշռությունը կվերականգնվի որոշ ժամանակ անց՝ համակարգի մասնիկների ջերմային շարժման շնորհիվ, և գազի մակրոսկոպական պարամետրերը կընդունեն նոր ու համակարգի բոլոր մասերի համար միևնույն արժեքները: Խախտված ջերմային հավասարակշռության վիճակից հավասարակշռության վիճակին անցնելու ժամանակն անվանում են **ռելաքսացիայի ժամանակ** (լատիներեն «ռելաքսացիո»՝ թուլանալ, հանգստանալ բառից):

Եթե ջերմադինամիկական պրոցեսը, օրինակ, գազի սեղմումը, ընթանում է այնքան դանդաղ, որ նրա տևողությունը էապես գերազանցում է ռելաքսացիայի ժամանակը, ապա յուրաքանչյուր ընթացափուլում բոլոր մակրոսկոպական պարամետրերը հասցնում են ընդունել համակարգի բոլոր մասերի համար միևնույն հավասարակշռական արժեքները: Այս դեպքում կարելի է համարել, որ սեղմման ողջ ընթացքում գլանում գազը ջերմային հավասարակշռության վիճակում է:

Մակրոսկոպական պարամետրերի «անվերջ դանդաղ» փոփոխման սահմանային դեպքում ջերմադինամիկական համակարգը հաջորդաբար մի հավասարակշռության վիճակից անցնում է մյուս վիճակին: Այսպիսի «անվերջ դանդաղ» ընթացող պրոցեսները, որոնք ներկայացնում են իրար անվերջ մոտ վիճակների միջև անընդհատ անցումների հաջորդականություն, կոչվում են հավասարակշիռ կամ քվազիստատիկ:

Հավասարակշիռ պրոցեսների ուսումնասիրությունն ունի կարևոր գործնական նշանակություն: Բոլոր իրական պրոցեսներն ընթանում են վերջավոր արագությամբ, ուստի հավասարակշիռ չեն: Սակայն եթե մակրոսկոպական համակարգում ընթացող որևէ պրոցեսի արագությունը շատ փոքր է համակարգի ռելաքսացիայի ժամանակից, ապա այդ պրոցեսը կարելի է համարել հավասարակշիռ և այն ուսումնասիրել ջերմադինամիկական մեթոդներով:



### Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Սահմանեք ջերմադինամիկական պարամետրերը: 2. Ինչո՞վ են տարբերվում համակարգի ջերմադինամիկական (մակրոսկոպական) և մեխանիկական նկարագրման եղանակները: 3. Բերե՛ք մակրոսկոպական համակարգի օրինակ և նշե՛ք նրա վիճակը բնութագրող պարամետրերը: 4. Ո՞րն է ջերմային և մեխանիկական հավասարակշռությունների տարբերությունը: 5. Սահմանե՛ք ջերմադինամիկական պրոցեսը: 6. Ի՞նչ է ռելաքսացիայի ժամանակը: 7. Ինչո՞վ է բնութագրվում ջերմային հավասարակշռության վիճակը:

## § 20. ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԻ ԳԱՂԱՓԱՐԸ: ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԻ ՉԱՓՈՒՄԸ

Ջերմային երևույթներն ուսումնասիրելիս սահմանվում է ֆիզիկական մի նոր մեծության՝ **ջերմաստիճանի** գաղափարը: Այն ֆիզիկա է մտել կենցաղում տաքի և սառի մասին ունեցած պատկերացումներից, որոնք հիմնված են մեր զգայական փորձի վրա: Սակայն զգայությունները միարժեք չեն. դրանք կախված են ինչպես անհատից, այնպես էլ շրջակա միջավայրից: Օրինակ՝ սենյակում մետաղե իրերը միշտ թվում են ավելի սառը, քան փայտե կամ պլաստմասսայե առարկաները:

Սակայն միշտ չէ, որ հնարավոր է մարմնի ջերմային վիճակը որոշել շոշափելով (օրինակ՝ հալված պողպատի ջերմաստիճանը) և, բացի այդ, հնարավոր չէ տալ քանակական և օբյեկտիվ (այսինքն՝ «շոշափողից» չկախված) բնութագիր:

Ջերմաստիճանի՝ որպես օբյեկտիվ ֆիզիկական մեծության, սահմանումը հիմնվում է ջերմային հավասարակշռության գաղափարի վրա:

Դիտարկենք մեկուսացված համակարգ, որը ջերմահաղորդիչ միջնորմով բաժանված է երկու մասի, որոնց միջև հնարավոր է միայն ջերմափոխանակություն: Եթե նման **ջերմային հպումը** չի փոփոխում համակարգի ջերմադինամիկական հավասարակշռության վիճակը, ապա ասում են, որ համակարգի երկու մասերն էլ ունեն միևնույն ջերմաստիճանը: Ջերմաստիճանի՝ որպես ջերմադինամիկական համակարգի հավասարակշռության վիճակը որոշող ֆիզիկական բնութագրի գոյությունը ջերմադինամիկայում ընդունվում է իբրև նախնական դրույթ: **Ջերմաստիճանը միակ մակրոսկոպական բնութագիրն է, որը ջերմադինամիկական հավասարակշռության վիճակում ունի միևնույն արժեքը համակարգի բոլոր**

**մասերում:** Մնացած մակրոսկոպական բնութագրերը, կախված որոշակի պայմաններից, հավասարակշիռ համակարգի տարբեր մասերում կարող են ունենալ ինչպես նույն, այնպես էլ տարբեր արժեքներ: Օրինակ՝ բալոնում գազը կարող է ջերմադինամիկական հավասարակշռության մեջ լինել շրջապատի հետ, չնայած գազի ճնշումը կարող է տարբերվել դրսի ճնշումից: Սակայն եթե հորիզոնական դրված գլանում գազը շարժական մխոցով բաժանված է երկու մասի, ապա ջերմադինամիկական հավասարակշռության վիճակում պետք է նույնը լինեն ոչ միայն երկու մասերի ջերմաստիճանները, այլև ճնշումները մխոցի տարբեր կողմերում:

Եթե երկու մարմինների միջև հաստատվում է ջերմային հպում, ապա դրանց ջերմաստիճանների տարբեր լինելու դեպքում կատարվում է ջերմափոխանակություն և երկու մարմիններից բաղկացած համակարգը գալիս է մեկ՝ նույն ջերմաստիճանով բնութագրվող ջերմադինամիկական հավասարակշռության վիճակի: Ընդունված է ավելի բարձր համարել այն մարմնի ջերմաստիճանը, որը ջերմափոխանակության պրոցեսում ջերմաքանակ է տալիս մյուս մարմնին:

**Ջերմաստիճանի մոլեկուլային-կինետիկ մեկնաբանումը:** Ջերմային հավասարակշռության վիճակում համակարգի բոլոր մարմինների ջերմաստիճանների հավասարությունը մոլեկուլային-կինետիկ տեսության տեսանկյունից բացատրվում է հետևյալ կերպ:

Արագ շարժվող մոլեկուլները, բախվելով դանդաղ շարժվող մոլեկուլներին, վերջիններին տալիս են որոշակի էներգիա, որի հետևանքով արագ շարժվող մոլեկուլների միջին կինետիկ էներգիաները փոքրանում են, իսկ դանդաղ շարժվողներինը՝ մեծանում: Հսկայական թվով բախումների հետևանքով մեկ մոլեկուլին բաժին ընկնող միջին կինետիկ էներգիաները հավասարվում են և ջերմային հավասարակշռության վիճակում ընդունում նույն արժեքը՝ անկախ մոլեկուլների զանգվածներից: Այսպիսով՝ **ջերմաստիճանը մակրոսկոպական մարմիններում մոլեկուլների քառասային շարժման միջին կինետիկ էներգիայի չափն է:** Մարմնի ջերմաստիճանի և մարմնի մոլեկուլների քառասային շարժման միջին կինետիկ էներգիայի կապը տրված է II գլխում:

Ջերմաստիճանի գաղափարը կիրառելի է միայն մակրոսկոպական համակարգի համար և կախված չէ համակարգի կամ նրա մասերի մեծությունից: Ջերմաստիճանի գաղափարը կիրառելի չէ առանձին մոլեկուլների նկատմամբ:

**Ջերմաստիճանի չափումը:** Ջերմաստիճանի չափումը հիմնված է հետևյալ փորձնական փաստերի վրա:

1. Եթե երկու մարմին առանձին-առանձին ջերմային հավասարակշռության մեջ են երրորդ մարմնի հետ, ապա երեքն էլ ունեն միևնույն ջերմաստիճանը:
2. Մարմնի ջերմաստիճանի փոփոխությունն ուղեկցվում է մարմնի վիճակը բնութագրող առնվազն մեկ պարամետրի փոփոխությամբ:

Առաջին փաստից հետևում է, որ երրորդ մարմնի օգնությամբ, որը կատարում է ջերմաչափի դեր, կարելի է համեմատել մարմինների ջերմաստիճանները՝ առանց նրանց միջև ջերմային հպում հաստատելու: Երկրորդ փաստը հնարավորություն է տալիս ըտրելու մարմնի որևէ բնութագիր, օրինակ, ծավալը կամ էլեկտրական դիմադրությունը, որպես **ջերմաչափական պարամետր**, և դրա փոփոխությամբ դատելու ջերմաստիճանի փոփոխության մասին:

Ջերմաստիճանի չափման համար անհրաժեշտ է ստեղծել ջերմաստիճանային սանդղակ, և ջերմաստիճանն արտահայտել թվերով: Ջերմաստիճանային տարբեր սանդղակներին (օրինակ՝ Ցելսիուսի, Ֆարենհայտի, Կելվինի) և նրանց միջև կապերին ծանոթ եք ֆիզիկայի 7-րդ դասարանի դասընթացից:



### Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Ինչո՞վ է տարբերվում ջերմաստիճանը մնացած ջերմադինամիկական պարամետրերից: 2. Ենթադրենք, թե A համակարգը ջերմային հավասարակշռության մեջ չէ B և C համակարգերի հետ: Կարելի՞ է պնդել, որ B և C համակարգերն իրար հետ ջերմային հավասարակշռության մեջ չեն: 3. Ի՞նչ է ջերմաչափական պարամետրը:

## §21. ՆԵՐՔԻՆ ԷՆԵՐԳԻԱ

Ինչպես գիտենք, մակրոսկոպական համակարգի ներքին վիճակը բնութագրվում է ջերմադինամիկական պարամետրերի միջոցով, որոնք չափվում են տարբեր սարքերի (օրինակ՝ ջերմաչափ, մանոմետր և այլն) օգնությամբ:

Եթե համակարգի վիճակը ժամանակի ընթացքում փոփոխվում է, այսինքն՝ համակարգում ընթանում են որոշակի պրոցեսներ, ապա փոփոխվում են նաև ջերմադինամիկական պարամետրերը: Ինչո՞վ են պայմանավորված այդ պրոցեսները, ի՞նչ ազդակների շնորհիվ և ինչպե՞ս են ընթանում դրանք: Թվարկված և նման այլ հարցերին պատասխանում է **ջերմադինամիկան**, որն **ուսումնասիրում է մակրոսկոպական մարմիններում տեղի ունեցող ջերմային երևույթները**:

Մակրոսկոպական մարմինները, մեխանիկական էներգիայից բացի, օժտված են նաև **ներքին էներգիայով**: Ծանոթ լինելով մոլեկուլային-կինետիկ տեսության հիմնադրույթներին՝ դժվար չէ հասկանալ, թե ինչ ծագում ունի մարմնի ներքին էներգիան: Քանի որ մարմնի մասնիկներն անընդհատ շարժվում և փոխազդում են միմյանց հետ, ապա մարմնին օժտված կլինի էներգիայով, որն անվանում են ներքին էներգիա: **Մարմնի ներքին էներգիան մարմնի մասնիկների՝ մարմնի զանգվածների կենտրոնի նկատմամբ քառասային շարժման կինետիկ էներգիաների և միմյանց հետ փոխազդեցության պոտենցիալ էներգիաների գումարն է**:

Մարմնի ներքին էներգիայի մեջ ներդրում չի տալիս մարմնի՝ որպես ամբողջություն, շարժման կինետիկ էներգիան և այլ մարմինների հետ փոխազդեցության պոտենցիալ էներգիան: Ներքին էներգիայի մեջ հաշվառվում է նաև ատոմների և մոլեկուլների էլեկտրոնների և միջուկների շարժման և փոխազդեցության էներգիան, սակայն ջերմադինամիկայում դիտարկվող ջերմաստիճանների փոփոխությունների համար այդ ներմասնիկային էներգիան մնում է հաստատուն, ուստի՝ այն ջերմային պրոցեսներն ուսումնասիրելիս կարելի է հաշվի չառնել:

Սահմանենք մարմնի **լրիվ էներգիան** ( $E_{լրիվ}$ ) որպես մարմնի ներքին էներգիայի ( $U$ ) և մեխանիկական՝ կինետիկ ( $E_k$ ) և պոտենցիալ ( $E_{պ}$ ) էներգիաների գումար՝

$$E_{լրիվ} = U + E_k + E_{պ} = U + E: \quad (3.1)$$

Եթե մարմինը դադարի վիճակում է՝  $E_k = 0$  և չի փոխազդում այլ մարմինների հետ՝  $E_{պ} = 0$ , ապա լրիվ էներգիան համընկնում է մարմնի ներքին էներգիայի հետ:

Քանի որ ջերմադինամիկական համակարգի վիճակը միարժեքորեն որոշվում է մակրոսկոպական պարամետրերով, ապա ներքին էներգիան ևս միարժեքորեն կախված է այդ պարամետրերից: Իրոք, մասնիկների շարժման միջին կինետիկ էներգիան կախված է մարմնի  $T$  ջերմաստիճանից, իսկ նրանց փոխազդեցության էներգիան՝ միջմասնիկային միջին հեռավորությունից, ուստի՝ և մարմնի  $V$  ծավալից: Այսպիսով՝ ներքին էներգիան կախված է մարմնի ջերմաստիճանից և ծավալից՝  $U = U(T, V)$ :  $U(T, V)$  կախումը որոշվում է համակարգի բնույթով:

Ստանանք ներքին էներգիայի արտահայտությունը **միատոմ իդեալական գազի** համար: Իդեալական գազի մասնիկները միմյանց հետ չեն փոխազդում, ուստի՝ գազի ներքին էներգիան միայն մասնիկների ջերմային շարժման կինետիկ էներգիաների գումարն է: Մեկ մասնիկին բաժին ընկնող  $\bar{\epsilon} = 3k_B T/2$  միջին էներգիան բազմապատկելով գազի մասնիկների  $N$  թվով՝ ներքին էներգիայի համար կստանանք՝

$$U = N\bar{\epsilon} = \frac{3}{2} Nk_B T: \quad (3.2)$$

Այսպիսով՝ **միատոմ իդեալական գազի ներքին էներգիան ուղիղ համեմատական է բացարձակ ջերմաստիճանին, մասնիկների թվին և կախված չէ գազի ծավալից**: Եթե (3.2) բանաձևում մասնիկների թիվն արտահայտենք գազի  $m$  զանգվածի և  $M$  մոլային զանգվածի միջոցով՝  $N = N_A m/M$ , ապա կստանանք՝

$$U = \frac{3}{2} \frac{m}{M} N_A k_B T = \frac{3}{2} \frac{m}{M} RT = \frac{3}{2} \nu RT: \quad (3.3)$$

(3.3) բանաձևն արտահայտում է ներքին էներգիայի կախումը գազի զանգվածից՝  $U \sim m$ , և մոլային զանգվածից՝  $U \sim 1/M$ :

Ներքին էներգիայի գծային կախումը ջերմաստիճանից դիտվում է նաև **բազմատոմ** իդեալական գազերում, սակայն (3.2) և (3.3) բանաձևերում  $3/2$  գործակցյին փոխարինում է ավելի մեծ թիվ: Բանն այն է, որ բազմատոմ մոլեկուլները կարող են ոչ միայն համընթաց շարժվել, այլև պտտվել, իսկ մոլեկուլի ատոմները՝ տատանվել մոլեկուլի ծանրության կենտրոնի շուրջը:

Իրական գազերի ներքին էներգիան հիմնականում կախված է ջերմաստիճանից, սակայն առկա է նաև թույլ կախում գազի ծավալից՝ պայմանավորված իրական գազի մասնիկների փոխազդած ձգողության թույլ ուժերով:

Ի տարբերություն գազերի՝ հեղուկներում և պինդ մարմիններում մասնիկների միջին կինետիկ և միջին պոտենցիալ էներգիաները նույն կարգի մեծություններ են, ուստի դրանց ներքին էներգիան էապես կախված է ծավալից:

Ջերմադինամիկական պրոցեսներն ուսումնասիրելու համար նախ պետք է պարզել, թե ինչ գործոնների ազդեցությամբ է փոխվում համակարգի վիճակը: Հայտնի է ջերմադինամիկական համակարգի վիճակի փոփոխության երկու սկզբունքորեն տարբեր եղանակ՝ **աշխատանքի կատարում և ջերմահաղորդում**:



**Շարքեր և առաջադրանքներ**

1. Սահմանեք ներքին էներգիան: 2. Ի՞նչ բանաձևով են հաշվում միաբոմ իդեալական գազի ներքին էներգիան: 3. Ի՞նչ մակրոսկոպական պարամետրերից է կախված մարմնի ներքին էներգիան: Բացավորեք: 4. Ե՞րբ է մարմնի ներքին էներգիան համընկնում նրա

լրիվ էներգիայի հետ: **5.** Ինչպե՞ս է իդեալական գազի ներքին էներգիան կախված գազի զանգվածից և մոլային զանգվածից: **6.** Ինչպե՞ս է բազմատոմ իդեալական գազի ներքին էներգիան կախված ջերմաստիճանից: **7.** Փոփոխվու՞մ է արդյոք իզոթերմ պրոցեսում ա) իդեալական գազի ներքին էներգիան, բ) իրական գազի ներքին էներգիան:

## § 22. ԱՇԽԱՏԱՆԸ ԶԵՐՄԱԴԻՆԱՄԻԿԱՅՈՒՄ

Համաձայն մեխանիկական աշխատանքի սահմանման՝

$$A = |\vec{F}||\Delta\vec{h}|\cos\alpha, \tag{3.4}$$

որտեղ  $\vec{F}$ -ն ազդող ուժն է,  $\Delta\vec{h}$ -ը՝ տեղափոխությունը,  $\alpha$ -ն՝ ուժի և տեղափոխության վեկտորներով կազմված անկյունը: (3.4) սահմանման մեջ ենթադրվում է, որ  $\Delta\vec{h}$  տեղափոխության ընթացքում  $\vec{F}$  ուժը մոդուլով և ուղղությամբ մնում է հաստատուն:

Եթե արտաքին ուժը մարմնի վրա աշխատանք է կատարում, ապա փոփոխվում է մարմնի կինետիկ էներգիան:

Սովորաբար ջերմադինամիկայում ուսումնասիրվում են ջերմային երևույթներն այնպիսի համակարգում, որն իբրև ամբողջություն անշարժ է, սակայն որի տարբեր մասեր կարող են տեղաշարժվել իրար նկատմամբ: Տեղաշարժման հետևանքով փոխվում է համակարգի ծավալը, և կատարվում է աշխատանք: Հաշվենք այն՝ քննարկելով գլանում մխույցի տակ փակված գազի օրինակը (նկ. 38):

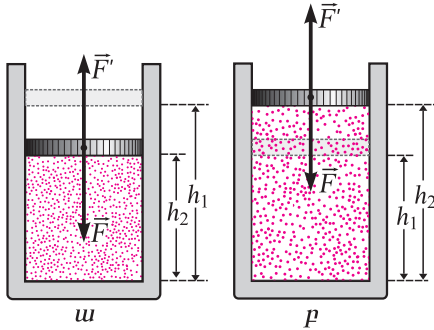
Մխույցն իջեցնելիս արտաքին ուժն աշխատանք է կատարում՝ սեղմելով գազը: Մխույցին ընդառաջ շարժվող մուլեկուլները, բախվելով մխույցին, նրանից ստացած մեխանիկական էներգիայի հաշվին մեծացնում են իրենց կինետիկ էներգիաները, և արտաքին ուժի կատարած աշխատանքի հաշվին մեծանում է գազի ներքին էներգիան:

Եթե արտաքին ուժի ազդեցությամբ գազն ընդարձակվի, ապա հեռացող մխույցին բախվող մուլեկուլների կինետիկ էներգիաները կնվազեն, ուստի՝ կնվազի նաև գազի ներքին էներգիան: Սեղմվելիս կամ ընդարձակվելիս փոփոխվում է նաև մուլեկուլների փոխազդեցության միջին պոտենցիալ էներգիան, որի հաշվառումը, ի տարբերություն գազերի, անհրաժեշտ է հեղուկներում ու պինդ մարմիններում:

Այսպիսով՝ **ջերմադինամիկայում արտաքին ուժի կատարած աշխատանքը մարմնի (համակարգի) ներքին էներգիայի փոփոխության չափն է:**

Այժմ հաշվենք արտաքին ուժի կատարած աշխատանքը՝ (3.4) բանաձևում առկա մեծություններն արտահայտելով ջերմադինամիկական պարամետրերով:

Եթե գազը սեղմվում է, ազդող ուժի և մխույցի տեղափոխության ուղղությունները համընկնում են, և (3.4) բանաձևում  $\alpha = 0$ : Մխույցի վրա ազդում է նաև գազի ճնշման  $\vec{F}$  ուժը, որն ուղղված է  $\vec{F}$ -ին հակառակ: «Դանդաղ» ընթացող պրոցես-



Նկ. 38. Գազի սեղմումը և ընդարձակումը գլանում



ներում համակարգի յուրաքանչյուր վիճակ գործնականորեն հավասարակշռված է, ուստի արտաքին ուժը համակշռվում է գազի մխոյի վրա ազդող ճնշման ուժով՝

$$F = F' = \rho S, \quad (3.5)$$

որտեղ  $S$ -ը մխոյի մակերեսն է,  $\rho$ -ն՝ գազի ճնշումը: (3.4) և (3.5) արտահայտություններից արտաքին ուժի աշխատանքի համար կստանանք (նկ. 38, ա)՝

$$A = F(h_1 - h_2) = \rho S(h_1 - h_2) = \rho(S h_1 - S h_2) = \rho(V_1 - V_2) = -\rho \Delta V, \quad (3.6)$$

որտեղ  $\Delta V = V_2 - V_1$ -ը գազի ծավալի փոփոխությունն է: Քանի որ  $V_2 < V_1$  (սեղմում), ապա  $\Delta V < 0$ , և արտաքին ուժի կատարած աշխատանքը դրական է: Հակառակ դեպքում, երբ գազն ընդարձակվում է,  $V_2 > V_1$ ,  $\Delta V > 0$ , և արտաքին ուժի կատարած աշխատանքը բացասական է (նկ. 38, բ):

Գազի ճնշման  $\vec{F}'$  ուժի աշխատանքը  $\vec{F}$  ուժի աշխատանքից տարբերվում է միայն նշանով, քանի որ  $\vec{F}' = -\vec{F}$ , հետևաբար՝

$$A' = -A, \quad (3.7)$$

կամ, նկատի ունենալով (3.6) բանաձևը, կստանանք՝

$$A' = \rho \Delta V: \quad (3.8)$$

Այսպիսով՝ ընդարձակվելիս ( $\Delta V > 0$ ), գազը կատարում է դրական աշխատանք, իսկ սեղմվելիս ( $\Delta V < 0$ )՝ բացասական:

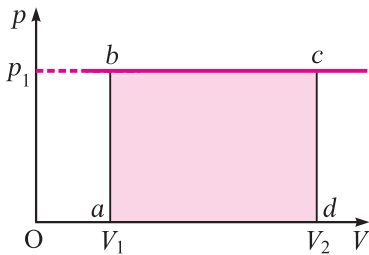
(3.6) և (3.8) արտահայտություններն ճիշտ են ոչ միայն գազի, այլև յուրաքանչյուր ջերմադինամիկական համակարգի ծավալի փոքր  $|\Delta V| \ll V$ , փոփոխությունների համար:  $|\Delta V|$ -ի փոքր լինելու պահանջը հնարավորություն է տալիս համակարգի ծավալի  $\Delta V$  փոփոխության պրոցեսում  $\rho$  ճնշումը համարելու հաստատուն:

Եթե պրոցեսն իզոբար է՝  $\rho = const$ , ապա (3.6) և (3.8) բանաձևերը կիրառելի են ծավալի նաև վերջավոր փոփոխությունների համար:

**Աշխատանքի երկրաչափական մեկնաբանությունը:** ( $\rho, V$ ) կոորդինատային հարթության վրա պատկերենք իզոբար պրոցեսի գրաֆիկը (նկ. 39): Եթե գազի ծավալը փոխվում է  $V_1$ -ից մինչև  $V_2$ , ապա, ըստ (3.8) բանաձևի, գազի կատարած աշխատանքը՝

$$A'_{12} = \rho \Delta V = \rho(V_2 - V_1) \quad (3.9)$$

և կպատկերվի  $abcd$  ուղղանկյան մակերեսով, որը սահմանափակված է  $\rho = \rho_1$  գրաֆիկով,  $V$ -երի առանցքով ու  $V_1$  և  $V_2$  ծավալներին համապատասխանող կետերում կանգնեցված  $ab$  և  $cd$  ուղղահայացներով:



Նկ. 39. Իզոբար պրոցեսում գազի կատարած աշխատանքը

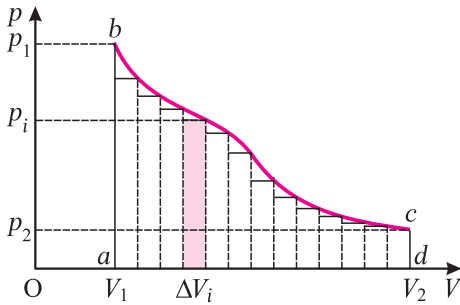
Եթե պրոցեսն իզոբար չէ, ապա չի կարելի օգտվել (3.9) բանաձևից, սակայն աշխատանքը նորից տրվում է  $\rho(V)$  գրաֆիկի տակ ընկած պատկերի մակերեսով: Իրոք, դիպուք՝ գազն ընդարձակվում է  $V_1$ -ից մինչև  $V_2$  40-րդ նկարում պատկերված պրոցեսում:  $V_1 V_2$  հատվածը բաժանենք փոքր  $\Delta V_i$  մասերի և հաշվենք  $\Delta V_i$ -ով ընդարձակվելիս գազի կատարած աշխատանքը:



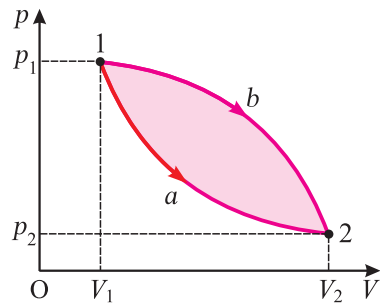
քը: Քանի որ  $\Delta V_i \ll V_1, V_2$ , ապա, ըստ (3.8) բանաձևի՝  $A'_i = \rho_i \Delta V_i$  (40-րդ նկարում գծապատված մակերեսն է):  $V_1$  և  $V_2$  ընդարձակման պրոցեսում գազի կատարած աշխատանքը բոլոր  $A'_i$  աշխատանքների գումարն է, որը հավասար է 40-րդ նկարում պատկերված աստիճանավոր պատկերի մակերեսին: Եթե  $\Delta V_i \rightarrow 0$ , ապա այդ պատկերի մակերեսը կհամընկնի  $p(V)$  գրաֆիկի տակ ընկած  $abcd$  կորագիծ սեղանի մակերեսին:

Օգտվելով աշխատանքի երկրաչափական մեկնաբանությունից՝ պարզենք ջերմադինամիկայում աշխատանքի մի կարևոր առանձնահատկություն:

Դիցուք՝ գազն ընդարձակվում է  $V_1$ -ից մինչև  $V_2$  երկու ձևով՝ 1" և 2" պրոցեսում և 1" և 2" պրոցեսում (նկ. 41): 1" և 2" պրոցեսում գազի կատարած աշխատանքը  $S_1 = V_1 a 2 V_2 V_1$  մակերեսն է, իսկ 1" և 2" պրոցեսում՝  $S_2 = V_1 b 2 V_2 V_1$  մակերեսը, որն  $S_1$ -ից մեծ է նկարում գունավորված պատկերի մակերեսի չափով: Այսպիսով՝ 1-ին վիճակից 2-րդ վիճակին անցնելու պրոցեսում գազի կատարած աշխատանքը կախված է պրոցեսի ձևից, այսինքն՝ այն բանից, թե անցման ընթացքում ճնշումն ինչպես է փոփոխվում՝ կախված ծավալից: Ընդունված է ասել, որ **աշխատանքը պրոցեսի ֆունկցիա է՝** նշելով 1" և 2" անցման կոնկրետ ձևից նրա կախված լինելը:



Նկ. 40. Գազի կատարած աշխատանքն  $abcd$  կորագիծ սեղանի մակերեսն է:



Նկ. 41. Գազի կատարած աշխատանքը 1a2 և 1b2 պրոցեսներում

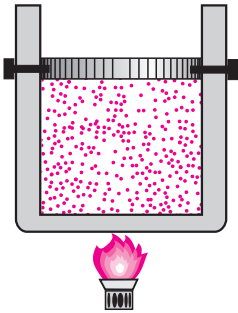
## Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Որքա՞ն է իզոխոր պրոցեսում գազի կատարած աշխատանքը:
2. Գրե՞ք իզոբար ընդարձակման պրոցեսում գազի կատարած աշխատանքի բանաձևը:
3. Գրե՞ք իզոբար սեղմման պրոցեսում արվաքին ուժերի կատարած աշխատանքի բանաձևը:
4. Երկրաչափորեն մեկնաբանեք գազի կատարած աշխատանքը:
5. Բացատրե՞ք՝ կախված է արդյոք գազի կատարած աշխատանքը պրոցեսից:

## § 23. ՋԵՐՄԱՔԱՆԱԿ

Երբ ջերմադինամիկական համակարգն աշխատանք է կատարում, այդ պրոցեսում փոխվում է նրա վիճակը, հետևաբար՝ նաև համակարգի ներքին էներգիան:

Սակայն համակարգի վիճակը կարելի է փոփոխել նաև առանց աշխատանք կատարելու: Օրինակ՝ եթե գլանում գազի ծավալը պահենք հաստատուն՝ ամրացնելով մխոցը, և այն տաքացնենք (նկ. 42), ապա գազի վիճակը կփոխվի:



Նկ. 42. Հաստատուն ծավալով գազի տաքացումը

նրա ջերմաստիճանը և ճնշումը կաճեն: Կմեծանա մաս գազի ներքին էներգիան: Տվյալ դեպքում գործ ունենք ջերմափոխանակման (ջերմահաղորդման) պրոցեսի հետ, երբ մի մարմնից մյուսին էներգիա է հաղորդվում առանց աշխատանք կատարելու (միտոցն ամրացված է՝  $\Delta V = 0$ , ուստի՝  $A' = 0$ ): **Ջերմափոխանակման պրոցեսում համակարգին տրված կամ նրանից վերցված էներգիան կոչվում է ջերմաքանակ:** Ջերմափոխանակումը համակարգի վիճակի փոփոխության երկրորդ ձևն է: Ընդունված է մարմնի ստացած (կամ մարմնին հաղորդած) ջերմաքանակը համարել դրական՝  $Q > 0$ , իսկ մարմնի տված (կամ մարմնից վերցված) ջերմաքանակը՝ բացասական՝  $Q < 0$  (հաճախ ասում են մաս, որ մարմնին ստանում է բացասական ջերմաքանակ):

Մոլեկուլային-կինետիկ տեսության համաձայն՝ ջերմահաղորդման պրոցեսում տաք մարմնի մոլեկուլները, փոխազդելով սառը մարմնի մոլեկուլների հետ, նրանց են հաղորդում իրենց կինետիկ էներգիայի մի մասը. տաք մարմնի ներքին էներգիան նվազում է, իսկ սառը մարմնինը՝ աճում: Այսպիսով՝ տաք մարմնին, որպես ջերմաքանակ, սառը մարմնին է տալիս որոշակի ներքին էներգիա:

Ինչպես գիտեք VIII դասարանի դասընթացից,  $m$  զանգվածով մարմնի ջերմաստիճանը  $t_1$ -ից  $t_2$  դարձնելու համար պահանջվող ջերմաքանակը՝

$$Q = mc(t_2 - t_1) = mc\Delta t, \quad (3.10)$$

որտեղ  $c$ -ն մարմնի տեսակարար ջերմունակությունն է,  $\Delta t = t_2 - t_1$ -ը՝ մարմնի ջերմաստիճանի փոփոխությունը: Մարմնին տաքացնելիս նրան տրվում է ջերմաքանակ՝  $Q > 0$ , և մարմնի ջերմաստիճանն աճում է՝  $\Delta t > 0$  ( $t_2 > t_1$ ): Եթե մարմնից վերցվում է ջերմաքանակ՝  $Q < 0$ , ապա մարմնի ջերմաստիճանը նվազում է՝  $t_2 < t_1$ : (3.10) բանաձևում  $c$  տեսակարար ջերմունակությունը նյութի ջերմային հատկությունները բնութագրող մեծություն է և թվապես հավասար է այն ջերմաքանակին, որն անհրաժեշտ է 1 կգ նյութի ջերմաստիճանը մեկ աստիճանով (1 Կ-ով) փոփոխելու համար: Այն արտահայտվում է Ջ/(կգ·Կ) միավորով:

Այն ջերմաքանակը, որն անհրաժեշտ է  $m$  զանգվածով մարմնի ջերմաստիճանը 1 Կ-ով փոփոխելու համար, կոչվում է ջերմունակություն ( $C$ ). այն արտահայտվում է Ջ/Կ միավորով: Հաճախ օգտագործում են մաս մեկ մոլ նյութի կամ մոլային ջերմունակության ( $C_{\mu}$ ) հասկացությունը: Մոլային ջերմունակությունն արտահայտվում է Ջ/(մոլ·Կ) միավորով: Այս ջերմունակությունները կապված են հետևյալ պարզ առնչություններով՝

$$C = cm, \quad (3.11)$$

$$C_{\mu} = \frac{C}{\nu} = Mc, \quad (3.12)$$

որտեղ  $\nu$ -ն նյութի քանակն է,  $M$ -ը՝ մոլային զանգվածը:

Փորձում նյութի տեսակարար ջերմունակությունը չափում են կալորաչափի օգնությամբ, որի կառուցվածքին ծանոթացել եք VIII դասարանում:

Կալորաչափի մեջ իջեցնենք  $t_2$  սկզբնական ջերմաստիճանով մի մարմին, որի  $c_2$  տեսակարար ջերմունակությունը պետք է որոշել: Եթե կալորաչափում ջրի սկզբնական ջերմաստիճանը՝  $t_1 < t_2$ , ապա ջերմափոխանակման պրոցեսում մարմինը կհովանա, իսկ ջուրը կտաքանա: Ջերմային հավասարակշռության վիճակում կալորաչափում հաստատվում է որոշակի  $t$  ջերմաստիճան, որն ավելի բարձր է, քան ջրի սկզբնական ջերմաստիճանը, բայց ավելի ցածր է, քան մարմնինը՝  $t_1 < t < t_2$ : Ջերմային հավասարակշռության գալու պրոցեսում ջուրն ստանում է

$$Q_1 = m_1 c_1 (t - t_1) > 0 \quad (3.13)$$

ջերմաքանակ, որտեղ  $c_1$ -ը ջրի տեսակարար ջերմունակությունն է, իսկ մարմինը ստանում է

$$Q_2 = m_2 c_2 (t - t_2) < 0 \quad (3.14)$$

ջերմաքանակ: Քանի որ կալորաչափը մեկուսացված է շրջապատից, ապա ջրի և մարմնի ստացած ջերմաքանակները պետք է լինեն մոդուլով իրար հավասար (իրականում գոյություն ունեցող ջերմային կորուստները կալորաչափում հասցված են նվազագույնի, ուստի դրանք կարելի է անտեսել՝

$$Q_1 + Q_2 = 0, \quad (3.15)$$

որտեղից անհայտ տեսակարար ջերմունակությունը՝

$$c_2 = -c_1 \frac{m_1 (t - t_1)}{m_2 (t - t_2)} = c_1 \frac{m_1 (t - t_1)}{m_2 (t_2 - t)} > 0: \quad (3.16)$$

Մասնավոր դեպքում, երբ իրար են խառնում  $m_1$  և  $m_2$  զանգվածներով ու  $t_1$  և  $t_2$  սկզբնական ջերմաստիճաններով ջրի բաժիններ, (3.15) հավասարությունից խառնուրդի  $t$  ջերմաստիճանի համար կստանանք՝

$$t = \frac{m_1 t_1 + m_2 t_2}{m_1 + m_2}: \quad (3.17)$$

Եթե մեկուսացված համակարգում ջերմափոխանակությանը մասնակցում է մի քանի մարմին, ապա (3.15) բանաձևը կարելի է ընդհանրացնել՝

$$Q_1 + Q_2 + \dots + Q_n = 0, \quad (3.18)$$

որտեղ  $Q_1, Q_2, \dots, Q_n$ -ը մարմինների ստացած ջերմաքանակներն են: (3.18) բանաձևը հայտնի է որպես **ջերմային հաշվեկշռի հավասարում**:

Որոշակի ֆիզիկական պրոցեսներ կարող են ընթանալ համակարգին ջերմաքանակ հաղորդելու կամ համակարգից այն վերցնելու դեպքում: Այսպես՝ հեղուկը հաստատուն ջերմաստիճանում ամբողջությամբ գոլորշու փոխակերպելու համար պահանջվող ջերմաքանակը, որը կոչվում է շոգեգոյացման ջերմություն՝  $Q_{2նգ}$ , կախված է հեղուկի  $m$  զանգվածից: Իսկ 1 կգ զանգվածով հեղուկը հաստատուն ջերմաստիճանում գոլորշու փոխակերպելու համար անհրաժեշտ ջերմաքանակը կոչվում է **շոգեգոյացման տեսակարար ջերմություն ( $r$ )** և կախված է հեղուկի հատկություններից և ջերմաստիճանից: Այն շոգեգոյացման ջերմության հետ կապված է

$$Q_{2նգ} = mr \quad (3.19)$$

առնչությամբ: Եթե տեղի է ունենում հակառակ՝ գոլորշի → հեղուկ անցումը, ապա այդ պրոցեսում գոլորշին ստանում է

$$Q_{\text{ստ}} = - mr \quad (3.20)$$

ջերմաքանակ:

Նույն ձևով կարելի է ներկայացնել պինդ բյուրեղային մարմնի՝ հալման ջերմաստիճանում նույն ջերմաստիճանի հեղուկի փոխակերպման համար անհրաժեշտ հալման ջերմաքանակի արտահայտությունը՝

$$Q_{\text{հալ}} = m\lambda, \quad (3.21)$$

որտեղ  $\lambda$  **հալման տեսակարար ջերմությունը** 1 կգ զանգվածով բյուրեղային նյութը հաստատուն ջերմաստիճանում հալույթի փոխակերպելու համար անհրաժեշտ ջերմաքանակն է:

Եթե  $m$  զանգվածով հալույթը հալման ջերմաստիճանում փոխակերպվում է բյուրեղային մարմնի, ապա այդ պրոցեսում հալույթի ստացած ջերմաքանակը՝

$$Q_{\text{բյուր}} = - m\lambda: \quad (3.22)$$

Շոգեգոյացման և հալման տեսակարար ջերմություններն ունեն նույն՝  $\mathcal{Q}/կգ$  միավորը:  $r$  և  $\lambda$  մեծությունների մոլեկուլային-կինետիկ մեկնաբանումը կտրվի, համապատասխանաբար, 4-րդ և 6-րդ գլուխներում:

Որոշակի ջերմաքանակ է անջատվում վառելիքի այրման հետևանքով: Այն **ջերմաքանակը, որն անջատվում է 1 կգ զանգվածով վառելիքը լրիվ այրվելիս, կոչվում է վառելիքի այրման տեսակարար ջերմություն ( $q$ )** և արտահայտվում է  $\mathcal{Q}/կգ$  միավորով:  $m$  զանգվածով վառելիքի այրման հետևանքով առաջանում է

$$Q = mq \quad (3.23)$$

ջերմաքանակ: Այս ջերմաքանակը վառելիքում առկա ածխածնի և օդի թթվածնի միացման հետևանքով անջատվող էներգիան է:



### Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Ո՞ր մեծությունն է կոչվում ջերմաքանակ:
2. Ի՞նչ միավորով է արտահայտվում ջերմաքանակը միավորների ՄՀ-ում:
3. Գրե՞ք ջերմային հաշվեկշռի հավասարումը և պարզաբանե՞ք այն:
4. Սահմանե՞ք ջերմունակությունը, տեսակարար ջերմունակությունը և մոլային ջերմունակությունը:
5. Գրե՞ք ջերմունակության, տեսակարար ջերմունակության և մոլային ջերմունակության միջև առնչությունները:
6. Սահմանե՞ք շոգեգոյացման տեսակարար ջերմությունը:
7. Սահմանե՞ք պինդ բյուրեղային մարմնի հալման տեսակարար ջերմությունը:
8. Սահմանե՞ք վառելիքի այրման տեսակարար ջերմությունը:

## §24. ԶԵՐՄԱԴԻՆԱՄԻԿԱՅԻ ԱՌԱՋԻՆ ՕՐԵՆՔԸ

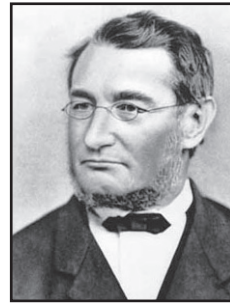
Մեխանիկայում փակ համակարգի լրիվ մեխանիկական էներգիան պահպանվում է, եթե համակարգում բացակայում են շփման (դիմադրության) ուժերը, այսինքն՝ եթե համակարգի մարմինները փոխազդում են միմիային գրավիտացիոն և առաձգականության ուժերով:

Իրականում ամեն մի համակարգում միշտ առկա են մարմինների շարժումը խոչընդոտող դիմադրության ուժեր, որոնք ոչ պոտենցիալային բնույթ ունեն, այսինքն՝ այդ ուժերի կատարած աշխատանքը փակ հետագծով գրոյից տարբեր (բացասական) մեծություն է և կախված է հետագծի ձևից: Այս ուժերի գործողության հետևանքով համակարգի լրիվ մեխանիկական էներգիան ժամանակի ընթացքում նվազում է և հավասարվում գրոյի: Այսպես՝ հորիզոնական հարթությամբ  $v_0$  սկզբնական արագությամբ, հետևաբար՝  $mv_0^2/2$  կինետիկ էներգիայով շարժվող մարմինն ի վերջո կանգ է առնում՝  $v = 0$ , մարմնի վրա հարթության կողմից ազդող շփման ուժերի ազդեցությամբ: Թելից կախված ծանրույցի տատանումների լայնույթը ժամանակի ընթացքում փոքրանում է և դառնում գրո, քանի որ ճոճանակի մեխանիկական էներգիան ծախսվում է օդի դիմադրության ուժի և ճոճանակի կախման կետում շփման ուժի հաղթահարման աշխատանք կատարելու համար:

Որոշակի բարձրությունից ընկնող (հետևաբար՝ պոտենցիալ էներգիայով օժտված) մարմինը, բախվելով գետնին, կանգ է առնում:

Բերված բոլոր օրինակներում մարմնի (կամ մարմինների) լրիվ մեխանիկական էներգիան ժամանակի ընթացքում հավասարվում է գրոյի, և, կարծես, մարմնի մեխանիկական վիճակի փոփոխությունը չի ուղեկցվում այլ երևույթներով: Սակայն, ինչպես ցույց են տվել բազմաթիվ դիտարկումներն ու փորձնական փաստերը, մեխանիկական վիճակի փոփոխություններն ուղեկցվում են այլ՝ ոչ մեխանիկական բնույթի երևույթներով: Այսպես՝ բերված օրինակներում կարելի է փորձով համոզվել, որ և՛ հարթությամբ շարժվող մարմինը, և՛ հարթությունը, և՛ ճոճանակի գնդիկը, և՛ թելը, և՛ ընկնող գնդիկը, և՛ գետինը տաքացել են: Նշանակում է՝ մեխանիկական էներգիան երբեք անհետ չի կորչում, այն փոխակերպվում է էներգիայի այլ տեսակների (բերված օրինակներում՝ մարմինների ներքին էներգիայի):

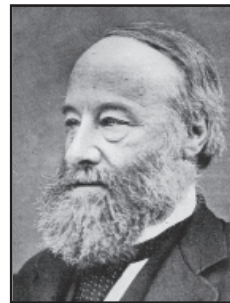
Այս փորձերից հետևում է, որ մարմնի ներքին էներգիան կարելի է մեծացնել, այսինքն՝ մարմինը կարելի է տաքացնել նաև առանց նրան ջերմաքանակ հաղորդելու, միմիայն աշխատանք կատարելու շնորհիվ: Այսպիսով՝ մարմնի ջերմաստիճանը միևնույն չափով կարելի է փոփոխել ինչպես նրան որոշակի ջերմաքանակ հաղորդելու, այնպես էլ աշխատանք կատարելու միջոցով:



### Մայեր Ռոբերտ Յուլիուս

1814-1878

Գերմանացի բժիշկ, էներգիայի պահպանման օրենքի առաջին հայտնագործողներից: Փորձնական ճանապարհով հանգել է մեխանիկական էներգիայի և ջերմաքանակի՝ միմյանց փոխարկվելու գաղափարին:



### Ջուլ Զեմս Պրեսկոտ

1818-1889

Անգլիացի ֆիզիկոս, էներգիայի պահպանման օրենքի առաջին հայտնագործողներից: Աշխատանքները վերաբերում են էլեկտրամագնիսականությանը, ջերմությանը և գազերի կինետիկ տեսությանը: Որոշել է հաղորդչում անջարկված ջերմաքանակի կախումը հոսանքի ուժից և հաղորդչի դիմադրությունից (Ջոուլ-Լենցի օրենք):

Ջ. Ջոուլի փորձերը ճշգրտորեն ապացույցեցին այս պնդումը և հնարավորությամբ տվեցին գտնելու կատարած աշխատանքի և դրան համարժեք ջերմաքանակի միջև կապը: Կատարված փորձերի արդյունքներն ընդհանրապես տվեցին և ձևակերպեցին որպես էներգիայի պահպանման և փոխակերպման օրենք. **բնության մեջ էներգիան չի առաջանում ոչնչից և չի անհետանում. էներգիայի քանակն անփոփոխ է, այն մի ձևից անցնում է մյուսին:**



**Հելմհոլց Հերման**

1821-1894

*Գերմանացի բնագետ: Ֆիզիկական հետազոտությունները վերաբերում են էլեկտրադինամիկային, օպտիկային, ջերմությանը, հիդրոդինամիկային, ճայնագիտությանը: Ձևակերպել և մաթեմատիկորեն հիմնավորել է էներգիայի պահպանման օրենքը՝ նշելով նրա համընդհանուր բնույթը:*

Ի տարբերություն մեխանիկական էներգիայի պահպանման օրենքի, որը հետևում է Նյուտոնի օրենքներից, էներգիայի պահպանման համընդհանուր օրենքը, որը հաշվի է առնում էներգիայի գոյության բոլոր ձևերը, ստացվել է փորձնական ճանապարհով: Այն հայտնաբերել են Ռ.Մայերն ու Ջ.Ջոուլը. վերջնական ձևակերպումը տրվել է Հ. Հելմհոլցի աշխատանքներում:

Ջերմադինամիկայի I օրենքն էներգիայի պահպանման և փոխակերպման ընդհանուր օրենքի տարածումն է ջերմային երևույթների վրա:

Համաձայն (3.1) սահմանման՝ համակարգի լրիվ էներգիան՝  $E_{լրիվ} = U + E$ , ուստի, երբ համակարգը 1-ին (սկզբնական) վիճակից անցնում է 2-րդ (վերջնական) վիճակի, նրա փոփոխությունը հավասար է արտաքին ուժերի կատարած  $A$  աշխատանքի և համակարգին տրված  $Q$  ջերմաքանակի գումարին.

$$\Delta E_{լրիվ} = \Delta U + \Delta E = A + Q: \tag{3.24}$$

Ջերմային երևույթներում, որպես կանոն, մեխանիկական էներգիայի փոփոխությունը ներքին էներգիայի փոփոխության նկատմամբ կարելի է հաշվի չառնել: Այսպես՝ եթե ջերմադինամիկական համակարգը դադարի վիճակում է, ապա դրա կինետիկ էներգիան գրո է: Ջերմաստիճանի փոփոխության հետևանքով համակարգի ծավալի, հետևաբար՝ նաև ծանրության կենտրոնի դիրքի փոփոխությունը չափազանց փոքր է, ուստի՝ չնչին է նաև համակարգի պոտենցիալ էներգիայի փոփոխությունը: Այսպիսով՝ կարելի է համարել, որ ջերմադինամիկական համակարգում ընթացող պրոցեսներում դրա մեխանիկական էներգիան մնում է անփոփոխ, հետևաբար՝  $\Delta E = \Delta E_k + \Delta E_p = 0$ : Այս դեպքում, համաձայն (3.24) առնչության,

$$\Delta U = A + Q, \tag{3.25}$$

որը ջերմադինամիկայի առաջին օրենքն է. **համակարգի ներքին էներգիայի փոփոխությունը մի վիճակից մյուսին անցնելիս հավասար է համակարգի վրա արտաքին ուժերի կատարած աշխատանքի և համակարգին տրված ջերմաքանակի գումարին:** Հարկ է նշել, որ (3.25) հավասարումը որոշում է ներքին էներգիայի փոփոխությունը, ուստի՝ ներքին էներգիան որոշվում է հաստատուն գումարելու ճշտությամբ:

Համաձայն (3.7) հավասարման՝ համակարգի վրա արտաքին մարմինների կատարած աշխատանքը հավասար է այդ մարմինների վրա համակարգի կատարած աշխատանքին՝ հակառակ նշանով՝  $A = - A'$ , ուստի (3.25) հավասարումը կարելի է ներկայացնել նաև հետևյալ կերպ՝

$$Q = \Delta U + A', \quad (3.26)$$

համաձայն որի՝ **համակարգին տրված ջերմաքանակը ծախսվում է նրա ներքին էներգիայի փոփոխության և արտաքին մարմինների վրա աշխատանք կատարելու համար:**

Եթե համակարգը դրսից ջերմաքանակ չի ստանում՝  $Q = 0$ , ապա այն անվանում են **ջերմամեկուսացված**: Համաձայն (3.26) բանաձևի՝ ջերմամեկուսացված համակարգն արտաքին մարմինների վրա աշխատանք կարող է կատարել միմիայն իր ներքին էներգիայի հաշվին՝

$$A' = - \Delta U: \quad (3.27)$$

Եթե  $A' > 0$ , ապա  $\Delta U < 0$  և  $U_2 < U_1$ , այսինքն՝ համակարգի ներքին էներգիան նվազում է կատարած աշխատանքի չափով: Քանի որ յուրաքանչյուր ջերմադինամիկական համակարգ ունի վերջավոր (սահմանափակ) ներքին էներգիա, ապա աշխատանք կատարելու պրոցեսում այն ի վերջո կապառվի, և համակարգն այլևս աշխատանք կատարել չի կարող: Այս արդյունքը հաճախ ձևակերպվում է որպես դրույթ՝ **առաջին սեռի հավերժական շարժիչ ստեղծելու անհնարինության մասին. հնարավոր չէ ստեղծել մեքենա (շարժիչ), որն անընդհատ աշխատանք կատարի՝ առանց էներգիա ստանալու:**

Եթե ջերմադինամիկական համակարգի վրա արտաքին ուժեր չեն ազդում, և համակարգը դրսից ջերմաքանակ չի ստանում, ապա այն կոչվում է **մեկուսացված**: Համաձայն ջերմադինամիկայի I օրենքի՝ այս դեպքում  $\Delta U = 0$ , կամ  $U_2 = U_1$ , այսինքն՝ մեկուսացված ջերմադինամիկական համակարգի ներքին էներգիան պահպանվում է:

Մեկ անգամ ևս նշենք հետևյալ կարևոր հանգամանքը: Համակարգի ներքին էներգիան որոշվում է նրա վիճակը բնութագրող ջերմադինամիկական պարամետրերով, ուստի՝ ներքին էներգիայի  $\Delta U$  փոփոխությունը կախված է միայն համակարգի սկզբնական (1) և վերջնական (2) վիճակներից և կախված չէ միջանկյալ վիճակներից, այլ կերպ ասած՝  $1 \rightarrow 2$  անցման պրոցեսից: Ի տարբերություն ներքին էներգիայի՝  $A$  աշխատանքը և  $Q$  ջերմաքանակը կախված են  $1 \rightarrow 2$  անցման պրոցեսից: Այսինքն՝ ինչպես և աշխատանքը, **ջերմաքանակը պրոցեսի ֆունկցիա է**: Եթե չկա պրոցես, ապա  $և'$  աշխատանքը,  $և'$  ջերմաքանակը զրո են, իսկ ներքին էներգիան տրված վիճակում ունի որոշակի արժեք: Այս տեսանկյունից ճիշտ չէ խոսել որևէ վիճակում աշխատանքի կամ ջերմաքանակի կամ դրանց փոփոխության մասին՝ մի վիճակից մյուսին անցնելիս: Փոփոխվել կարող է այն, ինչը գոյություն ունի տվյալ վիճակում (օրինակ՝  $U$ -ն), իսկ աշխատանքն առաջանում (կատարվում) է համակարգի վրա արտաքին մարմինների ազդեցության հետևանքով: Հանգումորեն, ջերմաքանակը մարմինների միջև ջերմափոխանակության հետևանք է:

Ջերմադինամիկայի I օրենքի (3.25) բանաձևից հետևում է, որ համակարգի ներքին էներգիայի  $\Delta U$  փոփոխությունը համակարգին տրված  $Q$  ջերմաքանակից



կարող է լինել ինչպես մեծ, այնպես էլ փոքր՝ կախված այն բանից, թե ջերմահաղորդման պրոցեսում համակարգի վրա աշխատանք է կատարվել ( $A > 0$ ), թե համակարգն ինքն է աշխատանք կատարել ( $A' > 0$ , այսինքն՝  $A < 0$ ):

Եթե համակարգն աշխատանք չի կատարում՝  $A' = 0$ , ապա  $\Delta U = Q$ , այսինքն՝ **ջերմաքանակը համակարգի ներքին էներգիայի փոփոխությունն է ջերմահաղորդման պրոցեսում:**



### Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Ո՞ր համակարգն է կոչվում ջերմամեկուսացված:
2. Ձևակերպեք ջերմադինամիկայի առաջին օրենքը:
3. Գրեք ջերմադինամիկայի առաջին օրենքն արտահայտող բանաձևը:
4. Ո՞ր սարքն են անվանում առաջին սեռի հավերժական շարժիչ:
5. Ինչու՞ հնարավոր չէ ստեղծել առաջին սեռի հավերժական շարժիչ:
6. Գրեք ջերմադինամիկայի առաջին օրենքը ջերմամեկուսացված համակարգի համար:
7. Կախված է արդյոք մարմնի տված կամ սրացած ջերմաքանակը ջերմադինամիկական պրոցեսի ձևից:

## § 25. ՋԵՐՄԱԴԻՆԱՄԻԿԱՅԻ ԱՌԱՋԻՆ ՕՐԵՆՔԻ ԿԻՐԱՌՈՒՄԸ ՏԱՐԲԵՐ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐԻ ՆԿԱՏՄԱՍԲ

Ջերմադինամիկայի I օրենքի օգնությամբ ուսումնասիրենք համակարգում ընթացող տարբեր պրոցեսներ:

Ջերմադինամիկական պրոցեսում կարող են միաժամանակ փոփոխվել բոլոր մակրոսկոպական պարամետրերը: Դիտարկենք այնպիսի պրոցեսներ, որոնցում ջերմադինամիկական պարամետրերից մեկը հաստատուն է (իզոպրոցեսներ):

**Իզոխոր պրոցես:** Այս պրոցեսում համակարգի ծավալը չի փոփոխվում՝  $V = const$  և  $\Delta V = 0$ , ուստի՝ համակարգի կատարած աշխատանքը՝  $A' = p\Delta V = 0$ : Այս դեպքում ջերմադինամիկայի I օրենքից կստանանք՝

$$\Delta U = Q \quad (3.28)$$

Եթե համակարգը ջերմաքանակ ստանում է՝  $Q > 0$ , ապա նրա ներքին էներգիան մեծանում է ստացված ջերմաքանակի չափով, իսկ եթե համակարգը շրջապատին (այլ մարմինների) ջերմաքանակ է տալիս՝  $Q < 0$ , ապա նրա ներքին էներգիան տված ջերմաքանակի չափով փոքրանում է:

(3.11) և (3.10) բանաձևերից ջերմունակության համար կստանանք՝

$$C = \frac{Q}{\Delta t} = \frac{Q}{\Delta T}, \quad (3.29)$$

որտեղ  $\Delta t = \Delta T$ -ն համակարգի ջերմաստիճանի փոփոխությունն է ջերմահաղորդման պրոցեսում: Քանի որ ջերմաքանակը պրոցեսի ֆունկցիա է, ապա պրոցեսի ձևից կախված կլինի նաև ջերմունակությունը: Մասնավորապես իզոխոր պրոցեսում  $Q = \Delta U$ , հետևաբար՝

$$C_V = \frac{\Delta U}{\Delta T}, \quad (3.30)$$

որտեղ  $C_V$ -ով նշանակված է համակարգի ջերմունակությունը, երբ ծավալը հաստատուն է:



Եթե համակարգը միատոմ իդեալական գազ է, ապա, (3.3) բանաձևից, ջերմունակության համար կատանանք՝

$$C_V = \frac{3}{2} \frac{m}{M} R = \frac{3}{2} \nu R, \quad (3.31)$$

որտեղ  $\nu$ -ն նյութի քանակն է: Մասնավորապես, մեկ մոլ իդեալական գազի ջերմունակությունն իզոխոր պրոցեսում՝  $C_{V_m} = 3R/2$ :

**Իզոթերմ պրոցես:** Այս պրոցեսում հաստատուն է մնում համակարգի ջերմաստիճանը՝  $T = const$  և  $\Delta T = 0$ : Ծավալի փոփոխման ժամանակ համակարգն աշխատանք է կատարում: Իզոթերմ պրոցեսում կարող է փոփոխվել նաև համակարգի ներքին էներգիան՝ պայմանավորված մասնիկների փոխազդեցության պոտենցիալ էներգիայի փոփոխությամբ:

Եթե համակարգն իդեալական գազ է, ապա նրա ներքին էներգիան կախված է միայն ջերմաստիճանից, ուստի՝ իզոթերմ պրոցեսում այն մնում է հաստատուն՝  $U = const$  և  $\Delta U = 0$ : Համաձայն ջերմադինամիկայի I օրենքի՝ այս դեպքում

$$Q = -A = A': \quad (3.32)$$

Եթե գազը ջերմաքանակ ստանում է, ապա այն կատարում է դրական աշխատանք՝  $A' > 0$ , իսկ եթե գազը շրջապատին ջերմաքանակ է տալիս՝  $Q < 0$ , ապա այն բացասական աշխատանք է կատարում:

Ջերմունակության (3.29) սահմանումից հետևում է, որ սրված  $Q$  ջերմաքանակի հաշվին որքան փոքր է ջերմաստիճանի  $\Delta T$  փոփոխությունը, այնքան մեծ է համակարգի  $C$  ջերմունակությունը: Մասնավորապես, եթե համակարգին  $Q!$   $0$  ջերմաքանակ հաղորդելիս նրա ջերմաստիճանը չի փոփոխվում՝  $\Delta T = 0$ , ապա նրան կարելի է վերագրել անվերջ մեծ ջերմունակություն: Այդպիսի ջերմունակությամբ օժտված համակարգը կատարում է **թերմոստատի դեր**, այսինքն՝ ապահովում է ջերմաստիճանի հաստատունությունը ջերմահաղորդման պրոցեսում:

**Իզոբար պրոցես:** Այս պրոցեսում հաստատուն է մնում ճնշումը՝  $p = const$ : Համակարգին տրված ջերմաքանակի հաշվին փոփոխվում են նրա ծավալն ու ջերմաստիճանը, ուստի գրոյից տարբեր կլինի և՛ ներքին էներգիայի  $\Delta U$  փոփոխությունը, և՛ համակարգի կատարած  $A'$  աշխատանքը:

Այժմ ենթադրենք, որ համակարգն իդեալական գազ է և, օգտվելով (3.30) հավասարումից, հաշվենք իզոբար պրոցեսում գազի կատարած  $A'$  աշխատանքը.

$$A' = p\Delta V = \nu R\Delta T: \quad (3.33)$$

Այս առնչությունից կարելի է պարզել  $R$  գազային հաստատունի ֆիզիկական իմաստը.  $R$ -ը **թվապես հավասար է այն աշխատանքին, որը կատարում է  $\nu = 1$  մոլ իդեալական գազն իզոբար պրոցեսում, երբ նրա ջերմաստիճանը բարձրանում է 1 Կ-ով:**

Օգտվելով իդեալական գազի ներքին էներգիայի (3.3) արտահայտությունից՝ ջերմադինամիկայի I օրենքը կարելի է ներկայացնել հետևյալ կերպ՝

$$Q = \Delta U + A' = \frac{3}{2}\nu R\Delta T + \nu R\Delta T = \frac{5}{2}\nu R\Delta T, \quad (3.34)$$

համաձայն որի՝ գազը տաքացնելիս ( $Q > 0$ ) նրա ներքին էներգիան մեծանում է, և միաժամանակ գազը կատարում է դրական աշխատանք: Եթե գազը սառչում է ( $Q < 0$ ), ապա նրա ներքին էներգիան փոքրանում է, և միաժամանակ գազը կատարում է բացասական աշխատանք:

Ջերմունակության (3.29) սահմանումից և (3.34) առնչությունից ստանում ենք իզոբար պրոցեսում միատոմ իդեալական գազի  $C_p$  ջերմունակության արտահայտությունը՝

$$C_p = \frac{Q}{\Delta T} = C_V + \nu R = \frac{5}{2} \nu R: \quad (3.35)$$

Մասնավորապես,  $\nu = 1$  մոլ քանակով գազի համար՝

$$C_{p,m} = C_{V,m} + R: \quad (3.36)$$

Այս առնչությունն ստացել է Ռոբերտ Մայերը և կրում է նրա անունը:

**Ադիաբատ պրոցես:** Այս պրոցեսում համակարգն արտաքին մարմիններից չի ստանում ջերմաքանակ՝  $Q = 0$ , և համակարգի ներքին էներգիայի փոփոխությունը հավասար է արտաքին ուժերի կատարած աշխատանքին՝

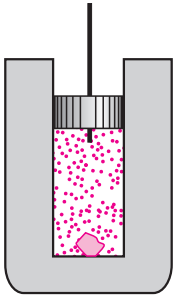
$$\Delta U = A: \quad (3.37)$$

Գործնականում հնարավոր չէ իրականացնել  $Q = 0$  պայմանը, քանի որ բոլոր նյութերն էլ օժտված են ջերմահաղորդականությամբ: Սակայն եթե համակարգում ընթացող պրոցեսում ստացած (տրված)  $|Q|$  ջերմաքանակը շատ փոքր է ներքին էներգիայի  $|\Delta U|$  փոփոխությունից՝  $|Q| \ll |\Delta U|$ , ապա այն կարելի է անտեսել  $|\Delta U|$ -ի նկատմամբ, և ջերմադիֆուզիայի I օրենքից կստանանք (3.37) առնչությունը: Սովորաբար  $|Q| \ll |\Delta U|$  պայմանը հեշտ է իրականացնել համեմատաբար արագ ընթացող պրոցեսներում, երբ փոքր ժամանակամիջոցում համակարգը չի հասցնում շրջապատին տալ կամ նրանից ստանալ զգալի ջերմաքանակ:

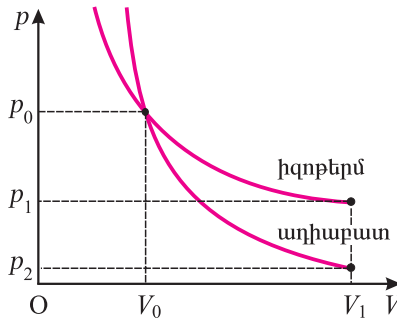
Համաձայն (3.37) բանաձևի՝ եթե համակարգի վրա դրական աշխատանք է կատարվում, ապա նրա ներքին էներգիան մեծանում է, և համակարգի ջերմաստիճանը բարձրանում է: Դրանում կարելի է համոզվել փորձի օգնությամբ:

Թափանցիկ, հաստ պատերով և փոքր ջերմահաղորդականությամբ ապակույ պատրաստված գլանի մեջ դնենք եթերով թրջված բամբակ և գլանը կիպ փակող մխուցն արագ իջեցնենք՝ սեղմելով եթերի գոլորշիներով հագեցած օդը (նկ. 4.3): Կտեսնենք, որ եթերի գոլորշիները բոցավառվում են. դա վկայում է գլանում օդի ջերմաստիճանի կտրուկ աճի մասին:

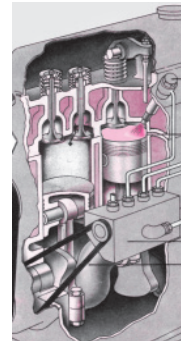
Ի տարբերություն իզոխոր, իզոթերմ և իզոբար պրոցեսների՝ ադիաբատ պրոցեսն ընթանում է  $p$ ,  $V$ ,  $T$  պարամետրերի փոփոխությամբ: Ընդամին, ծավալի միևնույն  $\Delta V$  փոփոխությունն ադիաբատ պրոցեսում համապատասխանում է ճնշման ավելի մեծ փոփոխության, քան իզոթերմ պրոցեսում: Բանն այն է, որ ադիաբատ պրոցեսում ճնշման փոփոխությունը հետևանք է ոչ միայն ծավալի փոփոխության, ինչպես իզոթերմ պրոցեսում, այլև գազի ջերմաստիճանի փոփոխության: 44-րդ նկարում պատկերված են ադիաբատ և իզոթերմ պրոցեսների գրաֆիկները և այդ պրոցեսներում ծավալի միևնույն  $\Delta V$  փոփոխության համար ճնշման  $\Delta p_{ադ} = p_0 - p_2$  և  $\Delta p_{իզ} = p_0 - p_1$  փոփոխությունները:



**Նկ. 43.** Գազի աղիաբառ սեղմումը



**Նկ. 44.** Իզոթերմ և աղիաբառ պրոցեսների գրաֆիկները



**Նկ. 45.** Դիզելային շարժիչ

Օդի տաքացումն աղիաբառ սեղմման պրոցեսում օգտագործվում է դիզելային շարժիչներում (նկ. 45): Շարժիչի գլան է ներքաշվում օդ, այլ ոչ թե վառելիքի և օդի խառնուրդ, ինչպես ոչ դիզելային (կարբյուրատորային) ներքին այրման շարժիչներում: Գլանում արագ սեղմվելիս օդի ջերմաստիճանը բարձրանում է՝ սեղմման վերջում գերազանցելով վառելիքի բույավառման ջերմաստիճանը: Այդ պահին հատուկ բույամուղի միջոցով գլան է ներցայտում փոշիապված վառելիք (կերոսին, սոլյարայոլ), որը, շփվելով շիկացած օդի հետ, բույավառվում է:

Աղիաբառորեն են ընթանում նաև որոշ մթնոլորտային պրոցեսներ: Այսպես՝ երկրամերձ օդի տաք շերտերը, արագ բարձրանալով վեր, ընդարձակվում են վերին՝ ավելի նոսր և ցածր ճնշմամբ շերտերում և սառչում, որի հետևանքով նրանցում առկա ջրի գոլորշին խտանում և վերածվում է ջրի մանր կաթիլների կամ սառցի բյուրեղիկների՝ առաջացնելով մառախուղ կամ ամպ:

Աղիաբառ պրոցեսի ուսումնասիրումն իզոպրոցեսների հետ պայմանավորված է այն հանգամանքով, որ որոշակի պայմաններում այս պրոցեսում հաստատուն է մնում ջերմադինամիկական համակարգի մի կարևորագույն բնութագիր՝ **էնտրոպիան**:

### **Հարցեր և առաջադրանքներ**

1. Գրեք ջերմադինամիկայի առաջին օրենքի բանաձևն իզոխոր, իզոբար և իզոթերմ պրոցեսների համար: 2. Ի՞նչ բանաձևով է որոշվում համակարգի ջերմունակությունը հաստատուն ծավալի դեպքում: 3. Ի՞նչ բանաձևով է որոշվում իդեալական գազի ջերմունակությունը հաստատուն ծավալի դեպքում: 4. Ի՞նչ է թերմոստատը: 5. Ո՞րն է  $R$  ունիվերսալ գազային հաստատունի ֆիզիկական իմաստը: 6. Ո՞ր պրոցեսն է կոչվում աղիաբառ: 7. Ինչու՞ է աղիաբառ սեղմման ժամանակ իդեալական գազը տաքանում, իսկ ընդարձակվելիս՝ սառչում: 8. Ո՞ր պրոցեսում է համակարգին հաղորդված ջերմաքանակը հավասար նրա ներքին էներգիայի փոփոխությանը: 9. Ո՞ր դեպքում գազին միևնույն ջերմաքանակը հաղորդելիս ջերմաստիճանն ավելի շար կաճի՝ իզոխոր, թե՞ իզոբար պրոցեսում: 10. Ինչու՞ աղիաբառության պայմանը գործնականում հեշտ է իրականացնել արագ ընթացող պրոցեսներում:

**§ 26. ՍԿԶՐՈՒՆԵԸ: ՋԵՐՄԱՇԱՐԺԻՉԻ ՕԳՏԱԿԱՐ ԳՈՐԾՈՂՈՒԹՅԱՆ ԳՈՐԾԱԿԻՑԸ (ՕԳԳ)**

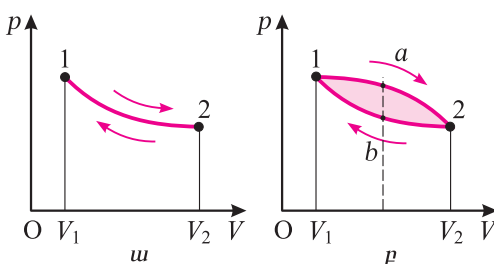
Ինչպես գիտեք, ջերմադինամիկական համակարգի ներքին էներգիան կարելի է մեծացնել՝ նրան ջերմաքանակ հաղորդելով կամ նրա վրա աշխատանք կատարելով: Մյուս կողմից՝ համակարգի ներքին էներգիայի հաշվին կարելի է կատարել մեխանիկական աշխատանք:

Տրանսպորտում, արդյունաբերության և գյուղատնտեսության մեջ տարբեր սարքերի ու մեխանիզմների աշխատանքի համար անհրաժեշտ է մեխանիկական էներգիա, ուստի ներքին էներգիայի փոխակերպումը մեխանիկականի մեծ նշանակություն ունի հասարակության պրակտիկ գործունեության համար: Այդ փոխակերպումն իրականացնում են ջերմամեքենաները կամ ջերմաշարժիչները, որոնք վառելիքի կամ էներգիայի այլ աղբյուրի ներքին էներգիան փոխակերպում են մեխանիկական էներգիայի: Այլ կերպ ասած՝ ջերմաշարժիչում մոլեկուլների քառային շարժման էներգիան փոխակերպվում է կարգավորված շարժման էներգիայի:

Ճանոթանանք ջերմաշարժիչի կառուցվածքին և գործողության սկզբունքներին:

Դիտարկենք գազ, որը գլանում փակված է մխոցի տակ: Եթե գազին հաղորդվի որոշակի ջերմաքանակ, ապա այն, ընդարձակվելով, կկատարի աշխատանք: Գլանն ունի վերջավոր չափեր, ուստի՝ գազի ընդարձակումն ի վերջո կդադարի. կդադարի նաև ջերմաքանակի փոխակերպումն աշխատանքի: Տվյալ դեպքում գործ ունենք միայն մեկ անգամ գործող շարժիչի հետ (օրինակ՝ հրազենը): Ընդարձակման պրոցեսում մեխանիկական էներգիայի է փոխակերպվում սահմանափակ ջերմաքանակ: Գազը, որպեսզի կարողանա նորից աշխատանք կատարել, պետք է վերադարձվի սկզբնական վիճակին: **Գազի վիճակի փոփոխությունների համախումբը, որի հետևանքով գազը վերադառնում է սկզբնական վիճակին, կոչվում է շրջանային պրոցես կամ ցիկլ:**

Շրջանային պրոցես կարելի է իրականացնել տարբեր եղանակներով: Օրինակ՝ եթե գազն ինչ-որ ձևով ընդարձակվի և հետո նույն ձևով սեղմվի, ապա այն, իհարկե, կվերադառնա իր սկզբնական վիճակին (նկ. 46, 1 → 2՝ ընդարձակում, 2 → 1՝ սեղմում): Ակնհայտ է, որ 1 → 2 → 1 շրջանային պրոցեսում օգտակար աշխատանքը զրո է, քանի որ այն ընդարձակման պրոցեսում գազի կատարած դրական աշխատանքի (մակ.  $V_1 2 V_2 V_1$ ) և սեղմման պրոցեսում նրա կատարած բացասական աշխատանքի (մակ.  $V_2 2 1 V_1 V_2$ , նկ. 46, ա) գումարն է:



Նկ. 46. Շրջանային պրոցեսի գրաֆիկը

Որպեսզի շրջանային պրոցեսում գազը կատարի զրոյից տարբեր աշխատանք, անհրաժեշտ է իրականացնել տարբեր պրոցեսներ՝ գազն ընդարձակել բարձր ճնշման տակ և բարձր ջերմաստիճանում, իսկ սկզբնական վիճակին վե-

քաղաքը մտնում և քաղաքից դուրս գալիս (նկ. 46, բ): Այս դեպքում ընդարձակվելիս գազի կատարած դրական աշխատանքը (մակ.  $V_1 a_2 V_2 V_1$ ) բացարձակ արժեքով մեծ է սեղմման պրոցեսում նրա կատարած բացասական աշխատանքից (մակ.  $V_2 b_1 V_1 V_2$ ), ուստի՝ մեկ շրջանային պրոցեսում գազի կատարած օգտակար աշխատանքը կլինի դրական և հավասար 46, բ նկարում գունավորված պատկերի մակերեսին: Գազի ճնշումն ու ջերմաստիճանը փոքրացնելու համար պետք է նրանից վերցնել որոշակի ջերմաքանակ, այսինքն՝ սեղմելուց առաջ այն պետք է ջերմային հսկման մեջ դնել ավելի ցածր ջերմաստիճանով մարմնի հետ: Այսպիսով՝ որպեսզի ջերմաշարժիչն աշխատի անընդհատ՝ վառելիքի ներքին էներգիան փոխակերպելով մեխանիկական էներգիայի, այն պետք է պարբերաբար վերադառնա սկզբնական վիճակին: Դրա համար անհրաժեշտ է՝ **ջեռույցիչ** ( $T_1$  ջերմաստիճանով), որտեղ այրվում է վառելիքը, **բանոդ մարմին** (գազ), որը ջեռույցից ստացած  $Q_1$  ջերմաքանակի հաշվին ընդարձակվելով՝ կատարում է աշխատանք և **սառնարան** ( $T_2 < T_1$  ջերմաստիճանով), որը, բանոդ մարմնից վերցնելով  $Q_2$  ջերմաքանակ, ապահովում է նրա վերադարձն սկզբնական վիճակ:

Բանոդ մարմինը  $1 a_2$  պրոցեսում ստանում է ջերմաքանակ ( $Q_1 > 0$ ), իսկ  $2 b_1$  պրոցեսում՝ տալիս ( $Q_2 < 0$ ), ուստի՝  $1 a_2 b_1$  շրջանային պրոցեսում նրա ստացած ջերմաքանակը կլինի՝  $Q_1 + Q_2 = Q_1 - |Q_2|$ : Մեկ ցիկլ կատարելուց հետո բանոդ մարմինը վերադառնում է սկզբնական  $1$  վիճակ, ուստի՝ նրա ներքին էներգիայի փոփոխությունը՝  $\Delta U = U_{վերջ} - U_{սկզբ} = U_1 - U_1 = 0$ : Ջերմադինամիկայի I օրենքի համաձայն՝ մեկ ցիկլում ջերմաշարժիչի կատարած աշխատանքը՝

$$A' = Q_1 - |Q_2|: \quad (3.38)$$

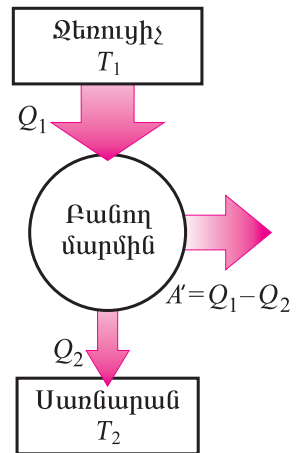
Եթե ջերմաշարժիչն աշխատել է որոշակի ժամանակ, ապա  $Q_1$ -ն ու  $Q_2$ -ն այդ ժամանակամիջոցում ջեռույցից ստացած և սառնարանին տված ջերմաքանակներն են, իսկ  $A'$ -ը՝ ջերմաշարժիչի կատարած աշխատանքը (նկ. 47):

Ներքին էներգիան մեխանիկականի փոխակերպելու արդյունավետությունը բնութագրելու համար մտցվում է ջերմաշարժիչի օգտակար գործողության գործակիցը (ՕԳԳ), որը ջերմաշարժիչի կատարած  $A'$  օգտակար աշխատանքի և նրան տրված  $Q_1$  ջերմաքանակի հարաբերությունն է՝

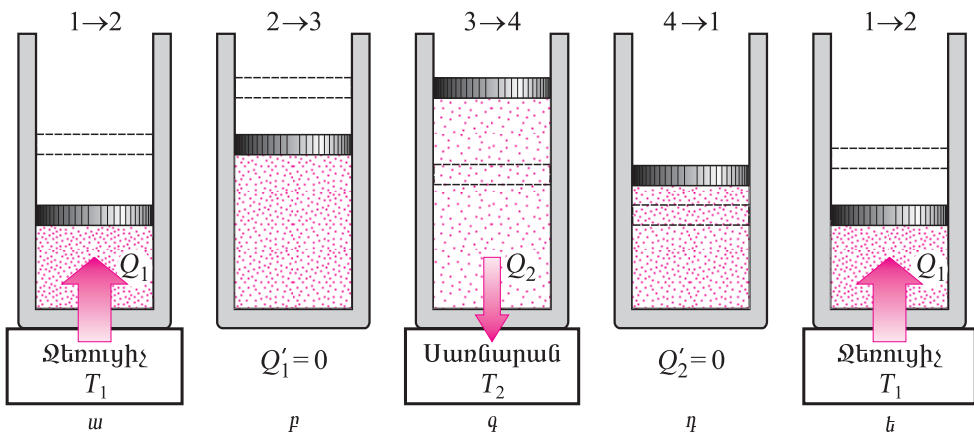
$$\eta = \frac{A'}{Q_1} = \frac{Q_1 - |Q_2|}{Q_1} = 1 - \frac{|Q_2|}{Q_1}: \quad (3.39)$$

Քանի որ  $Q_2 \neq 0$  (այլապես ջերմաշարժիչն աշխատել չի կարող), ապա միշտ  $\eta < 1$ , այսինքն՝ անհնար է ներքին էներգիան ամբողջությամբ փոխակերպել մեխանիկականի:

**Ջերմաշարժիչի ՕԳԳ-ի առավելագույն արժեքը:** Այժմ պարզենք, թե ինչ առավելագույն արժեք կարող է ունենալ  $T_1$  ջերմաստիճանով ջեռույցիչ և  $T_2$  ջերմաստիճանով սառնարան ունեցող ջերմաշարժիչը: Այս խնդիրը լուծել է Սադի Կառնոն 1824 թ.: Նա ցույց է տվել, որ ամենաշահավետը երկու իզոթերմ և երկու



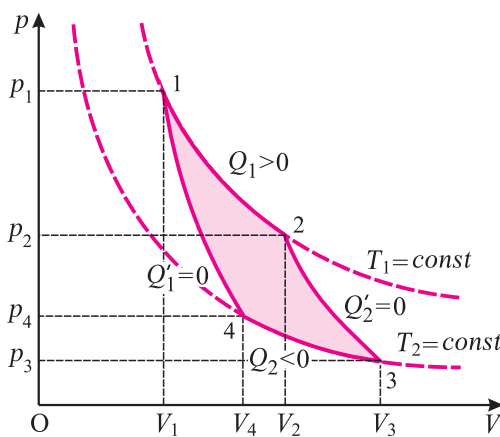
Նկ. 47. Ջերմաշարժիչի սխեմատիկ կառուցվածքը



Նկ. 48. Կառնոյի ցիկլի փուլերը

աղիաբատ պրոցեսներից բաղկացած շրջանային պրոցեսն է (Կառնոյի ցիկլ): Կառնոյի առաջարկած ջերմաշարժիչի մտային մոդելում բանող մարմինն իդեալական գազն է, իսկ ջերմաշարժիչն աշխատում է առանց կորուստների (իդեալական ջերմաշարժիչ): 48-րդ նկարում պատկերված են իդեալական ջերմաշարժիչի շրջանային պրոցեսի փուլերը:

1→2 իզոթերմ պրոցեսում ջեռուցչի հետ ջերմային հպման հետևանքով բանող մարմինն ստանում է  $Q_1$  ջերմաքանակ (նկ. 48, ա): 2→3 աղիաբատ պրոցեսում բանող մարմինն աշխատանք է կատարում իր ներքին էներգիայի հաշվին, որի հետևանքով նրա ջերմաստիճանը  $T_1$ -ից նվազում է մինչև  $T_2$  (նկ. 48, բ): Այնուհետև, բանող մարմինը ջերմային հպման մեջ է դրվում  $T_2$  ջերմաստիճանով սառնարանի



Նկ. 49. Կառնոյի ցիկլի գրաֆիկական պատկերումը

հետ և սեղմվում (3→4 իզոթերմ սեղմում), որի հետևանքով նրանից սառնարանին է անցնում  $Q_2$  ջերմաքանակ (նկ. 48, գ): 4-րդ կետը (այսինքն՝  $V_4$  ծավալը և  $p_4$  ճնշումը) ընտրվում է այնպես, որ հետագա 4→1 աղիաբատ սեղմման պրոցեսում բանող մարմինը վերադառնա  $p_1, V_1, T_1$  սկզբնական վիճակին (նկ. 48, դ): 4→1 աղիաբատ պրոցեսում բանող մարմնի ջերմաստիճանի աճը  $T_2$ -ից մինչև  $T_1$  հետևանք է բանող մարմնի (իդեալական գազի) ներքին էներգիայի մեծացման՝ ի հաշիվ արտաքին ուժերի կատարած դրական աշխատանքի: 49-րդ նկարում

պատկերված է Կառնոյի շրջանային պրոցեսը: Կառնոյի հաշվարկների համաձայն՝ ՕԳԳ-ի առավելագույն արժեքը՝

$$\eta_{\max} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1} < 1: \quad (3.40)$$

Առավելագույն՝  $\eta_{\max}$  ՕԳԳ ունի Կառնոյի  
 ցիկլով աշխատող իդեալական ջերմաշարժիչը:  
 Յուրաքանչյուր իրական ջերմաշարժիչի ՕԳԳ-ն,  
 անխուսափելի կորուստների հետևանքով, միշտ  
 փոքր է  $\eta_{\max}$ -ից՝  $\eta < \eta_{\max}$ :

(3.39) առնչությունից և ՕԳԳ-ի (3.40) սահմա-  
 նումից հետևում է, որ իդեալական ջերմաշարժի-  
 չում բանող մարմինը սառնարանին հաղորդում է

$$|Q_2| = Q_1 \frac{T_2}{T_1} = (1 - \eta_{\max}) Q_1 \quad (3.41)$$

ջերմաքանակ: Որքան բարձր է ջեռույչի  $T_1$  ջեր-  
 մաստիճանը և որքան ցածր է սառնարանի  $T_2$  ջեր-  
 մաստիճանը, այնքան փոքր է (նույն  $Q_1$ -ի դեպքում)  
 սառնարանին հաղորդված ջերմաքանակը, և, հե-  
 տևաբար, մեծ է  $\eta_{\max}$ -ը:

(3.40) բանաձևով որոշվող  $\eta$ -ն ջերմաշարժիչ-  
 ների ՕԳԳ-ի տեսական վերին սահմանն է: Իրա-  
 կան ջերմաշարժիչներում  $\eta$ -ն, բացի  $T_1$ -ից և  $T_2$ -ից,  
 կախված է նաև այլ գործոններից՝ շարժիչի մա-  
 սերի միջև շփման առկայությունից, շրջապատին  
 «անվերադարձ» տրվող ջերմաքանակից, շարժի-  
 չում ընթացող պրոցեսների անհավասարակշիռ բնույթից և այլն: 3-րդ աղյուսակում  
 ներկայացված են որոշ ջերմաշարժիչների բնութագրեր, որոնցից ակնհայտ է, որ  
 իրական ջերմաշարժիչների ՕԳԳ-ներն զգալիորեն փոքր են նույնպիսի  $T_1$  և  $T_2$   
 ջերմաստիճաններով իդեալական ջերմաշարժիչի ՕԳԳ-ից: Բերված ավյալներից  
 նաև հետևում է, որ ջերմաշարժիչի սառնարանի ջերմաստիճանը միշտ բարձր է  
 շրջապատի ջերմաստիճանից:

**Ջերմաշարժիչների կիրառությունները:** Ջերմաշարժիչները բացառիկ կա-  
 ռևոր դեր ունեն հասարակության կյանքում, տեխնիկայի, հատկապես էներգետի-

### Աղյուսակ 3.

#### Ջերմաշարժիչների որոշ բնութագրեր

Ջերմաշարժիչ	Բանող մարմին	Ջեռույչի ջերմաստիճան $T_1$ , Կ	Սառնարանի ջերմաստիճան $T_2$ , Կ	$\eta_{\max}$	Իրական շարժիչի $\eta$
Մխոցավոր շոգեմեքենա	Գոլորշի	480	300	37	7-15
Շոգետուրբին	Գոլորշի	850	380	55	20-25
Ներքին այրման շարժիչ	Վառելիքի այրման արգասիքներ	2100	380	82	30-39
Դիզելային շարժիչ	Վառելիքի այրման արգասիքներ	2100	380	82	18-24



### Կառնո Նիկոլա Լեոնար Սադի

1796 - 1832

Ֆրանսիացի ֆիզիկոս, ճարտարագետ, ջերմադինամիկայի սրբեղծողներից: Սահմանել է ջերմամեքենաների շրջանային պրոցեսի և դարձելի պրոցեսի հասկացությունները, ձևակերպել ներկայումս իր անունը կրող թեորեմը ջերմաշարժիչի առավելագույն ՕԳԳ-ի մասին: Նպաստել է ջերմադինամիկայի երկրորդ օրենքի հայտնագործմանը:



կայի և տրանսպորտի, ինչպես և գիտության զարգացման համար: Բավական է նշել, որ ջերմադինամիկան՝ որպես ֆիզիկայի առանձին բնագավառ, հիմնականում ձևավորվել է ջերմաշարժիչների կառուցմանը և կատարելագործմանը նվիրված հետազոտությունների հիման վրա:

Ներքին այրման շարժիչի գյուտը կյանքի կոչեց ավտոմեքենաշինությունը և ավիացիան, գազատուրբինի ստեղծումը հանգեցրեց ինքնաթիռների արագության և բեռնամթարձության շեշտակի աճի, իսկ ռեակտիվ շարժիչների ստեղծումը հնարավոր դարձրեց տիեզերական թռիչքները: Առանց այս ջերմաշարժիչների՝ ժամանակակից քաղաքակրթությունն ստեղծվել չէր կարող:

Սակայն, լինելով քաղաքակրթության «շարժիչ ուժերից» կարևորագույնը, ջերմաշարժիչներն այսօր արդեն լուրջ բնապահպանական խնդիրներ են առաջադրում: Այսպես՝ ջերմաշարժիչներում վառելիքը երբեք լրիվ չի այրվում, ուստի՝ մթնոլորտ արտանետված այրման արգասիքներն աղտոտում են այն մարդու և կենդանիների համար վնասակար նյութերով (օրինակ՝ CO<sub>2</sub>, SO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>S, NO և այլն), որոնք, ռեակցիայի մեջ մտնելով ջրի հետ, առաջացնում են թթվային անձրևներ:

Մթնոլորտի աղտոտումը նվազեցնելու նպատակով ներկայումս ձեռնարկվում են միջոցներ, որոնցից են վառելիքի լրիվ այրմանն ուղղված աշխատանքները, ջերմակայանների և ներքին այրման շարժիչների արտանետած գազերի ավելի խնամքով գտումը, ինչպես նաև ավելի «նաքուր» վառելիքի որոնումները: Կարևոր հետազոտություններ են կատարվում ջրածնային շարժիչի ստեղծման ուղղությամբ, որի աշխատանքային պրոցեսում մթնոլորտ կարտանետվի ջուր:

Ներկայումս, որպես վառելիք, ներքին այրման շարժիչներում լայնորեն կիրառվում է նախապես մաքրված բնական գազը, իսկ որոշ երկրներում՝ սպիրտը:



### Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Ո՞ր սարքն է կոչվում ջերմաշարժիչ:
2. Ի՞նչ հիմնական մասերից է բաղկացած ջերմաշարժիչը:
3. Ո՞րն է ջերմաշարժիչի բանող մարմնի դերը:
4. Ո՞րն է ջերմաշարժիչի սառնարանի դերը:
5. Սահմանեք ջերմաշարժիչի օգրակար գործողության գործակիցը: Ի՞նչ է բնութագրում այն:
6. Ի՞նչ բանաձևով են հաշվարկում ջերմաշարժիչի ՕԳԳ-ի առավելագույն արժեքը:
7. Ինչպե՞ս կփոխվի ջերմաշարժիչի ՕԳԳ-ն, եթե սառնարանի ջերմաստիճանը մնա անփոփոխ, իսկ ջեռույչի ջերմաստիճանն իջնի:
8. Ինչպե՞ս կփոխվի ջերմաշարժիչի ՕԳԳ-ն, եթե ջեռույչի ջերմաստիճանը մնա անփոփոխ, իսկ սառնարանի ջերմաստիճանն իջնի:
9. Ի՞նչ պրոցեսներից է բաղկացած Կառնոյի ցիկլը:
10. Բերեք մի քանի ջերմաշարժիչների ՕԳԳ-ների բնութագրական արժեքները:
11. Ո՞րն է ջերմաշարժիչների դերը քաղաքակրթության զարգացման ընթացքում:

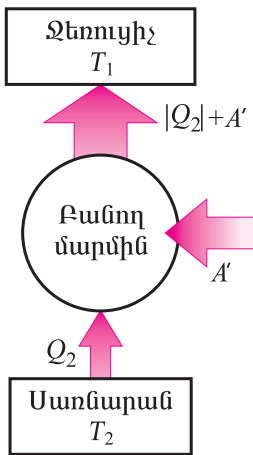
Խորացված

## §27. ՍԱՌԵՏՆՈՂ ՄԵՔԵՆԱՆԵՐ

Տեխնիկայում, արդյունաբերության մեջ և կենցաղում լայնորեն կիրառվող ջերմային մեքենաներից են նաև սառեցնող տարատեսակ մեքենաները, որոնց գործողության հիմքում ընկած են ջերմադինամիկայի օրենքները:

Եթե ջերմաշարժիչում բանող մարմինն աշխատանք է կատարում ջեռույչից ստացած ջերմաքանակի հաշվին, որի մի մասը տալիս է սառնարանին, այսինքն՝ կատարում է ուղիղ շրջանային պրոցես, ապա սառեցնող

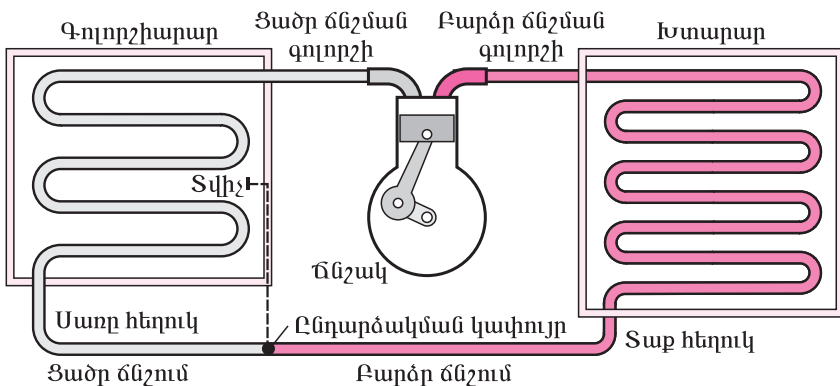




**Նկ. 50.** Սառնարանային սարքի սխեմատիկ կառուցվածքը

մեքենայում կատարվում է հակառակ շրջանային պրոցեսը՝ բանոդ մարմինը ցածր՝  $T_2$  ջերմաստիճանով սառնարանից վերցնում է ջերմաքանակ ( $Q_2 > 0$ ) և տալիս ավելի բարձր՝  $T_1$  ջերմաստիճանով ջեռույցին (որպես կանոն՝ շրջապատի օդին) մեքենայի էլեկտրաշարժիչի կատարած աշխատանքի հաշվին (նկ. 50): Հաճախ սառեցնող մեքենան անվանում են նաև ջերմային պոմպ:

Այժմ փոքր-ինչ մանրամասն ծանոթանանք սեղմումային սառնարանային սարքի աշխատանքին (նկ. 51): Այս մեքենայում բանոդ մարմինը ֆրեոն գազն է, որն ունի եռման ցածր ջերմաստիճան: Սառնարանի դերը կատարում է **գոլորշիարարը**, որն էլ սառեցնում է սառնարանի սառնախցիկը, իսկ ջեռույցի դերը կատարում է **խտարարը**, որը շփվում է օդի հետ: Մեքենայի կարևոր մասն է նաև ճնշակը (կոմպրեսոր), որը գործի է դրվում էլեկտրաշարժիչի միջոցով: Գոլորշիարարը և խտարարը լցված են ֆրեոնով: Էլեկտրաշարժիչը հոսանքի աղբյուրին միացնելիս ճնշակը գոլորշիարարից ներծծում է գազային վիճակում առկա ֆրեոնը և մղում այն խտարարի մեջ: Մղման պրոցեսում ֆրեոնը սեղմվում է և տաքանում: Նրա սառեցումը կատարվում է խտարարի գալարախողովակում, որը սովորաբար տեղադրվում է սառնարանի հետին պատին՝ դրսից: Բարձր ճնշման տակ սառելով մինչև շրջապատի (սենյակի) ջերմաստիճանը, ֆրեոնը հեղուկանում է: Խտարարից այն ընդարձակվող կափույրի միջոցով (հաճախ այն մագակալանոթ է) անցնում է գոլորշիարարի մեջ: Դճնշակի ներծծման հետևանքով գոլորշիարարում պահպանվում է ցածր ճնշմամբ վիճակ, ուստի՝ հեղուկ ֆրեոնը եռում է և գոլորշիանում է անգամ  $0^\circ\text{C}$ -ից ցածր ջերմաստիճանում: Գոլորշիացման համար անհրաժեշտ էներգիան ֆրեոնն ստանում է գոլորշիարարի պատերից՝ սառեցնելով դրանք: Ֆրեոնի գոլորշիները ճնշակի միջոցով նորից ներծծվում են գոլորշիարարից և մղվում խտարար, և այս շրջանային պրոցեսը կրկնվում է:



**Նկ. 51.** Սեղմումային սառնարանային սարքի հիմնական հանգույցները

Գոլորշիարարի ջերմաստիճանը պայմանավորված է ֆրեոնի գոլորշիների ճնշման մեծությամբ, քանի որ ճնշման փոքրացման հետ ֆրեոնի, ինչպես յուրաքանչյուր հեղուկի, եռման ջերմաստիճանը նվազում է: Եթե գոլորշիարար մտնող հեղուկ ֆրեոնի քանակը չի փոխվում, ապա նրանում ֆրեոնի գոլորշիների ճնշումն այնքան ավելի ցածր կլինի, որքան երկար ժամանակ կաշխատի ճնշակը: Սառնախցիկում պահանջող ջերմաստիճանից ցածր ջերմաստիճանում ճնշակն անջատվում է: Եթե սառնախցիկում ջերմաստիճանը գերազանցում է տրված արժեքը (կենցաղային սառնարաններում այն մի քանի աստիճան է), ապա ճնշակը նորից միացվում է ինքնաշխատ սարքի միջոցով, որը հետևում է սառնախցիկում հաստատված ջերմաստիճանին:

Սառնարանի կարևոր բնութագիրը նրա **սառեցման գործակիցն** է: Ստանանք դրա բանաձևը:

Դիցուք՝ բանող մարմինը (ֆրեոնը) մեկ շրջանային պրոցեսում սառնարանից (որ տվյալ դեպքում տալիս է էներգիա, այսինքն՝ կատարում է ջեռույցի դեր) ստանում է  $Q_2 > 0$  և ջեռույցին (շրջապատին) է տալիս  $Q_1 < 0$  ջերմաքանակ, որի  $|Q_1|$  մոդուլը մեծ է  $Q_2$ -ից էլեկտրաշարժիչի կատարած  $A' > 0$  աշխատանքի չափով՝

$$|Q_1| = Q_2 + A': \quad (3.42)$$

Սառեցման գործակիցը սահմանվում է որպես սառնարանից ստացած  $Q_2$  ջերմաքանակի և կատարված  $A'$  աշխատանքի հարաբերություն՝

$$\beta = \frac{Q_2}{A'} = \frac{Q_2}{|Q_1| - Q_2} \quad (3.43)$$

Ինչպես և իդեալական ջերմաշարժիչում, իդեալական սառնարանային սարքում

$$\frac{|Q_1|}{Q_2} = \frac{T_1}{T_2}, \quad (3.44)$$

ուստի՝ նրա սառեցման առավելագույն գործակիցը, (3.43) և (3.44) բանաձևերի համաձայն, կլինի՝

$$\beta = \frac{T_2}{T_1 - T_2}: \quad (3.45)$$

Իրական սառնարանային սարքի սառեցման գործակիցը, անխուսափելի կորուստների պատճառով կլինի փոքր (3.44) բանաձևով տրվող արժեքից: Այսպես, օրինակ, եթե շրջապատի ջերմաստիճանը՝  $T_1 = 300$  Կ, իսկ սառնախցիկում պահպանվում է  $0^\circ\text{C}$  ( $T_2 = 273$  Կ) ջերմաստիճան, ապա  $\beta < \beta_{\max} = 10$ :

Սառնարանի մյուս կարևոր բնութագիրը **սառնարտադրողականության գործակիցն** է, որ միավոր ժամանակում սառեցվող մարմիններից «խլված» ջերմաքանակն է՝

$$q = \frac{Q_2}{t} \quad (3.46)$$

Ցածր ջերմաստիճանների ստացումը կարևոր է կենցաղում՝ մթերքների պահպանման համար, սննդի արդյունաբերության, շինարարության, բժշկության, քիմիայի և ժամանակակից տեխնոլոգիաների բնագավառներում:

Խորը սառեցման կարևորագույն կիրառություններից է օդի հեղուկացումը՝ նրանից գազային և հեղուկ ազոտի ( $t_{\text{տն}} = -196^\circ\text{C}$ ), թթվածնի ( $t_{\text{տն}} = -183^\circ\text{C}$ ) ստացման նպատակով:

Ցածր ջերմաստիճանները լայնորեն կիրառվում են հատկապես փորձառարական հետազոտություններում: Ժամանակակից ֆիզիկայի զարգացած բնագավառներից է ցածրջերմաստիճանային ֆիզիկան, որն ուսումնասիրում է նյութերի հատկությունները շատ ցածր, գործնականում բացարձակ զրոյից չտարբերվող ջերմաստիճաններում (այդ տարբերությունը ներկայումս  $10^{-6}$  Կ կարգի մեծություն է): Ցածր ջերմաստիճանային հետազոտություններն ունեն հիմնարար գիտական նշանակության, քանի որ այդ ջերմաստիճաններում են բացահայտվում մատերիայի բվանտային հատկությունները, որոնք դրսևորվում են մի շարք երևույթներում:

Այս բնագավառի հետազոտությունների համար կարևորագույն դեր խաղաց հելիում իներտ գազի հեղուկացումը ( $t_{\text{տն}} = -269^\circ\text{C}$ ), որը հաջողվել է իրականացնել հոլանդացի ֆիզիկոս Հայկե Կամեռլինգ-Օնեսին 1908 թ.: Իսկ ընդամենը երեք տարի անց նա հայտնագործել է գերհաղորդականության երևույթը, երբ հաղորդչի էլեկտրական դիմադրությունը որոշակի ջերմաստիճանում թռիչքով հավասարվում է զրոյի:

1938 թ. ռուս ֆիզիկոս Պյոտր Կապիցյան հայտնագործել է գերհոսունության երևույթը, երբ հելիումը  $-271^\circ\text{C}$  ջերմաստիճանում կորցնում է մածուցիկությունը և դրսևորում է մազական խողովակներով ազատ բարձրանալու և մակերևույթներով տարածվելու հատկություն:

Ժամանակակից սառեցնող մեքենաներում ցածր ջերմաստիճաններ ստացվում են տարբեր ֆիզիկական երևույթների օգտագործմամբ (գազի աղիաբատ ընդարձակում, «մազնիսական» սառեցում և այլն):



**Հարցեր և առաջադրանքներ**

1. Ի՞նչ կառուցվածք ունի սառնարանային սարքը, և ո՞րն է նրա գործողության սկզբունքը:
2. Ո՞րն է խլարարի դերը: 3. Ո՞րն է գոլորշիարարի դերը: 4. Ինչպե՞ս է սահմանվում սառեցնող մեքենայի սառեցման գործակիցը, և ի՞նչ առավելագույն արժեք կարող է ընդունել այն:
5. Ի՞նչ է բնութագրում սառեցնող մեքենայի սառնարադրության գործակիցը: 6. Ցածր ջերմաստիճանների բնագավառի ի՞նչ հայտնագործություններ գիտեք:

**§ 28. ԴԱՐՁԵԼԻ ԵՎ ԱՆԴԱՐՁԵԼԻ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐ: ԶԵՐՄԱՅԻՆ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐԻ ԱՆԴԱՐՁԵԼԻՈՒԹՅՈՒՆԸ**

Էներգիայի պահպանման օրենքը հնարավորություն է տալիս նկարագրել կամայական պրոցես, որի ընթացքում էներգիան փոխակերպվում է մի տեսակից մյուսին: Սակայն այս օրենքը ոչինչ չի ասում այն մասին, թե էներգիայի ինչ փոխակերպումներ են հնարավոր, այսինքն՝ ինչ պրոցեսներ և ինչ ուղղությամբ կարող են ընթանալ բնության մեջ: Ջերմադինամիկայի I օրենքի տեսանկյունից՝ կամայական պրոցես սկզբունքորեն հնարավոր է, եթե այդ պրոցեսում էներգիայի քանակը մնում է անփոփոխ: Սակայն, ինչպես ցույց

է տալիս փորձը, շատ պրոպետներ, որոնց ընթանալն ամենևին չի հակասում ջերմադինամիկայի I օրենքին, այնուամենայնիվ, բնության մեջ երբեք տեղի չեն ունենում: Դիտարկենք օրինակներ:

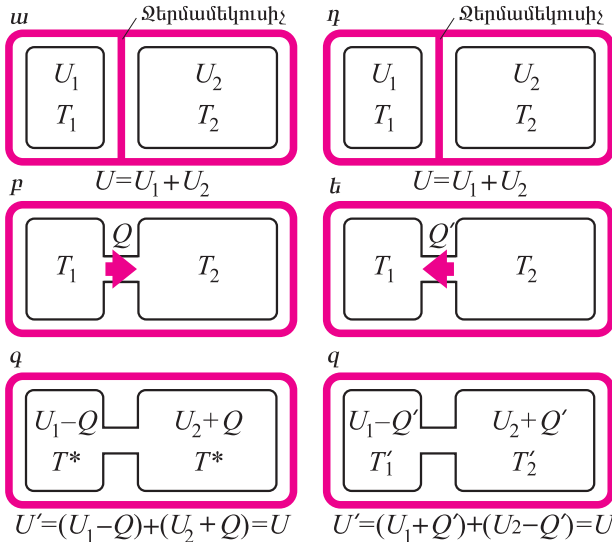
1. Ընկնող մարմնի պոտենցիալ էներգիան փոխակերպվում է կինետիկ էներգիայի: Գետնին հարվածելիս այն կանգ է առնում, նրա կինետիկ էներգիան փոխակերպվում է մարմնի և գետնի ներքին էներգիաների: Էներգիայի պահպանման օրենքը ճիշտ կլիներ նաև այն դեպքում, երբ մարմինն իր և գետնի ներքին էներգիայի հաշվին բարձրանար: Սակայն փորձում մնան ինքնակամ «ցատկերի» երբեք չենք հանդիպում:

2. Հավասարակշռության դիրքից շեղված ճոճանակի տատանումները կատարվում են ժամանակի ընթացքում փոքրացող լայնույթով՝ մինչև ճոճանակի կանգառնելը, երբ նրա լրիվ մեխանիկական էներգիան հավասարվում է զրոյի: Նուրբ չափումներով կարելի է համոզվել, որ ճոճանակի կախման կետի, թելի և գնդիկի ջերմաստիճանները բարձրացել են: Տատանման պրոպետում ճոճանակի մեխանիկական էներգիան փոխակերպվում է ճոճանակի գնդիկի, թելի, կախման կետի, ինչպես նաև շրջապատող օդի ներքին էներգիայի: Սակայն երբեք չի նկատվել, որ հավասարակշռության վիճակում ճոճանակն իր ներքին էներգիայի հաշվին կինետիկ էներգիա հաղորդի գնդիկին, որն սկսի տատանվել որոշակի (անգամ՝ նվազող) լայնույթով:

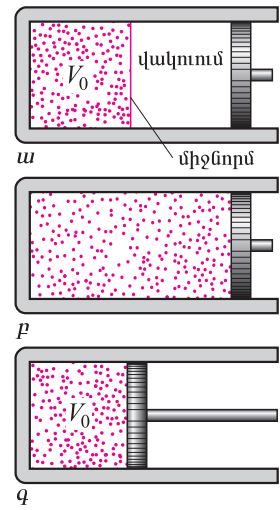
3. Հայտնի է, որ ջերմափոխանակման հետևանքով տաք մարմինը սառչում է, իսկ սառը մարմինը՝ տաքանում, այսինքն՝ տաք մարմնի  $U_1$  ներքին էներգիայի մի մասը  $Q$  ջերմաքանակի ձևով ինքնակամորեն տրվում է սառը մարմնին (նկ. 52, ա, բ): Համակարգը գալիս է ջերմային հավասարակշռության վիճակի, որի դեպքում մարմինների ջերմաստիճաններն իրար հավասար են (նկ. 52, գ): Ջերմադինամիկայի I օրենքը չէր խախտվի, եթե որոշակի  $Q$  ջերմաքանակ ցածր ջերմաստիճանով մարմնից տրվեր բարձր ջերմաստիճանով մարմնին (նկ. 52, դ, ե, գ): Սակայն ամենօրյա փորձը ցույց է տալիս, որ **էներգիան երբեք ցածր ջերմաստիճանով մարմնից ինքնակամ չի անցում բարձր ջերմաստիճանով մարմնին**: Այսպիսով՝ ջերմաքանակն ինքնակամորեն կարող է հաղորդվել միայն մեկ ուղղությամբ՝ տաք մարմիններից սառը մարմիններին: Սառը մարմնից որոշակի ջերմաքանակ տաք մարմնին հաղորդելը կարելի է իրականացնել միայն որոշակի աշխատանք կատարելով (օրինակ՝ սառնարանի պարագայում):

4. Մեկ ուղղությամբ ընթացող պրոպետի օրինակ է գազի ընդարձակումը վակուումում, երբ սկզբնական  $V_0$  ծավալով գազը (նկ. 53, ա), միջնորմը հեռացնելուց հետո, զբաղեցնում է անոթի ամբողջ ծավալը (նկ. 53, բ): Գազը երբեք ինքնակամորեն չի հավաքվի անոթի ծավալի մի մասում, այն սկզբնական  $V_0$  ծավալում սահմանափակելու համար անհրաժեշտ է կատարել որոշակի աշխատանք (նկ. 53, գ):

Բերված օրինակները, ինչպես նաև բազմաթիվ այլ պրոպետների ուսումնասիրությունները փաստում են, որ **ջերմադինամիկայի I օրենքը չի սահմանափակում էներգիայի փոխակերպման ուղղությունը՝ պահանջելով**



Նկ. 52. Ջերմափոխանակություն տաք և սառը մարմինների միջև



Նկ. 53. Գազի ընդարձակումը վակուումում

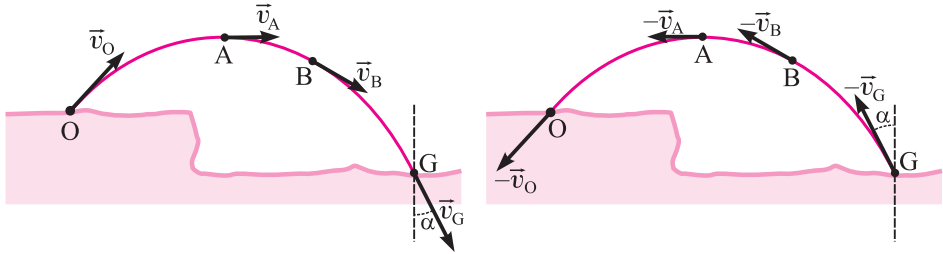
**միայն նրա պահպանումը:** Սակայն փորձը ցույց է տալիս, որ մի տեսակից մյուսին փոխակերպվելու տեսանկյունից էներգիայի տեսակներն իրարից տարբերվում են: Այսպես՝ մեխանիկական էներգիան ամբողջությամբ կարելի է փոխակերպել մարմինների ներքին էներգիայի՝ անկախ դրանց ջերմաստիճանից: Ընդ որում, մարմնի ներքին էներգիան մեծանում է կատարված աշխատանքի չափով: Մյուս կողմից՝ ներքին էներգիայի՝ այլ տեսակի էներգիաների փոխակերպման ճանապարհին կան որոշակի սահմանափակումներ, որոնք բացառում են ներքին էներգիայի լրիվ փոխակերպումն այլ տեսակի էներգիաների: Փոխակերպման նման յուրահատկություններով է պայմանավորված բնության մեջ ընթացող պրոցեսների միակողմանիությունը:

Այսպիսով՝ **այն պրոցեսները, որոնց հակառակ պրոցեսներն ինքնակամ չեն ընթանում, կոչվում են անդարձելի:**

**Համակարգում ընթացող պրոցեսները, որոնք կարելի է իրականացնել հակառակ ուղղությամբ, միջանկյալ հավասարակշռական վիճակների մույն հաջորդականությամբ, կոչվում են դարձելի:** Ընդ որում, և՛ համակարգը, և՛ շրջապատի մարմինները վերադառնում են նախնական, այսինքն՝ պրոցեսի սկզբին համապատասխանող վիճակներին:

Նշենք, որ մեխանիկական շարժումն օժտված է դարձելիության հատկությամբ: Սա նշանակում է, որ ինչպիսին էլ լինի այդ շարժումը, միշտ հնարավոր է հակառակ շարժում, որի ընթացքում մարմինն անցնում է տարածության նույն կետերով և նույն արագություններով՝ միայն հակառակ ուղղությամբ:

Դիցուք՝ անօդ տարածության մեջ մարմինը նետվել է Օ սկզբնակետից հորիզոնի նկատմամբ անկյան տակ, և շարժվելով որոշակի հետագծով, ընկել G կետում: Եթե անկման G կետից մարմինը նետենք անկման անկյանը հավասար անկյան տակ և անկման պահին ունեցած արագությամբ, ապա այն,



Նկ. 54. Դիմադրության ուժի բացակայությամբ մեխանիկական շարժումը դարձելի է

գծելով նույն հետագիծը, կրնկնի  $O$  սկզբնակետում (նկ. 54):

Շփման ուժերի բացակայությամբ, այսինքն՝ կոնսերվատիվ համակարգերում մեխանիկական շարժման դարձելությունը կարելի է ձևակերպել որպես այդ շարժման համաչափության հատկություն՝ ապագան անցյալով փոխարինելու կամ ժամանակի նշանը փոխելու նկատմամբ ( $t \rightarrow -t$ ): Շփման առկայությամբ մեխանիկական շարժումն դարձելի չէ:

Գործնականում բնության մեջ ընթացող բոլոր պրոցեսներն անդարձելի են շփման ուժերի գոյության և ջերմափոխանակության առկայության հետևանքով:



**Վարդեր և առաջադրանքներ**

1. Բերեք անդարձելի պրոցեսների օրինակներ:
2. Սահմանեք անդարձելի պրոցեսը:
3. Սահմանեք դարձելի պրոցեսը:
4. Ի՞նչ ենք հասկանում ասելով, որ մեխանիկական շարժումները դարձելի են:
5. Ի՞նչ գործոններով է պայմանավորված բնության մեջ ընթացող պրոցեսների անդարձելիությունը:

**§ 29 ՋԵՐՄԱԴԻՆԱՄԻԿԱՅԻ II ՕՐԵՆՔԸ: ՆԱԽՆԱԿԱՆ ՊԱՏԿԵՐԱՑՈՒՄՆԵՐ ԷՆՏՐՈՊԻԱՅԻ ՄԱՍԻՆ**

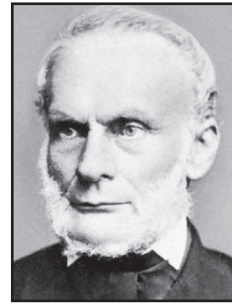
Բնության մեջ ընթացող պրոցեսների անդարձելիության մասին դրույթը, որը ցույց է տալիս դրանց ընթանալու ուղղությունը և սահմանափակում է մակրոսկոպական համակարգերում էներգիայի հնարավոր փոխակերպումները, ջերմադինամիկայի II օրենքի ամենաընդհանուր արտահայտություններից է: Ինչպես և բնության ամեն մի հիմնարար օրենք, այն բազմաթիվ փորձարարական փաստերի ընդհանրացման արդյունք է:

Ինչպես գիտեք, շրջանային պրոցեսով աշխատող ջերմաշարժիչի գլխավոր առանձնահատկությունն այն է, որ նրա մեջ բանող մարմինը, ջեռույչից ստանալով ջերմաքանակ և կատարելով աշխատանք, անպայման ստացած ջերմաքանակի մի մասը տալիս է սառնարանին: Այսինքն՝ ջերմաշարժիչը չի կարող ստացած ամբողջ ջերմաքանակը վերածել աշխատանքի: Այս պնդումը բնության կարևորագույն օրենք է և հայտնի է որպես ջերմադինամիկայի II օրենք: Համաձայն Ուիլյամ Կելվինի ձևակերպման (1851թ.) շրջանային պրոցեսով աշխատող ջերմաշարժիչում հնարավոր չէ այնպիսի պրոցես, որի միակ արդյունքը ջեռույչից ստացված ամբողջ ջերմաքանակի փոխակերպումն է մեխանիկական աշխատանքի:

II օրենքն անմիջականորեն կապված է բնության մեջ ընթացող պրոցեսների անդարձելիության հետ: Իրոք, եթե սառնարանի ստացած ջերմաքանակն ինքնականորեն փոխանցվեր ջեռուչին (այսինքն՝ սառը մարմնից՝ տաքին), ապա աշխատանքը կկատարվեր բանող մարմնի ստացած ամբողջ ջերմաքանակի հաշվին: Սակայն, ինչպես տեսանք, ջերմաքանակն ինքնական սառը մարմնից տաքին երբեք չի անցնում: Ուրեմն՝ ստացված ամբողջ ջերմաքանակի հաշվին աշխատանք կատարելու անհնարինությունը պայմանավորված է հենց ջերմային պրոցեսների անդարձելիության հատկությամբ:

Այս տեսանկյունից հնարավոր է ջերմադինամիկայի II օրենքի նաև հետևյալ ձևակերպումը՝ ըստ Ռոբերտ Կլաուզիուսի (1850 թ.). **հնարավոր չէ պրոցես, որի միակ արդյունքն է ներգիսային (ներքին) հաղորդումն է սառը մարմնից տաք մարմնին:** Հարկ է շեշտել, որ բերված ձևակերպմամբ արգելվում են ոչ բոլոր պրոցեսները, որոնց ընթացքում ջերմաքանակը սառը մարմնից անցնում է տաք մարմնին, այլ միայն նրանք, որոնց ընթացքում այդ անցումը պրոցեսի միակ վերջնական արդյունքն է: Իրոք, սառնարանում ջերմաքանակը սառը մարմիններից տրվում է ավելի տաք մարմինների (որպես կանոն՝ շրջապատին), սակայն այս պրոցեսը կատարվում է սառնարանի էլեկտրաշարժիչի աշխատանքի շնորհիվ, որն էլեկտրական էներգիա է սպառում:

Ջերմադինամիկայի II օրենքը սահմանափակումներ է դնում ներքին էներգիայի՝ մեխանիկականի փոխակերպվելու ճանապարհին: Այս օրենքից հետևում է, որ **հնարավոր չէ պատրաստել մեքենա, որն աշխատանք կատարեր միայն շրջապատի մարմիններից ստացած ջերմաքանակի հաշվին:** Այսպիսի ենթադրյալ մեքենան ստացել է «երկրորդ սեռի հավերժական շարժիչ» անվանումը, քանի որ այն կարող էր աշխատել ծովերի, օվկիանոսների, մթնոլորտի գործնականորեն անսահմանափակ էներգիայի հաշվին: Եթե հնարավոր լիներ օգտագործել, օրինակ, Սևանա լճի ջրի ներքին էներգիան, ապա ջրի ջերմաստիճանը  $1^{\circ}\text{C}$ -ով իջեցնելուց կստացվեր այնքան էներգիա, որքան արտադրում է Հայկական ատոմակայանը (հզորությունը  $440 \text{ M}^{\circ}\text{C}$ -տ է) 10 տարվա ընթացքում: Կատարենք մի գնահատում ևս: Համաշխարհային օվկիանոսի ջրի զանգվածը մոտավորապես  $10^{21}$  կգ է, ուստի՝ նրա սառեցումը  $1^{\circ}\text{C}$ -ով կբերեր շուրջ  $10^{24}$ Ջ էներգիայի անջատման, որը 10.000 անգամ գերազանցում է երկրագնդի վրա մեկ տարում արտադրված էներգիայի քանակը: Սակայն ջերմադինամիկայի II օրենքը բացառում է նման հնարավորության օգտագործումը: Այս պատճառով երբեմն II օրենքը ձևակերպվում է



**Կլաուզիուս Ռոբերտ**

1822 - 1888

*Գերմանացի ֆիզիկոս, ջերմադինամիկայի և գազերի կինետիկ տեսության սրբեցողներից: Աշխատանքները վերաբերում են մոլեկուլային ֆիզիկային, ջերմադինամիկային, շոգեմեքենաների տեսությանը, տեսական մեխանիկային: Ձևակերպել է ջերմադինամիկայի երկրորդ օրենքը, սահմանել էնտրոպիայի գաղափարը:*



որպես դրույթ **II սեռի հավերժական շարժիչ ստեղծելու անհնարինության մասին**: Ի տարբերություն I սեռի հավերժական շարժիչի՝ նրա գոյությունը չէր հակասի էներգիայի պահպանման և փոխակերպման օրենքին:

Ջերմադինամիկայի II օրենքը մաթեմատիկորեն ձևակերպել է Ռոբերտ Կլաուզիուսը՝ սահմանելով նոր ֆիզիկական մեծության՝ էնտրոպիայի հասկացությունը (հունարեն «էնտրոպե»՝ փոխակերպում բառից): Էնտրոպիան ջերմադինամիկական համակարգի վիճակի ֆունկցիա է, ինչպես, օրինակ, համակարգի ներքին էներգիան: Էնտրոպիան նշանակում են  $S$  տառով:

Կլաուզիուսը ցույց է տվել, որ դարձելի փոքր փոփոխությունների դեպքում մարմնի էնտրոպիայի  $\Delta S$  փոփոխությունը և այդ պրոցեսում մարմնի ստացած  $\Delta Q$  ջերմաքանակը կապված են

$$\Delta S = \frac{\Delta Q}{T} \quad (3.47)$$

առնչությամբ, որտեղ  $T$ -ն մարմնի բացարձակ ջերմաստիճանն է: ( $\Delta$  նշանը, դրված  $Q$ -ի առջևում, պարզապես նշում է նրա փոքր լինելը):

Որակական տեսանկյունից (3.47) առնչությունը հիմնավորված է, քանի որ  $\Delta Q$  ջերմաքանակի ազդեցությունը մարմնի ջերմային վիճակի փոփոխության վրա կախված է նրա ներքին էներգիայից, որն էլ, իր հերթին, կախված է մարմնի բացարձակ ջերմաստիճանից:

Էնտրոպիայի միջոցով է տրվում ջերմադինամիկայի II օրենքի ամենաընդհանուր ձևակերպումը. **ջերմամեկուսացված համակարգում ընթացող բոլոր ջերմադինամիկական պրոցեսներում նրա էնտրոպիան աճում է: Համակարգի էնտրոպիան հասնում է իր առավելագույն արժեքին ջերմադինամիկական հավասարակշռության վիճակում.**

$$\Delta S \geq 0: \quad (3.48)$$

Ճիշտ է նաև հակառակ պնդումը. կամայական պրոցես, որի ընթացքում ջերմամեկուսացված համակարգի էնտրոպիան աճում է, անդարձելի է, ընդ որում, որքան մեծ է էնտրոպիայի աճը, այնքան մեծ է անդարձելիության աստիճանը: Դարձելի պրոցեսում ջերմամեկուսացված համակարգի էնտրոպիան մնում է հաստատուն:

II օրենքը հաճախ անվանում են նաև **էնտրոպիայի աճի օրենք**:

Էնտրոպիայի ֆիզիկական իմաստը պարզաբանել է Լյուդվիգ Բոլցմանը վիճակագրական ֆիզիկայի հիման վրա:



### Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Ո՞րն է շրջանային պրոցես կապարող ջերմաշարժիչի հիմնական առանձնահատկությունը:
2. Սահմանեք ջերմադինամիկայի II օրենքը՝ ըստ Կելվինի:
3. Ձևակերպեք ջերմադինամիկայի II օրենքը՝ ըստ Կլաուզիուսի:
4. Ի՞նչ է երկրորդ սեռի հավերժական շարժիչը, և ինչո՞վ է փարբերվում առաջին սեռի հավերժական շարժիչից:
5. Ի՞նչ կապ կա դարձելի փոքր փոփոխություններում մարմնի սրացած ջերմաքանակի և մարմնի էնտրոպիայի փոփոխության միջև:
6. Ձևակերպեք ջերմադինամիկայի II օրենքի ամենաընդհանուր սահմանումը:

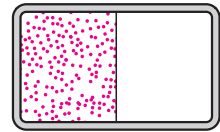


# § 30. ԶԵՐՄԱԴԻՆԱՄԻԿԱՅԻ II ՕՐԵՆՔԻ ՎԻՃԱԿԱԳՐԱԿԱՆ ՄԵԿՆԱԲԱՆՈՒԹՅՈՒՆԸ

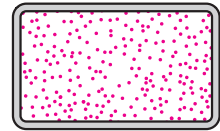
Զերմադինամիկայի II օրենքի ուսումնասիրումը հանգեցնում է, ի վերջո, հետևյալ հարցին. ինչո՞վ է պայմանավորված բնության մեջ ընթացող պրոցեսների անդարձելիությունը:

Հարցին պատասխանելու համար հիշենք, որ II օրենքը կիրառելի է մակրոսկոպական համակարգերի համար, որտեղ մոլեկուլների թիվը շատ մեծ է: Համեմատության համար նշենք, որ էներգիայի պահպանման օրենքը կիրառելի է կամայական՝ առանձին ատոմների, մոլեկուլների և տարրական մասնիկների և այլ փոխազդեցության պրոցեսներում:

Որպես օրինակ դիտարկենք իդեալական գազը: Դիցուք՝ փորձի սկզբում գազն զբաղեցնում է անոթի ծավալի կեսը (նկ. 55, ա), իսկ մյուս կեսը դատարկ է: Եթե միջնորմը հեռացնենք, ապա գազը կգրավի անոթի ողջ ծավալը (նկ. 55, բ), և նրա խտությունն ամենուր նույնը կլինի: Նույնը կլինեն և՛ ճնշումը, և՛ ջերմաստիճանը: Համակարգը կանցնի ջերմադինամիկական հավասարակշռության վիճակի, և նրա մակրոսկոպական պարամետրերն այլևս չեն փոփոխվի, չնայած գազի մոլեկուլները կշարունակեն իրենց անկանոն շարժումը՝ բախվելով միմյանց և անոթի պատերին: Գործնականում հնարավոր չէ հայտնաբերել գազի այնպիսի վիճակ, երբ բոլոր մոլեկուլները հավաքված կլինեն անոթի կեսում: Սա նշանակում է, որ գազի ընդարձակումը դատարկության մեջ անդարձելի պրոցես է: Իհարկե, ոչ ինքնակամորեն, արտաքին ուժի ազդեցությամբ գազի մոլեկուլները կարող են հավաքվել անոթի կեսում (տես 53-րդ նկարը):



ա



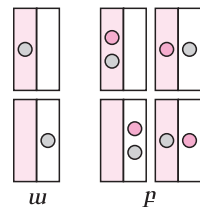
բ

**Նկ. 55.** Գազն զբաղեցնում է անոթի ամբողջ ծավալը

Իսկ ինչու՞ գազի բոլոր մոլեկուլներն ինքնակամորեն չեն հայտնվում անոթի կեսում: Արդյո՞ք դրա պատճառը մոլեկուլների հսկայական թիվը չէ:

Դրա համար պարզենք, թե ի՞նչ կլինեն, եթե մոլեկուլների թիվը լիներ փոքր, և ինչպե՞ս դրանք կբաշխվեին անոթի աջ և ձախ կեսերի միջև:

Եթե անոթում կա 1 մոլեկուլ, ապա այն կարող է լինել կամ ձախ, կամ աջ կեսում, այսինքն՝ անոթում տարբեր ձևերով նրա բաշխումների թիվը՝  $k = 2$ : Այս երկու հնարավորություններից, օրինակ, ձախ մասում լինելուն համապատասխանում է մեկ հնարավորություն, իսկ աջ կամ ձախ կեսում լինելու հավանականությունը կլինի  $1/2$  (կամ 50%) (նկ. 56, ա):



**Նկ. 56.** Հնարավոր բաշխումների թիվը. ա. 1 մոլեկուլի դեպքում, բ. 2 մոլեկուլի դեպքում

Եթե անոթում կա  $n = 2$  մոլեկուլ, ապա հնարավոր բաշխումների թիվը կլինի 4 (նկ. 56, բ), այսինքն՝  $k = 2^2$ :

Ինչպես տեսնում ենք, այս դեպքում հնարավոր է միայն  $m = 1$  վիճակ, երբ

երկու մուլեկուլներն անոթի ձախ կեսում են, և  $m=2$  վիճակ, երբ երկու կեսերում էլ կա մեկական մուլեկուլ:

Հաշվարկների համաձայն՝  $n=3, 4, 5$  մուլեկուլների դեպքում անոթի աջ և ձախ կեսերում բաշխումների թիվը՝  $k=2^3, 2^4, 2^5$ , սակայն բոլոր հնարավոր դեպքերից միայն մեկ դեպքում բոլոր մուլեկուլները կլինեն անոթի ձախ կեսում և մեկ դեպքում՝ աջ կեսում:  $n=6$  մուլեկուլի համար բաշխումների թիվը՝  $k=2^6=64$ , սակայն նորից միայն 1 դեպքում բոլոր 6 մուլեկուլները կլինեն մի կեսում: Երկու կեսում հավասար թվով՝ (3, 3) մուլեկուլների բաշխումն իրականանում է  $m=20$  հնարավոր ձևերով, իսկ (2, 4) կամ (4, 2) բաշխումը՝  $m=15$  հնարավոր ձևերով: Հավասար՝ (3,3) մուլեկուլներով բաշխումն իրականանում է 20 անգամ ավելի, քան (6, 0) կամ (0, 6) բաշխումը:

Ընդհանրացնելով քննարկված դեպքերը կամայական  $N$  թվով մուլեկուլների համար՝ կարող ենք ասել, որ անոթի երկու կեսերում հնարավոր բաշխումների թիվը կլինի՝  $k=2^N$ , և միայն 1 դեպքում բոլոր մուլեկուլները կհավաքվեն անոթի մեկ կեսում: Իսկ այն բաշխումների թիվը, որոնց դեպքում մուլեկուլները անոթում բաշխված են համասեռ, աճում է այնքան ավելի արագ, որքան մեծ է մուլեկուլների թիվը:

Փորձենք համակարգի որևէ վիճակում լինելը քանակապես գնահատել  $n=6$  մուլեկուլի դեպքում:

Հասկանալի է, որ որքան մեծ է մուլեկուլների տվյալ բաշխմամբ հնարավոր վիճակների թիվը, այնքան հաճախ դրանք կիրականանան: Ուրեմն՝ կարելի է ներմուծել մուլեկուլների տվյալ բաշխմամբ վիճակի իրականանալու հավանականություն՝ որպես այդ վիճակների  $m$  թվի և բոլոր հնարավոր վիճակների  $k$  թվի հարաբերություն՝

$$P_m = \frac{m}{k}:$$

Այսպես, օրինակ,  $k=64$  հնարավոր դեպքերից միայն  $m=1$  դեպքում բոլոր մուլեկուլները կհավաքվեն անոթի մի կեսում, այսինքն՝ այդպիսի բաշխման հավանականությունը կլինի՝  $P_1=1/64$ :

(3, 3) բաշխումով վիճակն իրականանում է 20 անգամ, ուստի՝ այդ վիճակի հավանականությունը՝  $P_{20}=20/64=20P_1$ : Նույն ձևով կստանանք բոլոր հնարավոր բաշխումների հավանականությունները.

$$P_{(5,1)} = P_{(1,5)} = P_6 = \frac{6}{64} = 6P_1, \quad P_{(4,2)} = P_{(2,4)} = P_{15} = \frac{15}{64} = 15P_1:$$

Այժմ պատասխանենք պարագրաֆի սկզբում տրված հարցին: Հավանականությունն այն բանի, որ, օրինակ,  $N=N_A \cdot 6 \cdot 10^{23}$  հատ մուլեկուլներ կհավաքեն անոթի մի կեսում (աջ կամ ձախ) կլինի՝

$$P_1 = \frac{1}{k} = \frac{1}{2^{6 \cdot 10^{23}}} \cdot \frac{1}{10^{2 \cdot 10^{23}}} \cdot 0:$$

Այսինքն՝ այս հավանականությունն այնքան չնչին է, որ բոլոր մուլեկուլների՝ անոթի մի կեսում հավաքվելը գործնականում բացառվում է: Հավանականության ամենամեծ արժեքը համապատասխանում է անոթի ծավալում

մոլեկուլների համասեռ բաշխմանը, ուստի՝ այդպիսի բաշխման հնարավորությունն առավելագույնն է, և այդ էլ դիտվում է փորձով:

Այսպիսով՝ մոլեկուլների հավասարաչափ բաշխումն ամբողջ ծավալում ամենահավանական բաշխում է: Մա է պատճառը, որ գործնականում գազը երբեք ինքնակամորեն չի հավաքվում անոթի աջ կամ ձախ կեսում, քանի որ դա կլիներ ինքնակամ անցում առավել հավանական վիճակի չնչին, գործնականում զրո հավանականությամբ վիճակի:

Այսպիսով՝ ինքնակամ պրոցեսները մեկուսացված համակարգում ընթանում են քիչ հավանական վիճակներից դեպի ավելի հավանական վիճակներ:



### Հարցեր և առաջադրանքներ

1. ՄՐՆ է ջերմադինամիկայի I և II օրենքների սկզբունքային փորձերը:
2. Ինչպե՞ս է սահմանվում մոլեկուլների փրված բաշխմամբ վիճակի իրականանալու հավանականությունը:
3. Կապարեք փորձեր վիճակների իրականանալու հավանականության հաշվարկ չորս մոլեկուլից բաղկացած իդեալական գազի համար:
4. Ինչպե՞ս են ընթանում ինքնակամ պրոցեսները մեկուսացված համակարգերում:

XIX դարի առաջին կեսն այն ժամանակաշրջանն էր, երբ Ջեյմս Ուատի շոգեմեքենան մեկը մյուսից նշանավոր վերափոխումներ էր անում արդյունաբերության մեջ և տրանսպորտում: Ջերմային երևույթների ուսումնասիրությամբ զբաղված էին ժամանակի նշանավոր շատ ֆիզիկոսներ: Սակայն ջերմադինամիկայի՝ որպես ֆիզիկայի կարևորագույն բնագավառի կայացման համար անգնահատելի է Մադի Կառնոյի մեծագույն ներդրումը: Ս. Կառնոն, ինչպես նաև Ռ. Մայերը, Ջ. Ջոուլը, Հ. Հելմհոլցը, Ռ. Թոմսոնը և Ռ. Կլաուզիուսը ջերմադինամիկայի ստեղծողներից է:

Ս. Կառնոն ծնվել է 1796թ., Փարիզում, Ֆրանսիական մեծ հեղափոխության «հաղթանակի կազմակերպիչ» Լազար Կառնոյի ընտանիքում և ապրել ընդամենը 36 տարի:

Ս. Կառնոն, ամենայն հավանականությամբ, ծանոթ էր ջերմածնի տեսությանը, որի համաձայն՝ ջերմությունն ինչ-որ «հեղուկ» է, որը մի մարմնից կարող է անցնել մյուսին (ջերմահաղորդականություն), ինչպես նաև նյութի ատոմների հետ առաջացնել քիմիական միացություններ:

Կառնոյի հիմնական գաղափարն այն էր, որ ջերմաշարժիչն աշխատանք է կատարում ոչ թե ջերմության կլանման, այլ տաք մարմնից սառը մարմնին ջերմություն հաղորդելու հաշվին: Ուատի՝ հնարավոր չէ օգտագործել ջերմությունը՝ չունենալով սառը մարմին, այնպես ինչպես չի օգտագործվի ջրի պոտենցիալ էներգիան, եթե այն չթափվի բարձր մակարդակից ավելի ցածր մակարդակ:

Հետագայում Կառնոն հրաժարվեց ջերմածնի գաղափարից և հանգեց աշխատանքի և ջերմաքանակի համարժեքության գաղափարին՝ մասնավորապես առաջարկելով ջերմության մեխանիկական համարժեքի գնահատման տարբեր եղանակներ: Կառնոն է սահմանել իդեալական ջերմաշարժիչի գաղափարը և քննարկել նրա աշխատանքը մի շրջանային պրոցեսում, որն այժմ հայտնի է «Կառնոյի ցիկլ» անվամբ:

Իր հետազոտությունների արդյունքները Կառնոն շարադրել է փոքրածավալ, սակայն նշանավոր «Մտորումներ կրակի շարժիչ ուժի մասին» գրքում, որը հրատարակել է Կառնոյի եղբայրը՝ նրա մահվանից հետո:

1834 թ. ֆրանսիացի գիտնական Բենուա Կլապեյրոնը Կառնոյի տեսությունը ներկայացրեց վերլուծական և գրաֆիկական եղանակների միջոցով՝ նպաստելով դրա գիտական ճանաչմանը: Ռ. Թոմսոնը, հենվելով Կառնոյի նշանավոր աշխատանքի վրա, 1848 թ. առաջարկել է բացարձակ ջերմաստիճանների սանդղակը, իսկ 1851 թ.՝ ջերմադինամիկայի II օրենքի իր ձևակերպումը:

## Խնդիրների լուծման օրինակներ

**1.** Որոշել 2 լ ծավալով միատոմ իդեալական գազի ճնշումը, եթե նրա ներքին էներգիան 300 Ջ է:

**Լուծում:** Գազի ներքին էներգիան՝  $U = 3mRT/2M$ , որտեղ  $m$ -ը գազի զանգվածն է,  $M$ -ը՝ մոլային զանգվածը: Համաձայն իդեալական գազի վիճակի հավասարման՝  $pV = mRT/M$ , ուստի՝ վերը նշված բանաձևերից կստանանք՝  $U = 3pV/2$ , որտեղից

$$p = \frac{2}{3} \frac{U}{V} = 10^5 \text{ Պա:}$$

**Պատասխան՝**  $10^5$  Պա:

**2.**  $0^\circ\text{C}$  ջերմաստիճանի 15 կգ զանգվածով ջրում լողում է 5 կգ զանգվածով սառույցի կտորը: Խառնուրդը մինչև  $80^\circ\text{C}$  տաքացնելու համար նրա մեջ մղում են  $100^\circ\text{C}$ -ի ջրի գոլորշի: Որոշել գոլորշու՝ պահանջվող նվազագույն զանգվածը:

**Լուծում:** Ջրի գոլորշին, խտանալով, վերածվում է  $t_2 = 100^\circ\text{C}$  ջերմաստիճանով,  $m$  զանգվածով ջրի, որը սառչում է մինչև խառնուրդի  $\vartheta = 80^\circ\text{C}$  ջերմաստիճանը: Այս երկու պրոցեսում անջատվում են  $Q_{\text{խա}} = -mr$  և  $Q_2 = mc(\vartheta - t_2)$  ջերմաքանակներ ( $r = 2,3 \cdot 10^6$  Ջ/կգ-ը ջրի շոգեգոյացման տեսակարար ջերմությունն է,  $c = 4,2 \cdot 10^3$  Ջ/կգ·Կ-ն՝ ջրի տեսակարար ջերմունակությունը): Անջատված ջերմաքանակի հաշվին հավանում է սառույցը՝  $Q_1 = \lambda m_0$  ( $\lambda = 3,3 \cdot 10^5$  Ջ/կգ-ը սառույցի հալման տեսակարար ջերմությունն է), որից առաջացած  $m_0$  զանգվածով ջուրը, ստանալով  $Q_0 = m_0 c(\vartheta - t_1)$  ջերմաքանակ, և սկզբում եղած  $m_3$  զանգվածով ջուրը, որն ստանում է  $Q_3 = m_3 c(\vartheta - t_1)$  ջերմաքանակ, տաքանում են մինչև  $\vartheta = 80^\circ\text{C}$ : Համաձայն ջերմային հաշվեկշռի հավասարման՝  $Q_{\text{խա}} + Q_2 + Q_1 + Q_0 + Q_3 = 0$  կամ  $-mr + mc(\vartheta - t_2) + \lambda m_0 + (m_0 + m_3)c(\vartheta - t_1) = 0$ , որտեղից՝

$$m = \frac{\lambda m_0 + c(m_0 + m_3)(\vartheta - t_1)}{r + c(t_2 - \vartheta)} \approx 3,51 \text{ կգ:}$$

**Պատասխան՝** 3,51 կգ:

**3.** Իդեալական ջերմամեքենան ջեռույցից ստանում է  $6 \cdot 10^4$  Ջ ջերմաքանակ: Ջեռույցի ջերմաստիճանը  $127^\circ\text{C}$  է, սառնարանինը՝  $27^\circ\text{C}$ : Ի՞նչ ջերմաքանակ է փոխանցվում ջերմամեքենայի սառնարանին:

**Լուծում:** Իդեալական ջերմամեքենայի ՕԳԳ-ի սահմանման համաձայն՝

$$\eta = 1 - \frac{|Q_2|}{Q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}, \text{ կամ } \frac{|Q_2|}{Q_1} = \frac{T_2}{T_1},$$

որտեղ  $Q_1$ -ը ջեռույցից բանող մարմնի ստացած ջերմաքանակն է,  $|Q_2|$ -ը՝ սառնարանին փոխանցված ջերմաքանակը՝

$$|Q_2| = Q_1 \frac{T_2}{T_1} = 4,5 \cdot 10^4 \text{ Ջ}$$

**Պատասխան՝**  $4,5 \cdot 10^4$  Ջ:

Խորացված

**4.**  $\nu$  մոլ նյութի քանակով իդեալական գազը 1 ( $V_0, p_0$ ) վիճակից բերվում է 3 ( $2V_0, 2p_0$ ) վիճակի երկու ճևղով՝  $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$  և  $1 \rightarrow 4 \rightarrow 3$  (տես նկարը): Որոշել նշված պրոցեսներում գազի ստացած ջերմաքանակների հարաբերությունը:

**Լուծում:**  $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$  պրոցեսում, ըստ ջերմադինամիկայի առաջին օրենքի  $Q_1 = \Delta U + A_1'$ , որտեղ  $Q_1$ -ը գազի ստացած ջերմաքանակն է,  $\Delta U$ -ն՝ նրա ներքին

Էներգիայի փոփոխությունը,  $A'$ -ը՝ գազի կատարած աշխատանքը: Միատոմ իդեալական գազի դեպքում՝

$$\Delta U = \frac{3}{2} \nu R \Delta T = \frac{3}{2} \nu R (T_3 - T_1):$$

1-ին և 3-րդ վիճակների ջերմաստիճանների  $T_3 - T_1$  տարբերությունը որոշենք դրանց համար գրված Մենդելեև-Կլապեյրոնի հավասարումներից՝

$$\rho_1 V_1 = \rho_0 V_0 = \nu R T_1, \quad \rho_3 V_3 = 2\rho_0 2V_0 = \nu R T_3,$$

որտեղից

$$T_3 - T_1 = \frac{3\rho_0 V_0}{\nu R} \quad \text{և} \quad \Delta U = \frac{9}{2} \rho_0 V_0:$$

1→2 իզոխոր պրոցեսում աշխատանք չի կատարվում, ուստի՝

$$A' = \rho_2 (V_3 - V_1) = 2\rho_0 (2V_0 - V_0) = 2\rho_0 V_0:$$

Հետևաբար, ըստ  $Q_1 = \Delta U + A'_1$  հավասարման,

$$Q_1 = \frac{9}{2} \rho_0 V_0 + 2\rho_0 V_0 = \frac{13}{2} \rho_0 V_0:$$

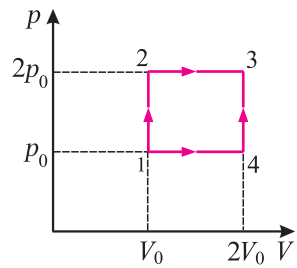
1→4→3 պրոցեսում

$$Q_2 = \Delta U + A'_2:$$

Նշենք, որ  $\Delta U$ -ն կախված չէ 1→3 անցման ձևից: Քանի որ  $A'_2 = \rho_1 (V_4 - V_1) = \rho_0 (2V_0 - V_0) = \rho_0 V_0$ , ապա

$$Q_2 = \frac{9}{2} \rho_0 V_0 + \rho_0 V_0 = \frac{11}{2} \rho_0 V_0:$$

Ջերմաքանակների հարաբերությունը՝  $Q_1 : Q_2 = 13 : 11$ :



**Պատասխան՝** 13 : 11:

# ԳԼՈՒԽ IV

## ՇԵՂՈՒԿՆԵՐԻ ԵՎ ԳԱԶԵՐԻ ՓՈԽԱԴԱՐՁ ՓՈԽԱԿԵՐՊՈՒՄՆԵՐԸ

### § 31. ԳՈԼՈՐՇԽԱՑՈՒՄ ԵՎ ԽՏԱՑՈՒՄ

Բնության մեջ, տեխնիկայում և կենցաղում հեղուկ և պինդ վիճակից գազային վիճակի անցման շատ օրինակներ կան: Նյութի անցումը հեղուկ կամ պինդ վիճակից գազային վիճակի կոչվում է շոգեգոյացում:

Շոգեգոյացումն ընթանում է երկու ձևով՝ գոլորշիացման և եռման: Նախ ծանոթանանք այն ֆիզիկական պրոցեսներին, որոնք կապված են գոլորշիացման և նրա հակառակ պրոցեսի՝ խտացման (կոնդենսացիա) հետ:

Հեղուկների գոլորշիացման երևույթին ծանոթ են բոլորը:

Բայ անոթում ջրի կամ այլ հեղուկի քանակը ժամանակի ընթացքում նվազում է, քանի որ հեղուկի որոշ մոլեկուլներ ջերմային շարժման հետևանքով ձեռք են բերում այնպիսի կինետիկ էներգիաներ, որ կարողանում են հեռանալ հեղուկից: Այդպիսի մոլեկուլների համախումբը, որը հեղուկի ազատ մակերևույթի մոտ է, այդ հեղուկի գոլորշին է, այսինքն՝ տվյալ նյութի գազային վիճակը:

Գոլորշիացման հետ միաժամանակ տեղի է ունենում նաև հակառակ պրոցեսը՝ խտացումը, երբ գոլորշու մոլեկուլների մի մասը վերադառնում է հեղուկ:

Գոլորշիացում տեղի է ունենում ամեն մի ջերմաստիճանում, ընդ որում, գոլորշիացման արագությունը, այսինքն՝ միավոր ժամանակում հեղուկից հեռացած մոլեկուլների թիվը, հեղուկի ջերմաստիճանի բարձրացման, նրա ազատ մակերևույթի մակերեսի մեծացման և հեղուկի մակերևույթին արտաքին ճնշման փոքրացմանը գույճնքայ մեծանում է:

Գոլորշիացումը, ինչպես և խտացումը, կարող են ընթանալ տարբեր պայմաններում: Եթե գոլորշիացումը կատարվում է ադիաբատորեն, այսինքն՝ հեղուկը ջերմաքանակ չի ստանում, ապա գոլորշիացման պրոցեսում այն սառչում է, քանի որ համեմատաբար մեծ կինետիկ էներգիաներով մոլեկուլների հեռանալու հետևանքով հեղուկի մոլեկուլների միջին կինետիկ էներգիան, հետևաբար՝ նաև ներքին էներգիան նվազում է: Գոլորշիացման պրոցեսում հեղուկի ջերմաստիճանը հաստատուն մնալու համար անհրաժեշտ է հեղուկին հաղորդել որոշակի էներգիա՝ համակշռելու համար նրա ներքին էներգիայի նվազումը: Այսպիսով՝ հանգում ենք հեղուկի շոգեգոյացման տեսակարար ջերմության գաղափարին, որը սահմանվել է ջերմադինամիկայում (§ 23): Մոլեկուլային-կինետիկ տեսությունը հնարավորություն է տալիս բացահայտելու այդ մեծության ֆիզիկական իմաստը:

Պարզենք, թե ինչի համար է ծախսվում հեղուկին հաղորդված ջերմաքանակը: Հեղուկից դուրս թռչող մոլեկուլներն աշխատանք են կատարում հեղուկի մակերևութային շերտի մոլեկուլների ձգողության ուժերի հաղթահարման համար: Փաստորեն, մոլեկուլների կինետիկ էներգիաների նվազման հաշվին մեծանում է մոլեկուլների փոխազդեցության պոտենցիալ էներգիան, քանի որ գազային վիճակում մոլեկուլների միջին հեռավորությունը շատ ավելի մեծ է, քան հեղուկում: Մյուս կողմից՝ հեղուկի մակերևույթին առկա ճնշման պայմաններում անհրաժեշտ է աշխատանք կատարել արտաքին ճնշման ուժերի դեմ, քանի որ գոլորշին շատ ավելի մեծ ծավալ է գրավում, քան նույն զանգվածով հեղուկը (նույն ջերմաստիճանում):

Ջերմաստիճանի բարձրացման հետ գոլորշու խտությունը մեծանում է, դրա հետևանքով փոքրանում է մակերևութային շերտի մոլեկուլների ձգողության հաղթահարման և արտաքին ճնշման ուժերի դեմ կատարված աշխատանքը, որը նշանակում է շոգեգոյացման տեսակարար ջերմության նվազում:

Գոլորշու խտացման ժամանակ տեղի է ունենում հակառակ պրոցեսը: Հեղուկին մոտեցող մոլեկուլներն արագացվում են մակերևութային շերտի մոլեկուլների ձգելու և արտաքին ճնշման ուժերի շնորհիվ և ձեռք են բերում լրացուցիչ կինետիկ էներգիա, որը հավասար է գոլորշիացման պրոցեսում ծախսված էներգիային, ուստի՝ հեղուկ են վերադառնում նույն կինետիկ էներգիայով, որ ունեին հեղուկից հեռանալիս: Հետևաբար՝ խտացման ժամանակ անջատվում է ճիշտ նույնքան էներգիա, որքան կլանվել էր գոլորշիացման պրոցեսում:

Գոլորշիացումը բնության մեջ տեղի ունեցող վիթխարի պրոցեսներից է՝ բնության մեջ ջրի շրջապտույտի հիմնական բաղադրիչը: Գնահատումների համաձայն՝ օվկիանոսների, ծովերի, լճերի, ջրամբարների և գետերի մակերևութներից գոլորշիացման հետևանքով 1 ժամում մոտ 67 կմ<sup>3</sup> ջուր է անցնում մթնոլորտ (Սևանում պարունակվող ջրի քանակի կրկնապատիկը): Հսկայական քանակությամբ ջուր են գոլորշիացնում նաև բույսերը: Գոլորշու խտացման հետևանքով նույն քանակությամբ ջուր է գոյանում, որը տեղումների ձևով վերադառնում է Երկիր:

Գոլորշիացման և խտացման պրոցեսները կարևորագույն դեր ունեն կլիմայի ձևավորման համար: Գոլորշիացումը և խտացումը լայնորեն կիրառվում են տեխնիկայում (կերոսինի, բենզինի և այլ նյութերի ստացում, գազերի հեղուկացում և այլն), արդյունաբերության մեջ և կենցաղում (օրինակ՝ սառնարաններում):

Գոլորշիանալ կարող են նաև պինդ մարմինները: Օրինակ՝ բրդե իրերի վրա ցանված նավթալինի կտորները ժամանակի ընթացքում փոքրանում են: **Նյութի անցումը պինդ վիճակից գազայինի կոչվում է ցնդում (սուբլիմում):**



### **Հարցեր և առաջադրանքներ**

1. Ի՞նչ է շոգեգոյացումը, և ի՞նչ ձևով է այն ընթանում:
2. Ի՞նչ է գոլորշիացումը:
3. Ինչպե՞ս է կախված գոլորշիացման արագությունը ջերմաստիճանից և հեղուկի ազատ մակերևույթի մակերեսից:
4. Ո՞ր պրոցեսն է կոչվում խտացում:
5. Ի՞նչ է ցնդումը (սուբլիմումը):
6. Ինչու՞ է թայ սպիտակեղենը քամոր եղանակին ավելի արագ չորանում:
7. Սեկնաբանե՞ք հեղուկի շոգեգոյացման տեսակարար ջերմությունը՝ ըստ մոլեկուլային-կինետիկ տեսության:
8. Ինչպե՞ս է կախված հեղուկի շոգեգոյացման տեսակարար ջերմությունը ջերմաստիճանից:
9. Ինչու՞ միևնույն պայմաններում սպիրտը կամ բենզինը ավելի արագ են գոլորշիանում, քան ջուրը:
10. Ինչու՞ է գոլորշիանալիս հեղուկի ջերմաստիճանն իջնում, երբ դրան ջերմաքանակ չի հաղորդվում:

## § 32. ՀԱՊԵՑԱՑ ԳՈՒՈՐԾԻ: ՀԱՊԵՑԱՑ ԳՈՒՈՐԾՈՒ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

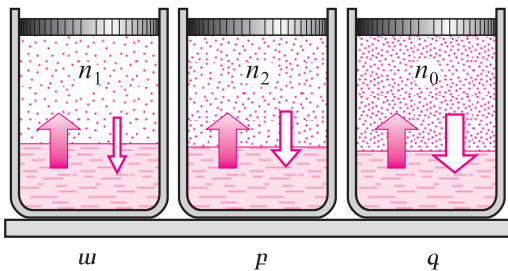
Եթե հեղուկով մասամբ լցված անոթը փակենք, ապա նրա մեջ հեղուկի նվազման պրոցեսը շուտով կդադարի (նկ. 57), և հեղուկից ու գոլորշույց բաղկացած համակարգն այնուհետև կմնա անփոփոխ՝ հավասարակշռության վիճակում, եթե համակարգի ջերմաստիճանը մնայել է անփոփոխ: Հավասարակշռության վիճակին (նկ. 57, գ) համակարգը գալիս է հետևյալ եղանակով:

Անոթը փակելուց անմիջապես հետո (նկ. 57, ա), հեղուկի գոլորշիացման հետևանքով, հեղուկից ազատ ծավալում գոլորշու կոնցենտրացիան կսկսի մեծանալ, որը կհանգեցնի գոլորշույց հեղուկ վերադարձող մոլեկուլների հոսքի մեծացման: Քանի դեռ գոլորշույց հեղուկ անցնող մոլեկուլների թիվն անփոփոխ ջերմաստիճանում ( $T = const$ ) փոքր է նույն ժամանակում հեղուկից գոլորշի անցնող մոլեկուլների թվից (57, ա, բ, գ նկարներում հեղուկից գոլորշի ուղղված սլաքը), գոլորշու կոնցենտրացիան կմեծանա: Գոլորշու կոնցենտրացիայի որոշակի  $n_0$  արժեքի դեպքում գոլորշույց դեպի հեղուկ ուղղված հոսքը կհավասարվի հեղուկից դեպի գոլորշի ուղղված հոսքին: Այդ պահից սկսած՝ և՛ հեղուկի, և՛ գոլորշու զանգվածը կմնա անփոփոխ: Ի տարբերություն մեխանիկական հավասարակշռության՝ հեղուկի և գոլորշու միջև հաստատված հավասարակշռությունն անվանում են **շարժուն (դինամիկ)**, քանի որ այն հավասար արագություններով և հակառակ ուղղություններով ընթացող պրոցեսների՝ գոլորշիացման և խտացման հետևանք է:

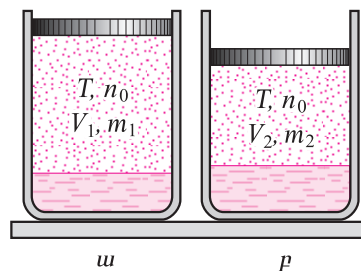
**Այն գոլորշին, որը շարժուն հավասարակշռության մեջ է իր հեղուկի հետ, կոչվում է հազեցած:** Տրված ջերմաստիճանում և տրված ծավալում գոլորշու ավելի մեծ քանակ լինել չի կարող:

Եթե մեծացնենք գոլորշու զբաղեցրած ծավալը, ապա նրա կոնցենտրացիան կփոքրանա, ուստի՝ կփոքրանա նաև գոլորշույց հեղուկ վերադարձող մոլեկուլների հոսքը: Գոլորշու և հեղուկի միջև շարժուն հավասարակշռությունը կխախտվի, և հեղուկից դեպի գոլորշի հոսքի շնորհիվ (որը մնայել է անփոփոխ, քանի որ  $T = const$ ) գոլորշու կոնցենտրացիան կմեծանա՝ ի վերջո հասնելով գոլորշու սկզբնական  $n_0$  կոնցենտրացիային (նկ. 58, ա):

Եթե հազեցած գոլորշու ծավալը փոքրանա, նրա կոնցենտրացիան կմեծանա, և գոլորշույց ավելի շատ մոլեկուլներ կանցնեն հեղուկ, քան կհեռանան նրանից, գոլորշու կոնցենտրացիան կփոքրանա և կհավասարվի  $n_0$  հավասարակշռական արժեքին (նկ. 58, բ): Շարժուն հավասարակշռության խախտումը բերում է գոլորշու



Նկ. 57. Շարժուն հավասարակշռության հաստատումը



Նկ. 58. Հազեցած գոլորշու կոնցենտրացիայի անկախությունը նրա ծավալից



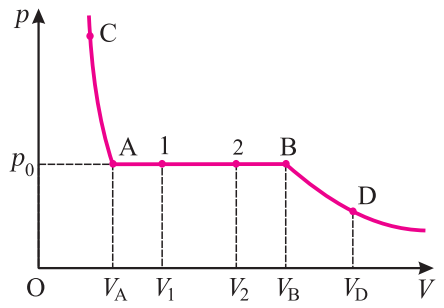
շու գանգվածի փոփոխման, որն էլ ծավալի փոփոխման հետ ապահովում է գոլորշու կոնցենտրացիայի հաստատունությունը արված ջերմաստիճանում: Այսպիսով՝ **հազեցած գոլորշու ճնշումը կախված չէ նրա ծավալից:**

Եթե գոլորշին շարժուն հավասարակշռության մեջ չէ իր հեղուկի հետ, այն կոչվում է **չհազեցած**: Հեղուկի ազատ մակերևույթի մոտ գոլորշին կլինի չհազեցած, եթե գոլորշիացումն ավելի արագ է ընթանում, քան խտացումը: Հետևաբար՝ չհազեցած գոլորշու կոնցենտրացիան ավելի փոքր է, քան հազեցածինը: Եթե հազեցած գոլորշին դիտենք որպես  $n_0$  կոնցենտրացիայով իդեալական գազ, ապա, համաձայն մոլեկուլային-կինետիկ տեսության հիմնական հավասարման, նրա ճնշումը՝

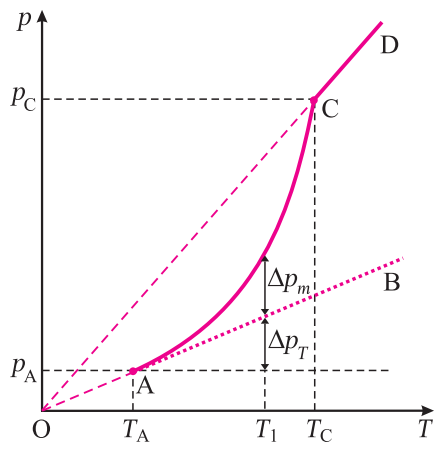
$$p_0 = n_0 k_B T, \quad (4.1)$$

որտեղից հետևում է հազեցած գոլորշու ճնշման անկախությունը գոլորշու ծավալից: 59-րդ նկարում պատկերված է «հեղուկ-գոլորշի» համակարգում ճնշման կախումը ծավալից հաստատուն ջերմաստիճանում:  $OV_A$  հատվածը համապատասխանում է հեղուկ վիճակին (ծավալի փոքրացման հետ ճնշման կտրուկ աճը պատկերող AC կորը նկարագրում է հեղուկի փոքր սեղմելիությունը): AB հատվածը համապատասխանում է շարժուն հավասարակշռության վիճակին, ընդ որում, որքան համակարգի ծավալը մոտ է  $V_B$ -ին, այնքան մեծ է գոլորշու գանգվածը (1-ին վիճակում այն ավելի փոքր է, քան 2-րդ վիճակում՝  $m_1 < m_2$ ): B վիճակում ամբողջ հեղուկը գոլորշիացել է: Ծավալի հետագա մեծացումը բերում է չհազեցած գոլորշու ճնշման նվազման, որը  $V > V_D$  տիրույթում արվում է Բոյլ-Մարիոտի օրենքով ( $T = const, m = const, p \sim V^{-1}$ ):

Այժմ համոզվենք, որ **հազեցած գոլորշու ճնշումը խիստ կախված է ջերմաստիճանից**: Համաձայն (4.1) առնչության՝ ջերմաստիճանը բարձրացնելիս  $p_0$ -ն մեծանում է: Սակայն, ի տարբերություն իդեալական գազի, որի կոնցենտրացիան հաստատուն ծավալի դեպքում տաքացնելիս չի փոխվում, հազեցած գոլորշու  $n_0$  կոնցենտրացիան, ջերմաստիճանից կախված, արագ աճում է, ուստի՝  $p_0$ -ն, ջերմաստիճանից կախված, աճում է ավելի մեծ շափով, քան իդեալական գազի ճնշումը: 60-րդ նկարում պատկերված են ճնշման՝ ջերմաստիճանից կախման գրաֆիկներն իդեալական գազի (AB ուղիղը) և գոլորշու համար (ACD գիծը), որոնց սկզբնական վիճակները համընկնում են (A կետ): Ջերմաստիճանի  $\Delta T = T_1 - T_A$  աճին համապատասխանում է իդեալական գազի ճնշման  $\Delta p_T$  աճը, իսկ հազեցած գոլորշուն՝  $\Delta p_T + \Delta p_m$  աճը, որտեղ  $\Delta p_m$ -ը հետևանք է հազեցած գոլորշու կոն-



Նկ. 59. Գնշման կախումը ծավալից «հեղուկ-գոլորշի» համակարգում



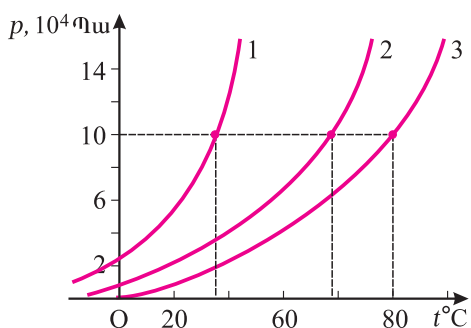
Նկ. 60. Գոլորշու ճնշման ջերմաստիճանային կախման գրաֆիկը

յենտրապիայի մեծացման:  $T_C$  ջերմաստիճանում ամբողջ հեղուկը գոլորշիացել է: Եթե ջերմաստիճանը շարունակենք բարձրացնել, ապա գոլորշու ճնշումը կմեծանա  $T$ -ին ուղիղ համեմատականորեն, քանի որ գոլորշու կոնցենտրացիան մնում է հաստատուն: CD ուղիղը նկարագրում է հաստատուն զանգվածով չհագեցած գոլորշու ճնշման կախումը ջերմաստիճանից (նրա շարունակությունը՝ CO ուղիղը, ինչպես և իդեալական գազի բոլոր իզոխորները, անցնում է կոորդինատների սկզբնակետով):

Հագեցած գոլորշու ճնշման ջերմաստիճանային վարքը կարելի է բացատրել մոլեկուլային-կինետիկ տեսությամբ, որի համաձայն՝ գազի ճնշումն անոթի պատի միավոր մակերեսին միավոր ժամանակում գազի մոլեկուլների տված իմպուլսն է: Ջերմաստիճանը բարձրացնելիս աճում է մոլեկուլների միջին կինետիկ էներգիան, որը համեմատական է բացարձակ ջերմաստիճանին:

Սակայն հագեցած գոլորշու դեպքում ջերմաստիճանի աճը հիմնականում ուղեկցվում է գոլորշու կոնցենտրացիայի աճով: Քանի որ գազի ճնշումը համեմատական է կոնցենտրացիային, ճնշման մեջ կոնցենտրացիայով պայմանավորված ներդրումը, ջերմաստիճանից կախված, զգալիորեն ավելի արագ է աճում, քան մոլեկուլների միջին կինետիկ էներգիայով պայմանավորված ներդրումը:

**Հագեցած գոլորշու ճնշումը կախված է նաև հեղուկի տեսակից:** Իրոք, ըստ (4.1) բանաձևի՝  $p_0 \sim n_0$ , իսկ  $n_0$ -ն համեմատական է միավոր ժամանակում հեղուկից գոլորշի անցնող մոլեկուլների թվին: Տրված ջերմաստիճանում հեղուկից հեռացող մոլեկուլների թիվը կախված է հեղուկի մոլեկուլների փոխադարձ ձգողության ուժերից:



**Նկ. 61.** Հագեցած գոլորշիների ճնշման գրաֆիկները (1. եթեր, 2. ջուր, 3. սնդիկ)

Որքան թույլ են այդ ուժերը, այնքան ավելի շատ մոլեկուլներ կարող են հեռանալ հեղուկից, ուստի՝ այնքան ավելի մեծ կլինեն  $n_0$  կոնցենտրացիան և հագեցած գոլորշու  $p_0$  ճնշումը: Այսպես, օրինակ,  $20^\circ\text{C}$  ջերմաստիճանում սնդիկի հագեցած գոլորշիների ճնշումը՝  $p_{0\text{սնդ}} = 0,24$  Պա, իսկ ֆրեոնինը՝  $p_{0\text{ֆ}} = 5,7 \cdot 10^5$  Պա: 61-րդ նկարում պատկերված են մի քանի նյութերի հագեցած գոլորշիների ճնշման ջերմաստիճանային կախման գրաֆիկները (1. եթեր, 2. սպիրտ, 3. ջուր):



### Շարքեր և առաջադրանքներ

1. Ո՞ր գոլորշին է կոչվում հագեցած: 2. Ո՞ր գոլորշին է կոչվում չհագեցած: 3. Կախված է արդյոք հագեցած գոլորշու ճնշումը նրա ծավալից, եթե  $T = const$ : 4. Ինչու՞ հագեցած գոլորշու ճնշումը ջերմաստիճանի աճին զուգընթաց ավելի շարք է աճում, քան նույն պայմաններում իդեալական գազի ճնշումը: 5. Բացարդեք շարժուն (դինամիկ) հավասարակշռությունը՝ ըստ մոլեկուլային-կինետիկ տեսության: 6. Ե՞րբ փակ անոթում գոլորշին կլինի հագեցած: 7. Ի՞նչ կարելի է ասել հագեցած և չհագեցած գոլորշիների կոնցենտրացիաների մասին: 8. Ինչո՞վ է պայմանավորված 59-րդ նկարում ճնշման կտրուկ աճը ծավալը փոքրացնելիս: 9. Որակապես բացարդեք հագեցած գոլորշու ճնշման կախումը հեղուկի տեսակից: 10. Ենթարկվում է արդյոք հագեցած գոլորշին Բոյլ-Մարիոտի օրենքին:

## § 33. ԵՌՈՒՄ: ԵՈՍԱՆ ԶԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆ

Մենք ուսումնասիրեցինք շոգեգոյացման առաջին եղանակի՝ գոլորշիացման երևույթի օրինաչափությունները: Այժմ ուսումնասիրենք առօրյա կյանքից մեզ քաջ ծանոթ եռման (շոգեգոյացման երկրորդ եղանակի) օրինաչափությունները:

Բայ անոթից հեղուկը գոլորշիանում է ամեն մի ջերմաստիճանում, իսկ նույն բայ անոթում հեղուկը եռում է միայն խիստ որոշակի ջերմաստիճանում: Շոգեգոյացման եղանակների արտաքին տարբերությունը պայմանավորված է այն հանգամանքով, որ եռման պրոցեսն ուղեկցվում է հեղուկի ողջ ծավալում պղպջակների առաջացմամբ, որոնք լողում են դեպի հեղուկի մակերևույթ: Սակայն հեղուկի՝ գոլորշու վերածվելը գոլորշիացման և եռման պրոցեսներում ունի նույն ծագումը:

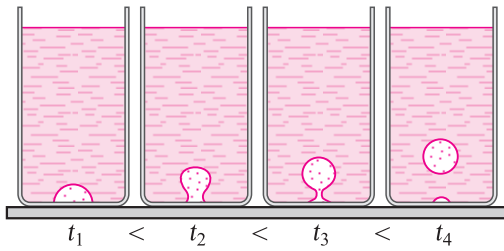
Անցնենք եռման պրոցեսի ուսումնասիրությանը:

Նախ՝ որտեղի՞ց են հայտնվում պղպջակները հեղուկում:

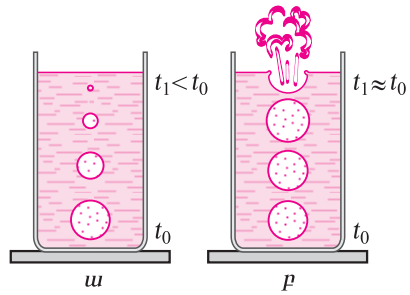
Դիֆուզիայի հետևանքով օդի (կամ հեղուկի հետ շփվող գազի) մոլեկուլները թափանցում են հեղուկ: Քառասյին շարժման հետևանքով դրանց մի մասը նորից հեղուկից անցնում է օդ: Տրված պայմաններում օդից հեղուկ և հեղուկից օդ անցնող մոլեկուլների հոսքերը հավասարվում են: Ստեղծվում է շարժուն հավասարակշռություն, և հեղուկում լուծված օդի կոնցենտրացիան այլևս չի փոխվում: Հավասարակշռո կոնցենտրացիան կախված է հեղուկի վրա գազի ճնշումից և հեղուկի ջերմաստիճանից: Որքան բարձր է ճնշումը և որքան ցածր է հեղուկի ջերմաստիճանը, այնքան մեծ է հեղուկում լուծված օդի կոնցենտրացիան: Դրանում դժվար չէ համոզվել փորձով: Օրինակ՝ ծորակից (ջրմուղից), որտեղ ջուրը մթնոլորտայինից մեծ ճնշման տակ է, բաժակի մեջ ջուր լցնելիս բաժակի պատերին և հատակին օդի պղպջակներ են հայտնվում, քանի որ ճնշման նվազման հետևանքով ջրում օդի հավասարակշռո կոնցենտրացիան փոքրանում է, և «ավելորդ» օդը պղպջակների տեսքով «նստում» է անոթի պատերին: Նույն երևույթն է տեղի ունենում մակ անոթում ջուր տաքացնելիս: Տրված ճնշման դեպքում պղպջակի չափերը չեն փոխվում, այսինքն՝ նրա մեջ ճնշումը հավասար է արտաքին ճնշմանը: Զերմաստիճանի աճին գուզընթաց պղպջակն աստիճանաբար մեծանում է, ընդ որում, նրա մեջ ճնշումը գործնականորեն մնում է հավասար հեղուկ միջավայրի ճնշմանը: Պղպջակում ճնշման հաստատուն մնալը հետևանք է նրա մեջ հագեցած գոլորշու առկայության, որի ճնշումը կախված չէ պղպջակի ծավալից:

Պղպջակի ծավալի մեծացմանը գուզընթաց նրա վրա ազդող արտամղող (արքիմեդյան) ուժը ձգտում է պղպջակը պոկել անոթի հատակից: Պղպջակը ձգվում է, այն հատակին միացնող միջակապը նեղանում և ի վերջո խզվում է՝ իր տեղում թողնելով օդի փոքր քանակ, որից ժամանակի ընթացքում նոր պղպջակ է գոյանում: 62-րդ նկարում պատկերված է ջերմաստիճանի բարձրացման հետ պղպջակի տեսքի փոփոխությունը:

Պրոցեսի սկզբնական փուլում տաքացվող հեղուկի ստորին շերտերի ջերմաստիճանը զգալիորեն բարձր է վերին շերտերի ջերմաստիճանից: Վեր լողացող պղպջակում, ջերմաստիճանի նվազմանը գուզընթաց, հագեցած գոլորշու ճնշումը կտրուկ փոքրանում է, ուստի՝ պղպջակն արագ սեղմվում է, և այն կարող է դառնալ



Նկ. 62. Օդի պղպջակի պոկվելը հատակից



Նկ. 63. Եռման պրոցեսի փուլերը

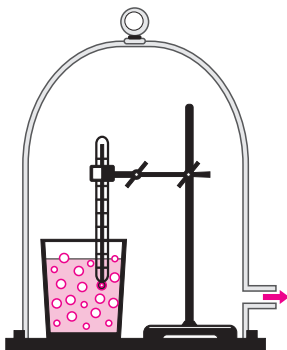
անգամ անտեսանելի (նկ. 63, ա): Պղպջակների մեծանալը և ապա փոքրանալը ուղեկցվում են ձայնային «աղմուկով»՝ յուրահատուկ խշշոցով, որը լսվում է նախքան հեղուկի եռալը: Ի վերջո, երբ հեղուկն ամբողջությամբ տաքանում է, դեպի վեր շարժվող պղպջակներն այլևս չեն փոքրանում, այլ որոշ չափով մեծանում են (հեղուկի սյան հիդրոստատիկ ճնշման նվազման պատճառով): Հասնելով հեղուկի ազատ մակերևույթին՝ դրանք պայթում են՝ դուրս նետելով իրենց պարունակությունը: Հեղուկը սկսում է եռալ: Եռման պրոցեսում անոթի հատակին առաջացող պղպջակներում ճնշումն այնպիսին է, որ նրանք կարողանում են ընդարձակվել՝ հաղթահարելով հեղուկի մակերևույթին առկա և հեղուկի սյան գումարային ճնշումը: Այսպիսով՝ հեղուկը եռում է մի ջերմաստիճանում, երբ նրա հագեցած գոլորշիների ճնշումը հավասարվում է արտաքին (հեղուկի մակերևույթին գործող) ճնշմանը՝

$$p_h(t_0) = p, \quad (4.2)$$

որտեղ  $t_0$ -ն եռման ջերմաստիճանն է (ընդունված է նաև «եռման կետ» անվանումը), իսկ  $p$ -ն՝ արտաքին ճնշումը:

Եռման պրոցեսում շոգեգոյացում է կատարվում հեղուկի ամբողջ ծավալում՝ շոգեգոյացման կենտրոններ պղպջակներում և, իհարկե, նաև հեղուկի մակերևույթից՝ գոլորշիացման ճանապարհով:

Ինչպես հետևում է արված դատողություններից և (4.2) առնչությունից, **եռման ջերմաստիճանը կախված է արտաքին ճնշումից**: Ընշումը փոքրացնելիս եռման ջերմաստիճանն իջնում է, իսկ մեծացնելիս՝ բարձրանում, որն անմիջապես հետևում է հագեցած գոլորշու ճնշման՝ ջերմաստիճանային կախումից (տե՛ս նկ. 60):



Նկ. 64. Ջրի եռալը սենյակային ջերմաստիճանում

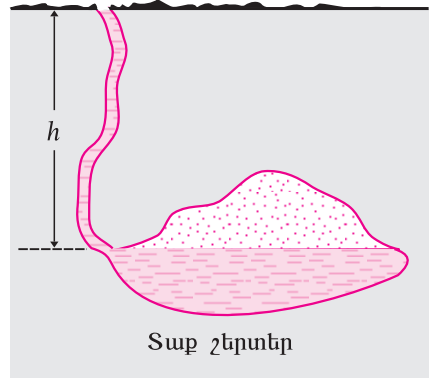
Համոզվենք դրանում փորձով (նկ. 64): Օդահան զանգի տակ դնենք մի բաժակ սենյակային ջերմաստիճանի ( $\sim 25 \div 30^\circ\text{C}$ ) ջուր: Եթե զանգի տակ օդը պոմպի միջոցով նոսրացնենք, ապա կտեսնենք, որ ջուրն սկսում է եռալ: Բանն այն է, որ, նոսրացնելով օդը, փոքրացնում ենք ճնշումը ջրի մակերևույթին: Եվ երբ այն հավասարվում է տվյալ ջերմաստիճանում ջրի հագեցած գոլորշիների ճնշմանը, ջուրն սկսում է եռալ:

Նորմալ՝  $p = 760$  մմ սնդ. սյան ճնշման տակ ջուրը եռում է  $100^\circ\text{C}$ -ում: Երկրի մակերևույթից հեռանալիս,

մթնոլորտային ճնշման նվազման հետ, ջրի եռման ջերմաստիճանն իջնում է: Այսպես՝ Երևանում, որի միջին բարձրությունը ծովի մակարդակից մոտ 1000 մ է, մթնոլորտային ճնշումը  $\rho \approx 675$  մմ սնդ. սյան, ջուրը եռում է  $97^\circ\text{C}$ -ում, իսկ Արարատի գագաթին, որի բարձրությունը 5165 մ է, ճնշումը՝ մոտ 400 մմ սնդ. սյան, ջուրը եռում է  $83^\circ\text{C}$ -ում:

Եթե պահանջվում է ջրի ջերմաստիճանը բարձրացնել  $100^\circ\text{C}$ -ից, ապա նրա մակերևույթին ստեղծում են մթնոլորտային մեծ ճնշում: Այս նպատակով օգտագործվող սարքերը՝ ավտոկլավները, լայնորեն կիրառվում են քիմիական և սննդի արդյունաբերության մեջ (փայտամշակում, գլիցերինի, ճարպաթթուների ստացում, պահածոների պատրաստում և այլն): Դրանք օգտագործվում են նաև բժշկության մեջ՝ տարբեր վիրաբուժական գործիքների, վիրակապերի և այլ նյութերի մանրէազերծման համար:

Ավտոկլավում ընթացող երևույթները, սակայն հսկայական մասշտաբներով, դիտվում են նաև բնության մեջ՝ գեյզերներում (իսլանդերեն «գեյզա»՝ դուրս հորդել բառից): Դրանք պարբերաբար գործող «շատրվաններ» են, որոնք տաք (եռացող) ջուր են արտանետում գետնի տակից դուրս եկող նեղ անցքերից: Գեյզերում գոլորշին առաջանում է մի քանի տասնյակ մետրի հասնող խորությամբ բնական պահեստարանում, որտեղ լցված ջուրը տաքանում է Երկրի ստորին շերտերից ստացվող ջերմաքանակի հաշվին (նկ. 65): Այսպիսի ջրամբարում, խորությունից կախված, ճնշումը կարող է հասնել մի քանի մթնոլորտի ( $\rho = \rho gh + \rho_0$ . եթե  $h \approx 50$  մ, ապա  $\rho \approx 6\rho_0$ ), և ջրի եռման ջերմաստիճանը նրա մեջ կարող է զգալիորեն գերազանցել  $100^\circ\text{C}$ -ը: Երբ գոլորշու ճնշման տակ գեյզերի անցքում ջրի սյան բարձրությունը փոքրանում է, հիդրոստատիկ ճնշման փոքրացման հետևանքով բարձր ջերմաստիճան ունեցող ջուրն այնքան բուռն է սկսում գոլորշիանալ, որ անցքում մնացած ջուրը (ցեխի և քարերի հետ) շարժվում է շատ բարձր՝ մինչև մի քանի տասնյակ և հարյուրավոր մետր:



Նկ. 65. Գեյզերի սխեմատիկ պատկերումը

**Եռման ջերմաստիճանը կախված է հեղուկի տեսակից:** Որքան բարձր է հեղուկի հազեցած գոլորշու ճնշումը, այնքան ցածր է նրա եռման ջերմաստիճանը: Այս հատկությունն անմիջապես հետևում է հազեցած գոլորշու ճնշման՝ ջերմաստիճանից կախման գրաֆիկից (նկ. 61), որի վրա հորիզոնական կետագծով նշված է մթնոլորտային ճնշման  $\rho_0$  արժեքը: Եթերի (1-ին կոր) հազեցած գոլորշու ճնշումը հավասար է  $\rho_0$ -ի  $35^\circ\text{C}$ -ում, այսինքն՝ նորմալ ճնշման տակ եթերի եռման ջերմաստիճանը՝  $t_0 = 35^\circ\text{C}$ : Մալիբաի (2-րդ կոր) համար գրաֆիկից ստացվում է՝  $t_0 = 78^\circ\text{C}$ :

Հեղուկների եռման ջերմաստիճանների տարբեր լինելը լայնորեն օգտագործվում է արդյունաբերության մեջ: Օրինակ՝ նավթի թորման պրոցեսում սկզբում անջատվում է եռման ավելի ցածր ջերմաստիճան ունեցող բենզինը: Նման եղանակով է ստացվում սպիրտը, հեղուկ օդից՝ հեղուկ ազոտը և հեղուկ թթվածինը և այլն:

Հեղուկի եռման ջերմաստիճանը կախված է նաև նրա մեջ առկա խառնուրդներից, որոնք, որպես կանոն, բարձրացնում են եռման ջերմաստիճանը: Այսպես՝ նորմալ ճնշման տակ ջուրը ( $\rho = 10^3 \text{ կգ/մ}^3$ ) եռում է  $100^\circ\text{C}$ -ում, իսկ ծովի ջուրը ( $\rho = 1,03 \cdot 10^3 \text{ կգ/մ}^3$ )՝  $100,6^\circ\text{C}$ -ում: Նատրիումի քլորիդի՝  $\rho \approx 1,17 \cdot 10^3 \text{ կգ/մ}^3$  խառնությամբ ջրի լուծույթը եռում է  $105,9^\circ\text{C}$  ջերմաստիճանում:

Եթե հեղուկում շոգեգոյացման կենտրոններ (պղպջակներ) չկան, ապա այն կարող է տաքանալ՝ հասնելով ավելի բարձր ջերմաստիճանի, քան եռման ջերմաստիճանն է: Այսպիսի համասեռ հեղուկը կոչվում է **գերտաքայված**: Եթե գերտաքայված հեղուկի մեջ մտցվի նյութ, որն ապահովում է պղպջակների առաջացումը (օրինակ՝ կավճի փոշի, թեյի թերթիկներ և այլն), ապա հեղուկն իսկույն բուռն կերպով կեռա, և նրա ջերմաստիճանն արագ կհավասարվի տվյալ պայմաններում հեղուկի եռման ջերմաստիճանին:

Գերտաքայված հեղուկ վիճակն օգտագործվում է տարրական մասնիկների հետքերը գրանցող սարքերում՝ պղպջակային խցիկներում:



### Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Սահմանեք եռումը: 2. Ինչո՞վ է պայմանավորված գազի մոլեկուլների առկայությունը հեղուկում: 3. Ի՞նչից է կախված ջրում լուծված օդի կոնցենտրացիան: 4. Ինչի՞ց է կախված հեղուկի եռման ջերմաստիճանը: 5. Ինչու՞ է եռացող հեղուկի ջերմաստիճանը մնում հաստատուն, չնայած հեղուկն անընդհար էներգիա է ստանում ջեռուլչից: 6. Ինչպե՞ս է փոփոխվում հեղուկի եռման ջերմաստիճանը նրա մակերևույթի վրա ճնշումը փոփոխելիս: 7. Կարելի՞ է արդյոք ջուրը եռացնել առանց փաքայնելու: Ինչպե՞ս: 8. Ինչպե՞ս է եռման ջերմաստիճանը կախված հեղուկի շոգեգոյացից: 9. Ո՞ր դեպքում ջուրը չի եռա, եթե նրա ջերմաստիճանը  $100^\circ\text{C}$ -ից բարձր լինի: 10. Ի՞նչ է գերտաքայված հեղուկը:

## §34. Օդի ԽՈՆԱՎՈՒԹՅՈՒՆԸ: ԽՈՆԱՎԱԶՍՓՆԵՐ

Մթնոլորտում, հատկապես նրա ստորին՝ երկրամերձ շերտերում, անընդհատ տեղի ունեցող գոլորշիացման հետևանքով միշտ կա հսկայական քանակությամբ ջրի գոլորշի: Ջրի գոլորշիներ պարունակող օդն անվանում են խոնավ, իսկ օդում առկա գոլորշու քանակությունը՝ **օդի խոնավություն**:

Սահմանենք մեծություններ, որոնք հնարավորություն են տալիս քանակապես բնութագրելու օդի խոնավությունը:

Օդում առկա ջրի գոլորշու քանակը կարելի է չափել՝ օդն անցկացնելով ջրի գոլորշին կլանող նյութի միջով և որոշելով, օրինակ,  $1 \text{ մ}^3$ -ում պարունակվող գոլորշու քանակը:  **$1 \text{ մ}^3$  օդում պարունակվող ջրի գոլորշու զանգվածը, արտահայտված գրամներով, կոչվում է օդի բացարձակ խոնավություն**: Այլ կերպ ասած՝ օդի բացարձակ խոնավությունը տվյալ պայմաններում օդում ջրի գոլորշու խառնությունն է՝ արտահայտված արտահամակարգային  $\text{գ/մ}^3$  միավորով:

Եթե օդում առկա ջրի գոլորշու համար կիրառենք գազային վիճակի միացյալ հավասարումը՝ (2.30) բանաձևը, ապա օդի բացարձակ խոնավությունը կարող ենք արտահայտել նաև ջրի գոլորշու ճնշման միջոցով՝

$$\rho = \frac{\rho M}{RT}, \quad (4.3)$$

որտեղ  $M$ -ը ջրի մոլային զանգվածն է (0,018 կգ/մոլ),  $R$ -ը՝ գազային ունիվերսալ հաստատունը,  $T$ -ն՝ բացարձակ ջերմաստիճանը: Այսպիսով՝ օդի բացարձակ խոնավությունը կարելի է բնութագրել նաև ջրի գոլորշու մասնակաճ ճնշմամբ, որը ջրի գոլորշու բաժինն է ընդհանուր ճնշման մեջ:

Սակայն, գիտենալով օդի բացարձակ խոնավությունը, դեռևս չի կարելի որոշել, թե որքանով է օդը չոր կամ խոնավ, քանի որ օդի խոնավությունը կախված է նաև օդի ջերմաստիճանից: Եթե այն ցածր է, ապա օդում գոլորշու խտությունը կարող է մոտ լինել հազեցած գոլորշու խտությանը, և օդը կլինի խոնավ: Ավելի բարձր ջերմաստիճանում գոլորշին հեռու է հազեցած լինելուց, և օդն ավելի չոր է:

Այսպիսով՝ օդի խոնավության մասին դատելու համար պետք է իմանալ, թե որքանով է օդում պարունակվող ջրի գոլորշին հեռու հազեցման վիճակից: Այս նպատակով մտպվում է օդի խոնավության մի նոր բնութագիր՝ **հարաբերական խոնավություն**: **Օդի հարաբերական խոնավությունը տվյալ ջերմաստիճանում օդի բացարձակ խոնավության՝  $\rho$ -ի հարաբերությունն է գոլորշու այն  $\rho_0$  խտությանը, որն անհրաժեշտ է նույն ջերմաստիճանում գոլորշին հազեցած դարձնելու համար**: Հարաբերական խոնավությունն արտահայտում են տոկոսներով: Այսպիսով, ըստ սահմանման, օդի հարաբերական խոնավությունը՝

$$\varphi = \frac{\rho}{\rho_0} \cdot 100\%: \quad (4.4)$$

Նկատի ունենալով (4.3) հավասարումը՝ օդի հարաբերական խոնավությունը կարող ենք արտահայտել նաև գոլորշու ճնշումների միջոցով՝

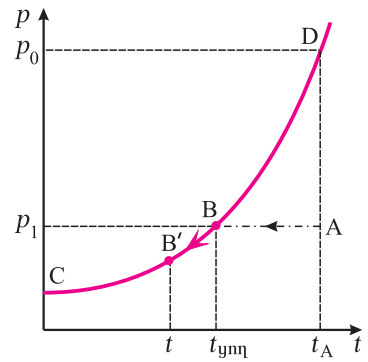
$$\varphi = \frac{p}{p_0} \cdot 100\%: \quad (4.5)$$

Այժմ ուսումնասիրենք չհազեցած ջրի գոլորշու վարքն իզոբար սառեցման պրոցեսում, երբ օդի ջերմաստիճանը նվազելիս գոլորշու ճնշումը մնում է հաստատուն (նկ. 66):

Չհազեցած ջրի գոլորշու վիճակը պատկերված է A կետով, որին համապատասխանում է  $\rho_1$  ճնշում և  $t_A$  ջերմաստիճան: Գոլորշու իզոբար սառեցման պրոցեսում նրա խտությունը մեծանում է, որն անմիջապես հետևում է (4.3) բանաձևից: Գոլորշու ճնշման անկումը, որը պայմանավորված է ջերմաստիճանի նվազմամբ, համակշռվում է գոլորշու խտության համապատասխան աճով:

B կետում  $\rho_1 = const$  իզոբարը հաստում է հազեցած գոլորշու ճնշման ջերմաստիճանային կախման կորը, այսինքն՝ B կետին համապատասխանող  $t_{ցող}$  ջերմաստիճանում չհազեցած գոլորշին դառնում է հազեցած. օդի հարաբերական խոնավությունը հավասարվում է 100%-ի: Այն ջերմաստիճանը, որի դեպքում գոլորշին դառնում է հազեցած, կոչվում է **ցողի կետի ջերմաստիճան** ( $t_{ցող}$ ):

Եթե օդի ջերմաստիճանը, անգամ չնչին չափով, նվազի  $t_{ցող}$ -ից, ապա հազեցած գոլորշու վիճակը պատկերող կետը կշարժվի կորով դեպի վար, և գոլոր-



Նկ. 66.



շու ճնշումը կփոքրանա  $\rho_1$ -ից փոքր ( $\rho'_B < \rho_B = \rho_1$ , նկ. 70): Այսպիսով՝ գոլորշին կխտանա, և հազեցման համար անհրաժեշտ գոլորշու քանակի «ավելցուկը» ջրի տեսքով կանջատվի շրջապատի առարկաների վրա. կառաջանա ցող:

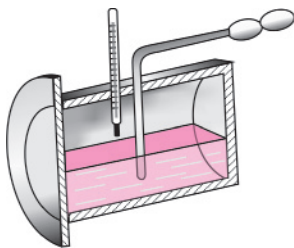
Եթե հայտնի է ցողի կետի ջերմաստիճանը՝  $t_{y_{ող}}$ , ապա հայտնի է նաև ջրի գոլորշու  $\rho_1(t_{y_{ող}})$  ճնշումը. այն տրվում է հազեցած գոլորշու ճնշման՝ ջերմաստիճանից կախման կորի կամ համապատասխան աղյուսակի միջոցով: Ինչպես երևում է 66-րդ նկարից,  $\rho_1(t_{y_{ող}})$  ճնշումը հենց չհազեցած գոլորշու  $\rho_1$  ճնշումն է  $t_A$  ջերմաստիճանում, ուստի, հատուկ աղյուսակից (կամ կորից) նորից որոշելով  $t_A$  ջերմաստիճանում հազեցած գոլորշու ճնշումը (նկ. 66,  $\rho_1$  կետը), օդի հարաբերական խոնավության համար կստանանք՝

$$\varphi(t_A) = \frac{\rho_1(t_A)}{\rho_0(t_A)} \cdot 100\% = \frac{\rho_1(t_{y_{ող}})}{\rho_0(t_A)} \cdot 100\%: \quad (4.6)$$

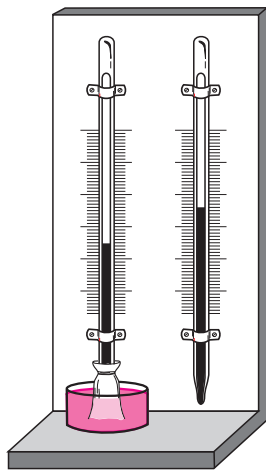
Ուրեմն՝ ցողի կետի ջերմաստիճանը նույնպես օդի խոնավության բնութագիր է: Օդի խոնավությունը որոշող սարքերը կոչվում են **խոնավաչափներ** (հիգրոմետրեր, հունարեն «հիգրոս»՝ խոնավ բառից):

Օդի բացարձակ խոնավությունը չափվում է **խտացման խոնավաչափով**, որը հնարավորություն է տալիս փորձով որոշելու ցողի կետի ջերմաստիճանը:

Խտացման խոնավաչափը մետաղե տուփ է, որի մի պատը ողորկված և փայլեցված է: Տուփի մեջ լցված է եթեր և իջեցված է ջերմաչափ: Եթերի գոլորշիացման պրոցեսի արագացման և մետաղե տուփի արագ սառեցման նպատակով եթերի մեջ դրսից օդ են մղում (նկ. 67): Երբ տուփի ջերմաստիճանը հասնում է ցողի կետի ջերմաստիճանին, նրա փայլեցված պատին խտանում է օդում պարունակվող ջրի գոլորշին: Պատը «քրտնում» է, նրա փայլը խամրում է: Այդ պահին ջերմաչափը ցույց է տալիս  $t_{y_{ող}}$  ջերմաստիճանը, որի օգնությամբ աղյուսակից որոշում են օդի բացարձակ խոնավությունը:



Նկ. 67. Խտացման խոնավաչափի կառուցվածքը



Նկ. 68. Խոնավաչափի կառուցվածքը

Օդի հարաբերական խոնավությունն արագ և մեծ ճշգրտությամբ որոշվում է **խոնավաջերմաչափով** (պսիխրոմետր, հունարեն «պսիխրոս»՝ սառը բառից): Այն բաղկացած է երկու միատեսակ ջերմաչափներից, որոնցից մեկի պահեստարանը փաթաթված է գործվածքի, սովորաբար՝ թանգիֆի (մառլյա) կտորով, որի ծայրն իջեցված է ջրով լցված անոթի մեջ (նկ. 68): Չորը կտորով բարձրանում է և գոլորշիանալով՝ սառեցնում պահեստարանը (գոլորշիացումը կատարվում է պահեստարանի հեղուկի՝ սնդիկի ներքին էներգիայի հաշվին), ուստի՝ այս «թայ» ջերմաչափի ցույցումնքն ավելի փոքր է, քան «չոր» ջերմաչափինը, որը ցույց է տալիս շրջապատի ջերմաստիճանը: «Չոր» և «թայ» ջերմաչափների ջերմաստիճանների  $\Delta t = t_z - t_p$  պսիխրոմետրական տարբերությունն այնքան ավելի մեծ է, որքան մեծ է



«թայ» ջերմաչափի պահեստարանի մակերևույթին ջրի գոլորշիացման արագությունը: Վերջինս հիմնականում կախված է օդի հարաբերական խոնավությունից՝ այն բանից, թե օդում ջրի գոլորշին որքան հեռու է հագեցած լինելուց: Որքան մեծ է գոլորշիացման արագությունը, այնքան մեծ է  $\Delta t$  տարբերությունը, և այնքան փոքր է օդի հարաբերական խոնավությունը: «Չոր» ջերմաչափի ցույցմունքի և  $\Delta t$  տարբերության միջոցով, հատուկ պահիրմետրական աղյուսակի օգնությամբ կարելի է որոշել օդի բացարձակ և հարաբերական խոնավությունները:

Օդի խոնավությունը կարևոր է կենդանական և բուսական աշխարհում: Օրգանիզմների կենսագործունեության համար բարենպաստ չէ ինչպես ցածր, այնպես էլ բարձր խոնավությունը: Մարդու առողջության համար այն ունի մեծ նշանակություն, քանի որ դրանից է կախված օրգանիզմի ջերմափոխանակությունը շրջապատի հետ:  $20 \div 25^\circ\text{C}$  ջերմաստիճանում մարդու առողջության համար նպաստավոր է  $\varphi = 40\% \div 60\%$  հարաբերական խոնավությունը: Ցածր խոնավության դեպքում, արագ գոլորշիացման հետևանքով, քթի լորձաթաղանթի, կոկորդի և բութերի մակերևույթները չորանում են, որը կարող է հանգեցնել առողջական վիճակի վատացման:

Օդի խոնավությունը կարևոր է նաև շատ տեխնոլոգիական պրոցեսներում, օրինակ՝ մանվածքային, հրուշակեղենի չորացման արտադրություններում, գրապահոցներում և թանգարաններում՝ ցուցանմուշների պահպանման համար:

Օդի խոնավությունն իմանալը կարևոր է օդերևութաբանության մեջ՝ եղանակի կանխագուշակման համար, որն անհրաժեշտ է գյուղատնտեսության, տրանսպորտի և տնտեսության այլ բնագավառների բնականոն գործունեության համար:



### Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Ի՞նչ է օդի խոնավությունը: 2. Ի՞նչ է օդի բացարձակ խոնավությունը: 3. Ի՞նչ է օդի հարաբերական խոնավությունը: 4. Ինչպե՞ս է կապված օդի բացարձակ խոնավությունը փոխալ ջերմաստիճանում ջրի գոլորշու ճնշման հետ: 5. Ի՞նչ է ցողի կետի ջերմաստիճանը: 6. Բացարդե՞ք խորացման խոնավչափի աշխարհային սկզբունքը: 7. Բացարդե՞ք խոնավաջերմաչափի աշխարհային սկզբունքը: 8. Ինչպե՞ս է օդի խոնավությունն ազդում մարդու առողջության վրա:

### Խնդիրների լուծման օրինակներ

**1.**  $1\text{մ}^3$  ծավալով փակ անոթում կա  $1,2 \cdot 10^{-2}$  կգ զանգվածով ջուր և հագեցած գոլորշի, որի խտությունը  $8 \cdot 10^{-3}$  կգ/մ<sup>3</sup> է, իսկ ճնշումը՝  $1,1 \cdot 10^3$  Պա: Ի՞նչ ճնշում կհաստատվի, եթե անոթի ծավալը հաստատուն ջերմաստիճանում մեծանա 5 անգամ:

**Լուծում:** Մինչև ընդարձակվելը հագեցած գոլորշու զանգվածը՝  $m_1 = \rho V_1 \approx \rho V$  (ջրի ծավալը շատ փոքր է գոլորշու ծավալից, ուստի՝  $V_1 = V - V_2 \approx V$ ): Ջրի և գոլորշու ընդհանուր զանգվածը՝  $m_0 = m_1 + m = 2 \cdot 10^{-2}$  կգ: Նույն ջերմաստիճանում,  $kV$  ծավալում գոլորշու հագեցած լինելու համար, անհրաժեշտ է  $kV \cdot \rho = 5 \cdot 1 \cdot 8 \cdot 10^{-3}$  կգ =  $4 \cdot 10^{-2}$  կգ ջուր, որը մեծ է եղած  $m_0$  զանգվածից: Հետևաբար՝ ընդարձակվելուց հետո անոթում գոլորշին կլինի չհագեցած: Գոլորշու ճնշումը վերջնական վիճակում՝  $p' = (m_1 + m) RT / kVM$ :

Նկատի ունենալով նաև սկզբնական վիճակում հազեցած գոլորշու վիճակի հավասարումը՝  $p = m_1 RT/VM = \rho RT/M$ , կստանանք՝

$$p' = p \frac{m_h + m}{kV\rho} = 550 \text{ Պա:}$$

Պատասխան՝ 550 Պա:

**2.** 0,7 մ<sup>3</sup> ծավալով անոթում, 24 °C ջերմաստիճանում օդի հարաբերական խոնավությունը 60 % է: Ի՞նչ զանգվածով ջուր պետք է գոլորշիացնել այդ ծավալում հազեցած գոլորշի ստանալու համար: 24 °C-ում հազեցած գոլորշու ճնշումը՝  $p_0 = 2985$  Պա:

**Լուծում:** Տվյալ ջերմաստիճանում օդի հարաբերական խոնավությունը՝  $\varphi = p/p_0$  է որտեղից՝  $p = \varphi p_0$ : Մենդելեև-Կլապեյրոնի հավասարումից որոշելով գոլորշու զանգվածները  $p$  և  $p_0$  ճնշումների դեպքում՝ պահանջվող ջրի զանգվածի համար կստանանք՝

$$\Delta m = m_0 - m = \frac{p_0 VM}{RT} - \frac{pMV}{RT} = \frac{p_0 VM}{RT} (1 - \varphi) \cdot 6,1 \cdot 10^{-3} \text{ կգ:}$$

Պատասխան՝  $6,1 \cdot 10^{-3}$  կգ:

**3.** Գնահատեք, թե 100 °C ջերմաստիճանում որոշակի զանգվածով ջրի շոգեգոյացման ջերմության ( $r = 2,3 \cdot 10^6$  Ջ/կգ) ո՞ր մասն է արտաքին ճնշման ուժերի դեմ կատարված աշխատանքը:

**Լուծում:**  $m$  զանգվածով ջուրը գոլորշու վերածելիս արտաքին հաստատուն ճնշման դեպքում կատարված աշխատանքը՝  $A = p_0(V_g - V_h) \approx p_0 V_g$ , որտեղ  $V_g$ -ն  $m$  զանգվածով գոլորշու ծավալն է ( $V_g \gg V_h$ , տե՛ս 1-ին խնդրի լուծումը): Քանի որ  $p_0 = p_h$ , ապա, Մենդելեև-Կլապեյրոնի հավասարումից և վերը բերված բանաձևից կստանանք՝  $A = mRT_0/M$ , որտեղ  $T_0 = 373$  Կ,  $M = 1,8 \cdot 10^{-2}$  կգ/մոլ:  $A$  աշխատանքը  $m$  զանգվածով հեղուկը եռման ջերմաստիճանում գոլորշացնելու համար պահանջվող  $mr$  ջերմաքանակի հետևյալ մասն է՝

$$\frac{A}{mr} = \frac{RT_0}{Mr} \cdot 0,075:$$

Պատասխան՝ 0,075:

# Վ

ՉԼՈՒՄ

## ՇԵՂՈՒԿՆԵՐԻ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒԹԱՅԻՆ ԼԱՐՎԱԾՈՒԹՅՈՒՆԸ

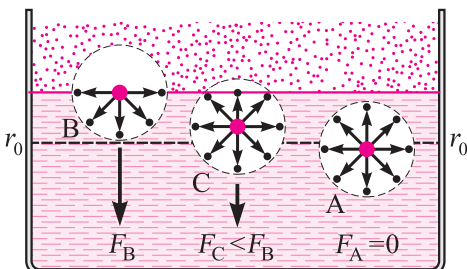
### § 35. ՄԱԿԵՐԵՎՈՒԹԱՅԻՆ ԼԱՐՎԱԾՈՒԹՅՈՒՆ

Հեղուկներում, ի տարբերություն գազերի, մոլեկուլների միջև գործում են զգալի ձգողության ուժեր, որոնք դրսևորվում են մի շարք երևույթներում: Ծանոթանանք այդ դրսևորումներից մեկին` **մակերևութային լարվածության** երևույթին:

Ինչպես գիտեք, մոլեկուլային փոխազդեցության ուժերն իրենց բնույթով կարճազորու են, այսինքն` գործում են համեմատաբար փոքր`  $r_0 \sim (1 \div 2) d$  կարգի հեռավորություններում, որտեղ  $d$ -ն մոլեկուլի տրամագիծն է:  $r_0$  մեծությունն անվանում են մոլեկուլային ուժերի **ազդեցության շառավիղ**: Եթե երկու մոլեկուլների հեռավորությունը գերազանցում է  $r_0$ -ն, ապա դրանք գործնականորեն չեն փոխազդում:

Հեղուկի խորքում մտովի առանձնացնենք որևէ  $A$  մոլեկուլ և նրա շուրջը գծենք  $r_0$  շառավիղով մի գնդաձև`  **$A$  մոլեկուլի ազդեցության ոլորտը** (նկ. 69):  $A$  մոլեկուլը ձգում է ազդեցության ոլորտի մոլեկուլներին և գործնականում չի փոխազդում մնացած մոլեկուլների հետ: Ազդեցության ոլորտում կան մեծ թվով մոլեկուլներ, որոնցից  $A$  մոլեկուլի վրա ազդող միջին ուժը գրո է: Սա է պատճառը, որ հեղուկում մոլեկուլները կարող են ազատ շարժվել միմյանց նկատմամբ: «Ցատկերի» հետևանքով որոշ մոլեկուլներ ազդեցության ոլորտից կարող են հեռանալ, ուրիշ մոլեկուլներ կարող են մտնել ազդեցության ոլորտ, սակայն պատկերը ժամանակի ընթացքում կմնա անփոփոխ:

Եթե մոլեկուլը հեղուկի մակերևութին է (օրինակ`  $B$  մոլեկուլը, (նկ. 69), ապա նրա ազդեցության ոլորտի ստորին կեսը լցնում են հեղուկի, իսկ վերին կեսը` գազի (գոլորշու) մոլեկուլները: Քանի որ



Նկ. 69. Տարբեր դիրքերում մոլեկուլի վրա ազդող ուժերի պատկերումը

գոլորշու խտությունը շատ փոքր է հեղուկի խտությունից, ապա  $B$  մոլեկուլի ազդեցության ոլորտի վերին կեսում մոլեկուլների թիվը շատ փոքր կլինի ստորին կեսում մոլեկուլների թվից: Հետևաբար`  $B$  մոլեկուլի վրա ազդող մոլեկուլները կարելի է ընտրել ուղղաձիգի նկատմամբ համաչափ գույգերով (նկ. 69): Ուստի` ամեն մի գույգից  $B$  մոլեկուլի վրա ազդող

ուժերի համագործը և, հետևաբար, բոլոր գույգերի ձգողության ուժերի  $F_B$  համագործն ուղղված կլինի հեղուկի մակերևույթին ուղղահայայ՝ դեպի հեղուկի խորքը:

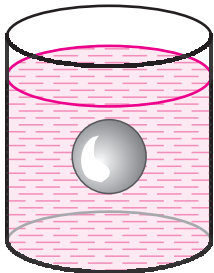
Հեղուկի մակերևույթի մոտ առանձնացված  $r_0$  հաստությամբ շերտի յուրաքանչյուր մոլեկուլի վրա ազդում է այդ մակերևույթին ուղղահայայ և դեպի հեղուկի խորքն ուղղված մի ուժ, որի մոդուլը մակերևույթից դեպի ներս խորանալիս փոքրանում է և  $r \propto r_0$  խորությունում հավասարվում գրոյի:

Մակերևութային շերտի ճնշման ուժերի ազդեցությամբ հեղուկը միշտ սեղմված վիճակում է, ուստի՝ հեղուկի խորքում մոլեկուլների միջև միջին հեռավորությունն ավելի փոքր է, քան մակերևութային շերտում: Այս պատճառով մակերևութային շերտի մոլեկուլների փոխադարձ ձգողության ուժերի շնորհիվ հեղուկի մակերևութային շերտը մշտապես ձգված և լարված վիճակում է:

Հեղուկի խորքում A մոլեկուլի և մակերևութային շերտում B մոլեկուլի վիճակների տարբերությունը պարզորոշ է դրսևորվում հատկապես էներգիական տեսանկյունից: Հեղուկի ծավալում հաստատուն ջերմաստիճանում մոլեկուլների միջին կինետիկ էներգիան նույնն է: Սակայն եթե համեմատենք մոլեկուլների պոտենցիալ էներգիաները, ապա կհամոզվենք, որ դրանք նույնն են միայն հեղուկի խորքային մոլեկուլների համար: Մակերևութային շերտի մոլեկուլներն ունեն ավելի մեծ պոտենցիալ էներգիա խորքային մոլեկուլների համեմատությամբ, քանի որ մոլեկուլը հեղուկի խորքից մակերևութային շերտ մտնելու համար անհրաժեշտ է կատարել որոշակի աշխատանք ձգողության ուժերը հաղթահարելու համար:

Որքան մեծ է հեղուկի մակերևույթի մակերեսը, այնքան շատ մոլեկուլներ են օժտված այդ հավելությունից պոտենցիալ էներգիայով: Հետևաբար՝ տրված զանգվածով հեղուկի մակերևույթի մակերեսը մեծանալիս (օրինակ՝ հեղուկի մեծ կաթիլը մանր կաթիլների տրոհելիս) հեղուկի ներքին էներգիան մեծանում է: Ներքին էներգիայի մեջ մակերևութային շերտի բաժինը կամ մակերևութային էներգիան համեմատական է մակերևութային շերտի մակերեսին: Մոլեկուլային ձգողության ուժերի ազդեցությամբ հնարավորության դեպքում մակերևութային շերտի մոլեկուլները ձգտում են անցնել հեղուկի խորքը, ուստի՝ տրված պայմաններում հեղուկի մակերևույթի մակերեսը նվազագույնն է:

Հեղուկի՝ իր մակերևույթի մակերեսը հնարավորինս փոքրացնելու ձգտումը հստակ դրսևորվում է տարբեր երևույթներում: Այսպես՝ հեղուկի փոքրիկ կաթիլները ձգտում են ընդունել գնդի ձև, օրինակ՝ սնդիկի կաթիլները հորիզոնական հարթ ապակու մակերևույթին, ջրի կաթիլները՝ շիկապած ջեռույչի մակերևույթին,



Նկ.70. Անդրինի կաթիլն աղաջրում

երբ նրա վրա է ընկնում ջրի շիթը, կամ ջրի կաթիլները՝ փոշոտ ճանապարհին և այլն: Հեղուկի այսպիսի վարքը պայմանավորված է այն հանգամանքով, որ տրված զանգվածի (ծավալի) դեպքում ամենափոքր մակերեսով մակերևույթ ունի գունդը: Փոքրիկ կաթիլի դեպքում ծանրության ուժի ազդեցությամբ պայմանավորված դեֆորմացիան փոքր է, և մոլեկուլային ուժերի ազդեցությամբ կաթիլն ընդունում է գնդի ձև: Մասնավորապես՝ անկշռության պայմաններում ծանրության ուժը չի դեֆորմացնում կաթիլը, և այն ընդունում է գնդի ձև, ընդ որում, գունդը կարող է ունենալ (կախված հեղուկի քանակից)

կամայական շառավիղ: Մեծ գնդաձև կաթիլ կարելի է ստանալ ոչ միայն անկշռության պայմաններում: Եթե կերակրի աղի ջրային լուծույթի մեջ լցնենք անիլին և աղաջրի խտությունը հավասարեցնենք անիլինի խտությանը, ապա կտեսնենք, որ անիլինի կաթիլը լողում է ջրում՝ ընդունելով գնդի ձև (նկ. 70): Գնդի յուրաքանչյուր կետում հիդրոստատիկ ճնշումը համակշռվում է աղաջրի հիդրոստատիկ ճնշմամբ, իսկ մոլեկուլային ձգողության ուժերը կաթիլին տալիս են գնդի ձև:



### Հարցեր և առաջադրանքներ

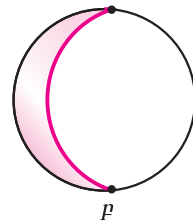
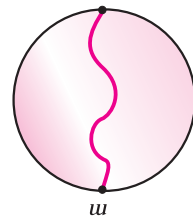
1. Ի՞նչ է մոլեկուլի ազդեցության ուրուրը:
2. Ի՞նչ ուժեր են ազդում մոլեկուլների վրա հեղուկի խորքում և մակերևութային շերտում:
3. Ինչու՞ հեղուկի փոքրիկ կաթիլներն ընդունում են գնդի ձև:
4. Ինչու՞ գոլալից ծորացող մեղրի բարակ շիթը, կրկվելով, վերածվում է դեպի գոլալը բարձրացող գնդիկի:
5. Եթե կոտրված ապակու սուր եզրը պահեք բոցի վրա մինչև նրա փափկելը, այն կընդունի կոր մակերևույթի տեսք: Բացարկե՞ք նկարագրված երևույթը:
6. Ինչու՞ է անկշռության պայմաններում հեղուկն ընդունում գնդի ձև:

## § 36. ՄԱԿԵՐԵՎՈՒԹԱՅԻՆ ԼԱՐՎԱԾՈՒԹՅԱՆ ՈՒԺ

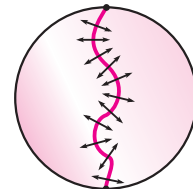
Հեղուկի՝ արված պայմաններում հնարավոր ամենափոքր մակերևույթի մակերես ունենալու ձգտումը հատկապես ցայտուն է դրսևորվում հետևյալ փորձում: Բարակ թելի երկու ծայրերն ամրացնենք օղակին և, օղակը մտցնելով օճառաջրի լուծույթի մեջ, ստանանք օղակի մակերեսը պատող թաղանթ (նկ. 71, ա): Քանի դեռ թաղանթն ամբողջական է, թելն ունի այն ձևը, ինչ այն պատահաբար ընդունել էր օճառաջրի թաղանթն առաջանալիս: Եթե այժմ թելի մի կողմում թաղանթը վերացնենք (օրինակ՝ ծակենք), ապա մյուս կողմում մնացած թաղանթն իսկույն կփոքրացնի իր մակերևույթի մակերեսը և կձգի թելը (նկ. 71, բ): Հեղուկի մակերևույթի մակերեսը հնարավորինս փոքրացնելու ձգտումը կարելի է արտահայտել քանակապես՝ սահմանելով «մակերևութային լարվածության ուժ» հասկացությունը:

Օճառաջրի ամբողջական թաղանթի դեպքում թելը, անկախ իր ձևից, հավասարակշռության վիճակում է: Այս փաստից հետևում է, որ թելի յուրաքանչյուր հատվածի վրա տարբեր կողմերից մոլեկուլներն ազդում են մոդուլով հավասար, տարբեր կողմեր ուղղված և այդ հատվածին ուղղահայաց ուժերով (նկ. 72): Վերացնելով մի կողմի թաղանթը՝ վերացնում ենք թելի վրա այդ կողմից ազդող ուժը, ուստի՝ մյուս կողմից ազդող և չհամակշռված ուժերի շնորհիվ թելը ձգվում է՝ ընդունելով որոշակի ձև:

Մակերևութային լարվածության ուժը որոշելու համար օճառաջրի մեջ իջեցնենք մետաղալարից պատ-



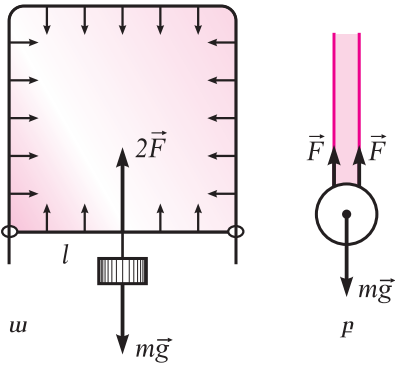
Նկ. 71. Օճառաջրի թաղանթի վրա թելի ձևը. ա. մինչև թաղանթի ծակելը, բ. թաղանթն աջ կողմում ծակելուց հետո



Նկ. 72. Թելի վրա օճառաջրի թաղանթից ազդող ուժերը

Մակերևութային լարվածության արժեքները

Նյութ	t, °C	σ, Ն/մ
Ջուր (մաքուր)	20	0,0725
Օճառի լուծույթ	20	0,040
Սպիրտ	20	0,022
Եթեր	25	0,017
Հեղուկ ջրածին	-253	0,0021
Հեղուկ հելիում	-269	0,00012
Սնդիկ	20	0,470
Ոսկի (հալույթ)	1130	1,102



Նկ. 73. Շրջանակի ստորին կողմի վրա ազդող ուժերը

րաստված ուղղանկյուն շրջանակ, որի ստորին կողմը շարժական է (նկ. 73,ա): Շրջանակի վրա առաջացած թաղանթը մակերևութային լարվածության ուժերով դեպի վեր է ձգում շարժական կողմը, որը հավասարակշռության մեջ պահելու համար անհրաժեշտ է ազդել դեպի ներքև ուղղված ուժով՝ փոքրիկ բեռի կշռով (նկ. 73,բ, շարժական կողմի տրամագիծը և թաղանթի հաստությունը մեծացված են): Չափելով թաղանթի երկու մակերևութայինների 2/ սահմանագծի վրա ազդող 2F ուժը, որը հավասար է բեռի mg կշռին, սահմանագծի միավոր երկարության վրա ազդող ուժի համար կստանանք՝

$$\sigma = \frac{mg}{2l} = \frac{2F}{2l} = \frac{F}{l} \tag{5.1}$$

σ մեծությունը կոչվում է **հեղուկի մակերևութային լարվածություն** և արտահայտվում է Ն/մ միավորով: / սահմանագծի վրա ազդող մակերևութային լարվածության

$$F = \sigma l \tag{5.2}$$

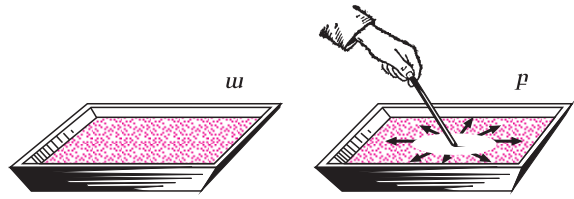
ուժը թաղանթի հարթության մեջ է և ուղղահայաց է / կողմին:

**Մակերևութային լարվածությունը կախված է հեղուկի տեսակից:**

4-րդ աղյուսակում ներկայացված են մի քանի հեղուկի մակերևութային լարվածության արժեքները: Այդ տվյալներից հետևում է, որ հեշտ գոլորշիացող հեղուկների (սպիրտ, եթեր) համար σ-ն, հետևաբար՝ նաև մոլեկուլային փոխազդեցության (ձգողության) ուժերն ավելի փոքր են, քան չլուծող հեղուկներինը (օրինակ՝ սնդիկինը): Հենց նույն պատճառով եթերի և սպիրտի հագեցած գոլորշիների ճնշումը տրված ջերմաստիճանում ավելի մեծ է (§32):

Մակերևութային լարվածությունը կախված է հեղուկում խառնուրդների առկայությունից, որոնք, որպես կանոն, փոքրացնում են σ-ի արժեքը: Դրանում հեշտ է համոզվել հետևյալ փորձով: Եթե տալիս փոշով պատված ջրի մակերևութին կաթեցնենք եթերի կաթիլ, փոշին կաթիլից արագորեն կհեռանա բոլոր ուղղություններով՝ ջրի մակերևութին առաջացնելով շրջանաձև հետք՝ ջրի մաքուր մակերևութը (նկ. 74, ա,բ): Բանն այն է, որ եթերի կաթեցման տիրույթում σ-ն փոքրանում է, և «եթեր-ջուր» սահմանի վրա ջրից ազդող ավելի մեծ մակերևութային լարվա-

ծության ուժի շնորհիվ այդ սահմանը տեղափոխվում է դեպի մաքուր ջրի տիրույթ, իսկ փոշին միայն տեսանելի է դարձնում սահմանի տեղաշարժը:



Նկ. 74. Ջրի մակերևույթին շրջանաձև հետքի առաջացումը

**Մակերևութային լարվածությունը կախված է հեղուկի ջերմաստիճանից**, քանի որ ջերմաստիճանի փոփոխությանը զուգընթաց փոփոխվում են միջմոլեկուլային փոխազդեցության ուժերը: Ջերմաստիճանը բարձրացնելիս մակերևութային լարվածությունը փոքրանում է:

Մակերևութային լարվածությունը կախված չէ հեղուկի մակերևույթի մակերեսից: Այս փաստից հետևում է, որ մակերևութային շերտը նման չէ բարակ, առաձգական թաղանթի, որն իր մեջ «պահում» է հեղուկը: Իրոք, ռետինե թաղանթի մակերեսը մեծացնելիս ձգող ուժն անհրաժեշտ է անընդհատ մեծացնել, այնինչ հեղուկի մակերևույթի մակերեսը մեծացնելիս կիրառված ուժը (տրված  $l$ -ի համար) մնում է հաստատուն. մակերեսի աճը պայմանավորված է հեղուկի ծավալից դեպի մակերևութային շերտ մոլեկուլների լրացուցիչ քանակի անցմամբ:

Հեղուկի մակերևութային լարվածության իմաստը կարելի է մեկնաբանել նաև էներգիական մեծությունների միջոցով: Եթե 74-րդ նկարում պատկերված փորձում, հաստատուն պահելով ջերմաստիճանը, շատ դանդաղ՝ քվադրատափ ձևով, մեծացնենք թաղանթի մակերեսը՝  $l$  կողմն իջեցնելով  $\Delta x$  չափով, ապա արտաքին ուժի կատարած աշխատանքը՝  $A = F_w \Delta x$ : Մակերևութային լարվածության ուժերի համագործի կատարած աշխատանքը՝

$$A' = - A = - 2\sigma \Delta x = - \sigma \Delta S, \quad (5.3)$$

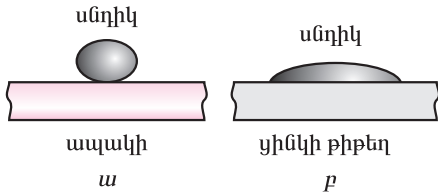
քանի որ, ըստ (5.2) բանաձևի,  $F_w = 2F = 2\sigma l$ , իսկ թաղանթի երկու մակերևույթների մակերեսների ընդհանուր փոփոխությունը՝  $\Delta S = 2l \Delta x$ : Եթե հեղուկի մակերևույթի ընդհանուր մակերեսը մեծանում է՝  $\Delta S > 0$ , ապա արտաքին ուժի կատարած աշխատանքը դրական է՝  $A > 0$ : Ուստի՝  $\sigma$ -ն կարելի է սահմանել որպես հեղուկի մակերևույթի մակերեսը հաստատուն ջերմաստիճանում միավոր մակերեսով մեծացնելու համար պահանջող աշխատանք:  $\sigma$ -ի միավորը  $\text{Ջ/մ}^2$ -ն է, որը, բնականաբար, համընկնում է  $\text{Ն/մ}$  -ի հետ:

### Հարցեր և առաջադրանքներ

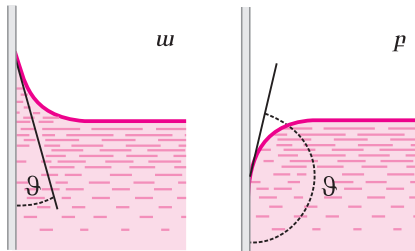
1. Սահմանեք մակերևութային լարվածությունը: 2. Ինչի՞ց է կախված մակերևութային լարվածության արժեքը: 3. Ինչպե՞ս է ուղղված մակերևութային լարվածության ուժը: 4. Եթե ջրի մակերևույթին թել դնենք և նրա մի կողմում եթեր կաթեցնենք, ապա թելը կտեղափոխվի: Բացարդեք այս երևույթը և պարզեք, թե թելը որ կողմ կշարժվի: (Օգտվեք 3-րդ աղյուսակի տվյալներից): 5. Որո՞նք են մակերևութային լարվածության ուժերի և առաձգականության ուժերի տարբերությունն ու նմանությունը: 6. Ի՞նչ տեսք կընդունի օձառաջրի թաղանթին դրված թելի տղակը, եթե նրա ներսում թաղանթը ծակենք:

## § 37. ԹԻՋՈՒՄ: ՄԱՀԱԿԱՆ ԵՐԵՎՈՒՅԹՆԵՐ

Մնդիկի փոքրիկ կաթիլներն ապակու մակերևույթին ընդունում են գնդի ձև: Սակայն եթե սնդիկի կաթիլը դրվի մաքուր ցինկե քիթեղի վրա, ապա այն կտարածվի քիթեղի մակերևույթով՝ մեծացնելով քիթեղի հետ հպման մակերեսը (նկ. 75): Ջրի կաթիլը տարածվում է ապակու մակերևույթին, սակայն յուղով կամ պարաֆինով պատված մակերևույթի վրա ընդունում է գնդի ձև:



Նկ. 75. Սնդիկը չի բրջում ապակին ( $w$ ), բայց բրջում է ցինկը ( $p$ )



Նկ. 76. Թրջող ( $w$ ) և չթրջող ( $p$ ) հեղուկը անոթի պատի մոտ

րորդ դեպքում՝ հեղուկը չի բրջում պինդ մարմինը (օրինակ՝ ջուրը չի բրջում յուղոտ քուրքը, սնդիկը չի բրջում ապակին. նկ. 76, ք):

Թրջման երևույթը բանակապես բնութագրվում է  $\theta$  **թրջման անկյունով**, որը հեղուկի մակերևույթին տարված շոշափող հարթության և պինդ մարմնի մակերևույթի միջև անկյունն է (վերջվում է հեղուկի ներսում): Եթե հեղուկը թրջող է, ապա թրջման անկյունը սուր է՝  $\theta < 90^\circ$  (նկ. 76, ա), իսկ եթե չթրջող է, ապա թրջման անկյունը բութ է՝  $90^\circ < \theta < 180^\circ$  (նկ. 76, ք): Լրիվ թրջման դեպքում  $\theta = 0$ , իսկ լրիվ չթրջման դեպքում  $\theta = 180^\circ$ :

Թրջման երևույթն ազդում է անոթում հեղուկի ազատ մակերևույթի ձևի վրա: Եթե հեղուկը լցված է լայն անոթի մեջ, ապա նրա մակերևույթի ձևը որոշվում է ծանրության ուժով, որն ապահովում է հեղուկի մակերևույթի հարթ լինելը և հորիզոնական դիրքը: Սակայն անոթի պատերի անմիջական մոտակայքում հեղուկի մակերևույթն այնուամենայնիվ կորանում է: Եթե հեղուկը թրջում է անոթի պատը, ապա պատի մոտ հեղուկը բարձրանում է (նկ. 76, ա), իսկ եթե չի բրջում, ապա պատի մոտ հեղուկն իջնում է (նկ. 76, ք):

Թրջման երևույթն ունի գործնական կարևոր նշանակություն: Այն օգտագործվում է տսնձման, գողման, ներկման և այլ պրոցեսներում և հատկապես հանքարդյունաբերության մեջ՝ հանքանյութի հարստացման համար: Հանքահարստացումը կատարվում է հետևյալ եղանակով: Օգտակար հանածո (օրինակ՝ քանկարժեք

Ինչո՞վ է պայմանավորված հեղուկների նման վարքը:

Եթե հեղուկը հավում է պինդ մակերևույթի, ապա հեղուկի և պինդ մարմնի մոլեկուլների փոխազդեցության ուժերն սկսում են էական դեր խաղալ: Եթե հեղուկի և պինդ մարմնի մոլեկուլների ձգողության ուժերը գերազանցում են հեղուկի մոլեկուլների ձգողության ուժերը, ապա հեղուկը տարածվում է պինդ մարմնի մակերևույթով: Հակառակ դեպքում, երբ «հեղուկ-պինդ մարմին» ձգողությունը չի գերազանցում հեղուկի մոլեկուլների միջև ձգողությունը, հեղուկը ձգտում է ընդունել գնդի ձև: Առաջին դեպքում ընդունված է ասել, որ հեղուկը թրջում է տվյալ պինդ մարմինը (օրինակ՝ ջուրը թրջում է ապակին, սնդիկը թրջում է ցինկը, նկ. 76, ա), իսկ երկ-



մետաղ) պարունակող հանքանյութն աղալով վերածում են  $0,1 \div 0,01$  մմ չափի հատիկներով փոշու և խառնում ջրին: Այնուհետև ջրի մեջ կաթեցնում են որևէ հեղուկ (օրինակ՝ յուղ), որը թրջում է մետաղի հատիկները, սակայն չի թրջում դատարկ ապարը: Ջրի և փոշու խառնուրդի մեջ օդ է մղվում և անընդհատ խառնվում: Օդի պղպջակները կաչում են յուղի բարակ շերտով պարուրված մետաղի հատիկներին: Մետաղի հատիկի և նրան կպած օդի պղպջակի միջին խտությունն ավելի փոքր է, քան ջրի խտությունը, ուստի՝ մետաղահատիկը լողում է դեպի վեր: Դատարկ ապարի հատիկները չեն կաչում օդի պղպջակներին և իջնում են ներքև՝ հավաքվելով անոթի հատակին: Այս եղանակով օգտակար հանածոն անջատում են դատարկ ապարներից և ստանում օգտակար հանածոյով հարուստ և հետագա մշակման համար պիտանի խտանյութ:

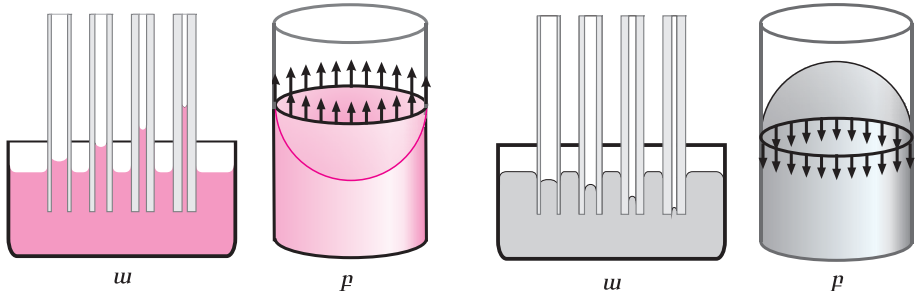
**Մազականոթյուն:** Առօրյա կյանքում հաճախ օգտագործում ենք այնպիսի նյութեր, որոնց մեջ կան բազմաթիվ նեղ անցքեր, օրինակ՝ ծծանը, փայտը, հողը, գործվածքը և այլն: Այս նյութերն ընդունակ են ներծծելու ջուր կամ այլ հեղուկներ: Օրինակ՝ սրբիչը ներծծում է ջուրը, լամպում նավթը կամ սպիրտը բարձրանում են պատրույգով և այլն:

Հեղուկի բարձրանալը կարելի է դիտել նաև շատ նեղ՝ 1 մմ-ից փոքր տրամագծով խողովակներում, որոնք ընդունված է անվանել **մազանոթներ** կամ **մազական խողովակներ**:

Եթե ջրով լի լայն անոթի մեջ իջեցնենք տարբեր տրամագծերով մազանոթներ, ապա կտեսնենք, որ ջուրը բարձրանում է մազանոթներով, ընդ որում, այնքան ավելի վեր, որքան փոքր է խողովակի տրամագիծը (նկ. 77, ա):

Ջուրն ապակե մազանոթում բարձրանում է մակերևութային լարվածության ուժերի ազդեցությամբ: Ջուրը թրջում է ապակին, ուստի՝ մազանոթի մեջ՝ պատերի մոտ, ջրի մակերևույթը կորանում է, առաջանում է **մենիսկ** (հունարեն «մենիսկոս»՝ լուսնաձև բառից)՝ կոր մակերևույթ, որի մակերեսն ավելի մեծ է, քան մազանոթի հատույթի մակերեսը: Մակերևութային լարվածության ուժերը ձգտում են փոքրացնել մենիսկի կորությունը և դրանով իսկ՝ նրա մակերևույթի մակերեսը, որի հետևանքով ջրի նոր քանակություն է մտնում մազանոթի մեջ: Այս պրոցեսը շարունակվում է այնքան, մինչև որ մակերևութային լարվածության ուժերի ազդեցությունը հավասարվում է մազանոթում հեղուկի սյան հիդրոստատիկ ճնշման ուժով:

Որոշենք մազանոթում հեղուկի սյան բարձրությունը: Ենթադրենք, որ թրջումը լրիվ է՝  $\theta = 0$ : Այս դեպքում մենիսկը կիսուլորտ է, որի շառավիղը հավասար է մազա-



**Նկ. 77.** Թրջող հեղուկի բարձրանալը մազանոթներում

**Նկ. 78.** Չթրջող հեղուկի իջնելը մազանոթներում

նոթի  $r$  շառավղին (նկ. 77,բ): Մազանոթի վրա նրա պարագծի երկայնքով ազդում են դեպի ներքև ուղղված մակերևութային լարվածության ուժերը, որոնց համագործակցությամբ  $F = \sigma l = \sigma 2\pi r$ : Նյութաբանների օրենքի համաձայն՝ մազանոթի պատը մոդուլով հավասար և հակառակ ուղղված ուժով ազդում է հեղուկի վրա: Հավասարակշռության վիճակում այդ ուժը համակշռվում է  $h$  բարձրությամբ հեղուկի սյան վրա ազդող ծանրության ուժով, այսինքն՝

$$2\pi r\sigma = mg = \rho Vg, \quad (5.4)$$

որտեղ  $\rho$ -ն հեղուկի խտությունն է,  $V = \pi r^2 \cdot h$ -ը՝ հեղուկի սյան ծավալը: (5.4) հավասարումից մազանոթում հեղուկի սյան բարձրության համար կստանանք՝

$$h = \frac{2\sigma}{\rho g r}, \quad (5.5)$$

համաձայն որի մազանոթում հեղուկի սյան բարձրությունը (լայն անոթում հեղուկի մակարդակի նկատմամբ) ուղիղ համեմատական է մակերևութային լարվածությանը և հակադարձ համեմատական՝ հեղուկի խտությանը և մազանոթի շառավղին:

Եթե ապակե մազանոթներն իջեցնենք սնդիկով լցված լայն անոթի մեջ, ապա կտեսնենք, որ մազանոթներում սնդիկի մակարդակները լայն անոթում սնդիկի մակարդակից ներքև են, ընդ որում, որքան փոքր է մազանոթի շառավղի, այնքան ցածր է նրա մեջ սնդիկի մակարդակը (նկ. 78,ա): (5.5) բանաձևը կիրառելի է նաև այս դեպքում, ընդ որում,  $h$ -ը սնդիկի մակարդակների տարբերությունն է լայն անոթում և մազանոթում: Չորջող հեղուկի դեպքում մենիսկն ունի ուռուցիկ ձև (նկ. 78,բ):

Մազականության երևույթը կարող է դիտվել ոչ միայն մազանոթներում, այլև իրար շատ մոտ դրված մակերևութների միջև:

Մազական երևույթները տարածված են բնության մեջ, կիրառվում են տեխնիկայում, կենցաղում և կարևոր դեր են խաղում ամենատարբեր պրոցեսներում:

Այսպես՝ բույսերի արմատներում, ցողուններում և տերևներում առկա մազանոթային համակարգի միջոցով ջուրը և սննդանյութերի ջրային լուծույթները քափանցում և տարածվում են բույսերում:

Ջուրը գետնի վերին շերտերն է բարձրանում մազականության շնորհիվ: Գետնի վերին շերտերից ջրի գոլորշացումը փոքրացնելու և խոնավությունը հողում պահելու նպատակով հողը վարում կամ ցաքանում են՝ քանդելով մազանոթների համակարգը, որն ունի կարևոր նշանակություն գյուղատնտեսության մեջ:

Շինարարության մեջ օգտագործվող շինանյութերում (քար, աղյուս, բետոն, փայտ և այլն) կան բազմաթիվ մազանոթներ, որոնցով ջուրը շինության հիմքից բարձրանում է վեր՝ խոնավացնելով կառույցը: Ուստի՝ կառույցները խոնավությունից պաշտպանելու նպատակով կատարում են ջրամեկուսացում՝ նրանց հիմքերը պատելով տաք բիտումով, ջրամերժ ցեմենտով և այլ ջրամեկուսիչ նյութերով:

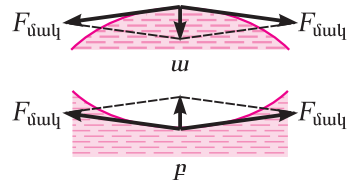


### Շարքեր և առաջադրանքներ

1. Ո՞րն է թրջման երևույթը: 2. Ինչու՞ է հեղուկի մակերևույթը կորանում անոթի պարի փոքրի մոտ: 3. Ինչու՞ թանաքով հնարավոր չէ գրել յուղոպ թղթի վրա: 4. Ինչու՞ հնարավոր չէ այլուժինը գողել անագի գողանյութով: 5. Բացատրե՛ք հանքահարստացման երևույթը: 6. Ո՞րն է մազականության եղությունը: 7. Ի՞նչ բանաձևով է որոշվում մազանոթում հեղուկի սյան բարձրությունը: 8. Որակապես բացատրե՛ք մազանոթում հեղուկի սյան բարձրության (5.5) բանաձևը:

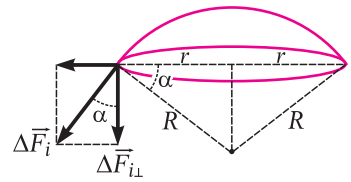
# § 38. ՇԵՂՈՒԿԻ ԿՈՐ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԻ ԱՌԱՋԱՑՐԱԾ ՃՆՆՈՒՄԸ: ԼԱՊԼԱՍԻ ԲԱՆԱԶԵՎԸ

Եթե հեղուկը սահմանափակված է կոր մակերևույթով (օրինակ՝ կաթիլը կամ պղպշակը), ապա մակերևութային լարվածության ուժերը, որոնք ուղղված են հեղուկի մակերևույթի շոշափողով, առաջացնում են լրացուցիչ ճնշում, որը հայտնի է որպես **լապլասյան ճնշում**: Ուռույիկ մակերևույթի դեպքում մակերևութային ուժերի համագործ ուղղված է դեպի հեղուկի ներսը, իսկ գոգավոր մակերևույթի դեպքում՝ դեպի դուրս (նկ. 79, ա, բ):



**Նկ. 79.** Մակերևույթի կորացմամբ պայմանավորված համագործի առաջացումը

Հետևաբար՝ ուռույիկ մակերևույթով սահմանափակված հեղուկում ճնշումն ավելի մեծ կլինի, քան նրա շրջակա միջավայրում (հեղուկում կամ գազում), իսկ գոգավոր մակերևույթի դեպքում՝ ավելի փոքր:



**Նկ. 80.** Գնդային սեգմենտի պարագծի  $i$ -րդ հատվածի վրա ազդող ուժը

Այժմ պարզենք հեղուկի մակերևույթի կորության և դրա հետևանքով առաջացած ճնշման միջև կապը: Դիտարկենք  $R$  շառավղով գնդաձև մակերևույթի մի փոքր հատված (նկ. 80): Նրա պարագիծը  $r$  շառավղով շրջանագիծ է, որի բոլոր կետերում ազդում են մակերևութային լարվածության  $\Delta\vec{F}_i$  ուժերը: Պարագծի  $\Delta l$  հատվածի վրա ազդող ուժի ուղղահայաց բաղադրիչի մոդուլը՝

$$\Delta F_{iL} = \Delta F_i \cos \alpha = \sigma \Delta l \cos \alpha, \quad (5.6)$$

որտեղ  $\alpha$  անկյունը նույնն է պարագծի բոլոր կետերում: Պարագծի բոլոր  $\Delta l$  ( $i=1, 2, \dots, N$ ) հատվածների վրա ազդող ուժերի ուղղահայաց բաղադրիչների գումարը՝

$$\begin{aligned} F_L &= \Delta F_{1L} + \Delta F_{2L} + \dots + \Delta F_{NL} = \\ &= \sigma \cos \alpha (\Delta l_1 + \Delta l_2 + \dots + \Delta l_N) = 2\pi r \sigma \cos \alpha, \end{aligned} \quad (5.7)$$

որտեղ  $2\pi r$ -ը պարագծի երկարությունն է:  $F_L$  ուժն ազդում է  $r$  շառավղով շրջանի  $\pi r^2$  մակերեսի վրա, ուստի՝ նրա ստեղծած ճնշումը՝

$$\rho_L = \frac{2\pi r \sigma \cos \alpha}{\pi r^2} = \frac{2\sigma \cos \alpha}{r}. \quad (5.8)$$

79-րդ նկարից ակնհայտ է, որ  $r = R \cos \alpha$ , ուստի (5.8) արտահայտությունը կընդունի հետևյալ տեսքը՝

$$\rho_L = \frac{2\sigma}{R}, \quad (5.9)$$

որը հայտնի է որպես Պիեռ Լապլասի բանաձև: Համաձայն (5.9) բանաձևի՝ որքան փոքր է մակերևույթի կորության  $R$  շառավղի, այնքան մեծ է լապլասյան ճնշումը, իսկ տրված կորության շառավղի դեպքում այն համեմատական է հեղուկի մակերևութային լարվածությանը: Լապլասյան ճնշումը համեմատաբար մեծ արժեքներ է ընդունում շատ փոքր  $R$ -երի դեպքում: Օրինակ՝  $R=10^{-6}$  մ շառավղով ջրի կաթիլում ( $\sigma_{\text{ջր}} \approx 7,25 \cdot 10^{-2}$  Ն/մ, տե՛ս 4-րդ աղյուսակ) լապլասյան ճնշումը՝

$\rho_L = 1,45 \cdot 10^5 \text{ Պա} \approx 1,43 \text{ մթն}$ : Հարթ մակերևույթի դեպքում, որը կարելի է դիտարկել որպես գնդային մակերևույթի սահման, երբ  $R \rightarrow \infty$ , լապլասյան ճնշումը գրո է:

Լապլասյան ճնշման (5.9) բանաձևը կարելի է ստանալ նաև (5.5) առնչությու-  
նից, եթե այն ներկայացնենք հետևյալ կերպ՝

$$\rho gh = \frac{2\sigma}{r} \quad (5.10)$$

(5.6) առնչության ձախ մասում գրված մեծությունը  $h$  բարձրությամբ հեղուկի սյան հիդրոստատիկ ճնշումն է: Հետևաբար՝ այդ մասում գրվածը նույնպես ճնշում է, որը պայմանավորված է հեղուկի մակերևութային շերտի առկայությամբ ( $\sigma \neq 0$ ) և մակերևույթի կորությամբ (մենիսկով): Այսպիսով՝ գոգավոր մակերևութային շեր-  
տում գործող մոլեկուլային ուժերի շնորհիվ ստեղծված ճնշումը փոքր է հեղուկի հորիզոնական մակերևույթի վրա ճնշումից  $2\sigma/r$  չափով, որի հետևանքով էլ հեղու-  
կը բարձրանում է մագանոթով: Ընդհակառակը, չքրջող հեղուկի դեպքում ուռույցիկ մակերևույթի ստեղծած ճնշումը մեծ է հեղուկի մակերևույթի վրա ճնշումից  $2\sigma/r$  չա-  
փով, ուստի հեղուկի մակարդակը մագանոթում իջնում է:

Լրիվ թրջող կամ լրիվ չթրջող հեղուկի դեպքում կորության  $R$  շառավիղը հա-  
մընկնում է մագանոթի  $r$  շառավիղին:



### Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Ինչո՞վ է պայմանավորված կոր մակերևույթով սահմանափակված հեղուկում լրացու-  
ցիչ ճնշման առաջանալը: 2. Ինչպե՞ս է ճնշման փոփոխությունը կախված մակերևույ-  
թի կորությունից: 3. Ի՞նչ բանաձևով է արտահայտվում հեղուկի մակերևույթի կորու-  
թյամբ պայմանավորված ճնշումը: 4. Ինչո՞ւ կաթոցիկի սրորին անցքը պեղք է նեղ լինի:  
5. Գնահատե՛ք ջրի  $R=10$  սմ շառավիղով մակերևույթի սրեղծած լապլասյան ճնշումը:

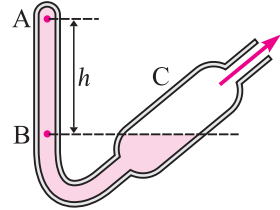
Մտորո՞ւմ ե՞ս

Հեղուկները և գազերը ճնշում են գործադրում անոթի պատերին, որը կարող է փոփոխվել գրոյից մինչև շատ մեծ դրական արժեքներ: Իսկ հնարավոր է, որ ճնշումը լինի բա-  
ցասական: Պարզվում է՝ այո: Ռոշակի պայմաններում հե-  
ղուկում (բայց ոչ գազում) հնարավոր է բացասական ճնշման գոյությունը: Բացասական ճնշում կարելի է ստանալ նկա-  
րում պատկերված սարքի օգնությամբ: Հեղուկի սյան A և B  
կետերում ճնշումների տարբերությունը՝

$$p_A - p_B = \rho gh,$$

որտեղ  $\rho$ -ն հեղուկի խտությունն է: Վակուումային պոմպի միջոցով C անոթում ստեղծվում է գրոյին մոտ ճնշում, ուստի՝ հեղուկի նույն հորիզոնական հարթության B կետում ճնշումը՝  $p_B \approx 0$ : Բայց այդ դեպքում A կետում ճնշումը կլինի բացասական՝  $p_A = -\rho gh$ : Բնական է սպասել, որ C անոթում ճնշման նվազման հետ հեղուկի սյունը կիջնի, սակայն եթե անոթը իդեալական մաքուր է, իսկ հեղուկը՝ զերծ խառնուրդներից, այն կարող է մնալ ուղղաձիգ խողովակում: Այս եղանակով հաջողվել է ստանալ  $-270$  մթն ճնշում: Պարզվում է, որ բա-  
ցասական ճնշման տակ հեղուկն անկայուն է. ամենավտրբ գրգռման ազդեցությամբ այն վերածվում է կաթիլների, իսկ խողովակում նրա մակարդակն իջնում է:

Բացասական ճնշման դեպքում հեղուկը կարծես դեպի իրեն է ձգում անոթի պատե-  
րը, լարվածությունն առկա է ոչ միայն մակերևութային շերտում, այլև հեղուկի ամբողջ ծա-  
վալում: Հեղուկը մնում է հոծ՝ շնորհիվ նրա մոլեկուլների միջև գործող ձգողության ուժերի, իսկ, օրինակ, ջրի խզման ամրությունը հասնում է մինչև  $3 \cdot 10^6$  Պա-ի:



Դեռ վաղուց մարդկանց հետաքրքրել է այն հարցը, թե ինչպես է ջուրը հասնում բարձր ծառերի կատարին, որոնց բարձրությունը կարող է գերազանցել 100 մետրը:

Ջուրը և նրա մեջ լուծված հանքային նյութերը վեր են բարձրանում փայտանյութի մազանոթներով, որոնց շառավիղը  $0,01 \div 0,3$  մմ է: Գնահատումների համաձայն՝ անգամ ավելի բարակ մազանոթներում ջուրը բարձրանում է ոչ ավելի, քան 1,5 մ, իսկ մթնոլորտային ճնշման տակ այն կարող է բարձրանալ առավելագույնը 10,3 մ: Ուստի՝ ջրի բարձրանալը բարձր ծառի բնով չի կարելի բացատրել ոչ մթնոլորտային ճնշման, ոչ էլ մազական երևույթների ազդեցությամբ:

Ներկայումս՝ ընդունված է, որ հատկապես բարձր ծառերի սնույման հիմնական մեխանիզմը մոլեկուլների ձգողությունն է և բացասական ճնշումը: Ինչպես վկայում են կատարված ուղղակի չափումները, փայտանյութի մազանոթներում ճնշումը բացասական է և ծառի կատարի մոտ կարող է հասնել մինչև  $-25$  մթն-ի: Տերևներից ջրի գոլորշիացմանը գուրմնապ հեռացած մոլեկուլների փոխարեն գալիս են նորերը, և մոլեկուլային ձգողության ուժերը ջուրը ներքից բարձրացնում են վեր:

## ԽՆՃԻՐՆԵՐԻ ԼՈՒԾՄԱՆ ՕՐԻՆԱԿՆԵՐ

**1. 1 մմ շառավղով ապակե մազանոթը լցրեցին ջրով և դրեցին ուղղաձիգ դիրքով: Որոշել մազանոթում մնացած ջրի սյան բարձրությունը:**

**Լուծում:** *Առաջին եղանակ:* Մազանոթում մնացած ջրի սյունը պահվում է նրա վերին և ստորին մենիսկներով, որոնցից յուրաքանչյուրը սյան վրա ազդում է  $F = 2\pi r\sigma$  ուժով: Ջրի սյան հավասարակշռության  $mg = \rho\pi r^2 hg = 2F = 4\pi r\sigma$  պայմանից կստանանք՝  $h = 4\sigma/\rho rg$ : Տեղադրելով  $\rho = 10^3$  կգ/մ<sup>3</sup>,  $r = 10^{-3}$  մ և  $\sigma = 7,4 \cdot 10^{-2}$  Ն/մ՝ կստանանք՝  $h \approx 3 \cdot 10^{-2}$  մ:

*Երկրորդ եղանակ:* Մազանոթում մնացած ջրի սյան հիդրոստատիկ ճնշումը՝  $\rho gh$ -ը, հավասար է ստորին և վերին մենիսկների ստեղծած ճնշումների տարբերությանը՝  $\rho_{\text{սն}} - \rho_{\text{վ}} = \rho gh$ : Քանի որ  $\rho_{\text{սն}} = \rho_0 + 2\sigma/r$ , իսկ  $\rho_{\text{վ}} = \rho_0 - 2\sigma/r$ , որտեղ  $\rho_0$ -ն մթնոլորտային ճնշումն է, ապա  $\rho_{\text{սն}} - \rho_{\text{վ}} = \rho gh$  բանաձևից կստանանք՝

$$\rho_0 + \frac{2\sigma}{r} - \rho_0 - \frac{2\sigma}{r} = \rho gh \text{ կամ } h = \frac{4\sigma}{\rho rg}:$$

Պատասխան՝  $3 \cdot 10^{-2}$  մ:

**2. Սնդիկի  $5 \cdot 10^{-4}$  մ շառավղով կաթիլը, երկու զուգահեռ փթեղների միջև սեղմվելով, վերածվում է  $d = 5 \cdot 10^{-5}$  մ հաստությամբ «բլիթի»:** Ի՞նչ աշխատանք է կատարվել այդ սեղմման ընթացքում: Սնդիկի մակերևութային լարվածությունը  $0,47$  Ն/մ է:

**Լուծում:** Սեղմման աշխատանքը կարող ենք հաշվել  $A = \sigma(S_2 - S_1)$  բանաձևով, որտեղ  $S_1$ -ը և  $S_2$ -ը կաթիլի սկզբնական և վերջնական մակերևութների մակերեսներն են՝  $S_1 = 4\pi r^2$ ,  $S_2 \approx 2\pi R^2$ ,  $R$ -ը «բլիթի» շառավիղն է («բլիթի» կողմնային մակերևութի մակերեսը շատ փոքր է նրա հիմքի մակերեսից, ուստի՝  $S_{\text{բլիթ}} \approx S_2$ ): Սեղմման ընթացքում կաթիլի ծավալը մնում է անփոփոխ, հետևաբար՝  $\pi R^2 d = 4\pi r^3/3$ , ուստի՝  $R^2 = 4r^3/3d$ :  $S_1$ -ի և  $S_2$ -ի արտահայտությունները տեղադրելով աշխատանքի բանաձևի մեջ՝ կստանանք՝

$$A = 4\pi\sigma r^2 \cdot \frac{2r}{3d} - 1j = 8,4 \cdot 10^{-6} \text{ Ջ}:$$

Պատասխան՝  $8,4 \cdot 10^{-6}$  Ջ:

**3. Ջրի մակերևութային լարվածությունը որոշելու համար օգտագործվել է կաթոցիկ, որի ելքի անցքի տրամագիծը 2 մմ է: 40 կաթիլի զանգվածը հավասար է 1,9 գ-ի: Այս տվյալներով որոշել ջրի մակերևութային լարվածության արժեքը:**

**Լուծում:** Որոշենք ջրի մեկ կաթիլի զանգվածը՝ հաշվի առնելով, որ պոկվելու պահին կաթիլի վրա ազդող ծանրության ուժը հավասարակշռվում է կաթոցիկի ելքի անցքի պարագծով ազդող և դեպի վեր ուղղված մակերևութային լարվածության ուժով՝  $m_1 g = \sigma \cdot \pi d$ : Մյուս կողմից՝  $m_1 = m/N$ , որտեղ  $m$ -ը ջրի  $N$  կաթիլի զանգվածն է, հետևաբար՝

$$\sigma = \frac{m_1 g}{\pi d} = \frac{mg}{\pi d N} \approx 0,074 \text{ Ն/մ:}$$

**Պատասխան՝** 0,074 Ն/մ:

Խորացված

**4. Գիպոք՝ հեղուկի կաթիլն օդում է: Նրա մակերևութի հնարավորինս փոքր լինելու ձգտումը բերում է կաթիլի սեղմման և, հետևաբար, շրջապատի ճնշման համեմատությամբ նրա ներսում ճնշման աճի: Ստացեք մակերևութային լարվածությամբ պայմանավորված  $\rho_{\text{լրաց}}$  ճնշման արտահայտությունը:**

**Լուծում:** Մակերևութային լարվածության ուժերի կատարած աշխատանքը մակերևութի մակերեսը  $\Delta S$ -ով փոքրացնելիս հավասար է մակերևութային էներգիայի նվազմանը՝  $\sigma \Delta S$ , որտեղ  $\sigma$ -ն հեղուկի մակերևութային լարվածությունն է: Մյուս կողմից, այդ աշխատանքը կարելի է ներկայացնել նաև  $\rho_{\text{լրաց}} \Delta V$  արտահայտությամբ, որտեղ  $\Delta V$ -ն կաթիլի ծավալի փոփոխությունն է: Ուրեմն՝  $\sigma \Delta S = \rho_{\text{լրաց}} \Delta V$ :

Եթե գնդի շառավիղը նվազել է  $\Delta r$  չափով ( $\Delta r \ll r$ ), ապա

$$\Delta S = 4\pi(r - \Delta r)^2 - 4\pi r^2 \approx -8\pi r \Delta r,$$

$$\Delta V = \frac{4\pi}{3}(r - \Delta r)^3 - \frac{4\pi}{3}r^3 \approx -4\pi r^2 \Delta r,$$

որտեղ անտեսված են  $(\Delta r)^2$  և  $(\Delta r)^3$  փոքր անդամները: Այսպիսով՝

$$\sigma 8\pi r \Delta r = 4\pi r^2 \Delta r \rho_{\text{լրաց}} \quad \text{կամ} \quad \rho_{\text{լրաց}} = \frac{2\sigma}{r},$$

որը Լավլասի բանաձևն է կաթիլի համար ( $r = R$ ):

**Պատասխան՝**  $\rho_{\text{լրաց}} = 2\sigma/r$ :

**5. Ստացեք մակերևութի կորությամբ պայմանավորված ճնշման արտահայտություն հեղուկի գլանաձև զանգվածի համար:**

**Լուծում:** Օգտվենք նախորդ խնդրում ստացված  $\sigma \Delta S = \rho_{\text{լրաց}} \Delta V$  առնչությունից:  $h$  երկարությամբ և  $r$  շառավիղով գլանի շառավղի  $\Delta r$  փոփոխության դեպքում նրա մակերևութի մակերեսի և ծավալի փոփոխությունները՝

$$\Delta S = 2\pi h(r - \Delta r) - 2\pi hr \approx -2\pi h \Delta r,$$

$$\Delta V = \pi h(r - \Delta r)^2 - \pi hr^2 \approx -2\pi hr \Delta r,$$

ընդ որում,  $\Delta V$ -ում անտեսված է  $(\Delta r)^2$  փոքր անդամը: Այսպիսով՝

$$2\pi h \Delta r = \rho_{\text{լրաց}} \Delta V \approx -2\pi hr \Delta r, \quad \text{որտեղից՝} \quad \rho_{\text{լրաց}} = \frac{\sigma}{r}:$$

**Պատասխան՝**  $\rho_{\text{լրաց}} = \sigma/r$ :

§ 39. ԲՅՈՒՐԵՂԱՅԻՆ ՍԱՐՄԻՆՆԵՐ

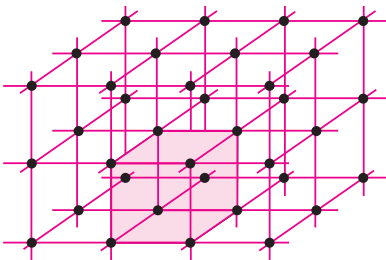
Պինդ վիճակը Երկրի վրա նյութի ամենատարածված ագրեգատային վիճակն է: Պինդ կոչվում են այն մարմինները, որոնք պահպանում են ոչ միայն իրենց ծավալը, այլև ձևը: Պինդ մարմիններում, ինչպես և հեղուկներում, ձգման կամ սեղմման պրոցեսում ծավալի փոքր փոփոխություններն ուղեկցվում են նրանց մեջ զգալի առածգական ուժերի առաջացմամբ: Սակայն պինդ մարմնում զգալի առածգական ուժեր ծագում են մաս նրա ձևի փոքր փոփոխությունների դեպքում, երբ մարմնի ծավալը չի փոփոխվում:

Ինչպես գիտեք, պինդ մարմինները՝ ըստ իրենց ներքին կառույցվածքի, լինում են բյուրեղային և ամորֆ:

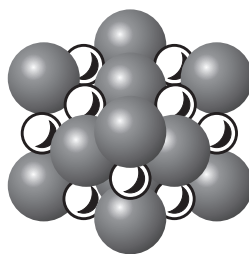
Բյուրեղային մարմինները կամ բյուրեղներն ունեն կանոնավոր ներքին կառույցվածք, այսինքն՝ նրանց մեջ մասնիկները (ատոմներ, իոններ կամ մոլեկուլներ) կատարում են փոքր լայնությով ջերմային տատանումներ որոշակի կետերի՝ բյուրեղային ցանցի հանգույցների շուրջ, որոնք տարածության մեջ բաշխված են պարբերաբար, խիստ համաչափ ձևով: Բյուրեղային ցանցը ոչինչ չի ասում մասնիկների չափերի, նրանց հեռավորությունների մասին: Այն պատկերում է մասնիկների կենտրոնների փոխադարձ դիրքերը տարածության մեջ: 81-րդ նկարում պատկերված է բյուրեղային ցանցի մի հատված:

Իրականում մասնիկները բյուրեղներում «դարսված» են բավականաչափ խիտ՝ նրանք հավում են իրար, անգամ՝ փոխներթափանցում (նկ. 82):

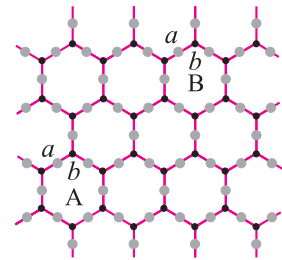
Բյուրեղի ներքին կանոնավոր կառույցվածքը կարելի է պատկերացնել նաև որպես տվյալ տեսակի մասնիկի շրջապատի անփոփոխություն՝ անկախ բյուրեղա-



Նկ. 81. Բյուրեղային ցանց

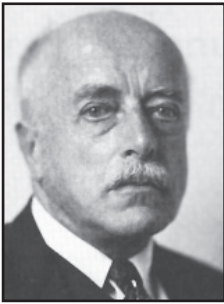


Նկ. 82. Մասնիկների դասավորությունը



Նկ. 83. Քվարցի բյուրեղի հարթ պատկերը





**Լաուն Մաքս**

1879-1960

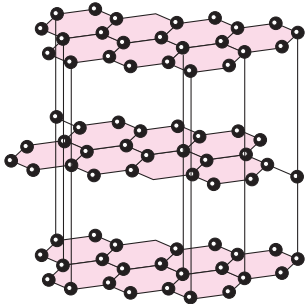
Գերմանացի նշանավոր ֆիզիկոս. հիմնական աշխատանքները վերաբերում են օպտիկային, հարաբերականության տեսությանը, պինդ մարմնի ֆիզիկային: Մշակել է բյուրեղներում ռենտգենյան ճառագայթների ինտերֆերենցի տեսությունը, որով դրվել են նյութի հետազոտման ռենտգենակառուցվածքային վերլուծության հզոր մեթոդի հիմքերը: Նոբելյան մրցանակի դափնեկիր է (1914 թ.):

յին ցանցում նրա զբաղեցրած դիրքից: 83-րդ նկարում պատկերված է քվարցի ( $SiO_2$ ) բյուրեղում մասնիկների դասավորության հարթ պատկերը: Անկախ բյուրեղում ընտրված տիրույթից՝  $A$  թե  $B$ , յուրաքանչյուր  $a$  մասնիկ ունի  $2 b$  հարևան, իսկ յուրաքանչյուր  $b$  մասնիկ՝  $3 a$  հարևան: Ընդունված է ասել, որ բյուրեղներում առկա է **հեռակա կարգ**:

Բյուրեղի արտաքին հատկանիշը նրա կանոնավոր երկրաչափական ձևն է: Դիտելով առանձին բյուրեղներ՝ կարելի է համոզվել, որ դրանք ունեն հարթ, ասես հղկված նիստեր, որոնք կանոնավոր բազմանկյուններ են, ընդ որում, յուրաքանչյուր բյուրեղի կողմերի և նիստերի միջև կազմված անկյունները որոշակի հաստատուն մեծություններ են: Հենց այս փաստն է անուղղակիորեն հուշել գիտնականներին դեռևս XVIII դարում առաջ քաշելու բյուրեղների ներքին կանոնավոր կառուցվածքի մասին վարկածը, որը հաստատել է Մաքս Լաունեն՝ 1912 թ. ռենտգենյան ճառագայթների օգնությամբ կատարած փորձերում: Ներքին կառուցվածքային համաչափության դրսևորումը բյուրեղի ֆիզիկական հատկությունների կախումն է բյուրեղում ընտրված ուղղությունից:

Առավել ցայտունորեն է դրսևորվում բյուրեղի մեխանիկական հատկությունների կախումն ուղղությունից: Բյուրեղները համեմատաբար հեշտությամբ ճեղքվում են որոշակի ուղղություններով: Օրինակ՝ փայլարի բյուրեղը կարելի է մի ուղղությամբ բաժանել առանձին, բավականաչափ բարակ թիթեղների, սակայն այն ճեղքել՝ ձգելով թիթեղները, չափազանց դժվար է:

Շերտավոր կառուցվածք ունի գրաֆիտի բյուրեղը (նկ. 84): Այն բաղկացած է ավելի քան մեկի ատոմների վեցանկյուններ պարունակող զուգահեռ շերտերից: Շերտերի հեռավորությունը մոտ երկու անգամ մեծ է շերտում ավելի քան մեկի ատոմների հեռավորությունից, ուստի շերտերը հեշտությամբ սահում են իրար վրայով, քանի որ հարևան շերտերի ատոմների փոխադարձ ձգողության ուժերը շատ ավելի թույլ են, քան միևնույն շերտում հարևան ատոմների փոխադարձ ձգողության ուժերը:



**Նկ. 84.** Գրաֆիտի բյուրեղային կառուցվածքը

Բյուրեղի ջերմային հատկությունների, օրինակ՝ ջերմահաղորդականության կախումն ուղղությունից կարելի է ցուցադրել հետևյալ պարզ փորձով: Եթե գիպսի ( $CaSO_4$ ) բյուրեղից կարած թիթեղը պատենք պարաֆինի բարակ շերտով և շիկացած գոլիկը դնենք թիթեղին, ապա կտեսնենք, որ հալված պարաֆինի սահմանը ձգված է մեկ ուղղությամբ (նկ. 85): Դա նշանակում է, որ գիպսի բյուրեղը ջերմաքանակը տարբեր ուղղություններով ոչ միատեսակ է հաղորդում (85-րդ



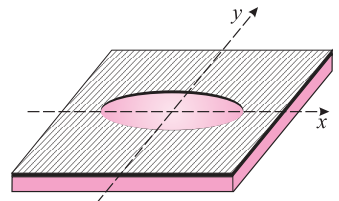
նկարում բյուրեղի ջերմահաղորդականությունը  $x$  ուղղությամբ ավելի մեծ է, քան մյուս ուղղություններով. այն ամենափոքրն է  $y$  ուղղությամբ):

Ուղղությունից են կախված նաև բյուրեղների էլեկտրական, մագնիսական և հատկապես օպտիկական հատկությունները: Բյուրեղի ֆիզիկական հատկությունների կախումը նրա մեջ ընտրված ուղղությունից կոչվում է **անիզոտրոպություն** (հունարեն «անիզոս»՝ անհավասար և «տրոպոս»՝ ուղղություն բառերից):

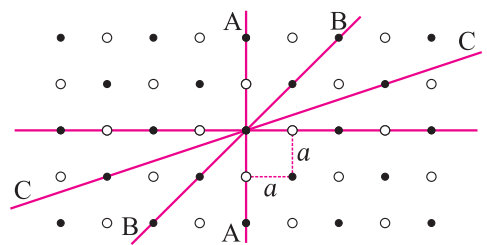
Մոլեկուլային-կինեմատիկ տեսության տեսանկյունից բյուրեղների անիզոտրոպությունը պայմանավորված է տարբեր ուղղություններով մասնիկների հեռավորությունների, հետևաբար և փոխազդեցությունների տարբերություններով: Օրինակ՝ 96-րդ նկարում պատկերված հարթ բյուրեղում մասնիկների հեռավորությունն ամենափոքրն է AA ուղղությամբ. այդ հեռավորությունն ( $a$ ) ընդունված է անվանել **բյուրեղային ցանցի հաստատուն**: BB ուղղությամբ միջմասնիկային հեռավորությունը  $a\sqrt{2}$  է, իսկ CC ուղղությամբ՝  $a\sqrt{10}$ :

Եթե խորանարդի տեսք ունեցող NaCl-ի բյուրեղը կտրենք՝ բաժանելով մանր մասերի, ապա, մանրադիտակի տակ ուսումնասիրելով ստացված բեկորները, կնկատենք, որ դրանք բոլորը, անկախ չափից, ունեն մեկ կամ իրար կպած մի քանի խորանարդի տեսք: Եթե մտովի շարունակենք բյուրեղի բաժանման պրոցեսը, ապա կհանգենք բյուրեղի **տարրական բջջի գաղափարին**: Տարրական բջիջը բաղկացած է մասնիկների նվազագույն թվից: 81-րդ նկարում խորանարդային ցանցի տարրական բջիջը ներկված է:

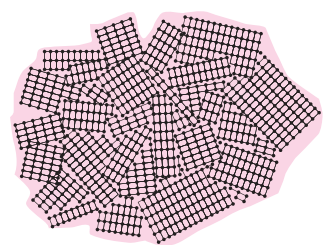
Կամայական բյուրեղ կազմված է հսկայական թվով տարրական բջիջներից: Ընդ որում, եթե բյուրեղի կազմավորմանը ոչինչ չի խանգարում, ապա նրա ձևը նույնությամբ կրկնում է տարրական բջջի ձևը: Այդպիսի բյուրեղը կոչվում է **միաբյուրեղ** (նկ. 81, 82): Միաբյուրեղներ, որոնք ունեն բավական մեծ չափեր, հանդիպում են բնության մեջ, ինչպես նաև արհեստականորեն աճեցվում են լաբորատորիաներում: Սակայն ավելի հաճախ գործ ենք ունենում **բազմաբյուրեղների**, այսինքն՝ այնպիսի բյուրեղային մարմինների հետ, որոնք բաղկացած են միաբյուրեղի փոքր կտորներից՝ բյուրեղիկներից, որոնք միմյանց նկատմամբ պատահական դիրքեր ունեն և սերտաճած են (նկ. 87): Որպես կանոն, բոլոր մետաղները բազմաբյուրեղներ են: Բազմաբյուրեղի բյուրեղիկները կարելի է դիտել մանրադիտակի օգնությամբ, իսկ թարմ կտորվածքների վրա՝ երբեմն նաև անզեն աչքով:



Նկ. 85. Գիպսի անիզոտրոպությունը ցուցադրող փորձը



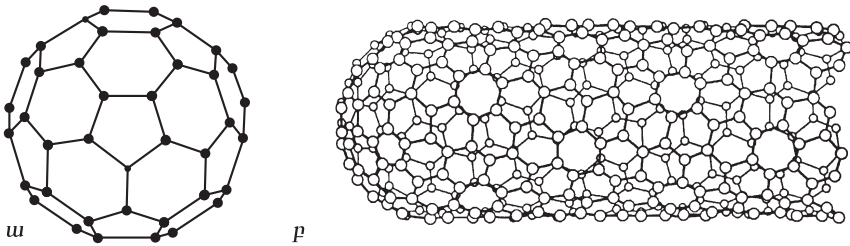
Նկ. 86. Բյուրեղի տարրական ցանցի հարթ պատկերը



Նկ. 87. Բազմաբյուրեղը բաղկացած է մեծ թվով բյուրեղիկներից

Ի տարբերություն միաբյուրեղների, որոնք անիզոտրոպ են, բազմաբյուրեղների ֆիզիկական հատկությունները կախված չեն ուղղությունից. **բազմաբյուրեղներն իզոտրոպ են:** Բազմաբյուրեղներում անիզոտրոպությունն առկա է յուրաքանչյուր բյուրեղիկում, սակայն բյուրեղիկների պատահական կողմնորոշման հետևանքով մարմինը, որպես ամբողջություն, դրսևորում է իզոտրոպություն: Բազմաբյուրեղները չունեն միաբյուրեղներին բնորոշ արտաքին կանոնավոր ձևեր:

Բյուրեղային վիճակում միևնույն քիմիական բաղադրությունն ունեցող շատ նյութեր, կախված պայմաններից, կարող են գոյություն ունենալ մի քանի տարբեր ձևերով: Այս հատկությունը հայտնի է որպես **բազմաձևություն** (պոլիմորֆիզմ): Օրինակ՝ հայտնի է սառույցի 10 տարատեսակ, ածխածինը գոյություն ունի գրաֆիտի, ալմաստի, ֆուլերենների և նանոխողովակների ձևով: Ֆուլերենները և նանոխողովակները ածխածնի մակերևութային կառույվածքներ են՝ օժտված յուրատեսակ ֆիզիկական և քիմիական հատկություններով (նկ. 88): Դրանք սինթեզվել են անյայլ դարի 80-ական թվականներին:



**Նկ. 88.** ա. C<sub>60</sub> ֆուլերենի մոլեկուլի կառույվածքը (հատված քսանանիստ), բ. ածխածնային նանոխողովակ (խոշորացված 10<sup>7</sup> անգամ): Շրջանակները ածխածնի (C) ատոմներն են:



### Հարցեր և առաջադրանքներ

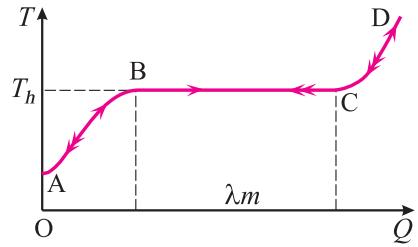
1. Ինչո՞վ է բնութագրվում բյուրեղային վիճակը: 2. Ի՞նչ է անիզոտրոպությունը: 3. Ինչո՞վ է տարբերվում միաբյուրեղը բազմաբյուրեղից: 4. Ի՞նչ է հեռակա կարգը: 5. Ինչպիսի՞ն են բազմաբյուրեղ մեփաղները՝ իզոտրոպ, թե՞ անիզոտրոպ: 6. Սեկնաբանե՞ք բյուրեղի անիզոտրոպությունը՝ ըստ մոլեկուլային-կիմերիկ տեսության:

## § 40. ԲՅՈՒՐԵՂԱՅԻՆ ՄԱՐՄԻՆՆԵՐԻ ՀԱԼՈՒՄԸ

Բյուրեղային մարմնի ամենահիմնական հատկությունը, անկախ նմուշի միաբյուրեղ կամ բազմաբյուրեղ լինելու հանգամանքից, տվյալ պայմաններում խիստ որոշակի հալման ջերմաստիճան ունենալն է:

Ինչպես գիտեք, բյուրեղին ջերմաքանակ հաղորդելիս նրա ջերմաստիճանը բարձրանում է և, հասնելով որոշակի արժեքի, այնուհետև մնում է անփոփոխ: Այդ ջերմաստիճանում բյուրեղն սկսում է հալվել՝ պինդ վիճակից անցնել հեղուկ վիճակի: Բյուրեղային մարմնի ջերմաստիճանի՝ տրված ջերմաքանակից (կամ ջերմահաղորդման պրոցեսի  $t$  տևողությունից) կախման գրաֆիկը պատկերված է 89-րդ նկարում: Որոշ ժամանակ անց բյուրեղն ամբողջությամբ վերածվում է հալույթի: Եթե հալման ընթացքում ընդհատենք ջերմաքանակ հաղորդելը՝ ապահո-

վելով ջերմաստիճանի հաստատունությունը, ապա «բյուրեղ-հալույթ» համակարգը կմնա ջերմադինամիկական հավասարակշռության վիճակում: Բյուրեղի հալման պրոցեսն ընթանում է արտաքինից տրվող էներգիայի՝  $Q = m\lambda$  ջերմաքանակի կլանմամբ (§ 23), ուստի՝ հալույթի ներքին էներգիան  $m\lambda$  չափով մեծ կլինի նույն  $m$  զանգվածով բյուրեղի ներքին էներգիայից: Իսկ դա նշանակում է, որ մասնիկների կանոնավոր դասավորվածությանը համապատասխանում է ավելի փոքր էներգիա, քան չկարգավորված վիճակին:



Նկ. 89. Բյուրեղի ջերմաստիճանի փոփոխությունը տաքացնելիս

Եթե հալույթից էներգիա վերցվի, ապա որոշակի ջերմաստիճանում տեղի կունենա հակառակ պրոցեսը՝ հալույթի պնդացումը (բյուրեղացումը): Անփոփոխ պայմաններում հալման և պնդացման ջերմաստիճանները համընկնում են՝  $T_h = T_m$ :

Մոլեկուլային-կինետիկ տեսության համաձայն՝ ջերմաստիճանն աճելիս բյուրեղի մասնիկների միջին կինետիկ էներգիան մեծանում է, ուստի՝ մեծանում է նաև մասնիկների՝ հավասարակշռության դիրքերի (հանգույցների) շուրջը տատանումների լայնույթը: Դրա հետևանքով մեծանում են միջմասնիկային հեռավորությունները, և, հետևաբար, թուլանում են ձգողության ուժերը: Հալման ջերմաստիճանում այդ ուժերն այլևս ի վիճակի չեն մասնիկները պահելու հանգույցների մոտ: Ստացված էներգիայի հաշվին փոխվում է մասնիկների քառային շարժման բնույթը. շատ ավելի հաճախակի են դառնում մասնիկների «ցատկերը», որի հետևանքով մասնիկների տարածական բաշխման կարգավորվածությունը խախտվում է. բյուրեղային ցանցն սկսում է «քանդվել»:

Բյուրեղային վիճակում մասնիկների փոխազդեցության պոտենցիալ էներգիան, լինելով բացասական, բացարձակ արժեքով ավելի մեծ է, քան հեղուկ վիճակում, ուստի՝  $T_h = const$  ջերմաստիճանում բյուրեղին տրված էներգիան ծախսվում է համակարգի պոտենցիալ էներգիայի մեծացման համար: Բյուրեղային ցանցը «քանդելու» պրոցեսը շարունակվում է մինչև ցանցի լրիվ վերանայլը, երբ բյուրեղի ողջ զանգվածը վերածվում է հեղուկի: Եթե շարունակվի արտաքինից համակարգին էներգիա հաղորդելը, ապա հեղուկի (հալույթի) ջերմաստիճանը կբարձրանա:

Բյուրեղների մեծ մասի հալման ջերմաստիճանը ճնշման մեծացմանը զուգընթաց աճում է, սակայն այս կախումն ավելի թույլ է, քան հեղուկի եռման ջերմաստիճանի՝ արտաքին ճնշումից կախումը: Բանն այն է, որ բյուրեղի վրա գործադրված համակողմանի ճնշումը խոչընդոտում է միջմոլեկուլային հեռավորությունների մեծացումը, այլ կերպ ասած՝ նրանց փոխազդեցության պոտենցիալ էներգիայի մեծացումը, որն անհրաժեշտ է, որպեսզի բյուրեղային նյութն անցնի հեղուկ վիճակի:

Սակայն որոշ բյուրեղներում (օրինակ՝ սառույց, թուջ, բիսմութ, գերմանիում) դիտվում է հակառակ երևույթը. ճնշման մեծացման հետ հալման ջերմաստիճանը նվազում է: Միաժամանակ այս նյութերի հալման պրոցեսում դիտվում է ծավալի փոքրացում, այսինքն՝ խտության աճ: Օրինակ՝  $0^\circ\text{C}$ -ում սառույցի խտությունը  $880 \text{ կգ/մ}^3$  է, իսկ ջրինը՝  $999,841 \text{ կգ/մ}^3$ : Հալման ջերմաստիճանի և խտության մնան վարքը պայմանավորված է այդ բյուրեղների կառուցվածքի առանձնահատկու-

թյամբ, այն է՝ մոլեկուլների կարգավորված դասավորությանը համապատասխանում է ավելի մեծ ծավալ, քան չկարգավորվածին:

Հատկապես սառույցի նշված յուրահատկությունը կարևոր նշանակություն ունի բնության մեջ, ինչպես նաև տեխնիկայում և կենցաղում: Այսպես, երբ ջուրը սառչում է փակ անոթում, նրա ընդարձակման հետևանքով ծագում են հսկայական ճնշման ուժեր, որոնք կարող են պայթեցնել անգամ ամենաամուր անոթը: Ջրի սառչելն ապարների ճեղքերում ժամանակի ընթացքում քայքայում է լեռնային ապարները: Դա է պատճառը, որ համեմատաբար «ծեր» լեռները (օրինակ՝ Ուրալյանը՝ Ռուսաստանում, Ապալաչները՝ ԱՄՆ-ում և այլն) չունեն բարձր լեռնագագաթներ:

**Առաջին սեռի ֆազային անցումներ:** Նյութի ագրեգատային վիճակի փոխությունները՝ հեղուկի գոլորշիացումը և գոլորշու խտացումը, պինդ մարմնի հալումը և հալույթի բյուրեղացումը դասվում են այն պրոցեսների թվին, որոնք ֆիզիկայում անվանում են **ֆազային անցումներ**: Այս պրոցեսների բնորոշ առանձնահատկությունը թռիչքաձև փոփոխությունն է: Օրինակ՝ տաքացնելիս սառույցի ջերմաստիճանն աստիճանաբար բարձրանում է մինչև  $0^{\circ}\text{C}$ , այնուհետև այն հանկարծ սկսում է վերածվել ջրի: **Ֆազ անվանում են նյութի մակրոսկոպական մասը, որը ֆիզիկապես համասեռ է և համակարգի մնացած մասերից բաժանված է բաժանման սահմաններով**: Ջրի ֆազերն են գոլորշին, հեղուկ ջուրը և սառույցը:

«Ֆազ» հասկացությունն ավելի ընդհանուր է, քան «ագրեգատային վիճակ» հասկացությունը. նույն ագրեգատային վիճակներում կարող են գոյություն ունենալ տարբեր ֆազեր: Օրինակ՝ ճնշման և ջերմաստիճանի տարբեր տիրույթներում նյութը կարող է լինել տարբեր բյուրեղական վիճակներում, որոնցից յուրաքանչյուրը բնութագրվում է իր որոշակի կառուցվածքով:

Եթե ֆազային անցման պրոցեսում տեղի է ունենում ջերմաքանակի կլանում (անջատում) և տեսակարար ծավալի փոփոխություն, ապա այն անվանում են **առաջին կարգի ֆազային անցում**: Օրինակ՝ «հեղուկ-գոլորշի» կամ հակառակ անցումն առաջին կարգի ֆազային անցում է, քանի որ անցման պրոցեսում կլանվում կամ անջատվում է  $mL$  ջերմաքանակ: Առաջին կարգի ֆազային անցում է նաև հալման պրոցեսը, որի ժամանակ կլանվում է  $Q = m\lambda$  ջերմաքանակ: Նշենք նաև սառույցի հալման պրոցեսում խտության թռիչքաձև փոփոխությունը:

Բյուրեղական տարբեր ձևափոխությունների միջև անցումները նույնպես ուղեկցվում են ջերմաքանակի կլանումով և անջատումով, ուստի՝ դրանք ևս առաջին կարգի ֆազային անցումներ են:

Նշված թռիչքաձև փոփոխության հետ բյուրեղային մարմիններում հնարավոր է ֆազային անցման մեկ այլ տեսակ, որը պայմանավորված է բյուրեղական կառուցվածքի համաչափության փոփոխությամբ: Այդպիսի անցումներն անվանում են **երկրորդ կարգի ֆազային անցում**: Դրանք չեն ուղեկցվում ջերմաքանակի կլանումով կամ անջատումով, տեսակարար ծավալի փոփոխությամբ, սակայն թռիչքաձև փոփոխվում են, օրինակ, տեսակարար ջերմունակությունը, ջերմային ընդարձակման գործակիցը և այլ բնութագրեր:

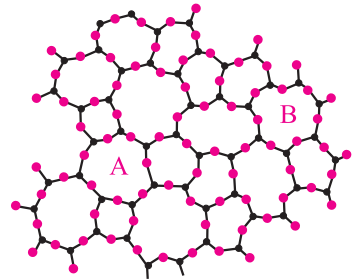


## Շարքեր և առաջադրանքներ

1. Ո՞րն է բյուրեղային մարմինների ամենահիմնական հատկությունը: 2. Ինչու՞ է հալման պրոցեսում բյուրեղի հալման ջերմաստիճանը մնում հաստատուն, չնայած նրան անընդհար ջերմաքանակ է փոխվում: 3. Ինչպե՞ս է ծախսվում հալման պրոցեսում բյուրեղին փրված ջերմաքանակը: 4. Ե՞րբ է մեծ համակարգի ներքին էներգիան՝ բյուրեղային, թե՞ հալված վիճակում: 5. Սեկնաքանեք հալման պրոցեսը՝ ըստ մոլեկուլային-կինետիկ տեսության: 6. Կախված է արդյոք բյուրեղի հալման ջերմաստիճանն արտաքին ճնշումից: 7. Փոփոխվու՞մ է արդյոք բյուրեղի ծավալը հալման պրոցեսում: 8. Սահմանեք ֆազը: 9. Ինչո՞վ են բնորոշվում 1 սեռի ֆազային անցումները:

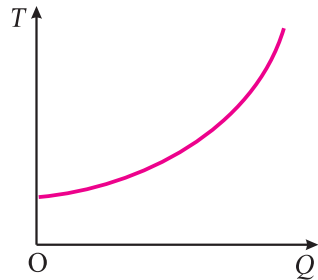
## § 41. ԱՄՈՐՖ ՍԱՐՄԻՆՆԵՐ: ՇԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐ

Ամորֆ պինդ մարմինները, ի տարբերություն բյուրեղների, իզոտրոպ են. նրանց ֆիզիկական հատկությունները կախված չեն ընտրված ուղղությունից: Այս փաստը խոսում է այն մասին, որ ամորֆ մարմինները չունեն կանոնավոր ներքին կառուցվածք: Ինչպես ցույց են տալիս փորձարարական հետազոտությունները, ամորֆ մարմնում մասնիկների դասավորության որոշ կարգ գոյություն ունի միայն ամենամոտ հարևանների միջև: Սա նշանակում է, որ ամորֆ մարմնի տարբեր մասերում միևնույն մասնիկի շրջապատում հարևանների դասավորությունները տարբեր են (90-րդ նկարում A և B տիրույթներում մասնիկների դասավորություններն իրարից զգալիորեն տարբերվում են): Ընդունված է ասել, որ ամորֆ մարմիններում առկա է **մոտակա կարգը**՝ ի տարբերություն բյուրեղներում առկա հեռակա կարգի: Ակնհայտ է, որ բյուրեղում մոտակա կարգը միշտ առկա է:



Նկ. 90. Մոտակա կարգն ամորֆ մարմնում

Ամորֆ մարմինների ներքին կանոնավոր կառուցվածքի բացակայության անմիջական հետևանք է այն, որ նրանք չունեն հալման ջերմաստիճան: Եթե ամորֆ մարմինը տաքացնենք, ապա ջերմաքանակ հաղորդելուն զուգընթաց նրա ջերմաստիճանն անընդհատ կբարձրանա (նկ. 91), այն աստիճանաբար կփափկի և կվերածվի հեղուկի: Եթե այդ հեղուկից ջերմաքանակ վերցնենք, ապա նրա ջերմաստիճանն անընդհատ կնվազի, և հեղուկը կանցնի պինդ ամորֆ վիճակի:



Նկ. 91. Ամորֆ մարմնի ջերմաստիճանի փոփոխությունը տաքացնելիս

Ամորֆ մարմնի ֆիզիկական հատկությունները կախված են ինչպես նրա վիճակից, այնպես էլ արտաքին ազդեցությունների բնույթից:

Որքան բարձր է ամորֆ մարմնի ջերմաստիճանը, և որքան երկարատև է արտաքին ազդեցությունը, այնքան ամորֆ մարմնի հատկություններն ավելի մոտ են հեղուկների հատկություններին: Օրինակ՝ ձյուրի կտորը շոգ եղանակին, մի քանի օրվա ընթացքում, ծանրության ուժի ազդեցությամբ տարածվում է կոշտ մակերևույթով. մեծ մածուցիկությամբ հեղուկի նման այն հոսում է:

Բարձր ջերմաստիճաններում ապակին փափկում է այնքան, որ նրան հեշտությամբ տալիս են տարբեր ձևեր, նրանից պատրաստում զանազան իրեր՝ «փչելով» այն (ապակի փչողների արհեստը հիմնված է ապակու հենց այս հատկության վրա): Մյուս կողմից՝ որքան ցածր է ամորֆ մարմնի ջերմաստիճանը, և որքան կարճատև է արտաքին ազդեցությունը, այնքան ամորֆ մարմնի հատկություններն ավելի մոտ են պինդ բյուրեղային մարմնի հատկություններին: Այսպես, օրինակ, նույն ձյութի կտորը սենյակային ջերմաստիճաններում մուրճի հարվածից փշրվում է և վերածվում սուր եզրեր ունեցող կտորների, ինչպես բյուրեղային նմուշը:

Ամորֆ մարմինների նման վարքը պայմանավորված է նրանց մոլեկուլային կառուցվածքով: Ամորֆ նյութի, ինչպես և հեղուկի մասնիկներն ունեն «նստակյաց» կյանքի որոշակի ժամանակ, որի ընթացքում կատարում են տատանումներ արված դիրքերի շուրջը: Ջերմաստիճանի բարձրացմանը զուգընթաց «նստակյաց» կյանքի տևողությունը կարող փոքրանում է, մասնիկներն ավելի «շարժուն» են դառնում. զգալիորեն մեծանում է «ցատկերի» թիվը, և մասնիկներն ավելի հեշտությամբ են ենթարկվում արտաքին երկարատև ազդեցությանը: Ընդհակառակը, ցածր ջերմաստիճաններում «նստակյաց» կյանքի տևողությունը մեծանում է. մասնիկներն ավելի ու ավելի հազվադեպ են փոխում իրենց դիրքերը և կարճատև արտաքին ազդեցությունների դեպքում «չեն հասցնում» ենթարկվել դրանց: Ուստի՝ ամորֆ մարմինն իրեն պահում է որպես պինդ բյուրեղային մարմին:

Ներքին կառուցվածքով ամորֆ մարմինները մոտ են հեղուկներին, ուստի՝ նրանց հաճախ անվանում են նաև **գերաստեղծված հեղուկներ**:

Նյութի ամորֆ վիճակը ջերմադինամիկական տեսանկյունից, որպես կանոն, անկայուն է: Ժամանակի ընթացքում ամորֆ նյութն անցնում է բյուրեղային վիճակի, քանի որ կարգավորված վիճակին համապատասխանող ներքին էներգիան ավելի փոքր է, քան չկարգավորվածինը, սակայն երբեմն այդ անցումը տևում է տասնյակ և հարյուրավոր տարիներ: Այսպիսի անցման օրինակ է սովորական ապակին: Լինելով թափանցիկ՝ երկար տարիների ընթացքում այն «պղտորվում» է. նրա մեջ առաջանում են տարբեր նյութերի սիլիկատների բյուրեղիկներ, որոնց օպտիկական հատկությունները տարբերվում են ամորֆ շրջապատի հատկություններից: Ի դեպ, կարելի է հայտնաբերել մեծ «տարիք» ունեցող ապակիների՝ հեղուկներին բնորոշ հոսելու երևույթը: Ինչպես ցույց են տալիս չափումները, հնադարյան կառույցների լուսամուտների ապակիները ստորին մասում փոքր-ինչ հաստ են վերին մասի համեմատությամբ, որի պատճառը ծանրության ուժի բազմամյա ազդեցությամբ ապակու հոսելն է դեպի ներքև:

Ամորֆ վիճակում կարող են լինել նաև նյութեր, որոնք սովորաբար բյուրեղներ են: Օրինակ՝ 83-րդ նկարում պատկերված բյուրեղային քվարցը, որը հալվում է մոտ 1700°C-ում, սառչելիս վերածվում է, այսպես կոչված, հալված քվարցի, որի խտությունը փոքր է բյուրեղային քվարցի խտությունից, և որն իզոտրոպ է:

Ամորֆ նյութերը բնության մեջ ավելի քիչ են տարածված, քան բյուրեղները: Դրանցից են՝ արևակնը (ծիածանաբար կամ օպալ), վանակատը (օբսիդիան կամ «սատանի եղունգ»), սաքը, հանքածյութերը (բիտումներ), խեժերը և այլ նյութեր:

Ամորֆ նյութեր են նաև պոլիմերները, որոնք կազմված են հսկայական թվով օղակներից (մոնոմերներ)՝ կապված ամուր քիմիական կապերով: Օրինակ՝ կաուչուկի մոլեկուլը բաղկացած է  $\text{CH}_2\text{—CH—CH—CH}_2$  օղակներից, որոնց թիվը կարող է

շատ մեծ լինել, այնպես որ առանձին մոլեկուլների երկարությունը կարող է հասնել միլիմետրի:

Պոլիմերների ֆիզիկական հատկությունները դրանց մոլեկուլների կառույվածքի և ջերմային շարժման հետևանք են: Մոլեկուլները ճկվում, միահյուսվում, փաթաթվում են միմյանց, ստեղծում կծիկներ, ուստի՝ պոլիմերները դրսևորում են հիմնականում իզոտրոպ հատկություններ: Պոլիմերներին ավելացնելով որոշակի խառնուրդներ՝ կարելի է ստեղծել ամուր, թեթև, հրակայուն, դժվարահալ և այլ հատկություններով օժտված սինթետիկ նյութեր: Պոլիմերներ են պլաստմասսաները, օրգանական ապակին, ցելոֆանը, պոլիէթիլենը, սինթետիկ կաուչուկները, արհեստական թելերը (կապրոն, նայլոն և այլն) և բազմաթիվ այլ նյութեր: Բնական պոլիմերներ են բամբակը, բուրդը, փայտը, կաշին, բնական մետաքսը և այլն:

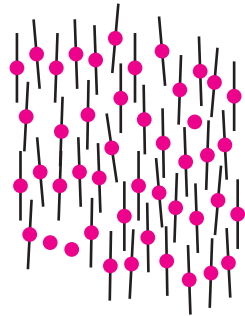
**Հեղուկ բյուրեղներ:** Ամորֆ նյութերին բնորոշ հատկությունների երկակիությամբ, այսինքն՝ և՛ պինդ, և՛ հեղուկ վիճակին բնորոշ հատկություններով են օժտված նաև **հեղուկ բյուրեղները**: Առաջին հեղուկ բյուրեղը հայտնաբերել է ավստրիացի բուսաբան Ֆրանց Ռայնհոլցը 1888 թ.: Ի տարբերություն սովորական հեղուկների, որտեղ առկա է միայն մոտակա կարգը, հեղուկ բյուրեղներում մեկ ուղղությամբ դիտվում է մասնիկների դասավորության հեռակա կարգ: Օրինակ՝ 92-րդ նկարում պատկերված հեղուկ բյուրեղում մոլեկուլների ծանրության կենտրոնները բաշխված են պատահական ձևով, սակայն բոլոր մոլեկուլներն ուղղված են միևնույն ուղղությամբ. այսպիսի հեղուկ բյուրեղը կոչվում է **նեմատիկ** (հունարեն «նեմա»՝ թել բառից): Քանի որ մոլեկուլների կողմնորոշումն ունի կարգավորված բնույթ, ապա հեղուկ բյուրեղներն օժտված են անիզոտրոպությամբ: Օրինակ՝ դրանք, ինչպես սովորական հեղուկները, հոսում են և առաջացնում կաթիլներ, որոնք, սակայն, ոչ թե գնդաձև են, այլ ձգված են մի ուղղությամբ:

93-րդ նկարում պատկերված է **սմեկտիկ** (հունարեն «սմեզմա»՝ օճառ բառից) հեղուկ բյուրեղը, որն ավելի կարգավորված է, քան նեմատիկը: Նրա մեջ, բացի նեմատիկներին բնորոշ կողմնորոշումային կարգավորումից, առկա է նաև մոլեկուլների դիրքերի որոշակի կարգավորվածություն, քանի որ մոլեկուլները կազմում են շերտեր:

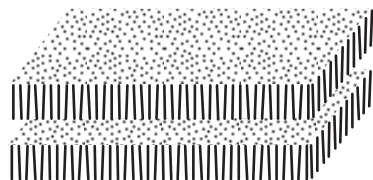
Էլեկտրական, մագնիսական և այլ հատկությունների հետ մեկտեղ հատկապես ցայտուն է արտահայտված հեղուկ բյուրեղների օպտիկական հատկությունների անիզոտրոպությունը:

Հեղուկ բյուրեղները գոյություն ունեն ջերմաստիճանների որոշակի տիրույթում, որից դուրս, ավելի բարձր ջերմաստիճաններում վերածվում են սովորական հեղուկի, իսկ ավելի ցածր ջերմաստիճաններում՝ պինդ բյուրեղային մարմնի:

Ներկայումս հայտնի են բազմաթիվ հեղուկ բյուրեղներ: Դրանցից են կենսաբանական ծագում ունեցող բազմաթիվ օրգանական նյութեր, օրինակ՝ ժառանգա-



Նկ. 92. Նեմատիկ հեղուկ բյուրեղի կառույվածքը



Նկ. 93. Սմեկտիկ հեղուկ բյուրեղի կառույվածքը



կանության ինֆորմացիայի կողը կրող դեֆոսիռիբոնուկլեինաթթուն (ԴՆԹ), կուլագենը, ուղեղանյութը և այլն:

Հեղուկ բյուրեղների հատկությունները կարելի է փոփոխել չափազանց բույլ արտաքին ազդակների միջոցով (ջերմաստիճան, էլեկտրական, մագնիսական դաշտեր և այլն), ուստի՝ դրանք լայնորեն օգտագործվում են տեխնիկայում, արդյունաբերության մեջ, կենցաղում: Մասնավորապես, հեղուկ բյուրեղների կիրառությունը հանգեցրեց տեխնիկական հեղափոխության ինֆորմացիայի ներկայացման ցուցասարքերի՝ դիսփլեյների բնագավառում:

Հեղուկ բյուրեղների նշանակությունը կարևորվում է հատկապես կենսաբանության և բժշկության մեջ: Դրանց հատկությունների հետագա ուսումնասիրությունը հնարավորություն կտա պարզելու կենսաբանական մի շարք պրոցեսների մեխանիզմները:

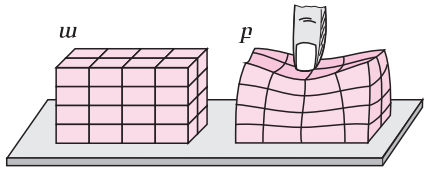


**Հարցեր և առաջադրանքներ**

1. Ի՞նչ կառուցվածքային տարբերություն կա բյուրեղային և ամորֆ մարմինների միջև:
2. Ինչու՞ են ամորֆ մարմիններն իզոտրոպ: 3. Ի՞նչ է մոֆակա կարգը: 4. Ինչու՞ ամորֆ մարմինը չունի հալման ջերմաստիճան: 5. Գծեք ամորֆ մարմնի ջերմաստիճանի՝ մարմնի վերջված ջերմաբանակից կախման մոֆավոր տեսքը: 6. Ի՞նչ պայմաններում են ամորֆ մարմնի հափկությունները մոտ բյուրեղների հափկություններին և ի՞նչ պայմաններում՝ հեղուկների հափկություններին: 7. Ինչո՞վ են տարբերվում հեղուկ բյուրեղները բյուրեղային և ամորֆ մարմիններից: 8. Ինչպիսի՞ն է հեղուկ բյուրեղի կառուցվածքը: 9. Ինչո՞վ է պայմանավորված հեղուկ բյուրեղների լայն կիրառությունը:

**§ 42. ՊԻՆԴ ՍԱՐՄԻՆՆԵՐԻ ԴԵՖՈՐՄԱՑԻԱՆԵՐԻ ՏԵՍԱԿՆԵՐԸ**

Ինչպես գիտեք, դեֆորմացիա է կոչվում մարմնի ձևի կամ ծավալի փոփոխությունը: Դեֆորմացիայի պրոցեսում մարմնի տարբեր մասեր կատարում են ոչ միատեսակ տեղափոխություններ, այսինքն՝ շղեֆորմացված մարմնում ունեցած իրենց դիրքերից տեղաշարժվում են տարբեր չափերով: Օրինակ՝ սեղանին դրված ռետին ունի ուղղանկյունանիստի տեսք (նկ. 94, ա): Եթե դրա միջնամասում ուժ գործադրենք՝ մատով սեղմելով այն, ապա ռետինի վերին՝ մատին մոտ շերտերը կտեղափոխվեն զգալի չափով, ստորին շերտերը՝ ավելի քիչ, իսկ սեղանին հպվող մասն ընդհանրապես չի տեղաշարժվի (նկ. 94, բ): Դեֆորմացված ռետինը որոշակի ուժով ազդում է դեֆորմացիա առաջացնող մարմնի՝ մատի վրա: Եթե մատը հեռացնենք, ապա ռետինը կընդունի իր սկզբնական ձևը:



Նկ. 94. Ռետինի դեֆորմացիան

Այն դեֆորմացիաները, որոնք լրիվ անհետանում են դեֆորմացիա առաջացնող ուժերի վերացումից հետո, կոչվում են առաձգական դեֆորմացիաներ:

Եթե դեֆորմացիա առաջացնող ուժի վերացումից հետո դեֆորմացիաները լրիվ չեն անհետանում, այսինքն՝ դեֆորմացված մարմինը լրիվ չի վերականգնում իր սկզբնական ձևը, ապա դեֆորմացիան կոչվում է պլաստիկ:



Դեֆորմացիայի առաձգական կամ պլաստիկ լինելը կախված է դեֆորմացիոն մարմնի հատկություններից, դեֆորմացիայի չափից, այսինքն՝ դեֆորմացիա առաջացնող ուժից և նրա ազդեցության տևողությունից: Օրինակ՝ փոքր չափով դեֆորմացված պողպատե քանոնը, ազդող ուժը վերացնելուց հետո լրիվ վերականգնում է իր սկզբնական ձևը: Սակայն եթե այն ենթարկենք մեծ դեֆորմացիայի՝ շատ կորացնելով, ապա ուժը վերացնելուց հետո նրա սկզբնական ձևը լիովին չի վերականգնվի: Քանոնի հետ նույնը տեղի կունենա, եթե այն դեֆորմացնենք փոքր չափով, սակայն դեֆորմացված վիճակում պահենք երկար ժամանակ:

Դեֆորմացիայի հետևանքով մարմինները կարող են ընդունել բազմազան ձևեր, սակայն բոլոր դեֆորմացիաները կարելի է ներկայացնել երկու տիպի դեֆորմացիաների միջոցով՝ ձգում (սեղմում) և սահք:

**Ձգման (սեղմման) դեֆորմացիա:** Չողի մի ծայրն անշարժ ամրացնենք հենարանին, իսկ մյուս ծայրին կիրառենք ձողի երկայնական առանցքով ուղղված  $\vec{F}$  ուժը (նկ. 95), որի ազդեցությամբ ձողի երկարությունը  $l_0$ -ից կդառնա  $l$ :  $\Delta l = l - l_0$  մեծությունը բնութագրում է ձողի դեֆորմացիան և կոչվում է **բացարձակ երկարացում**: Եթե  $l > l_0$ , այսինքն՝  $\Delta l > 0$ , ապա տեղի ունի **ձգման դեֆորմացիա** (նկ. 95, ա): Որքան մեծ է  $l_0$ -ն, այնքան (տրված  $F$  ուժի դեպքում) մեծ կլինի  $\Delta l$ -ը, սակայն ձողի երկարության յուրաքանչյուր միավորի փոփոխությունը՝

$$\varepsilon = \frac{\Delta l}{l_0} \quad (6.1)$$

մեծությունը, որը կոչվում է **հարաբերական երկարացում (դեֆորմացիա)**, կախված չէ լինի ձողի սկզբնական  $l_0$  երկարությունից:

Եթե կրկնենք փորձը՝ վերցնելով լայնական հատույթի ավելի մեծ մակերեսով ձող, ապա կհանդգվենք, որ նույն  $\varepsilon$  հարաբերական դեֆորմացիան ստանալու համար պահանջվում է ավելի մեծ ուժ, քան  $F$ -ն է, ընդ որում, քանի անգամ մեծացնում ենք ձողի լայնական հատույթի մակերեսը, նույնքան անգամ պետք է մեծացնենք ազդող ուժը: Այլ կերպ ասած՝  $\varepsilon$ -ը կախված է ձողի լայնական հատույթի մակերեսի յուրաքանչյուր միավորի վրա ազդող ուժից, որը կոչվում է **մեխանիկական լարում**՝

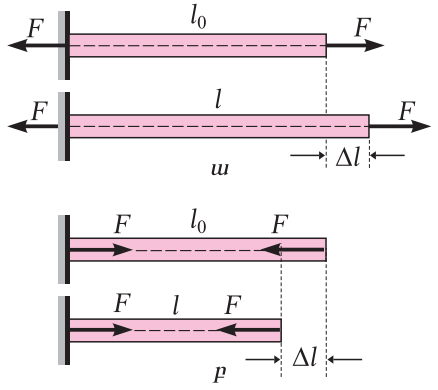
$$\sigma = \frac{F}{S}, \quad (6.2)$$

որտեղ  $S$ -ը ձողի լայնական հատույթի մակերեսն է: (6.2) բանաձևից հետևում է, որ մեխանիկական լարման միավորը պասկալն է (Պա):

Փորձերի հիման վրա գալիս ենք այն եզրակացության, որ **հարաբերական դեֆորմացիայի մոդուլն ուղիղ համեմատական է մեխանիկական լարմանը**՝

$$|\varepsilon| + \sigma: \quad (6.3)$$

Կատարենք մի փորձ ևս՝ միևնույն  $\sigma$  լարումը գործադրելով տարբեր նյութերից,



Նկ. 95. Ձգման (սեղմման) դեֆորմացիա

օրինակ, պողպատից և պղնձից պատրաստված ձողերի վրա: Փորձից հետևում է, որ ավելի մեծ է պղնձե ձողի հարաբերական երկարացումը: Ուստի՝ կարելի է սահմանել մի մեծություն, որը բնութագրում է նյութի առաձգական հատկությունները, և (6.3) առնչության փոխարեն գրել հետևյալ կապը՝

$$|\varepsilon| = \frac{\sigma}{E}, \quad (6.4)$$

որտեղ  $E$  մեծությունը կոչվում է **առաձգականության գործակից** կամ **Յունգի մոդուլ**: Այն ունի լարման չափայնություն: Որքան մեծ է  $E$  առաձգականության գործակիցը, այնքան (տրված  $\sigma$ -ի դեպքում) փոքր է  $\varepsilon$  հարաբերական դեֆորմացիան:

(6.4) առնչությունը ճիշտ է, երբ **դեֆորմացիաները փոքր են**՝  $|\Delta l| \ll l_0$ , կամ  $|\varepsilon| \ll 1$ , և հայտնի է որպես **Հուկի օրենք**՝ ձգման (սեղմման) դեֆորմացիայի համար:

Մեխանիկայից մեզ հայտնի Հուկի օրենքը կապ է հաստատում ձողի (գապանակի)  $X$  դեֆորմացիայի և ձողում ծագող  $F_{\text{առ. } X}$  առաձգականության ուժի միջև՝

$$F_{\text{առ. } X} = - kX, \quad (6.5)$$

որտեղ  $k$ -ն ձողի կոշտությունն է: Եթե դեֆորմացված ձողը հավասարակշռության վիճակում է, ապա առաձգականության  $F_{\text{առ. } X}$  ուժը հավասարակշռում է դեֆորմացիա առաջացնող արտաքին ուժը՝  $|F_{\text{առ. } X}| = F$ , ուստի՝

$$F = k|X| = k|\Delta l|, \quad (6.6)$$

քանի որ ձգման (կամ սեղմման) դեֆորմացիայի դեպքում  $X = \Delta l$ :

Մյուս կողմից՝ (6.2), (6.4) բանաձևերից և  $\varepsilon$ -ի սահմանումից հետևում է, որ

$$F = \sigma S = |\varepsilon| ES = \frac{|\Delta l|}{l_0} ES: \quad (6.7)$$

(6.6) և (6.7) բանաձևերից ձողի  $k$  կոշտության համար ստանում ենք՝

$$k = \frac{S}{l_0} E: \quad (6.8)$$

(6.8) բանաձևում  $S$ -ը և  $l_0$ -ն արտահայտում են կոշտության կախումը ձողի երկրաչափական բնութագրերից, իսկ  $E$ -ն՝ նյութի տեսակից:

(6.8) բանաձևը մեկնաբանենք մոլեկուլային-կինետիկ տեսության տեսանկյունից: Ինչպես գիտեք, պինդ մարմիններում մասնիկների վրա հավասարակշռության դիրքերում ազդող ձգողության և վանողության ուժերը միմյանց համակշռում են: Եթե դեֆորմացիայի հետևանքով մարմնի զծային չափերը մեծանում են, ապա մեծանում են նաև միջմասնիկային հեռավորությունները, և ձգողության ուժերը գերազանցում են վանողության ուժը: Բոլոր մասնիկների փոխադարձ ձգողության ուժերի համագործ էլ առաձգականության ուժն է, որը, ի վերջո, համակշռում է արտաքին ուժը: Տրված  $X = \Delta l$  դեֆորմացիայի դեպքում որքան մեծ լինի  $l_0$  սկզբնական երկարությունը, այնքան ավելի փոքր կլինի մասնիկների երկու հարևան շերտերի հեռավորության փոփոխությունը, հետևաբար՝ մասնիկների միջև ձգողության ուժերը և նրանց համագործ՝ առաձգականության ուժը: Ուստի՝  $F = k\Delta l \sim \Delta l/l_0$ , որտեղից՝  $k \sim 1/l_0$ : Մյուս կողմից՝ որքան մեծ է ձողի լայնական հատույթի մակերեսը, այնքան ավելի շատ են փոխազդող մասնիկների զույգերը, և այնքան ավելի մեծ է դրանց փոխազդեցության համագործ ուժը: Այստեղից հետևում

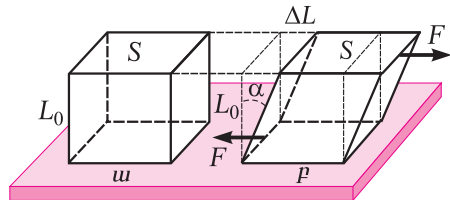
է, որ  $F = k\Delta / \sim \Delta / S$ , այսինքն՝  $k \sim S$ : Վերջապես, որքան ուժեղ են փոխազդում նյութի մասնիկները, այնքան ավելի մեծ կլինի ծագող ճգողության ուժերի համագորը, այսինքն՝ կոշտությունը կախված պետք է լինի նյութի տեսակից.  $k \sim E$ :

Չզման դեֆորմացիայի են ենթարկվում տարբեր բեռներ բարձրացնող պարանները, ճոպանները, էլեկտրահաղորդման գծերը, նվազարանների լարերը և այլն: Մեղմման դեֆորմացիայի են ենթարկվում շինությունների հիմքերը, պահող սյուները, պատերը, կամուրջների հենասյուները և այլն:

Խողովակ

**Սահքի դեֆորմացիա:** Եթե 96,ա նկարում պատկերված ուղղանկյունանիստի հորիզոնական մակերևույթների վրա կիրառենք մոդուլով իրար հավասար և հակառակ ուղղված ուժեր (օրինակ՝ սեղանին հավող մակերևույթը ստանձենք, իսկ վերևինի վրա ազդենք  $\vec{F}$  ուժով), ապա այն կընդունի 96,բ նկարում պատկերված տեսքը:

Այս ուժերի ազդեցությամբ մարմնի շերտերն իրար նկատմամբ սահում, տեղաշարժվում են ուժերի ուղղությանը զուգահեռ, ուստի՝ ուղղանկյունանիստը վերածվում է թեք զուգահեռանիստի: Այն դեֆորմացիան, որի դեպքում մարմնի շերտերը տեղաշարժվում են՝ մնալով միմյանց զուգահեռ, կոչվում է սահքի դեֆորմացիա:



Նկ. 96. Սահքի դեֆորմացիա

Սահքի դեֆորմացիայի հետևանքով մարմնի ծավալը չի փոփոխվում, քանի որ զուգահեռանիստի հիմքի մակերեսը և բարձրությունը չեն փոփոխվում:

Սահքի դեֆորմացիան բնութագրվում է  $\alpha$  սահքի անկյունով, որը որոշվում է  $\Delta L$  տեղաշարժի և  $L_0$  բարձրության հարաբերությամբ՝

$$tg\alpha = \frac{\Delta L}{L_0}: \quad (6.9)$$

Փոքր՝  $\Delta L / L_0 \ll 1$  դեֆորմացիաների դեպքում սահքի անկյան համար փորձից ստացվում է հետևյալ բանաձևը՝

$$\alpha \cdot \frac{\Delta L}{L_0} = \frac{\tau}{G}, \quad (6.10)$$

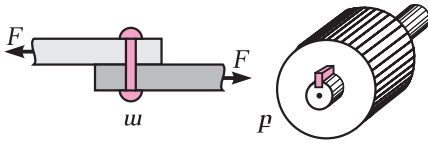
որտեղ  $\tau$  մեծությունը կիրառված ուժին զուգահեռ հարթության միավոր մակերեսի վրա ազդող ուժն է՝

$$\tau = \frac{F}{S}, \quad (6.11)$$

$S$ -ը՝ այդ հարթության մակերեսը, իսկ  $G$  հաստատունը բնութագրում է նյութը և կոչվում է **սահքի գործակից**: 5-րդ աղյուսակում ներկայացված են որոշ նյութերի Յունգի և սահքի գործակիցի արժեքները: Նշենք, որ սահքի դեֆորմացիայի դեպքում  $\Delta L$  երկարացումը միշտ ուղղահայաց է  $L_0$ -ին: (6.10) բանաձևն արտահայտում է Հուկի օրենքը սահքի դեֆորմացիայի դեպքում:

Աղյուսակ 5

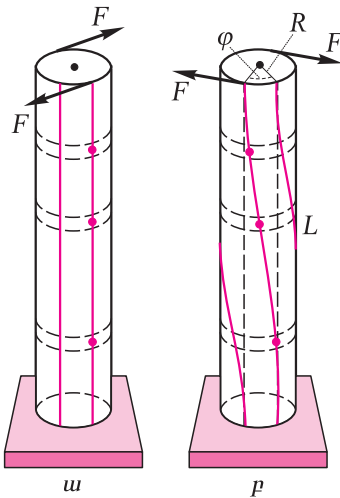
Նյութ	$E, 10^9$ Պա	$G, 10^9$ Պա
Թուջ	100	40
Պողպատ	200	80
Ալյումին	70	25
Մարմար	50	–
Գրանիտ	45	–
Նայլոն	5	–
Ոսկոր	15	80



Նկ. 97. Սահքի դեֆորմացիան՝ ա. միաջվող շերտերում, բ. երիթում

կարևոր դեպք է միջավայրի դեֆորմացիան, երբ նրա մեջ տարածվում է լայնական ալիք: Սահքի դեֆորմացիայի ենթարկվում են միմիայն պինդ մարմինները:

**Ուլորման դեֆորմացիա:** Եթե շրջանային հատույթով,  $L$  երկարությամբ ձողի մի ծայրն անշարժ ամրացնենք, իսկ մյուս ծայրին կիրառենք պտտող մոմենտ (նկ. 98,ա), ապա ձողում կառաջանա ուլորման դեֆորմացիա, որը կարելի է հանգեցնել սահքի դեֆորմացիայի: Իրոք, եթե մտովի ձողը բաժանենք նրա առանցքին ուղղահայաց, շատ բարակ շերտերի, ապա ուլորման դեֆորմացիան կներկայացնի այդ շերտ-սկավառակների պտույտը՝ սահքը միմյանց նկատմամբ, որի հետևանքով ձողի ուղիղ ծնիչները կվերածվեն գալարագծերի (նկ. 98,բ):



Նկ. 98. Ուլորման դեֆորմացիա

Ուլորման դեֆորմացիան բնութագրվում է  $\varphi$  ուլորման անկյունով (նկ. 98,բ): Եթե ձողի վերին հատույթին կիրառված պտտող մոմենտը նշանակենք  $M$ -ով, ապա Հուկի օրենքը ուլորման դեֆորմացիայի համար կարող ենք գրել՝

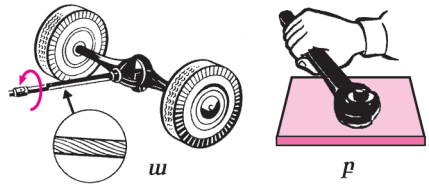
$$\varphi = \frac{M}{\gamma}, \quad (6.13)$$

ձևով, որտեղ  $\gamma$ -ն կոչվում է **ուլորման գործակից**: Այն կախված է ձողի նյութի տեսակից,  $L$  երկարությունից,  $R$  շառավղից և ուղիղ համեմատական է  $R$ -ի չորրորդ աստիճանին ( $\gamma \sim R^4/L$ ): Հենց այսպիսի ուժեղ կախման փաստն են օգտագործում այն սարքերում, որտեղ անհրաժեշտ է ստանալ ուլորման հնարավոր մեծ անկյուն չափազանց փոքր պտտող մոմենտների դեպքում (օրինակ՝ գրավիտացիոն

հաստատունի որոշման Կավենդիշի փորձում):

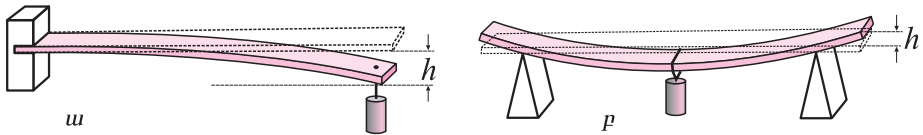
$\varphi R$  արտադրյալն այն աղեղի երկարությունն է, որով պտտվել է ձողի վերին հատույթը, ուստի, որպեսզի ուլորման դեֆորմացիան լինի առածոական, անհրաժեշտ է, որ  $\varphi R/L \ll 1$ : Այս պայմանի դեպքում  $\varphi$  անկյունը կարող է ընդունել նաև ոչ փոքր արժեքներ՝ կախված  $R$ -ի և  $L$ -ի արժեքներից: Այսպես, օրինակ, եթե ունենք  $L \sim 1$  մ երկարությամբ և  $R \approx 10^{-3}$  մ շառավղով լար, ապա մինչև իսկ  $\varphi = 2\pi$  անկյունով պտույտի դեպքում  $\varphi R/L \approx 0,006$ , որը բավարարում է Հուկի օրենքի կիրառելիության (դեֆորմացիայի առածոական լինելու) պայմանը:

Ոլորման դեֆորմացիան տարածված է տեխնիկայում և կենցաղում: Այս դեֆորմացիան առաջանում է, օրինակ, շարժիչի պտույտը մեքենայի «տանող» անիվներին հաղորդող կարդանային լիսեռում (նկ. 99, ա), մանեկները պտուտակելիս, գայլիկոններում: Ոլորման վիճակում է պտտող մոմենտը ձեռքից մանեկին հաղորդող մանեկադարձը (նկ. 99, բ):



Նկ. 99. Ոլորման դեֆորմացիայի օրինակներ

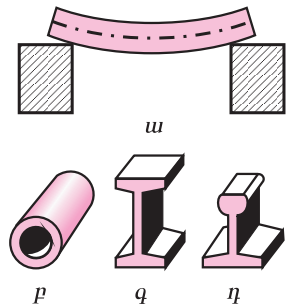
**Ծռման դեֆորմացիա:** Եթե քանոնի մի ծայրն ամրացնենք, իսկ ազատ ծայրից կախենք ծանրոց, ապա քանոնի ազատ ծայրը կկախվի (նկ. 100, ա): Եթե քանոնը դնենք հենարանների վրա, իսկ նրա կենտրոնում կախենք ծանրոց, ապա այն կիջնի ներքև՝ դեֆորմացնելով քանոնը (նկ. 100, բ): Նշված փորձերում մարմինը ենթարկվում է ծռման դեֆորմացիայի:



Նկ. 100. Ծռման դեֆորմացիա

Ծռման դեֆորմացիայի չափ է ձողի ծայրի կամ նրա կենտրոնի տեղաշարժի չափը՝  $h$  **ծռման սլաքը**: Փորձը ցույց է տալիս, որ փոքր դեֆորմացիաների դեպքում դարձյալ ճիշտ է Հուկի օրենքը՝ **ծռման սլաքը համեմատական է բեռնավորմանը**՝  $h \sim |F|$ :

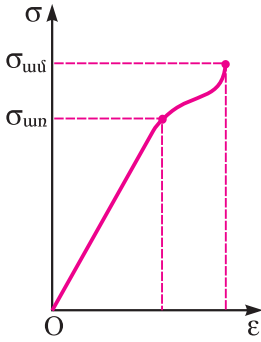
Ծռման դեֆորմացիան սեղմման և ձգման դեֆորմացիաների համատեղ դրսևորումն է: Իրոք, ծովելիս ձողի ուռուցիկ մասը երկարում է, գոգավոր մասը՝ սեղմվում, իսկ միջին մասը (այսպես կոչված չեզոք շերտը) գործնականորեն չի դեֆորմացվում (նկ. 101, ա): Հետևաբար՝ ձողի չեզոք շերտի առկայությունը փաստորեն չի խոչընդոտում դեֆորմացմանը, ուստի այն կարելի է հեռացնել՝ չվատացնելով ձողի առաձգական հատկությունները, սակայն զգալիորեն թեթևացնելով այն: Այս հանգամանքը լայնորեն կիրառվում է տեխնիկայում, որտեղ հոծ ձողերի և չորսուների հետ մեկտեղ օգտագործվում են սնամեջ խողովակներ (բ), երկտավրային (գ) և տավրային (դ) հեծաններ (նկ. 101):



Նկ. 101. Ծռման դեֆորմացիա

Բնության մեջ էվոլյուցիայի հետևանքով մարդու, կենդանիների և բոջունների ոսկորներն ընդունել են խողովակի ձև: Նման կառուցվածք ունեն մակազմաբիվ բույսերի, օրինակ՝ հալածողների, եղեգի, բամբուկի ցողունները:

**Չզման դիսպրան:** Առաձգականության սահման: Չզման դիսպրան են անվանում հետազոտվող նյութի ձողում ծագող լարման՝ ձողի հարաբերական երկարացումից կախման գրաֆիկը (նկ. 102):



**Նկ.102.** Ճողի լարման՝ դեֆորմացիայի կախման գրաֆիկը

Նյութերի մեծ մասի համար  $\sigma \sim \varepsilon$  գծային կապը պահպանվում է գրեթե մինչև առաձգականության սահմանը, որից դուրս այն խախտվում է: Եթե շարունակենք ձգել մարմինն առաձգականության տիրույթից դուրս, ապա այն կսկսի քայքայվել: Այն առավելագույն լարումը, որը կիրառելիս մարմինը դեռևս չի քայքայվում, կոչվում է մարմնի **նյութի ամրության սահման** ( $\sigma_{սմ}$ ):

Հարկ է նշել, որ նյութի ամրության սահմանը կախված է նաև դեֆորմացիայի տեսակից: Օրինակ՝ պողպատի ամրության սահմանը սեղմման և ձգման դեֆորմացիայի դեպքում 500 ՄՊա է, իսկ սահքի դեֆորմացիայի դեպքում՝ 250 ՄՊա:

Սովորաբար շինությունների և տարբեր մեքենաների հաշվարկներում անվտանգության նկատառումներով, որպես կանոն, ենթադրում են, որ լարումները  $3 \div 10$  անգամ փոքր են, քան  $\sigma_{սմ}$  աղյուսակային արժեքները:



**Հարցեր և առաջադրանքներ**

1. Ո՞ր դեֆորմացիան է կոչվում առաձգական և ո՞րը՝ պլաստիկ:
2. Սահմանեք մեխանիկական լարումը և միավորը  $U<$ -ում:
3. Ինչպե՞ս է ձողի հարաբերական երկարացումը կախված նրա նյութի տեսակից:
4. Գրե՞ք ձողի  $K$  կոշտության արտահայտությունը ձողի բնութագրերի ( $S$ ,  $l_0$ ,  $E$ ) միջոցով և պարզաբանե՞ք այն մոլեկուլային-կինետիկ տեսության տեսանկյունից:
5. Գրե՞ք Հուկի օրենքը սահքի անկյան փոքր ( $\alpha \ll 1$ ) արժեքների դեպքում:
6. Գրե՞ք Հուկի օրենքը ոլորման դեֆորմացիայի համար:
7. Ի՞նչ մեծությամբ է բնութագրվում ծռման դեֆորմացիան:
8. Ինչու՞ շար հաճախ ծռման դեֆորմացիայի ենթարկվող դեֆալները սնամեջ են:
9. Ի՞նչ է առաձգականության սահմանը:
10. Ի՞նչ է նյութի ամրության սահմանը:

**§ 43. ԼԱՐՈՐԱՏՈՐ ԱՇԽԱՏԱՆՔ 2**

**Ռետինի առաձգականության գործակցի (Յունգի մոդուլի) որոշումը**

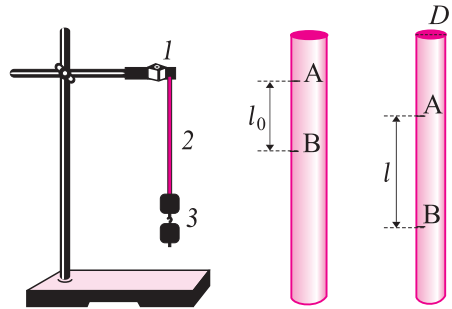
**Աշխատանքի նպատակը.** փորձով որոշել ռետինի առաձգականության գործակիցը:

**Չափամիջոցներ.** ձողակարկին (150 մմ չափման սահմանով և 0,1 մմ բաժանման արժեքով), միլիմետրական բաժանումներով քանոն (50 սմ երկարությամբ):

**Նյութեր և սարքեր.** ամրակալան՝ կցորդիչով և թաթով, ռետինե բուլ, 100 կամ 50 գրամանոց բեռների հավաքածու:

**Փորձի կատարման ընթացքը**

1. Ամրակալանին (1) ամրացնել ռետինե (2) քուղը:
2. Ռետինե քուղի վրա գծել A և B նիշերը և չափել դրանց հեռավորությունը չձգված քուղի համար ( $l_0$ ):
3. Կշռել (3) ծանրոցները ( $F$ ) և կախել ռետինե քուղից: Չափել նիշերի հեռավորությունը ( $l$ ) և քուղի տրամագիծը ( $d$ ) ձգված վիճակում:
4. Յունգի մոդուլը հաշվել հետևյալ բանաձևով՝



$$E = \frac{Fl_0}{S(l - l_0)} = \frac{4Fl_0}{\pi d^2(l - l_0)}$$

**Խնդիրների լուծման օրինակներ**

1.  $R = 100,125$  սմ շառավղով պողպատե ձողի վրա հագցված է  $r = 100$  սմ շառավղով օղակ, պատրաստված պղնձե լարից, որի լայնական հատույթի մակերեսը՝  $S = 4$  մմ<sup>2</sup>: Ի՞նչ ուժով է ձգված օղակը, եթե պղնձի Յունգի մոդուլը՝  $E = 1,2 \cdot 10^{11}$  Ն/մ<sup>2</sup>: Ձողի դեֆորմացիան անտեսել:

Լուծում: Պողպատե ձողին հագցնելիս պղնձե օղակի բացարձակ երկարացումը՝  $\Delta l = 2\pi(R - r)$ : Համաձայն Հուկի օրենքի՝

$$\frac{\Delta l}{l_0} = \frac{2\pi(R - r)}{2\pi r} = \frac{1}{E} \sigma = \frac{1}{E} \frac{F}{S},$$

որտեղ  $F$ -ն օղակը ձգող ուժն է: Վերը նշված բանաձևից կստանանք՝

$$F = \frac{S(R - r)E}{r} = 600 \text{ Ն:}$$

Պատասխան՝ 600 Ն:

2. Ձողի հարաբերական երկարացումն  $\varepsilon$  է: Գտնել ձողի միավոր ծավալի առաձգական դեֆորմացիայի էներգիան, եթե նյութի Յունգի մոդուլը  $E$  է: Ստացված մեծությունն արտահայտել  $\sigma$  լարման միջոցով:

Լուծում:  $\Delta l$  չափով դեֆորմացված ձողի էներգիան՝  $W = k(\Delta l)^2/2$ , որտեղ ձողի  $k$  կոշտությունը տրվում է (6.9) բանաձևով՝  $k = SE/l_0$ , հետևաբար՝

$$W = \frac{1}{2} \frac{S}{l_0} E (\Delta l)^2 = \frac{1}{2} S l_0 E \varepsilon^2 = \frac{1}{2} V E \varepsilon^2,$$

որտեղ  $V$ -ն ձողի ծավալն է: Միավոր ծավալի առաձգական դեֆորմացիայի էներգիայի համար կստանանք՝

$$w = \frac{W}{V} = \frac{1}{2} E \varepsilon^2 = \frac{\sigma^2}{2E}$$

# ԷԼԵԿՏՐԱԴԻՆԱՄԻԿԱՅԻ ՇԻՄՈՒՆՔՆԵՐԸ

## ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ

Բոլոր ֆիզիկական երևույթների հիմքում ընկած են մարմինների կամ մասնիկների փոխազդեցությունները: Մեխանիկայում դուք ուսումնասիրել եք մարմինների շարժումն այս կամ այն ուժերի ազդեցությամբ: Գիտեք, օրինակ, որ մոլորակները պտտվում են Արեգակի շուրջը գրավիտացիոն փոխազդեցության շնորհիվ: Ձեզ արդեն հայանի է նաև, որ ջերմային երևույթների հիմքը նյութի ատոմների և մոլեկուլների բառասային շարժումն է: Սակայն այն ուժերը, որոնց ազդեցությամբ շարժվում են նյութի մանրագույն մասնիկները, ո՛չ մեխանիկայում, ո՛չ էլ մոլեկուլային ֆիզիկայում և ջերմադինամիկայում չեն ուսումնասիրում:

Ատոմների և մոլեկուլների փոխազդեցությունները, ատոմի ներսում միջուկի և էլեկտրոնների փոխազդեցությունները կարելի է բացատրել միայն այն պատկերացումների հիման վրա, որ բնության մեջ գոյություն ունեն լիցքավորված մասնիկներ (էլեկտրոններ, պրոտոններ և այլն), որոնք փոխազդում են իրար հետ: Այդ փոխազդեցությունը կոչվում է **էլեկտրամագնիսական փոխազդեցություն**:

Առօրյա կյանքում, տեխնիկայում, բացի գրավիտացիոն փոխազդեցությունից, հիմնականում գործ ունենք էլեկտրամագնիսական փոխազդեցության ուժի այս կամ այն դրսևորման հետ: Նույնիսկ դժվար է թվարկել էլեկտրամագնիսական ուժի բոլոր դրսևորումները: Պարզվել է, որ ատոմների և մոլեկուլների կայունությունը, ի վերջո, պայմանավորված է էլեկտրամագնիսական փոխազդեցությամբ, իսկ առածականության, շփման ուժերն ունեն էլեկտրամագնիսական բնույթ: Մարդու, կենդանիների և բույսերի կենսագործունեությունը հիմնված է էլեկտրամագնիսական փոխազդեցությունների վրա:

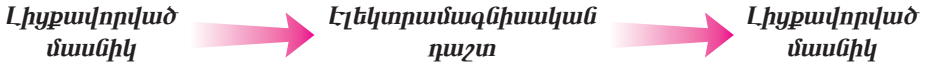
Գիտության մեջ էլեկտրամագնիսական փոխազդեցությունների երկու հակադիր տեսակետներ են առաջարկվել: Առաջին՝ ավելի հին տեսակետը ելնում էր իրարից հեռու մարմինների անմիջական՝ առանց նյութական միջանկյալ օղակների ազդեցության կամ **հեռազդեցության** գաղափարից: Այս հեռազդեցության տեսությունը, որը փաստորեն փոխառնված էր գրավիտացիոն տեսությունից, և հենվում էր փորձում հաստատված փաստերի և դրանց ընդհանրացումների վրա, ընդունել է 19-րդ դարի ֆիզիկոսների մեծ մասը:

Հեռազդեցության տեսությունը չընդունող փոքրաթիվ ֆիզիկոսներից առանձնանում է անգլիացի մեծագույն ֆիզիկոս Մայքլ Ֆարադեյը: Համաձայն Ֆարադեյի գաղափարների՝ մի մարմնի ազդեցությունը մյուսի վրա կարող է իրագործվել կամ անմիջական հպումով, կամ էլ հաղորդվել միջանկյալ միջավայրի՝ դաշտի միջոցով:



Ժամանակակից պատկերացմամբ՝ **Էլեկտրամագնիսական դաշտը մատերիայի տեսակ է** և, ի տարբերություն նյութի, որն ունի «հատիկային» կառույվածք, տարածության մեջ բաշխված է անընդհատորեն:

Պատկերենք էլեկտրամագնիսական փոխազդեցությունը սխեմայի միջոցով:



Սխեման հարկավոր է «ընթերցել» հետևյալ կերպ՝ յուրաքանչյուր լիցքավորված մասնիկ իր էլեկտրամագնիսական դաշտի միջոցով ազդում է մնացած լիցքավորված մասնիկների վրա:

Ֆիզիկայի այն բաժինը, որն ուսումնասիրում է էլեկտրամագնիսական փոխազդեցության օրենքները, այդ փոխազդեցությունը մի լիցքավորված մասնիկից մյուսին փոխանցող էլեկտրամագնիսական դաշտի հատկությունները, կոչվում է **էլեկտրադինամիկա**:

Էլեկտրադինամիկան՝ որպես էլեկտրամագնիսական դաշտի, էլեկտրամագնիսական փոխազդեցությունների և դրանց այս կամ այն դրսևորումների վերաբերյալ գիտություն, ստեղծել է անգլիացի հանճարեղ ֆիզիկոս Ջեյմս Զլերկ Մաքսվելը (1831-1879): Նա Ֆարադեյի գաղափարները ձևակերպել է մաթեմատիկորեն, ընդհանրացրել հայտնի փորձնական փաստերը և դրանք լրացրել նոր փաստերով: 19-րդ դարի 60-ական թվականներին Մաքսվելը ձևակերպել է հավասարումների մի համակարգ, որը սեղմ և ճշգրիտ ձևով պարունակում է էլեկտրամագնիսական դաշտի բոլոր քանակական օրենքները:

Մաքսվելի անվամբ կոչվող այդ հավասարումների սահմանումը 19-րդ դարի ֆիզիկայի ամենախոշոր հայտնագործություններից է: Մաքսվելի տեսությունից բխում է էլեկտրամագնիսական ալիքների գոյությունը և դրանց տարածման արագության հսկայական արժեքը՝ 300000 կմ/վ: Էլեկտրամագնիսական ալիքների տարածման այս հսկայական արագությունն է պատճառը, որ շատ երևույթներ ընդունվում են այնպես, ասես էլեկտրամագնիսական գրգռումների տարածման արագությունն անսահման մեծ է, և կարծես թե ճիշտ է հեռազդեցության տեսությունը:

Մաքսվելի հավասարումներն էլեկտրադինամիկայում կատարում են նույն դերը, ինչ Նյուտոնի հավասարումները դասական մեխանիկայում: Սակայն, ի տարբերություն դասական մեխանիկայի, լինելով բավականաչափ կուռ գիտական տեսություն՝ էլեկտրադինամիկան որևէ սկզբունքային փոփոխություն չկրեց, երբ 20-րդ դարասկզբին ստեղծվեց հարաբերականության տեսությունը: Իսկ դա նշանակում է, որ Մաքսվելի տեսությունը կիրառելի է բոլոր ֆիզիկական պրոցեսների համար, անկախ այն բանից, թե այդ պրոցեսն ընթանում է լույսի արագությունից շատ փոքր, թե՞ համեմատելի արագությամբ:

«Էլեկտրադինամիկա» բաժնի հիմնական խնդիրը էլեկտրամագնիսական դաշտը և էլեկտրամագնիսական փոխազդեցությունները նկարագրող հիմնական օրենքները ուսումնասիրելն է, ինչպես նաև էլեկտրական էներգիայի ստացման և գործնական օգտագործման եղանակներին ծանոթացնելը:

ԷԼԵԿՏՐԱՍՏԱՏԻԿԱ

ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԼԻՑԻԱ

ԼԻՑԻԱ ԴԱՐՊԱՆՄԱՆ ՕՐԵՆՔԸ:

§ 44. ԼԻՑԻԱ ԸՆԴՀԱՏՈՒԹՅՈՒՆԸ, ՏԱՐՐԱԿԱՆ ԼԻՑԻԱ

Լիցքավորված մասնիկների էլեկտրամագնիսական փոխազդեցության ուժգնությունը կախված է այդ մասնիկների լիցքերից (ինչպես, օրինակ, մարմինների գրավիտացիոն փոխազդեցության ուժգնությունն է կախված այդ մարմինների զանգվածներից): Այստեղից կարող ենք եզրակացնել, որ էլեկտրական լիցքը, զանգվածի նման, լիցքավորված մասնիկի հիմնական բնութագրերից է: Եթե մասնիկները լիցք չունեն, ինչպես, օրինակ, նեյտրոնը, ֆոտոնը, ապա էլեկտրամագնիսական ուժերով իրար հետ չեն փոխազդում: Այդպիսի մասնիկներն անվանում են էլեկտրաչեզոք: Այսպիսով՝ բնության մեջ կարող են գոյություն ունենալ մասնիկներ առանց լիցքի, բայց գոյություն չունի լիցք՝ առանց այն կրող մասնիկի:

Ինչպես գիտեք, բոլոր մարմինները բաղկացած են մոլեկուլներից և ատոմներից, իսկ ատոմները՝ էլեկտրոններից և ատոմային միջուկներից: Ատոմն էլեկտրաչեզոք է, քանի որ նրա էլեկտրոնների գումարային բացասական լիցքը մոդուլով հավասար է միջուկի դրական լիցքին: Դա է պատճառը, որ սովորական վիճակում մարմիններն էլեկտրաչեզոք են: Սակայն եթե ատոմից պակասում է մեկ կամ մի քանի էլեկտրոն, ապա այդպիսի ատոմը ձեռք է բերում դրական լիցք և կոչվում է դրական իոն: Երբ ատոմն ունի մեկ կամ մի քանի հավելյալ էլեկտրոն, ապա ատոմի լիցքը բացասական է. այդպիսի ատոմն անվանում են բացասական իոն:

Եթե բացասական լիցք ունեցող մասնիկների գումարային լիցքը մոդուլով մեծ է դրական լիցք ունեցող մասնիկների գումարային լիցքից, ապա մարմինը լիցքավորված է բացասականապես: Հակառակ դեպքում մարմնի լիցքը դրական է:

Լիցքավորված մարմինն անվանում են **կետային լիցք**, եթե տվյալ խնդրի պայմաններում այն կարելի է համարել նյութական կետ: Հասկանալի է, որ բնության մեջ կետային լիցքեր գոյություն չունեն: Բայց եթե խնդրի պայմաններն այնպիսին են, որ լիցքավորված մարմինների ո՛չ չափերը, ո՛չ ձևն էական ազդեցություն չունեն նրանց փոխազդեցության վրա, ապա այդ մարմինները կարող ենք պատկերացնել որպես կետային լիցքեր: Կետային լիցք են, մասնավորապես, այն լիցքավորված գնդիկները, որոնք իրարից բավականաչափ հեռու են, այնպես որ նրանցից յուրաքանչյուրի տրամագիծը կարելի է անտեսել նրանց հեռավորության համեմատ:

Հայտնի է նաև, որ էլեկտրական լիցքն ունի ընդհատ բնույթ. գոյություն ունի լիցքի նվազագույն քանակ, որն անվանում են տարրական լիցք: Տարրական լիցքը սովորաբար նշանակում են  $e$ -ով՝  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Կլ: Տարրական լիցք ունեն բոլոր լիցքավորված տարրական մասնիկները: Մասնավորապես պրոտոնի լիցքը՝  $q_p = e$ , էլեկտրոնի լիցքը՝  $q_e = -e$ : Լիցքավորված մարմնի  $q$  լիցքը միշտ բազմապատիկ է տարրական լիցքին՝  $q = Ne$  կամ  $q = -Ne$ , որտեղ  $N$ -ը բնական թիվ է:

Ամերիկացի գիտնական Բենջամին Ֆրանկլինը, ինչպես գիտեք, հայտնաբերել է, որ ապակե ձողը մետաքսի կտորով շփելիս ձողին հայտնված դրական լիցքը ճշտորեն հավասար է մետաքսին անցած բացասական լիցքի մոդուլին: Նշանակում է՝ էլեկտրականացման ժամանակ շփվող մարմինների գումարային լիցքը մնում է նույնը: Այդ և հետագայում կատարված բազմաթիվ փորձերի ու դիտումների հիման վրա նկատել են, որ երբ լիցքավորված մարմինների (կամ մասնիկների) համակարգը փակ է, այսինքն՝ համակարգ մտնող և նրանից դուրս եկող լիցքավորված մասնիկներ չկան, ապա համակարգի գումարային լիցքը պահպանվում է: Այս պնդումը, որն առաջինը, 1843 թվականին, ձևակերպել է Ֆարադեյը, անվանում են **լիցքի պահպանման օրենք**: Այն բնության հիմնարար օրենքներից է, ինչպիսին են մեխանիկայից ձեզ հայտնի էներգիայի և իմպուլսի պահպանման օրենքները:

Էլեկտրադինամիկայի օրենքներն առավել պարզորեն են արտահայտվում, երբ լիցքավորված մասնիկներն անշարժ են: Անշարժ լիցքավորված մասնիկների փոխազդեցությունն անվանում են **էլեկտրաստատիկ**, իսկ էլեկտրադինամիկայի այն բաժինը, որն ուսումնասիրում է լիցքավորված անշարժ մասնիկների էլեկտրաստատիկ փոխազդեցությունը, կոչվում է **էլեկտրաստատիկա**:

Եթե փակ համակարգը կազմված է  $N$  լիցքավորված մարմիններից, որոնց լիցքերն են՝  $q_1, q_2, \dots, q_N$ , ապա լիցքի պահպանման օրենքը մաթեմատիկորեն կարտահայտվի հետևյալ հավասարությամբ՝

$$q_1 + q_2 + \dots + q_N = \text{const}: \quad (7.1)$$

Համաձայն լիցքի պահպանման օրենքի՝ բնության մեջ չի կարող առաջանալ կամ անհետանալ միևնույն նշանի էլեկտրական լիցք: Դրական լիցքի «ծնունդը» միշտ ուղեկցվում է մոդուլով հավասար բացասական լիցքի երևան գալով: Դրական և բացասական լիցքերը չեն կարող անհետանալ առանձին-առանձին. դրանք կարող են միայն չեզոքացնել իրար, եթե մոդուլով հավասար են:

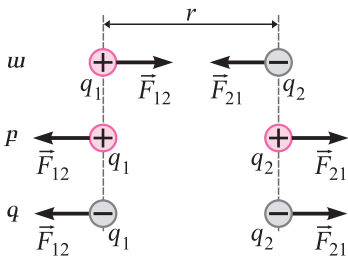
Լիցքի պահպանման օրենքը ճիշտ է բոլոր հաշվարկման համակարգերում: Դա նշանակում է, որ լիցքավորված մասնիկների փակ համակարգի ընդհանուր լիցքը չի փոխվում այդ մասնիկների շարժման արագությունները փոփոխվելիս: Ուրեմն՝ տարբեր հաշվարկման համակարգերում դիտողները, չափելով նույն լիցքը, միշտ ստանում են միևնույն արժեքը:



### Հարցեր և առաջադրանքներ

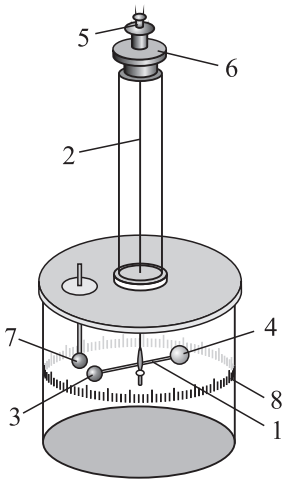
1. Ի՞նչ է բնութագրում էլեկտրական լիցքը: Գոյություն ունի՞ արդյոք մասնիկ՝ առանց լիցքի: Իսկ լիցք՝ առանց մասնիկի՞:
2. Բացատրեք «տարրական լիցք» հասկացությունը:
3. Ո՞ր մարմինն ենք անվանում դրականապես լիցքավորված, և ո՞րը՝ բացասականապես լիցքավորված: Ինչպե՞ս է արտահայտվում մարմնի լիցքը տարրական լիցքի միջոցով:
4. Ի՞նչ է կետային լիցքը: 5. Ձևակերպեք լիցքի պահպանման օրենքը: 6. Ի՞նչ է ուսումնասիրում էլեկտրաստատիկական: 7. Կախված է արդյոք մասնիկի լիցքը նրա արագությունից:

## § 46. ԿՈՒՆՈՆԻ ՕՐԵՆԵՐԸ: ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԼԻՑՔԻ ՄԻԱԿՈՐԸ



**Նկ. 103.** Լիցքավորված մարմինների էլեկտրական փոխազդեցության ուժերի պատկերումը. ա. տարանուն լիցքավորված մարմիններն իրար ձգում են, բ. և գ. նույնանուն լիցքավորված մարմիններն իրար վանում են

Երկու անշարժ կետային լիցքերի փոխազդեցության օրենքը, փորձերի հիման վրա, հայտնագործել է ֆրանսիացի ֆիզիկոս և ճարտարագետ Շառլ Կուլոնը 1785 թվականին: Այն էլեկտրաստատիկայի հիմնական օրենքն է՝ ֆիզիկայի կարևորագույն օրենքներից մեկը, և, ի պատիվ նրա, կոչվում է Կուլոնի օրենք, իսկ անշարժ լիցքավորված մարմինների էլեկտրաստատիկ փոխազդեցության ուժերը՝ կուլոնյան ուժեր:



**Նկ. 104.** Կուլոնի փորձի սարքավորման (ոլորակշեռքի) սխեման

զեռքի կափարիչին: Ապակե անոթի պատին ամրացված (8) սանդղակի միջոցով որոշվում է (3) և (7) գնդիկների (փոխազդող կետային լիցքերի) հեռավորությունը:

Կուլոնը սկզբում նախ հետազոտել է (3) և (7) լիցքավորված գնդիկների փոխազդեցության ուժի կախումն այդ գնդիկների  $q_1$  և  $q_2$  լիցքերից՝ թողնելով գնդիկ-

9-րդ դասարանի ֆիզիկայի դասընթացն ուսումնասիրելիս դուք սահմանափակվել եք միայն լիցքավորված մարմինների և մասնիկների փոխազդեցության որակական դիտարկմամբ: Փորձերով պարզել եք, որ նույնանուն էլեկտրական լիցքեր ունեցող մարմիններն իրար վանում են, իսկ տարանուն լիցքեր ունեցող մարմինները՝ ձգում (նկ. 103):

Սակայն էլեկտրական երևույթներն առավել խոր ըմբռնելու համար անհրաժեշտ է ծանոթանալ լիցքավորված մարմինների փոխազդեցությունը նկարագրող քանակական օրենքին, այսինքն՝ պարզել, թե լիցքավորված մարմինների փոխազդեցության ուժերն ինչպես են կախված այդ մարմինների լիցքերից և նրանց հեռավորությունից:

Այն սարքը, որի օգնությամբ Կուլոնը հետազոտել է լիցքավորված գնդիկների էլեկտրական փոխազդեցությունը և չափել այդ փոխազդեցության ուժը, իր պատրաստած ոլորակշեռքն է (նկ. 104): Ոլորակշեռքի հիմնական տարրը (1) մեկուսիչ լծակն է, որը մեջտեղից կախված է (2) ճկուն, բարակ արծաթալարից: Լծակի մի ծայրին ամրացված է ոսկու բարակ շերտով պատված (3) գնդիկը, իսկ մյուս ծայրին՝ (4) հակակշիռը՝ լծակը հորիզոնական դիրքում պահելու համար: Այս ամենը գետեղված է ապակե անոթում: Արծաթալարի վերին ծայրն ամրացված է (5) պտտվող ձողիկին, որի պտտման անկյունը կարելի է ճշտորեն չափել (6) աստիճանավորված սանդղակի միջոցով: Անոթում կա (3) գնդիկի չափի ևս մեկ հաղորդիչ գնդիկ (7), որը մեկուսիչ ձողով անշարժ ամրացված է ոլորակշեռքի կափարիչին:

ների հեռավորությունն անփոփոխ: Այստեղ դժվարությունն այն էր, որ Կուլոնի ժամանակներում դեռևս գոյություն չունեին լիցքի միավոր, և պարզ չէր, թե ինչպես կարելի է չափել լիցքը: Սակայն Կուլոնը հնարամտորեն շրջանցել է այդ դժվարությունը: Նա (3) կամ (7) գնդիկը հպում էր նույնպիսի չլիցքավորված հաղորդիչ գնդիկի, որին անցնում էր սկզբնական լիցքի կեսը: Նման եղանակով նա կարողանում էր լիցքը փոքրացնել 2, 4 և ավելի անգամ: Փոփոխելով (3) և (7) գնդիկների լիցքերը՝ Կուլոնը նկատել է, որ փոխազդեցության ուժերի մոդուլն ուղիղ համեմատական է լիցքերի մոդուլների արտադրյալին՝  $F + |q_1 q_2|$ :

Հաջորդ քայլում Կուլոնը, անփոփոխ թողնելով գնդիկների  $q_1$  և  $q_2$  լիցքերը, հետազոտել է նրանց փոխազդեցության ուժի  $F$  մոդուլի կախումը գնդիկների  $r$  հեռավորությունից:

Նույն նշանի լիցքով լիցքավորելիս, (3) և (7) գնդիկները վանում էին իրար, և (1) լծակը պտտվում էր՝ ոլորելով (2) արծաթալարը: Այդ գնդիկներն իրարից որոշակի հեռավորությամբ պահելու համար անհրաժեշտ էր (5) ձողիկի օգնությամբ արծաթալարը որոշակի անկյամբ պտտել հակառակ ուղղությամբ: Չափելով այդ անկյունը՝ կարելի էր որոշել գնդիկների փոխազդեցության ուժերի մոդուլը տարբեր հեռավորությունների համար: Կուլոնը նկատել է, որ գնդիկների փոխազդեցության ուժի մոդուլը հակադարձ համեմատական է նրանց  $r$  հեռավորության քառակուսուն՝

$$F + \frac{1}{r^2}:$$

Միավորելով փորձերից բխող այս երկու արդյունքները՝ Կուլոնը ստացել է՝

$$F + \frac{|q_1 q_2|}{r^2}:$$

Այս արտահայտության մեջ համեմատականության նշանը կարող ենք փոխարինել հավասարման նշանով՝ օգտվելով համեմատականության  $k$  գործակցից՝

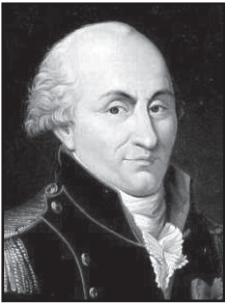
$$F = k \frac{|q_1 q_2|}{r^2}: \quad (7.2)$$

$k$  գործակցից ունի հետևյալ ֆիզիկական իմաստը. այն թվապես հավասար է միավոր հեռավորությամբ և միավոր լիցքերով կետային մարմինների փոխազդեցության ուժերի մոդուլին:  $k$  գործակցի արժեքը կախված է միավորների ընտրությունից և որոշվում է փորձնական եղանակով:

Կուլոնի փորձերից կարելի է եզրակացնել նաև, որ էլեկտրական փոխազդեցության ուժերն ուղղված են կետային լիցքերը միացնող ուղղի երկայնքով, ընդ որում, նույնանուն լիցքերով մարմիններն իրար վանում են, տարանուն լիցքով մարմինները՝ ձգում (նկ. 103): Հաշվի առնելով այս հանգամանքը՝ ձևակերպենք Կուլոնի օրենքը:

**Երկու անշարժ կետային լիցքեր փոխազդում են այնպիսի ուժերով, որոնք ուղղված են լիցքերը միացնող ուղղի երկայնքով, և որոնց մոդուլն ուղիղ համեմատական է լիցքերի մոդուլների արտադրյալին և հակադարձ համեմատական՝ լիցքերի միջև հեռավորության քառակուսուն:**

Իմանալով լիցքավորված կետային մարմինների փոխազդեցության օրենքը՝ կարելի է հաշվել կամայական լիցքավորված մարմինների փոխազդեցության ուժը: Դրա համար մարմինները հարկավոր է մտովի բաժանել այնպիսի մանր տարրերի,



**Կուլոն Շառլ Օգյուստեն**

1736 -1806

*Ֆրանսիացի ֆիզիկոս և ռազմական ճարտարագետ, ուսումնասիրել է էլեկտրական լիցքերի և հաստատուն մագնիսների փոխազդեցության օրինաչափությունները, ձևակերպել է սահքի և գլորման շփման օրենքները: Կուլոնի փորձարարական աշխատանքները կարևոր նշանակություն ունեցան էլեկտրամագնիսական երևույթների տեսության ստեղծման համար:*

որ դրանցից յուրաքանչյուրը հնարավոր լինի համարել կետային: Երկրաչափորեն գումարելով այդ բոլոր տարրերի փոխազդեցության ուժերը՝ կարելի է հաշվել փոխազդեցության արդյունարար ուժը:

**Լիցքի միավորը:** Կուլոնի հաստատունի արժեքը կախված է լիցքի միավորի ընտրությունից: Միավորների ՄՀ-ում լիցքի միավորը կուլոնն է (Կլ): 1 կուլոնն այն լիցքն է, որը 1 վայրկյանում անցնում է հաղորդչի լայնական հատույթով, երբ նրա մեջ հաստատուն հոսանքի ուժը 1 ամպեր է (Ա):

Սահմանելով լիցքի միավորը՝ կարող ենք որոշել  $k$  հաստատունի միավորը և հաշվել նրա արժեքը: (7.2) բանաձևից՝

$$k = \frac{Fr^2}{|q_1 q_2|} \quad (7.3)$$

Միավորների ՄՀ-ում ուժն արտահայտվում է նյուտոնով, հեռավորությունը՝ մետրով, իսկ լիցքը՝ կուլոնով, ուստի  $k$  հաստատունը կարտահայտվի 1 Ն·մ<sup>2</sup>/Կլ<sup>2</sup> միավորով: Չափելով տրված  $r$  հեռավորությանը

հայտնի  $q_1$  և  $q_2$  կետային լիցքերի փոխազդեցության ուժերի  $F$  մոդուլը՝ (7.3) բանաձևից կարելի է որոշել  $k$ -ի արժեքը: Փորձը և հաշվարկը ցույց են տալիս, որ

$$k = 9 \cdot 10^9 \frac{\text{Ն} \cdot \text{մ}^2}{\text{Կլ}^2}:$$

Կուլոնի օրենքի բխող մի շարք առնչություններ առավել պարզ տեսք են ունենում, երբ  $k$  հաստատունը ներկայացվում է

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \quad (7.4)$$

տեսքով, որտեղ  $\epsilon_0$  մեծությունը կոչվում է էլեկտրական հաստատուն.

$$\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi k} = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Կլ}^2}{\text{Ն} \cdot \text{մ}^2} \quad (7.5)$$

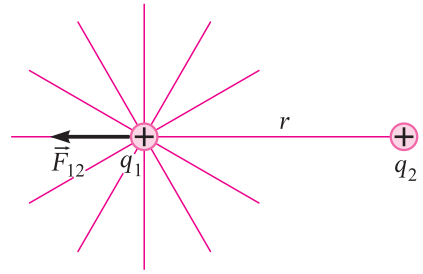
Խորացված

**Կուլոնի օրենքը վեկտորական տեսքով:** Այն, որ կետային լիցքերի էլեկտրական փոխազդեցության ուժերն ուղղված են այդ լիցքերը միացնող ուղղի երկայնքով, բխում է նաև համաչափության նկատառումներից: Իրոք, դիտարկենք, օրինակ,  $q_1$  կետային լիցքի վրա ազդող  $\vec{F}_2$  ուժի բոլոր հնարավոր ազդման գծերը: Դրանք բոլորն էլ համարժեք են իրար՝ բացի կետային լիցքերը միացնող ազդման գծից: Վերջինս «առանձնահատուկ» է նրանով, որ անցնում է երկու կետային լիցքերով, ուստի՝ նաև միակն է: Հետևաբար՝  $\vec{F}_2$  ուժը պետք է ուղղված լինի կետային լիցքերը միացնող ուղղի երկայնքով (նկ. 105): Նմանօրինակ ուժերը, ինչպես գիտեք, կոչվում են կենտրոնական: Հիշենք, որ կենտրոնական են նաև գրավիտացիոն ուժերը:

Եթե 1-ին կետային լիցքի վրա 2-րդից ազդող ուժը նշանակենք  $\vec{F}_{12}$ -ով, իսկ 2-րդ կետային լիցքի վրա 1-ինից ազդող ուժը՝  $\vec{F}_{21}$ -ով (նկ. 103), ապա, համաձայն Նյուտոնի 3-րդ օրենքի,  $\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}$ : Դիցուք՝  $\vec{r}$  վեկտորն ուղղված է 2-րդ կետային լիցքից դեպի 1-ինը, իսկ  $|\vec{r}| = r$ : Այդ դեպքում Կուլոնի օրենքը վեկտորական ներկայացմամբ կարտահայտվի հետևյալ կերպ՝

$$\vec{F}_{12} = k \frac{q_1 q_2}{r^3} \vec{r} \quad (7.6)$$

Եթե  $q_1$  և  $q_2$  լիցքերը նույն նշանի են, ապա  $\vec{F}_{12}$  ուժի և  $\vec{r}$  վեկտորի ուղղությունները համընկնում են, հակառակ դեպքում՝  $\vec{F}_{12}$  և  $\vec{r}$  վեկտորները հակաուղղված են:



**Նկ. 105.**  $q_1$  կետային լիցքի վրա  $q_2$  կետային լիցքից ազդող  $\vec{F}_{12}$  ուժն ուղղված է այդ լիցքերը միացնող ուղղի երկայնքով



### Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Ինչպե՞ս են փոխազդում երկու լիցքավորված մարմիններ, երբ նրանց լիցքերը՝ ա. նույնանուն են, բ. տարանուն են: 2. Սկարագրեք ոլորակշեռքի կառուցվածքը: 3. Ձևակերպեք Կուլոնի օրենքը: 4. Գրեք Կուլոնի օրենքն արտահայտող բանաձևը: 5. Մո՞րն է  $k$  հաստատունի ֆիզիկական իմաստը: 6. Ինչպե՞ս է սահմանվում էլեկտրական լիցքի միավորը ՄՀ-ում: 7. Որքա՞ն է  $k$  հաստատունի արժեքը: 8.  $k$  հաստատունի միավորն արտահայտեք ՄՀ-ի հիմնական միավորներով: 9. Գրեք էլեկտրական հաստատունի արժեքը: 10. Գրեք Կուլոնի օրենքի բանաձևը վեկտորական տեսքով:

1766 թվականին անգլիացի բնագետ և փիլիսոփա Ջոզեֆ Փրիստլին (1733-1804), ծանոթանալով ամերիկացի ֆիզիկոս և քաղաքական գործիչ Բենջամին Ֆրանկլինի (1706-1790) աշխատանքներին, արտահայտել է այն միտքը, որ էլեկտրաստատիկ փոխազդեցության ուժերը հակադարձ համեմատական են կետային լիցքերի հեռավորության քառակուսուն:

1771 թվականին անգլիացի գիտնական Հենրի Կավենդիշը (1731-1810) հանգել է այն եզրակացության, որ եթե կետային լիցքերի փոխազդեցության ուժերը փոփոխվում են  $1/r^2$  օրենքով ( $r$ -ը կետային լիցքերի հեռավորությունն է), ապա հավասարաչափ լիցքավորված գնդաձևի ներսում էլեկտրական դաշտը պետք է բացակայի: Իր արտահայտած միտքը հաստատելու համար նա կատարել է բավական պարզ մի փորձ: Վերցրել է մետաղե գունդ, դրան կիպ մոտեցրել երկու մետաղե կիսագնդաձևեր՝ դրանցով ամուր սեղմելով գունդը: Այնուհետև, գունդը լիցքավորվելով, հեռացրել է կիսագնդաձևերը: Չափելով գնդի լիցքը՝ պարզել է, որ այն գրո է, այսինքն՝ գնդի ներսում էլեկտրական դաշտ չկար: Այստեղից Կավենդիշը եզրակացրել է, որ կետային լիցքերի փոխազդեցության ուժերը, իրոք, փոփոխվում են  $1/r^2$  օրենքով:

Կավենդիշը, որ տարօրինակ և մարդատյաց անձնավորություն էր, իր հետազոտությունները հրատարակելու սովորություն չուներ, ուստի՝ նրա փորձի արդյունքն անհայտ է մնացել մինչև 1873 թվականը, երբ Մաքսվելը լույս է ընծայել Կավենդիշի գիտական աշխատանքները: Եվ թեև Շառլ Կուլոնը կետային լիցքերի փոխազդեցության օրենքը հայտնագործել է Կավենդիշի փորձից 14 տարի անց, այդ օրենքը, իրավամբ, գիտության մեջ ընդմիշտ մնաց «Կուլոնի օրենք» անունով:



## ԽՆՈՒՆԻՆԵՐԻ ԼՈՒԾՄԱՆ ՕՐԻՆԱԿՆԵՐ

**1. Ջրածնի ատոմում պրոտոնն ու էլեկտրոնը միմյանց ձգում են գրավիտացիոն և էլեկտրական ուժերով: Ո՞րն է այդ ուժերից մեծ և քանի՞ անգամ:**

**Լուծում:** Գրավիտացիոն փոխազդեցության ուժը որոշվում է տիեզերական ձգողության օրենքով՝  $F_g = Gm_e m_p / R^2$ , որտեղ  $m_e$ -ն և  $m_p$ -ն էլեկտրոնի և պրոտոնի զանգվածներն են,  $R$ -ը՝ նրանց հեռավորությունը: Էլեկտրական փոխազդեցության ուժը՝  $F_e = k|q_e||q_p|/R^2$ , որտեղ  $q_e = -e$  էլեկտրոնի լիցքն է, իսկ  $q_p = e$ ՝ պրոտոնի: Այս արտահայտությունները բաժանելով իրար՝ կստանանք՝

$$\frac{F_e}{F_g} = \frac{k e^2}{G m_e m_p} :$$

Քանի որ  $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$  կգ,  $m_p = 1,67 \cdot 10^{-27}$  կգ,  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Կլ,  $k = 9 \cdot 10^9$  Ն·մ<sup>2</sup>/Կլ<sup>2</sup>,  $G = 6,67 \cdot 10^{-11}$  Ն·մ<sup>2</sup>/կգ<sup>2</sup>, կստանանք՝  $F_e/E_g \approx 2,5 \cdot 10^{39}$ , այսինքն՝ էլեկտրոնի և պրոտոնի էլեկտրական փոխազդեցության ուժը մոտ  $10^{39}$  անգամ ավելի մեծ է, քան գրավիտացիոն ուժը:

**Պատասխան՝**  $F_e/E_g \approx 2,5 \cdot 10^{39}$ :

**2. Տարանուն՝  $4q$  և  $-q$  լիցքերով միատեսակ մետաղե գնդիկների միջև հեռավորությունը  $r$  է: Գնդիկները հպեցին իրար: Որքե՞ն պետք է դրանք հեռացնել իրարից, որ փոխազդեցության ուժի մոդուլը մնա նախկինը:**

**Լուծում:** Մինչև հպելը գնդիկների էլեկտրաստատիկ փոխազդեցության ուժը՝  $F_1 = k| -q||4q|/r^2 = 4kq^2/r^2$ : Քանի որ գնդիկները միատեսակ են, ապա հպելույց հետո նրանց նախնական ընդհանուր  $4q + (-q) = 3q$  լիցքը հավասարապես կբաշխվի երկու գնդիկների միջև, և յուրաքանչյուրը կունենա դրական  $3q/2$  լիցք, հետևաբար՝  $X$  հեռավորության դեպքում նրանց փոխազդեցության ուժը՝  $F_2 = 9kq^2/4x^2$ :

Հավասարացնելով այդ ուժերը՝  $4kq^2/r^2 = 9kq^2/4x^2$ , կստանանք՝  $x = 0,75r$ : Եթե մինչև հպելը գնդիկները ձգում էին միմյանց, ապա հպելույց հետո կվանվեն:

**Պատասխան՝**  $0,75r$ :

**3. Երկու միանման կապարե գնդիկների միջև հեռավորությունը 10 մետր է: Պատկերացնենք, թե գնդիկներից մեկի յուրաքանչյուր ատոմից հեռաքրել են մեկական էլեկտրոն և տեղափոխել մյուս գնդիկի վրա: Ի՞նչ ուժով իրար կձգեն գնդիկները, եթե դրանցից յուրաքանչյուրի զանգվածը 10 գ է: Կապարի մոլային զանգվածը 0,207 կգ/մոլ է:**

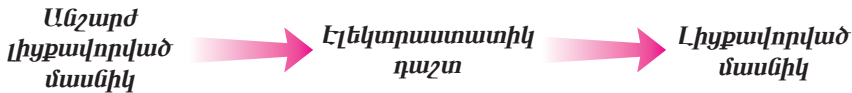
**Լուծում:** Գնդիկները ձեռք կբերեն տարբեր նշանի լիցքեր, որոնց մոդուլը՝  $q = Ne$ , որտեղ  $e$ -ն էլեկտրոնի լիցքի մոդուլն է՝  $1,6 \cdot 10^{-19}$  Կլ, իսկ  $N$ -ը՝ յուրաքանչյուր գնդիկի ատոմների թիվը՝  $N = mN_A/M$ : Համաձայն Կուլոնի օրենքի՝ գնդիկներից յուրաքանչյուրի վրա ազդող կուլոնյան ուժի մոդուլը՝  $F = kq^2/r^2 = k(mN_A e/Mr)^2$ , որտեղ  $k = 9 \cdot 10^9$  Ն·մ<sup>2</sup>/Կլ<sup>2</sup>: Տեղադրելով մեծությունների արժեքները՝ կստանանք՝  $F = 2 \cdot 10^{15}$  Ն:  $F$ -ի թվային արժեքը հսկայական է: Այդքան է կշռում, օրինակ, այն խորանարդաձև ջրամբարի ջուրը, որի կողի երկարությունը՝  $l \approx 5,9$  կմ: Իրոք,  $F = mg = \rho g l^3$  բանաձևից հետևում է, որ  $l = \sqrt[3]{F/\rho g}$ . 5900 մ:

**Պատասխան՝**  $2 \cdot 10^{15}$  Ն:



**ԷԼԵԿՏՐԱՍՏԱՏԻԿ ԴԱՇՏ:**  
**§ 46. ԷԼԵԿՏՐԱՍՏԱՏԻԿ ԴԱՇՏԻ ԼԱՐՎԱԾՈՒԹՅՈՒՆ:**  
**ՇԱՍԱՍԵՆ ԷԼԵԿՏՐԱՍՏԱՏԻԿ ԴԱՇՏ**

Ինչպես գիտեք, յուրաքանչյուր լիցք իր էլեկտրամագնիսական դաշտի միջոցով փոխազդում է այլ լիցքերի հետ: Երբ լիցքերն անշարժ են, այսինքն՝ նրանց փոխազդեցությունն էլեկտրաստատիկ բնույթի է, ապա այն էլեկտրամագնիսական դաշտը, որի միջոցով իրականացվում է այդ փոխազդեցությունը, անվանում են էլեկտրաստատիկ դաշտ: Այլ կերպ ասած՝ էլեկտրաստատիկ դաշտը էլեկտրամագնիսական դաշտի դրսևորումներից է, որ գոյություն ունի անշարժ լիցքերը շրջապատող տարածության մեջ, և անխզելիորեն կապված է այդ լիցքերին: Էլեկտրաստատիկ դաշտը ժամանակի ընթացքում չի փոփոխվում, եթե չեն փոփոխվում լիցքերը: Էլեկտրաստատիկ դաշտի հիմնական հատկությունն այն է, որ այն որոշակի ուժով ազդում է լիցքերի (լիցքավորված մասնիկների և մարմինների) վրա: Այլ կերպ ասած՝ այդ դաշտի միջոցով են իրար հետ փոխազդում անշարժ լիցքերը: Էլեկտրաստատիկ փոխազդեցությունը նույնպես կարելի է պատկերել



սխեմայով և եզրակացնել, որ յուրաքանչյուր անշարժ լիցքավորված մասնիկ, իր էլեկտրաստատիկ դաշտի միջոցով, որոշակի ուժով, որն անվանում են էլեկտրաստատիկ կամ կոլոնյան ուժ, ազդում է մնացած լիցքավորված մասնիկների վրա: Այս ձևով կարող ենք մեկնաբանել նաև երկու կետային լիցքերի փոխազդեցությունը:

Էլեկտրաստատիկ դաշտն անվանում են նաև էլեկտրական դաշտ, իսկ էլեկտրաստատիկ փոխազդեցությունը՝ էլեկտրական փոխազդեցություն:

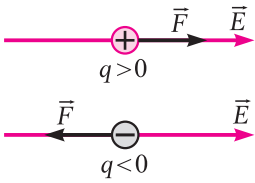
Էլեկտրաստատիկայում սովորաբար փոխազդող լիցքավորված մարմիններից մեկը համարում են էլեկտրական դաշտի աղբյուր, իսկ մյուս, որպես կանոն, կետային մարմինը՝ փորձնական լիցք: Ենթադրվում է նաև, որ փորձնական լիցքն այնքան փոքր է, որ նրա առկայությունը գործնականորեն չի ազդում դաշտի աղբյուրի լիցքի բաշխման վրա:

Էլեկտրաստատիկայի կարևորագույն խնդիրներից մեկն էլեկտրական դաշտում փորձնական լիցքի վրա ազդող ուժը որոշելն է, որի միջոցով կարող ենք հաշվել նաև փորձնական լիցքի շարժման արագացումը, հետևաբար՝ նաև լուծել կամայական լիցքավորված կետային մարմնի շարժման խնդիրը:

Եթե էլեկտրական դաշտի նույն կետում հերթով տեղադրենք  $q_1, q_2, \dots, q_n$  փորձնական լիցքեր և ամեն անգամ որոշենք դրանց վրա ազդող  $\vec{F}_1, \vec{F}_2, \dots, \vec{F}_n$  ուժերը, կհամոզվենք, որ բոլոր փորձնական լիցքերի համար ազդող ուժի և լիցքի հարաբերությունը կախված չէ լիցքից և տրված կետում հաստատուն մեծություն է՝

$$\frac{\vec{F}_1}{q_1} = \frac{\vec{F}_2}{q_2} = \dots = \frac{\vec{F}_n}{q_n} = \text{const:}$$

Դիցուք՝ էլեկտրական դաշտի աղբյուրը  $q_0$  կետային լիցքն է, որը տեղադրված է կոորդինատային սկզբնակետում:  $q$  փորձնական լիցքը տեղադրենք որևէ  $A$  կե-



**Նկ. 106.** Էլեկտրական դաշտում փորձնական լիցքերի վրա ազդող ուժերը

տում, որի դիրքի շառավիղ-վեկտորն է  $\vec{r}$ -ը: Համաձայն Կուլոնի օրենքի՝ փորձնական լիցքի վրա ազդող ուժի մոդուլը՝  $F = k|q_0||q|/r^2$ , այսինքն՝  $F \propto q$ , կամ  $F/q = const$ :

Այսպիսով՝ էլեկտրական դաշտի՝ տրված կետում տեղադրված փորձնական լիցքի վրա ազդող ուժի և այդ լիցքի հարաբերությամբ որոշվող վեկտորական մեծությունը կարող է ծառայել որպես էլեկտրական դաշտի բնութագիր: Այդ բնութագիրը կոչվում է **էլեկտրական դաշտի լարվածություն**:

Էլեկտրական դաշտի լարվածություն են անվանում այն ֆիզիկական մեծությունը, որը հավասար է դաշտի տվյալ կետում տեղադրված փորձնական լիցքի վրա ազդող ուժի և այդ լիցքի հարաբերությանը՝

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q} \quad (7.7)$$

(7.7) բանաձևից երևում է, որ դրական ( $q > 0$ ) փորձնական լիցքի վրա ազդող ուժն ունի նույն ուղղությունը, ինչ լարվածությունը՝  $\vec{E} \parallel \vec{F}$ , իսկ բացասական ( $q < 0$ ) փորձնական լիցքի վրա ազդող ուժը հակուղված է լարվածությանը՝  $\vec{E} \perp \vec{F}$  (նկ. 106): Այսպիսով՝ լարվածությունը ցույց է տալիս, թե տարածության տվյալ կետում ինչ ուժով է էլեկտրական դաշտն ազդում միավոր դրական փորձնական լիցքի վրա:

Եթե հայտնի է էլեկտրական դաշտի  $\vec{E}$  լարվածությունը տարածության յուրաքանչյուր կետում, ապա (7.7) բանաձևից կարող ենք որոշել  $q$  փորձնական լիցքի վրա ազդող  $\vec{F}$  ուժը՝

$$\vec{F} = q\vec{E} \quad (7.8)$$

Եթե տարածության տվյալ տիրույթի բոլոր կետերում էլեկտրական դաշտի լարվածությունը նույնն է՝  $\vec{E} = const$ , էլեկտրական դաշտն անվանում են համասեռ:

Միավորների ՄՀ-ում ուժի միավորը 1 նյուտոնն է՝  $[F] = 1 \text{ Ն}$ , լիցքի միավորը՝ 1 կուլոնը՝  $[q] = 1 \text{ Կլ}$ , ուստի լարվածության միավորը կլինի՝

$$[E] = \frac{[F]}{[q]} = \frac{1 \text{ Ն}}{1 \text{ Կլ}} = 1 \frac{\text{Ն}}{\text{Կլ}}:$$

1 Ն/Կլ-ն այն համասեռ էլեկտրական դաշտի լարվածությունն է, որտեղ 1 Կլ փորձնական լիցքի վրա դաշտն ազդում է 1 Ն ուժով:

**Հարցեր և առաջադրանքներ**

1. Ո՞ր մեծությունն են անվանում էլեկտրական դաշտի լարվածություն: 2. Ո՞ր ուղղությունն է ընդունվել որպես էլեկտրական դաշտի լարվածության վեկտորի ուղղություն: 3. Ի՞նչ միավորով է արտահայտվում էլեկտրական դաշտի լարվածությունը միավորների ՄՀ-ում: 4. Էլեկտրական դաշտի լարվածության միավորն արտահայտեք ՄՀ-ի հիմնական միավորներով:

**§ 47. ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԼԱՐՎԱԾՈՒԹՅՈՒՆԸ: ԴԱՇՏԵՐԻ ՎԵՐԱԴՐՄԱՆ ՍԿՋԲՈՒՆԸ**

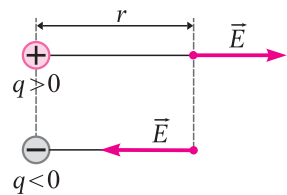
Հաշվենք  $q_0$  կետային լիցքի էլեկտրական դաշտի լարվածությունը վակուումում, տարածության կամայական կետում: Դրա համար, ըստ (7.7) սահմանման, պետք է այդ կետում տեղադրել որևէ փորձնական լիցք, որոշել նրա վրա ազդող  $\vec{F}_0$  ուժը և այն բաժանել այդ լիցքին: Կուլոնի օրենքի համաձայն՝

$$F_0 = k \frac{|q_0| |q|}{r^2},$$

որտեղ  $r$ -ը  $q_0$  կետային լիցքի և  $q$  փորձնական լիցքի հեռավորությունն է, ուստի լարվածության վեկտորի  $E_0$  մոդուլի համար կստանանք՝

$$E_0 = \frac{F_0}{|q|} = k \frac{|q_0|}{r^2} = \frac{|q_0|}{4\pi\epsilon_0 r^2}: \quad (7.9)$$

Այսպիսով՝  $q_0$  կետային լիցքի էլեկտրական դաշտի լարվածության մոդուլը որևէ կետում հակադարձ համեմատական է այդ լիցքից դիտարկվող կետի հեռավորության քառակուսուն: Ինչ վերաբերում է լարվածության ուղղությանը, ապա այն տարածության յուրաքանչյուր կետում ուղղված է այդ կետն ու  $q_0$  կետային լիցքը միացնող ուղղի երկայնքով, ընդ որում, եթե լիցքը դրական է ( $q_0 > 0$ ) ապա լարվածության վեկտորն ուղղված է լիցքից դեպի դուրս, իսկ եթե լիցքը բացասական է ( $q_0 < 0$ ) ապա այն ուղղված է դեպի լիցքը (նկ. 107):



**Նկ. 107.** Դրական լիցքի էլեկտրական դաշտի լարվածությունն ուղղված է լիցքից դուրս, իսկ բացասականինը՝ դեպի լիցքը:

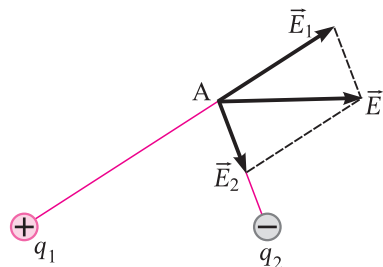
**Դաշտերի վերադրման սկզբունքը:** Իսկ ինչպե՞ս հաշվել էլեկտրական դաշտի լարվածությունն այն դեպքում, երբ դաշտը ստեղծում են ոչ թե մեկ, այլ մի քանի կետային լիցքեր (աղբյուրներ): Փորձը ցույց է տալիս, որ այդ դեպքում տարածության կամայական կետում տեղադրված  $q$  փորձնական լիցքի վրա ազդող համագոր ուժը հավասար է առանձին կետային լիցքերից փորձնական լիցքի վրա ազդող ուժերի վեկտորական գումարին՝

$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_n:$$

Բաժանելով այս հավասարման բոլոր անդամները  $q$ -ի և հաշվի առնելով (7.7) բանաձևը՝ կստանանք՝

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots + \vec{E}_n: \quad (7.10)$$

Տարածության տվյալ կետում լիցքավորված մարմինների համակարգի արդյունաբար դաշտի լարվածությունը հավասար է այդ կետում առանձին լիցքավորված մարմինների դաշտերի լարվածությունների վեկտորա-



**Նկ. 108.** Արդյունաբար էլեկտրական դաշտի  $\vec{E}$  լարվածությունը A կետում  $q_1$  և  $q_2$  կետային լիցքերի էլեկտրական դաշտերի  $\vec{E}_1$  և  $\vec{E}_2$  լարվածությունների վեկտորական գումարն է:

**կան գումարին:** Այս պնդումն անվանում են **դաշտերի վերադրման սկզբունք:** Վերադրման սկզբունքը երկու կետային լիցքերի համար լուսաբանված է 108-րդ նկարում: Արդյունաբար դաշտի  $\vec{E}$  լարվածությունը  $A$  կետում հավասար է  $q_1$  և  $q_2$  կետային լիցքերի ստեղծած դաշտերի  $\vec{E}_1$  և  $\vec{E}_2$  լարվածությունների վեկտորական գումարին՝  $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$ :



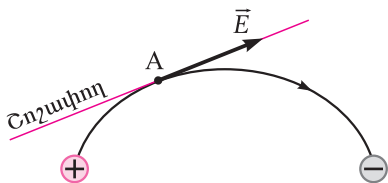
### Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Գրեք կետային լիցքի էլեկտրական դաշտի լարվածության բանաձևը:
2. Ինչպե՞ս է ուղղված  $q_0$  կետային լիցքի էլեկտրական դաշտի լարվածությունը փարածության փոխյալ կետում, եթե՝ ա.  $q_0 > 0$ , բ.  $q_0 < 0$ :
3. Գրեք  $\vec{E}$  լարվածությամբ էլեկտրական դաշտից  $q$  լիցքի վրա ազդող  $\vec{F}$  ուժի բանաձևը:
4. Ձևակերպեք էլեկտրական դաշտերի վերադրման սկզբունքը:

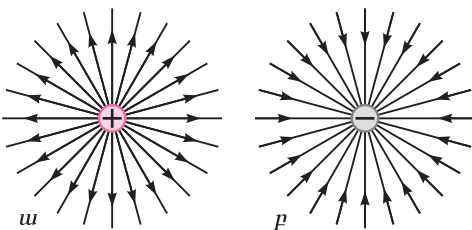
## § 48. ԷԼԵԿՏՐՈՎԱՆ ԴԱՇՏԻ ՈՒԺԱԳԾԵՐ

Էլեկտրական դաշտի մասին լրիվ պատկերացում կունենանք, երբ մեզ հայտնի լինեն դաշտի լարվածության վեկտորի մոդուլը և ուղղությունը տարածության յուրաքանչյուր կետում:

Էլեկտրական դաշտը «տեսանելի» դարձնելու նպատակով Ֆարադեյն առաջարկեց էլեկտրական դաշտի ներկայացման մեկ այլ՝ գրաֆիկական եղանակ: Նա դաշտը պատկերեց այսպես կոչված ուժագծերի օգնությամբ: **Էլեկտրական դաշտի ուժագծեր կամ լարվածության գծեր կոչվում են այն անընդհատ գծերը, որոնց կամայական կետում դաշտի լարվածությունն ուղղված է այդ կետով տարված շոշափողի երկայնքով:**

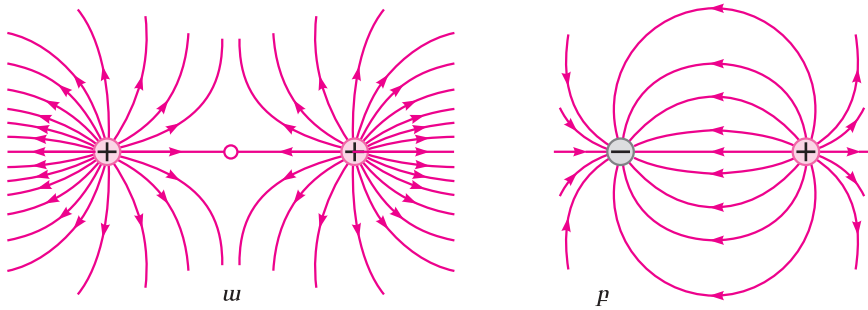


**Նկ. 109.** Էլեկտրական դաշտի կամայական  $A$  կետում լարվածության վեկտորն ուղղված է այդ կետում ուժագծի շոշափողով:



**Նկ. 110.** Առանձնացված դրական ( $a$ ) և բացասական ( $b$ ) կետային լիցքերի էլեկտրական դաշտերի ուժագծերը

110,ա և 110,բ նկարներում պատկերված են առանձնացված, այսինքն՝ այլ լիցքավորված մարմիններից բավականաչափ հեռու դրական և բացասական կետային լիցքերի, 111,ա նկարում՝ երկու նույնանուն կետային լիցքերի, 111,բ նկարում՝ երկու տարանուն կետային լիցքերի, իսկ 112-րդ նկարում՝ տարանուն լիցքերով լիցքավորված երկու հարթ գուգահեռ թիթեղների էլեկտրաստատիկ դաշտերի ուժագծերը (երբ թիթեղներն իրար շատ մոտ են):



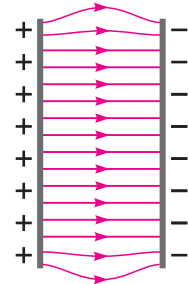
**Նկ. 111.** *ա.* Երկու դրական կետային լիցքերի էլեկտրական դաշտի ուժագծերը, *բ.* տարանուն կետային լիցքերի էլեկտրական դաշտի ուժագծերը

Տարածության բոլոր այն տիրույթներում, որտեղ գոյություն ունի էլեկտրական դաշտ, կարելի է տանել ուժագիծ: Ընդ որում, լիցքի արված բաշխման դեպքում էլեկտրական դաշտի լարվածությունը կամայական կետում որոշվում է միարժեքորեն, այլ կերպ ասած՝ որոշակի է և՛ մոդուլով, և՛ ուղղությամբ: Դա նշանակում է, որ դաշտի յուրաքանչյուր կետով կարող է անցնել միայն մեկ ուժագիծ: Այստեղից հետևում է, որ ուժագծերը չեն հատվում:

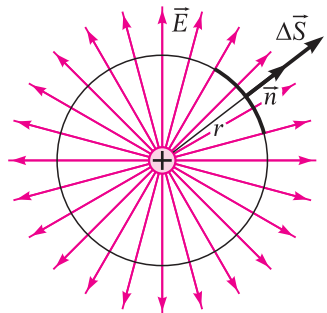
Ուժագծերը պատկերացում են տալիս տարբեր կետերում լարվածության վեկտորի ոչ միայն ուղղության, այլև մոդուլի մասին: Տարածության այն տիրույթներում, որտեղ ուժագծերն ավելի խիտ են պատկերված, դաշտի  $\vec{E}$  լարվածության մոդուլն ավելի մեծ է. վերջինս համեմատական է ուժագծերի խտությանը, այսինքն՝  $\vec{E}$ -ին ուղղահայաց մակերևույթի միավոր մակերեսով տեղամասը հատող ուժագծերի թվին:

112-րդ նկարում, օրինակ, քիթեղների միջև, եզրերին ոչ շատ մոտ մասերում ուժագծերի խտությունը նույնն է, հետևաբար՝ դաշտի լարվածությունն այդ մասերում նույնն է, այսինքն՝ դաշտը համասեռ է:

Համոզվենք, որ տարածության յուրաքանչյուր կետում  $\vec{E}$ -ի մոդուլը, իրոք, համեմատական է այդ կետի շրջակայքում ուժագծերի խտությանը: Կետային աղբյուրի մերձակայքում էլեկտրական դաշտի լարվածության արժեքներն ավելի մեծ են, իսկ ուժագծերը՝ ավելի խիտ, քան աղբյուրից հեռու կետերում: Սակայն  $q$  կետային լիցքն ընդգրկող կամայական փակ մակերևույթը հատող ուժագծերի  $N$  թիվը մնում է նույնը: Դիցուք՝ այդ մակերևույթը  $r$  շառավղով գնդաձև է, որի կենտրոնը համընկնում է կետային լիցքի հետ: Այդ դեպքում ուժագծերը գնդաձևաբար հատում են ուղիղ անկյան տակ: Ուժագծերի  $N$  խտությունը, որը հավասար է գնդային մակերևույթի միավոր մակերեսով տեղամասը հատող ուժագծերի թվին՝



**Նկ. 112.** Տարանուն լիցքերով լիցքավորված երկու հարթ քիթեղների էլեկտրական դաշտի ուժագծերը



**Նկ. 113.** Գնդաձև կենտրոնում տեղադրված կետային լիցքի էլեկտրական դաշտի ուժագծերը գնդաձևաբար հատում են ուղիղ անկյան տակ:

$$n = \frac{N}{S} = \frac{N}{4\pi r^2}, \quad (7.11)$$

կետային լիցքից հեռանալիս նվազում է  $r^2$ -ուն հակադարձ համեմատականորեն (նկ. 113):

(7.8) բանաձևից հետևում է, որ կետային լիցքից հեռանալիս ճիշտ նույն կերպ է նվազում նաև էլեկտրական դաշտի լարվածության մոդուլը: Ուստի՝

$$E + n: \quad (7.12)$$

Պետք է հիշել, որ ուժագծեր իրականում գոյություն չունեն (ինչպես, ի դեպ, ենթադրում էր Ֆարադեյը): Իրական է միայն էլեկտրական դաշտը, իսկ ուժագծերով դաշտի պատկերումը միայն հարմար միջոց է:



### Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Ի՞նչ է էլեկտրական դաշտի ուժագիծը: 2. Պարկերեք՝ ա. առանձնապիսի դրական կամ բացասական կետային լիցքի, բ. երկու տարանուն կետային լիցքերի, գ. երկու նույնանուն կետային լիցքերի, դ. համասեռ էլեկտրական դաշտի ուժագծերը: 3. Կարո՞ղ են արդյոք հարվել կամ միմյանց շոշափել էլեկտրական դաշտի ուժագծերը: Ինչու: 4. Ինչպե՞ս են պարկերում ուժագծերը՝ պարկերացում կազմելու համար տարածության տարբեր մասերում էլեկտրական դաշտի լարվածության մոդուլի մասին:

### Խնդիրների լուծման օրինակներ

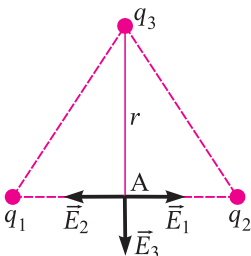
**1. Համասեռ էլեկտրական դաշտը լիցքավորված մասնիկին հաղորդում է  $a = 3,2 \cdot 10^{13}$  մ/վ<sup>2</sup> արագացում: Որոշել դաշտի լարվածության մոդուլը, եթե մասնիկի լիցքի հարաբերությունը զանգվածին՝  $q/m = 1,6 \cdot 10^{11}$  Կլ/կգ:**

**Լուծում:** Լիցքավորված մասնիկի վրա ազդող կուլոնյան ուժի մոդուլը՝  $F = qE$ , որտեղ  $E$ -ն էլեկտրական դաշտի լարվածության մոդուլն է: Նյուտոնի երկրորդ օրենքից կստանանք՝  $qE = ma$  որտեղից՝

$$E = \frac{ma}{q} = \frac{a}{q/m} = 200 \text{ Ն/Կլ:}$$

Պատասխան՝ 200 Ն/Կլ:

**2. Հավասարակողմ եռանկյան զագաթներում դրված են հավասար լիցքեր՝  $q_1 = q_2 = q_3 = 10^{-10}$  Կլ: Եռանկյան կողմի երկարությունը՝  $a = 0,1$  մ: Գտնել կողմերից մեկի միջնակետում էլեկտրաստատիկ դաշտի լարվածության մոդուլը:**



**Լուծում:** Համաձայն վերադրման սկզբունքի՝ էլեկտրաստատիկ դաշտի լարվածությունը եռանկյան հիմքի A միջնակետում հավասար է այդ կետում առանձին լիցքերի ստեղծած դաշտերի լարվածությունների վեկտորական գումարին՝  $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \vec{E}_3$ :  $q_1$  և  $q_2$  լիցքերի դաշտերի  $\vec{E}_1$  և  $\vec{E}_2$  լարվածություններն A կետում մոդուլով իրար հավասար են, իսկ ուղղությամբ՝ հակադիր, հետևաբար՝ դրանց գումարն այդ կետում զրո է: Ուստի՝ արդյունարար դաշտի լարվածությունը հավասար է  $q_3$  լիցքի ստեղծած դաշտի լարվածությանը: Վերջինիս մոդուլը որոշվում է

$E_3 = kq_3/r^2$  բանաձևով, որտեղ  $r^2 = a^2 - a^2/4 = 3a^2/4$  մեծությունն A կետից  $q_3$  լիցքի հեռավորության քառակուսին է: Այսպիսով՝

$$E = k \frac{4q_3}{3a^2} = 120 \text{ Ն/Կլ:}$$

Պատասխան՝ 120 Ն/Կլ:

**3. Էլեկտրաստատիկ դաշտում կա լիցքավորված մասնիկ: Ճի՞շտ է արդյոք այն պնդումը, որ լիցքավորված մասնիկն անպայմանորեն պետք է շարժվի ուժագծի երկայնքով: Այլ ուժեր, բացի էլեկտրաստատիկից, չկան:**

**Լուծում:** Ոչ: Մասնիկի շարժման հետագիծը համընկնում է ուժագծին միայն այն դեպքում, երբ դաշտի ուժագծերն ուղիղներ են, իսկ մասնիկը  $t=0$  պահին եղել է կամ դադարի մեջ ( $v_0=0$ ), կամ էլ նրա սկզբնական  $\vec{v}_0$  արագությունն ուղղված է եղել ուժագծերի երկայնքով: Մնացած բոլոր դեպքերում լիցքավորված մասնիկը չի շարժվի ուժագծերի երկայնքով: Իրոք, ընդհանուր դեպքում, երբ դաշտի ուժագծերը կոր գծեր են, ուժագծի երկայնքով շարժվելու համար անհրաժեշտ է, որ մասնիկի վրա ազդեն այնպիսի ուժեր, որոնք նրան կհաղորդեն կենտրոնաձիգ արագացում: Բայց տարածության յուրաքանչյուր կետում մասնիկի վրա ազդող էլեկտրաստատիկ ուժն ուղղված է ուժագծի շոշափողի երկայնքով, իսկ ըստ խնդրի պայմանի՝ այլ ուժեր, բացի էլեկտրաստատիկից, չկան: Հետևաբար՝ լիցքավորված մասնիկի շարժումը կոր ուժագծի երկայնքով հնարավոր չէ:

Պատասխան՝ ոչ:

## § 49. ԵՐԿԲԵՎԵՌԻ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՁՏԻ ԼՍՐՎԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

Գիտարկենք  $q_1 = -q$ ,  $q_2 = q$ , ( $q > 0$ ) երկու կետային լիցքերի համակարգը: Եթե լիցքերի / հեռավորությունը շատ փոքր է այդ լիցքերի և դիտարկվող կետի միջև  $r$  հեռավորությունից, ապա այդպիսի համակարգն անվանում են **երկրևեռ** (դիպոլ, հունարեն «դի»՝ կրկնակի և «պոլոս»՝ բևեռ բառերից): Այն  $\vec{l}$  վեկտորը, որն ուղղված է երկրևեռի առանցքի երկայնքով՝ բացասական լիցքից դեպի դրական լիցքը, անվանում են երկրևեռի բազուկ (նկ. 114):

Երկրևեռի դրական լիցքի և բազուկի արտադրյալը կոչվում է **երկրևեռի էլեկտրական մոմենտ**, որը սովորաբար նշանակում են  $\vec{p}_e$ -ով՝

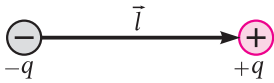
$$\vec{p}_e = q\vec{l}: \tag{7.13}$$

Քանի որ  $q > 0$ , ապա  $\vec{p}_e$  և  $\vec{l}$  վեկտորները համուղղված են:

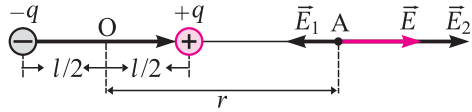
Սահմանումից հետևում է, որ երկրևեռի էլեկտրական մոմենտն արտահայտվում է Կլ-ն միավորով:

Եթե երկրևեռի բազուկի երկարությունը փոփոխվում է (օրինակ՝ արտաքին էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ), ապա երկրևեռը կոչվում է **առաձգական**: Երկրևեռն անվանում են **կոշտ**, եթե նրա էլեկտրական մոմենտի մոդուլը հաստատուն է՝  $p_e = const$

**Երկրևեռի էլեկտրական դաշտը:** Համաձայն վերադրման սկզբունքի՝ տարածության կամայական A կետում երկրևեռի էլեկտրական դաշտի լար-



**Նկ. 114.** Էլեկտրական երկրկետ



**Նկ. 115.** Երկրկետի էլեկտրական դաշտի  $\vec{E}$  լարվածությունը երկրկետի առանցքի A կետում

վածությունը՝  $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$ , որտեղ  $\vec{E}_1$ -ը և  $\vec{E}_2$ -ը համապատասխանաբար  $q_1$  և  $q_2$  կետային լիցքերի դաշտերի լարվածություններն են:

Եթե A կետը երկրկետի առանցքի վրա է, ապա  $\vec{E}_1$  և  $\vec{E}_2$  վեկտորներն ուղղված են այդ առանցքի երկայնքով՝ հակադիր ուղղություններով (նկ. 115), ուստի՝  $E = E_2 - E_1$ :

Համաձայն (7.7) բանաձևի՝

$$E_1 = k \frac{q}{r + l/2}, \quad E_2 = k \frac{q}{r - l/2}, \quad (7.14)$$

որտեղ  $r = OA$ , O-ն երկրկետի բազուկի միջնակետն է: Հետևաբար՝

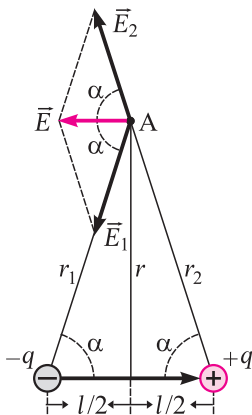
$$E = kq \left( \frac{1}{(r - l/2)^2} - \frac{1}{(r + l/2)^2} \right) = kq \frac{(r + l/2)^2 - (r - l/2)^2}{(r^2 - l^2/4)^2} = kq \frac{2lr}{(r^2 - l^2/4)^2}:$$

Քանի որ  $l \ll r$ , ապա ստացված արտահայտության հայտարարում  $l^2/4$ -ը կարող ենք անտեսել  $r^2$  անդամի համեմատությամբ: Ուստի, նկատի ունենալով նաև (7.13) բանաձևը, կստանանք՝

$$E = \frac{2kp_e}{r^3}: \quad (7.15)$$

Այժմ ենթադրենք, որ A կետը երկրկետի բազուկի միջնուղղահայացի վրա է (նկ. 116): Այդ դեպքում՝  $r_1 = r_2$  և  $r_1^2 = r_2^2 = r^2 + l^2/4$ : Բացի այդ՝  $E_1 = E_2 \approx kq/r^2$  (քանի որ  $l^2 \ll r^2$ ), հետևաբար՝  $E = 2E_1 \cos \alpha$ : 116-րդ նկարից  $\cos \alpha = l/2r_1 \approx l/2r$ , ուստի կստանանք՝

$$E = 2 \left( \frac{kq}{r^2} \right) \left( \frac{l}{2r} \right) = \frac{kql}{r^3} = \frac{kp_e}{r^3}: \quad (7.16)$$



**Նկ. 116.** Երկրկետի էլեկտրական դաշտի  $\vec{E}$  լարվածությունը երկրկետի բազուկի միջնուղղահայացի A կետում

Երկրկետի էլեկտրական դաշտի լարվածությունը, ըստ (7.15) և (7.16) բանաձևերի, երկրկետից շատ հեռու ( $l \ll r$ ) կետերում նվազում է  $r^3$ -ին հակադարձ համեմատականորեն: Դա կարելի է հեշտ հասկանալ՝ ելնելով չափայնության նկատառումներից: Կետային լիցքի դաշտի լարվածության  $E = kq/r^2$  բանաձևից հետևում է, որ  $[E] = [k][q]/[r^2] = \text{Ն}/\text{Կլ}$ : Երկրկետի էլեկտրական

դաշտի լարվածության (7.15) և (7.16) բանաձևերի համարիչում  $q$ -ի փոխարեն հանդես է գալիս  $p_e = ql$  էլեկտրական մոմենտը, որի չափայնությունը Կլ-ն է: Հետևաբար, որպեսզի այդ բանաձևի ձախ մասի չափայնությունը լինի Ն/Կլ, աջ մասի հայտարարում  $r^2$ -ու փոխարեն պետք է լինի  $r^3$ :





## Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Ի՞նչ է էլեկտրական երկբևեռը: 2. Ո՞ր մեծությունն է կոչվում երկբևեռի էլեկտրական մոմենտը: Ինչպե՞ս է այն ուղղված: 3. Գրե՞ք երկբևեռի էլեկտրական դաշտի լարվածության բանաձևը փարածության այն կետում, որն ընկած է՝ ա. երկբևեռի առանցքի վրա, բ. երկբևեռի բազուկի միջնուղղահայացի վրա:

Խորանված

## § 50. ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԼԻՑՔԻ ԾԱՎԱԼԱՅԻՆ ԵՎ ՄԱԿԵՐԵԿՈՒԹԱՅԻՆ ԽՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ

Կամայական մարմին պարունակում է վիթխարի թվով լիցքավորված մասնիկներ, որոնցից յուրաքանչյուրի լիցքը բազմապատիկ է տարրական  $e$  լիցքին (լիցքի «հատիկին»): Դրա հետևանքով էլ մարմնի  $q$  լիցքը ևս բազմապատիկ է տարրական լիցքին՝  $q = ! Ne$ , որտեղ  $N$ -ը բնական թիվ է:

Սակայն գործնականում որևիցե չափմամբ հնարավոր չէ հայտնաբերել լիցքի ընդհատ լինելը: Նույնիսկ այն ամենափոքր լիցքը, որը հնարավոր է փորձում չափել, պարունակում է հսկայական քանակով լիցքի «հատիկներ», իսկ այդ «հատիկները» կրող մասնիկների հեռավորություններն այնքան փոքր են, որ կարող ենք անտեսել: Ասվածից հետևում է, որ շատ դեպքերում, կարող ենք հաշվի չառնել լիցքի «հատիկայնությունը» և համարել, որ այն մարմնում բաշխված է անընդհատորեն: Լիցքի՝ իրականում ընդհատ բաշխումը ոչ իրական անընդհատ բաշխմամբ փոխարինելը հնարավորություն է տալիս էլեկտրաստատիկայի բազմաթիվ խնդիրներ լուծել դյուրին մեթոդներով՝ կատարելով պարզ հաշվարկներ:

Ենթադրենք՝ մարմնի լիցքը պարփակված է նրա մակերևույթին հարող բավականաչափ բարակ շերտում: Եթե դիտարկում ենք այդ շերտի էլեկտրական դաշտը տարածության այն կետերում, որոնց հեռավորությունը մարմնի մակերևույթից մեծ է շերտի հաստությունից, ապա շերտը կարելի է պատկերացնել որպես մակերևույթ: Շերտի լիցքն այդ դեպքում անվանում են **մակերևութային լիցք** և ասում, որ **լիցքը բաշխված է մարմնի մակերևույթով**:

Լիցքի մակերևութային բաշխումը բնութագրում են մի մեծությամբ, որը կոչվում է **լիցքի մակերևութային խտություն** և սովորաբար նշանակվում է հունարեն  $\sigma$  (սիգմա) տառով՝

$$\sigma = \frac{\Delta q}{\Delta S}, \quad (7.17)$$

որտեղ  $\Delta q$ -ն մակերևույթի՝  $\Delta S$  շատ փոքր մակերեսով տեղամասի լիցքն է:

Եթե լիցքի մակերևութային խտությունը հաստատուն է մարմնի ամբողջ մակերևույթով, ապա ասում են, որ լիցքը մարմնի մակերևույթով բաշխված է հավասարաչափ, իսկ (7.17) բանաձևի փոխարեն կարելի է գրել՝

$$\sigma = \frac{q}{S}, \quad (7.18)$$

որտեղ  $S$ -ը մարմնի մակերևույթի մակերեսն է,  $q$ -ն՝ այդ մակերևույթի լիցքը: (7.18) բանաձևից հետևում է, որ  **$\sigma$ -ն թվապես հավասար է մակերևույթի յուրաքանչյուր միավոր տեղամասի լիցքին**:

Միավորների ՄՀ-ում լիցքն արտահայտվում է Կլ-ով, մակերեսը՝ մ<sup>2</sup>-ով, հետևաբար՝ σ-ն կարտահայտվի Կլ/մ<sup>2</sup> միավորով:

Դիցուք՝ լիցքը պարփակված է տարածության որոշակի տիրույթում, կամ, ինչպես ասում են, լիցքն ունի **տարածական կամ ծավալային բաշխում**: Լիցքի տարածական բաշխումը բնութագրում են մի մեծությամբ, որն անվանում են **լիցքի ծավալային խտություն** և սովորաբար նշանակում են ρ տառով՝

$$\rho = \frac{\Delta q}{\Delta V}, \quad (7.19)$$

որտեղ Δq-ն բավականաչափ փոքր ΔV ծավալով տիրույթի լիցքն է:

Եթե լիցքի ծավալային խտությունը նույնն է տիրույթի բոլոր մասերում կամ, ինչպես ասում են, լիցքն **ամբողջ տիրույթում բաշխված է հավասարաչափ**, ապա (7.19) բանաձևի փոխարեն կարող ենք գրել՝

$$\rho = \frac{q}{V}, \quad (7.20)$$

որտեղ q-ն V ծավալով տիրույթի լիցքն է: (7.20) բանաձևից եզրակացնում ենք, որ ρ-ն **թվապես հավասար է միավոր ծավալով տիրույթի լիցքին**:

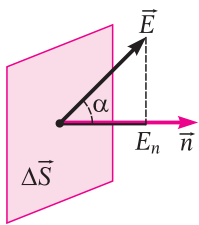
Միավորների ՄՀ-ում ծավալն արտահայտվում է մ<sup>3</sup>-ով, հետևաբար՝ ρ-ն կարտահայտվի Կլ/մ<sup>3</sup> միավորով:



**Հարցեր և առաջադրանքներ**

1. Ի՞նչ պայմաններում է լիցքի բաշխումը համարվում անընդհատ: 2. Ի՞նչ է մակերևութային լիցքը, և ո՞ր մեծությունն են անվանում լիցքի մակերևութային խտություն: 3. Ի՞նչ է սույս տրված լիցքի մակերևութային խտությունը: 4. Ի՞նչ է լիցքի տարածական կամ ծավալային բաշխումը: Ո՞ր մեծությունն են անվանում լիցքի ծավալային խտություն: 5. Ի՞նչ միավորներով են արտահայտվում լիցքի մակերևութային և ծավալային խտությունները:

**§51. ԼԱՐՎԱԾՈՒԹՅԱՆ ՎԵԿՏՈՐԻ ՀՈՍԷ: ԳՈՒՄԻԻ ԹԵՈՐԵՄԸ**



**Նկ. 117.** Հարթակը հատող ուժագծերի ΔS քիվը համեմատական է n նորմալի ուղղությամբ E վեկտորի բաղադրիչի En մոդուլին:

Էլեկտրական դաշտի կարևոր բնութագրերից ծանոթանանք **տրված մակերևույթով լարվածության հոսքին**: Նախ դիտարկենք համասեռ էլեկտրական դաշտ: Մտովի պատկերացնենք հարթ մակերևույթի տեղամաս (հարթակ), որին ուղղահայաց n միավոր վեկտորը՝ հարթակի **նորմալը**, դաշտի ուժագծերի հետ կազմում է α անկյուն (նկ. 117):

E վեկտորը վերածենք բաղադրիչների՝  $\vec{E} = \vec{E}_n + \vec{E}_t$ , որտեղ  $\vec{E}_n$ -ը E վեկտորի բաղադրիչն է հարթակի նորմալի ուղղությամբ, իսկ  $\vec{E}_t$ -ը՝ այն բաղադրիչը, որն ընկած է հարթակի վրա: E լարվածությամբ էլեկտրական դաշտը, համաձայն վերադրման սկզբունքի, կարող ենք պատկերացնել որպես  $\vec{E}_n$  և  $\vec{E}_t$  լարվածություններով էլեկտրական դաշտերի վերադրման արդյունք: E<sub>t</sub> լարվածությամբ էլեկտրա-

կան դաշտի ուժագծերը չեն հատում տրված հարթակը: Հետևաբար՝ հարթակը հատող ուժագծերի խտությունը, համաձայն (7.13) առնչության, համեմատական է միայն  $\vec{E}_n$  լարվածության  $E_n$  մոդուլին, այսինքն՝ հարթակով անցնող ուժագծերի թիվը՝

$$\Delta N + E_n \Delta S = E \Delta S \cos \alpha:$$

Եթե էլեկտրական դաշտն անհամասեռ է, ապա հարթակը (հետևաբար՝ նրա  $\Delta S$  մակերեսը) պետք է լինի այնքան փոքր, որ նրա մեջ էլեկտրական դաշտը կարելի լինի համարել համասեռ:

$\Delta \phi_E = E_n \Delta S$  մեծությունը, որը բնութագրում է էլեկտրական դաշտը բավականաչափ փոքր՝ տարրական հարթակի կետերում, և թվապես հավասար է էլեկտրական դաշտի՝  $\Delta S$  մակերեսով տարրական հարթակը հատող ուժագծերի թվին, կոչվում է **լարվածության  $\vec{E}$  վեկտորի հոսք  $\Delta S$  մակերեսով տարրական հարթակով:**

Կամայական (այդ թվում նաև՝ փակ) մակերևույթով  $\vec{E}$  վեկտորի  $\phi_E$  հոսքը սահմանվում է որպես այդ մակերևույթի բոլոր տարրական հարթակներով անցնող հոսքերի գումար՝

$$\phi_E = \Delta \phi_{E_1} + \Delta \phi_{E_2} + \dots + \Delta \phi_{E_n} = \sum_i \Delta \phi_{E_i} = \sum_i E_{ni} \Delta S_i, \quad (7.21)$$

որտեղ  $E_{ni}$ -ն  $i$ -րդ ( $i = 1, 2, \dots, n$ ) տարրական հարթակի  $\vec{n}_i$  նորմալի վրա՝ հարթակի մերձակայքում էլեկտրական դաշտի  $\vec{E}_i$  լարվածության վեկտորի պրոյեկցիան է՝  $E_{ni} = E_i \cos \alpha_i$ ,  $\alpha_i = + (\vec{E}_i, \vec{n}_i)$ : Եթե մակերևույթը փակ է, ապա, համընդհանուր պայմանավորվածությամբ, նրա տարրական հարթակների  $\vec{n}_i$  նորմալներն ուղղում են այդ մակերևույթով ընդգրկված տիրույթից դեպի դուրս. այդպես ուղղված նորմալները կոչվում են **արտաքին նորմալներ:**

Գիտենալով տվյալ տիրույթը սահմանափակող մակերևույթով էլեկտրական դաշտի  $\vec{E}$  լարվածության վեկտորի  $\phi_E$  հոսքը՝ կարող ենք պատկերացում կազմել այդ տիրույթում առկա լիցքի մասին: Իրոք, եթե  $\phi_E > 0$ , ապա տիրույթից «դուրս եկող» ուժագծերի թիվը գերազանցում է տիրույթ «մտնողների» թիվը, այսինքն՝ տիրույթում գումարային լիցքը դրական է: Ընդհակառակը,  $\phi_E < 0$  դեպքում տիրույթում գումարային լիցքը բացասական է: Եթե  $\phi_E = 0$ , ապա տիրույթի լիցքը լս գրո է:

Բնական է թվում, որ  $\phi_E$  հոսքի մեծությունը պետք է կախված լինի տիրույթում գումարային  $Q_0$  լիցքի մեծությունից, քանի որ դաշտի գծերը սկիզբ են առնում լիցքից (կամ վերջանում են լիցքի վրա): Թե ինչպիսին է  $\phi_E(Q)$  կախման օրենքը, կարելի է միայն ենթադրել՝ առաջ քաշելով վարկած կախման բնույթի վերաբերյալ, որից հետո փորձով ստուգել այն:

Ենթադրենք՝ **կամայական փակ մակերևույթով էլեկտրականատառիկ դաշտի  $\vec{E}$  լարվածության վեկտորի  $\phi_E$  հոսքը համեմատական է այդ մակերևույթով ընդգրկված տիրույթի գումարային  $Q_0$  լիցքին՝  $\phi_E \sim Q_0$** , որտեղ  $\phi_E$ -ն որոշվում է (7.21) առնչությամբ: Այս պնդումը կոչվում է **Գաուսի թեորեմ՝** ի պատիվ գերմանացի մեծագույն մաթեմատիկոս, ֆիզիկոս և աստղագետ Կառլ Ֆրիդրիխ Գաուսի, որ առաջինն է ապացույցել այն:

Քանի որ  $\phi_E$ -ի և  $q_0$ -ի միավորներն արդեն սահմանված են ( $[\phi_E] = \mathcal{U} \cdot \text{մ}^2/\mathcal{V}_1$ ,  $[q] = \mathcal{V}_1$ ), ապա համեմատությունից հավասարության անցնելիս անհրաժեշտ է ներմուծել համեմատականության գործակից՝ հավասարության ձախ և աջ մասերի չափայնությունները համապատասխանեցնելու համար: Նշանակելով այդ համեմատականության գործակիցը  $a$ -ով՝ Գաուսի թեորեմը կարող ենք գրել հավասարության տեսքով՝  $\phi_E = a q_0$ : Այս հավասարության հիման վրա՝  $[a] = [\phi_E] / [q] = \mathcal{U} \cdot \text{մ}^2/\mathcal{V}_1^2$ : Համեմատելով (7.5)-ի հետ՝ նկատում ենք, որ  $a = b/\epsilon_0$ , որտեղ  $b$ -ն չափագուրկ թվային գործակից է: Հետևաբար՝ Գաուսի թեորեմը կարտահայտվի հետևյալ կերպ՝

$$\phi_E = b \frac{q_0}{\epsilon_0} \quad (7.22)$$

$b$  թվային գործակիցը որոշելու համար (7.22) հավասարությունը գրենք այն դեպքի համար, երբ  $S$  մակերեսով փակ մակերևույթը գնդաձև է, իսկ  $q$  լիցքը՝ կետային և դրված է գնդաձևի կենտրոնում (նկ. 113): Այդ դեպքում՝  $S = 4\pi r^2$ , որտեղ  $r$ -ը գնդաձևի շառավիղն է: Որոշակիության համար ենթադրենք, որ  $q_0 > 0$ , հետևաբար՝ էլեկտրական դաշտի գծերը կունենան 113-րդ նկարում պատկերված տեսքը: Քանի որ գնդաձևի բոլոր կետերը հավասարահեռ են նրա կենտրոնից, ապա գնդաձևի վրա էլեկտրական դաշտի լարվածության մոդուլը՝  $E$ -ն, անփոփոխ է: Բացի այդ՝ գնդային մակերևույթի յուրաքանչյուր տարրական հարթակի նորմալ ուղղված է գնդի կենտրոնով անցնող ուղղի երկայնքով: Այդ ուղղիցներով են ուղղված նաև ուժագծերը, հետևաբար՝ կամայական տարրական հարթակի համար  $\alpha_i = +(\vec{E}_i, \vec{n}_i) = 0$ ,  $\cos \alpha_i = 1$  և  $E_{ni} = E_i \cos \alpha_i = E$ : Գնդային մակերևույթով լրիվ հոսքը՝

$$\phi_E = E \Delta S_1 + E \Delta S_2 + \text{Տ} = E(\Delta S_1 + \Delta S_2 + \text{Տ}) = ES = E 4\pi r^2:$$

Համաձայն Գաուսի թեորեմի՝  $E \cdot 4\pi r^2 = b q_0 / \epsilon_0$ , որտեղից՝

$$E = \frac{b}{4\pi \epsilon_0} \frac{q_0}{r^2}, \quad (q_0 > 0): \quad (7.23)$$

Եթե  $q < 0$ , ապա  $\alpha_i = 180^\circ$ ,  $\cos \alpha_i = -1$ , հետևաբար՝  $E_{ni} = -E_i = -E$  և  $\phi_E = -E \cdot 4\pi r^2$  որտեղից էլ՝

$$E = - \frac{b}{4\pi \epsilon_0} \frac{q_0}{r^2}, \quad (q_0 < 0): \quad (7.24)$$

(7.23) և (7.24) առնչությունները կարող ենք ներկայացնել մեկ բանաձևի միջոցով՝

$$E = \frac{b}{4\pi \epsilon_0} \frac{|q_0|}{r^2}, \quad (7.25)$$

որը համընկնում է (7.8) բանաձևին, եթե  $b = 1$ : Այսպիսով՝ Գաուսի թեորեմի վերջնական արտահայտությունը կլինի՝

$$\phi_E = \frac{q_0}{\epsilon_0} \quad (7.26)$$



## Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Գրեք փարրական հարթակով էլեկտրական դաշտի լարվածության վեկտորի հոսքի բանաձևը: Ո՞ր դեպքում է հոսքը դրական, և ո՞ր դեպքում՝ բացասական: Ո՞րն է հոսքի ֆիզիկական իմաստը: 2. Ինչպե՞ս են որոշում կամայական մակերևույթով լարվածության վեկտորի հոսքը: 3. Գնդային մակերևույթով լարվածության վեկտորի հոսքը դրական է (բացասական է): Ի՞նչ կախելի է ասել գնդի ներսում առկա լիցքի մասին: 4. Ձևակերպեք Գաուսի թեորեմը: 5. Գաուսի թեորեմից ստացե՛ք Կուլոնի օրենքն արտահայտող բանաձևը:

## §52. ԳԱՈՒՍԻ ԹԵՈՐԵՄԻ ԿԻՐԱՌՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

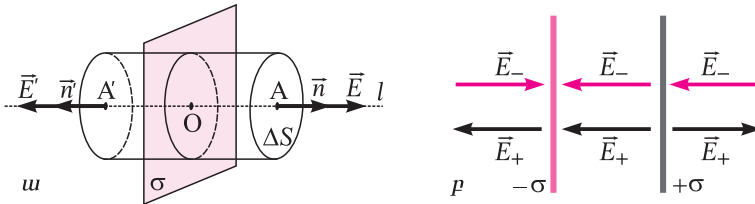
Տարածության որևէ կետում էլեկտրական դաշտի  $\vec{E}$  լարվածությունը որոշելիս Գաուսի թեորեմից հատկապես հարմար է օգտվել այն դեպքերում, երբ այդ կետով կարելի է տանել փակ մակերևույթ (անվանում են **գաուսյան մակերևույթ**) այնպես, որ նրա բոլոր կետերը **համաչափորեն** դասավորված լինեն այդ մակերևույթով սահմանափակված տիրույթում առկա լիցքի նկատմամբ: Օրինակ՝ կետային լիցքի դեպքում այդպիսի մակերևույթ է գնդաձևով, ուղիղ գծի երկայնքով բաշխված լիցքի դեպքում՝ զլանի կողմնային մակերևույթը և այլն: Ակներև է, որ այդ դեպքում տարածության մեջ էլեկտրական դաշտը նույնպես պետք է բաշխված լինի որոշ համաչափությամբ, որն էլ հնարավորություն է ընձեռում բավական դյուրությամբ, կիրառելով Գաուսի թեորեմը, հաշվարկել այդ դաշտը: Մասնավորապես, երբ լիցքերի բաշխումն ունի համաչափության առանցք, ապա այդ լիցքերի էլեկտրական դաշտի լարվածությունը համաչափության առանցքի վրա ուղղված է վերջինիս երկայնքով: Դրանում հեշտ է համոզվել, քանի որ **նույն մեծության և միևնույն նշանի երկու կետային լիցքերի էլեկտրական դաշտի լարվածությունը կետային լիցքերը միացնող հատվածի միջնուղղահայացի յուրաքանչյուր կետում ուղղված է միջնուղղահայացի երկայնքով, իսկ հատվածի միջնակետում զրո է:**

Եթե լիցքավորված վերջավոր պատկերն ունի մեկից ավելի համաչափության առանցքներ, ինչպես նաև կենտրոնահամաչափ է, ապա այդ առանցքները հատվում են համաչափության  $O$  կենտրոնում: Այդ դեպքում համաչափության առանցքների՝  $O$ -ից **հավասարահեռ կետերում դաշտի լարվածության մոդուլները հավասար են:**

Քննարկենք Գաուսի թեորեմի կիրառությամբ լուծվող մի քանի խնդիր:

**Օրինակ 1:** Որոշենք հավասարաչափ լիցքավորված անվերջ հարթության էլեկտրական դաշտի լարվածությունը, եթե հարթության լիցքի բաշխման մակերևութային խտությունը  $\sigma$  է:

Հարթությանն ուղղահայաց յուրաքանչյուր / ուղիղ այդ հարթության համար համաչափության առանցքն է, հետևաբար՝ տարածության կամայական կետում լիցքավորված հարթության էլեկտրական դաշտի  $\vec{E}$  լարվածությունն ուղղահայաց է հարթությանը, որի տարբեր կողմերում լարվածության վեկ-



**Նկ. 118.** *ա.* Օժանդակ գլանի մակերևույթի բոլոր կետերը համաչափ են դասավորված լիցքավորված անվերջ հարթության նկատմամբ, *բ.* տարանուն, մոդուլով հավասար լիցքի խտությամբ երկու զուգահեռ անվերջ հարթությունների էլեկտրական դաշտերը հարթություններից դուրս իրար չեզոքացնում են, իսկ հարթությունների միջև այդ դաշտերի լարվածությունները վերադրվում են:

տորներն ունեն հակադիր ուղղություններ. եթե  $\sigma < 0$ , ապա  $\vec{E}$ -ն ուղղված է դեպի հարթությունը, իսկ  $\sigma > 0$  դեպքում՝ հակառակ ուղղությամբ (նկ. 118):

Ենթադրենք՝  $\sigma > 0$ , և որոշենք էլեկտրական դաշտի լարվածությունը տարածության կամայական  $A$  կետում: Եթե  $A$  կետով տանենք հարթությանն ուղղահայաց / ուղիղը (հարթության հետ հատվում է  $O$  կետում) և նրա վրա վերցնենք հարթության նկատմամբ  $A$ -ին համաչափ  $A'$  կետը, ապա այդ երկու կետերում էլեկտրական դաշտի լարվածությունները մոդուլով կլինեն հավասար (քանի որ  $O$  կետը, ինչպես նաև հարթության կամայական կետ, հարթության համաչափության կենտրոն է, ուստի՝  $|\vec{E}| = |\vec{E}'| = E$ ):

Մտովի կառուցենք ուղիղ շրջանային գլան այնպես, որ նրա հիմքերն ընկած լինեն հարթության տարբեր կողմերում և պարունակեն  $A$  և  $A'$  կետերը (նկ. 118, ա): Դիցուք՝ գլանի հիմքերի  $\Delta S$  մակերեսն այնքան փոքր է, որ նրանցից յուրաքանչյուրի բոլոր կետերում լարվածությունները կարող ենք համարել նույնը, իսկ հիմքերին տարված արտաքին միավոր նորմալները նշանակենք  $\vec{n}$ -ով և  $\vec{n}'$ -ով: Լարվածության  $\vec{E}$  վեկտորի  $\phi_E$  հոսքը գոյանում է գլանի հիմքերով և կողմնային մակերևույթով թափանցող հոսքերից, ընդ որում, վերջինս զրո է: Հետևաբար՝  $\phi_E = \phi + \phi'$ , որտեղ  $\phi$ -ն և  $\phi'$ -ը, համապատասխանաբար,  $A$  և  $A'$  կետերը պարունակող հիմքերով թափանցող հոսքերն են՝  $\phi = \vec{E} \cdot \vec{n} \Delta S$ ,  $\phi' = \vec{E}' \cdot \vec{n}' \Delta S$ : Քանի որ  $+(\vec{E}, \vec{n}) = 0^\circ$ ,  $+(\vec{E}', \vec{n}') = 0^\circ$ ,  $\vec{E}' = -\vec{E}$ ,  $\vec{n}' = -\vec{n}$ , ապա  $\vec{E} \cdot \vec{n} = E$ ,  $\vec{E}' \cdot \vec{n}' = (-\vec{E}) \cdot (-\vec{n}) = \vec{E} \cdot \vec{n} = E$ , այդ պատճառով  $\phi = E \Delta S$ ,  $\phi' = E \Delta S$  և  $\phi_E = 2E \Delta S$ : Համաձայն Գաուսի թեորեմի՝  $\phi_E = q / \epsilon_0$ , որտեղ  $q = \sigma \Delta S$ : Հետևաբար՝  $2E \Delta S = \sigma \Delta S / \epsilon_0$ , որտեղից, նկատի ունենալով (7.4) բանաձևը, կստանանք՝

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} = 2\pi k\sigma: \quad (7.27)$$

(7.27) բանաձևից հետևում է, որ հավասարաչափ լիցքավորված անվերջ հարթության յուրաքանչյուր կողմում էլեկտրական դաշտը համասեռ է:

Մի քանի հավասարաչափ լիցքավորված զուգահեռ հարթությունների էլեկտրական դաշտը հեշտ է հաշվարկել, եթե օգտվենք վերադրման սկզբունքից: Մասնավորապես, երբ երկու զուգահեռ հարթություններ լիցքավորված են հավասարաչափ՝ մոդուլով հավասար, բայց հակառակ նշանի լիցքե-

րով, ապա հարթություններով սահմանափակված տիրույթից դուրս նրանց էլեկտրական դաշտերը միմյանց չեզոքացնում են, իսկ տիրույթի ներսում՝ վերադրվում (նկ. 118,բ)՝

$$E = E_+ + E_- = \sigma/\epsilon_0 = 4\pi k\sigma, \quad (\sigma > 0): \quad (7.28)$$

**Օրինակ 2: Որոշենք հավասարաչափ լիցքավորված գնդի էլեկտրական դաշտի լարվածությունը գնդի ներսում և նրանից դուրս: Գնդի լիցքը  $q$  է, շառավիղը՝  $R$ :**

Գնդի  $O$  կենտրոնով անցնող կամայական ուղիղ համաչափության առանցք է, ուստի՝ էլեկտրական դաշտի լարվածությունն ինչպես գնդի ներսում (երբ լիցքն ունի տարածական բաշխում), այնպես էլ գնդից դուրս ուղղած է այդ ուղղի երկայնքով: Գնդի  $O$  կենտրոնում դաշտի լարվածությունը զրո է, իսկ նրանից հավասարահեռ բոլոր կետերում լարվածության մոդուլները նույնն են: Գնդի  $O$  կենտրոնից  $r$  հեռավորությամբ կետում էլեկտրական դաշտի լարվածության  $E$  մոդուլը որոշելու համար մտովի կառուցենք  $O$  կենտրոնով և  $r$  շառավիղով գնդի մակերևույթ և հաշվենք այդ մակերևույթով  $\vec{E}$  վեկտորի հոսքը (նկ. 119,ա)՝  $\phi_E = E 4\pi r^2$ :

$r \leq R$  դեպքում, ըստ Գաուսի թեորեմի,  $\phi_E = q_1/\epsilon_0$ , որտեղ  $q_1$ -ը  $r$  շառավիղով գնդի լիցքն է: Եթե լիցքն ունի տարածական բաշխում ( $\rho$  խտությամբ), ապա

$$q_1 = \rho \frac{4}{3} \pi r^3 = \frac{q}{\frac{4}{3} \pi R^3} \frac{4}{3} \pi r^3 = \frac{q}{R^3} r^3,$$

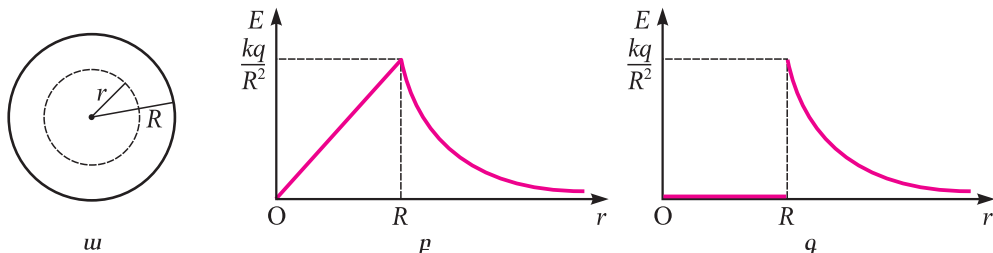
հետևաբար՝  $\phi_E = qr^3/\epsilon_0 R^3$ , ուստի՝  $qr^3/\epsilon_0 R^3 = E 4\pi r^2$ , որտեղից՝

$$E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R^3} r = k \frac{q}{R^3} r: \quad (7.29)$$

Եթե նկատի ունենանք, որ  $q/(4/3)\pi R^3 = \rho$ -ն գնդի լիցքի ծավալային խտությունն է, ապա (7.29) բանաձևի փոխարեն կարող ենք գրել՝

$$E = \frac{\rho r}{3\epsilon_0},$$

որի համաձայն՝ գնդի ներսում,  $r$ -ի փոքրացմանը զուգընթաց, դաշտի լարվածությունը նվազում է և կենտրոնում դառնում զրո:



**Նկ. 119.** ա.  $r$  շառավիղով օժանդակ գնդային մակերևույթը և  $R$  շառավիղով լիցքավորված գունդը համակենտրոն են, բ. հավասարաչափ լիցքավորված գնդի  $E(r)$  կախման գրաֆիկը, գ. հավասարաչափ լիցքավորված գնդի լիցքի  $E(r)$  կախման գրաֆիկը:

Այն դեպքերում, երբ լիցքը բաշխված է  $R$  շառավղով գնդի մակերևույթով ( $\sigma$  մակերևութային խտությամբ),  $q_1 = 0$  և  $E = 0$ :

Գնդից դուրս կետերի համար ( $r \geq R$ ), հանգումորեն կունենանք՝  $E 4\pi r^2 = q/\epsilon_0$ , որտեղից՝

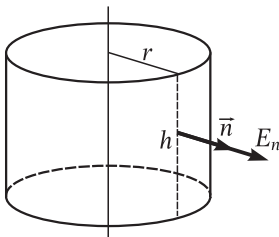
$$E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} = k \frac{q}{r^2}: \quad (7.30)$$

(7.30) բանաձևից եզրակացնում ենք, որ անկախ այն բանից, թե լիցքն ինչպե՞ս է հավասարաչափորեն բաշխված՝ գնդի ծավալում, թե՞ նրա մակերևույթով, գնդից դուրս էլեկտրական դաշտն այնպիսին է, ինչպիսին կստեղծեր կետային լիցքը, եթե գետեղված լիներ նրա կենտրոնում:  $E(r)$  կախման գրաֆիկները, հավասարաչափ լիցքավորված գնդի և գնդաձևի համար, պատկերված են 119,բ և գ նկարներում:

**Օրինակ 3:** Որոշենք հավասարաչափ լիցքավորված ուղղաձիգ անվերջ երկար լարի էլեկտրական դաշտի լարվածությունը, եթե լիցքի գծային խտությունը (լարի երկարության միավորին ընկնող լիցքը)  $\lambda$  է:

Լարը հատող և նրան ուղղահայաց կամայական ուղիղ համաչափության առանցք է, ուստի էլեկտրական դաշտի լարվածությունը տարածության յուրաքանչյուր կետում ուղղված է այդ կետով անցնող և լարը հատող այն ուղղի երկայնքով, որն ուղղահայաց է լարին: Այդ ուղիղների՝ լարից հավասարահեռ կետերում լարվածության մոդուլները հավասար են:

Մտովի կառուցելով  $r$  շառավղով և  $h$  բարձրությամբ ուղիղ շրջանային գլան այնպես, որ նրա առանցքը համընկնի լարին (նկ. 120), հաշվենք դաշտի  $\vec{E}$  լարվածության վեկտորի  $\phi_E$  հոսքն այդ գլանի մակերևույթով՝ նկատի ունենալով, որ գլանի հիմքերով հոսքը զրո է, իսկ  $\vec{E} \perp \vec{n}$  ( $\vec{n}$ -ը գլանի կողմնային մակերևույթին տարված արտաքին նորմալն է)՝  $\phi_E = E 2\pi r h$ :



Նկ. 120. Օժանդակ գլանի առանցքը համընկնում է լիցքավորված լարի հետ:

Համաձայն Գաուսի թեորեմի՝  $E 2\pi r h = q/\epsilon_0$ , որտեղ  $q$ -ն անվերջ լարի  $h$  երկարությամբ հատվածի լիցքն է: Քանի որ  $q = \lambda h$ , ապա  $E 2\pi r h = \lambda h/\epsilon_0$ , որտեղից՝

$$E = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 r} = 2k \frac{\lambda}{r}: \quad (7.31)$$



### Շարքեր և առաջադրանքներ

1. Գրեք հավասարաչափ լիցքավորված անվերջ հարթության էլեկտրական դաշտի լարվածության բանաձևը: Ինչպե՞ս է ուղղված լարվածության վեկտորը: Նու՞յնն են արդյոք լարվածության մոդուլները հարթության փոքրեր կողմերում: Իսկ լարվածության ուղղությունները:
2. Գրեք հավասարաչափ լիցքավորված գնդի էլեկտրական դաշտի լարվածության բանաձևը գնդի ներսում և գնդից դուրս:
3. Գրեք հավասարաչափ լիցքավորված գնդաձևի էլեկտրական դաշտի լարվածության բանաձևը գնդաձևից դուրս: Որքա՞ն է դաշտի լարվածությունը գնդաձևի ներսում:
4. Գրեք հավասարաչափ լիցքավորված անվերջ երկար լարի էլեկտրական դաշտի լարվածության բանաձևը: Ի՞նչ ուղղություն ունի լարվածության վեկտորը փոքրածության յուրաքանչյուր կետում:



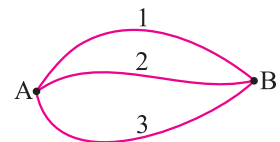
## §53. ԼԻՑԻՏԵՆՏԱՑԻԱՆ ԱՃԻԱՏԱՆՔԸ ԷԼԵԿՏՐԱՍՏԱՏԻԿ ԴԱՇՏՈՒՄ

Մեխանիկայի դասընթացում ցույց տվեցինք, որ ծանրության ուժի աշխատանքը կախված չէ այն հետագծի ձևից, որի երկայնքով տեղափոխվում է մարմինը և որոշվում է միայն մարմնի սկզբնական և վերջնական դիրքերով: Այն ուժերը, որոնց աշխատանքը կախված չէ հետագծի ձևից, անվանեցինք **պոտենցիալային**:

Այժմ համոզվենք, որ կուլոնյան (էլեկտրաստատիկ) ուժերը, ծանրության ուժերի նման, պոտենցիալային են: Դրա համար ցույց տանք, որ փորձնական լիցք տեղափոխելիս այդ ուժերի աշխատանքը կախված չէ այն հետագծի ձևից, որի երկայնքով տեղափոխվում է փորձնական լիցքը:

Նախ ապացույցենք, որ կուլոնյան ուժերի աշխատանքը միշտ զրո է, երբ փորձնական լիցքը տեղափոխվում է փակ հետագծով: Ապացույցենք հակասող ենթադրությամբ. փորձնական լիցքը սկզբնական դիրք վերադառնալիս կուլոնյան ուժերի աշխատանքը զրո չէ. կամ դրական է, կամ բացասական: Դիցուք՝ դրական է, այսինքն՝ փորձնական լիցքի էներգիան մեծացել է: Բայց այն դաշտը, որը կուլոնյան ուժով ազդում է փորձնական լիցքի վրա, էլեկտրաստատիկ է. նշանակում է, որ այդ դաշտն ստեղծող աղբյուրի լիցքի բաշխումը մնացել է նույնը, և աղբյուրը շրջապատող տարածության մեջ ոչինչ չի փոխել: Բայց այդ դեպքում անհասկանալի է, թե ինչի՞ հաշվին է ավելացել փորձնական լիցքի էներգիան. չէ՞ որ, համաձայն էներգիայի պահպանման օրենքի՝ էներգիան չի կարող ստեղծվել ոչնչից: Ուրեմն՝ մեր ենթադրությունը ճիշտ չէ, և էլեկտրաստատիկ դաշտում փորձնական լիցքի տեղափոխման աշխատանքը կամայական փակ հետագծով զրո է:

Այժմ ենթադրենք, թե փորձնական լիցքը, կուլոնյան ուժերի ազդեցությամբ, A դիրքից տեղափոխվում է B դիրք (1) հետագծով (նկ. 121) և այդ դեպքում կատարված աշխատանքը  $A_1$  է: Այնուհետև փորձնական լիցքը (2) հետագծով, վերադառնում է սկզբնական A դիրքը, և ենթադրենք, որ վերադառնալիս կուլոնյան ուժերի աշխատանքը  $A_2$  է: Ինչպես տեսանք,  $A_1 + A_2 = 0$ , որտեղից հետևում է, որ  $A_2 = -A_1$ : Եթե փորձնական լիցքը սկզբնական A դիրք վերադառնար (3) հետագծով, ապա կուլոնյան ուժերի աշխատանքը կլիներ՝  $A_3 = -A_1$ : Այստեղից՝  $A_2 = A_3$ , այսինքն՝ կուլոնյան ուժերի աշխատանքը հետագծի ձևից կախված չէ: Հետևաբար՝ կուլոնյան ուժերի աշխատանքը կախված է միայն փորձնական լիցքի սկզբնական և վերջնական դիրքերից, այսինքն՝ կուլոնյան ուժերը պոտենցիալային են:



**Նկ. 121.** Փորձնական լիցքը A դիրքից տեղափոխվում է B դիրք (1) հետագծով և նորից վերադառնում է A դիրք մի դեպքում (2), մյուս դեպքում՝ (3) հետագծով:

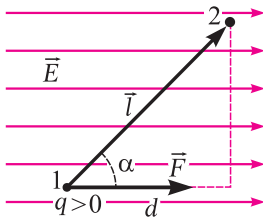
Սովորաբար, մարմինը տեղափոխելիս դաշտի ուժերի աշխատանքն անվանում են նաև **դաշտի կատարած աշխատանք**: Եթե այդ աշխատանքը կախված չէ մարմնի շարժման հետագծի ձևից, այսինքն՝ դաշտի ուժերը պոտենցիալային են, ապա դաշտը ևս անվանում են պոտենցիալային: Էլեկտրաստատիկ (կուլոնյան) ուժերը, ինչպես ցույց տվեցինք, պոտենցիալային են: Ուրեմն՝ **էլեկտրաստատիկ դաշտը ևս պոտենցիալային է**:

Էլեկտրաստատիկ դաշտում փորձնական լիցքը փոխազդում է այդ դաշտի աղբյուրների հետ: Այդ փոխազդեցությունը, ինչպես գիտեք, պոտենցիալային

է, այսինքն՝ փոխազդեցության ուժը որոշվում է փորձնական լիցքի և աղբյուրի փոխադարձ դիրքով: Ուստի՝ այդ փոխազդեցությունը բնութագրվում է մի ֆիզիկական մեծությամբ, որը կախված է միայն փոխազդող մարմինների՝ փորձնական լիցքի և էլեկտրաստատիկ դաշտի աղբյուրների փոխադարձ դիրքից: Այդ բնութագիրն անվանում են նշված մարմինների համակարգի պոտենցիալ էներգիա: Քանի որ փորձնական լիցքն այնքան փոքր է, որ նրա ազդեցությունն աղբյուրի վրա կարող ենք հաշվի չառնել և համարել, որ վերջինիս էներգիան չի փոփոխվում, ապա կարող ենք ասել, որ այդ պոտենցիալ էներգիան որոշվում է միայն փորձնական լիցքի դիրքով: Այդ դեպքում փորձնական լիցքի և աղբյուրի փոխազդեցության պոտենցիալ էներգիան անվանում են նաև **էլեկտրաստատիկ դաշտում փորձնական լիցքի պոտենցիալ էներգիա:**

Համաձայն պոտենցիալ էներգիայի թեորեմի՝  $q$  փորձնական լիցքը մի դիրքից մյուսը տեղափոխելիս կուլոնյան ուժի աշխատանքը հավասար է սկզբնական և վերջնական դիրքերում այդ լիցքի պոտենցիալ էներգիաների տարբերությունը՝

$$A = W_{\rho 1} - W_{\rho 2}, \quad (7.32)$$



**Նկ. 122.**  $q$  փորձնական լիցքը  $\vec{F}$  կուլոնյան ուժի ազդեցությամբ (1) դիրքից տեղափոխվում է (2) դիրք ուղղի հատվածով:

որտեղ  $W_{\rho 1}$ -ը՝ սկզբնական,  $W_{\rho 2}$ -ը՝ վերջնական դիրքում փորձնական լիցքի պոտենցիալ էներգիաներն են:

Հաշվենք (1) սկզբնական դիրքից (2) վերջնական դիրքը  $q$  փորձնական լիցքի տեղափոխման  $A$  աշխատանքը  $\vec{E}$  լարվածությամբ համասեռ էլեկտրաստատիկ դաշտում (նկ. 122): Քանի որ այդ աշխատանքը կախված չէ այն հետագծի ձևից, որով տեղափոխվում է փորձնական լիցքը, ապա կարող ենք համարել, որ վերջինս տեղափոխվում է սկզբնական և վերջնական դիրքերը միացնող ուղղի հատվածով: Այդ աշխատանքը՝

$$A = \vec{F} \cdot \vec{l} = F \cos \alpha = qE \cos \alpha, \quad (7.33)$$

որտեղ  $\vec{l}$ -ը տեղափոխության վեկտորն է,  $l = |\vec{l}|$ ,  $\alpha$ -ն՝ լարվածության և տեղափոխության վեկտորների կազմած անկյունը: Բանաձևից նկատում ենք, որ համասեռ էլեկտրաստատիկ դաշտում այդ աշխատանքը համեմատական է լիցքին՝  $A \propto q$ :

Եթե էլեկտրաստատիկ դաշտն անհամասեռ է, ապա (1)-(2) հատվածը հարկավոր է մտովի տրոհել այնքան փոքր (տարրական) տեղամասերի, որ դրանցից յուրաքանչյուրում դաշտը հնարավոր լինի համարել համասեռ: Հաշվելով յուրաքանչյուր տարրական տեղամասում  $q$  փորձնական լիցքի տեղափոխման տարրական աշխատանքը և ապա այդ տարրական աշխատանքները գումարելով՝ կարող ենք որոշել (1) և (2) դիրքերի միջև կուլոնյան ուժի աշխատանքը՝

$$A = q(E_1 \Delta l_1 \cos \alpha_1 + E_2 \Delta l_2 \cos \alpha_2 + \dots + E_n \Delta l_n \cos \alpha_n), \quad (7.34)$$

որտեղ  $\Delta l_1$ -ը,  $\Delta l_2$ -ը, ...,  $\Delta l_n$ -ը, համապատասխանաբար, 1-ին, 2-րդ, ...,  $n$ -րդ տարրական տեղամասերի երկարություններն են: Այստեղից նույնպես երևում է, որ  $A \propto q$ :



## Շարքեր և առաջադրանքներ

1. Ո՞ր ուժերն են կոչվում պոտենցիալային: 2. Ապացուցեք, որ կուլոնյան ուժերի աշխատանքը կամայական փակ հեղափոխության փորձնական լիցք տեղափոխելիս զրո է: 3. Ապացուցեք, որ կուլոնյան ուժերի աշխատանքը կախված չէ հեղափոխության ձևից: 4. Ինչու՞ են էլեկտրաստատիկ դաշտում անվանում պոտենցիալային: 5. Ո՞ր էներգիան են անվանում պոտենցիալ էներգիա: 6. Ի՞նչ է նշանակում «փորձնական լիցքի պոտենցիալ էներգիա էլեկտրաստատիկ դաշտում» արտահայտությունը: 7. Գրեք համասեռ էլեկտրաստատիկ դաշտում փորձնական լիցքի տեղափոխման աշխատանքի բանաձևը: 8. Ինչպե՞ս են հաշվում անհամասեռ էլեկտրաստատիկ դաշտում փորձնական լիցքի տեղափոխման աշխատանքը:

## §54. ՊՈՏԵՆՑԻԱԼ, ՊՈՏԵՆՑԻԱԼՆԵՐԻ ՏԱՐԲԵՐՈՒԹՅՈՒՆ

(7.32) հավասարության երկու կողմն էլ բաժանելով  $q$ -ի՝ կստանանք՝

$$\frac{A}{q} = \frac{W_{p1}}{q} - \frac{W_{p2}}{q}: \quad (7.35)$$

Ինչպես տեսանք,  $A + q$  և (7.35) հավասարության ձախ մասը կախված չէ լիցքից, ուստի՝ կարող ենք պնդել, որ աջ մասը նույնպես կախված չէ լիցքից: Հետևաբար՝  $q$  փորձնական լիցքի  $W_p$  պոտենցիալ էներգիայի հարաբերությունը  $q$  լիցքին կախված չէ լիցքից և կարող է բնութագրել էլեկտրաստատիկ դաշտը: Այդ հարաբերությունն անվանում են էլեկտրաստատիկ դաշտի պոտենցիալ տարածության տվյալ կետում և սովորաբար նշանակում  $\varphi$  տառով: Այսպիսով՝

$$\varphi = \frac{W_p}{q}: \quad (7.36)$$

Էլեկտրաստատիկ դաշտի պոտենցիալ տարածության տվյալ կետում անվանում են այդ կետում տեղադրված փորձնական լիցքի պոտենցիալ էներգիայի հարաբերությունը լիցքին: Էլեկտրաստատիկ դաշտի պոտենցիալը թվապես հավասար է միավոր փորձնական լիցքի պոտենցիալ էներգիային, ուստի՝ այն անվանում են էլեկտրաստատիկ դաշտի էներգիական բնութագիր: (7.36) բանաձևից կարող ենք որոշել  $q$  փորձնական լիցքի պոտենցիալ էներգիան, եթե հայտնի է դաշտի  $\varphi$  պոտենցիալը՝

$$W_p = q\varphi: \quad (7.37)$$

Համադրելով (7.32) և (7.37) առնչությունները՝ կստանանք՝

$$A = q(\varphi_1 - \varphi_2): \quad (7.38)$$

$\varphi_1 - \varphi_2$  մեծությունն անվանում են **պոտենցիալների տարբերություն**: Հետևաբար՝ փորձնական լիցքը մի դիրքից մյուսը տեղափոխելիս էլեկտրաստատիկ դաշտի կատարած աշխատանքը հավասար է այդ լիցքի և սկզբնական ու վերջնական դիրքերում էլեկտրաստատիկ դաշտի պոտենցիալների տարբերության արտադրյալին:

$A/q$  հարաբերությունը, կախված չլինելով  $q$ -ից, նույնպես բնութագրում է էլեկտրաստատիկ դաշտը և կոչվում է **էլեկտրական լարում** արված երկու կետերի միջև: Լարումը սովորաբար նշանակում են  $U$  տառով՝

$$U = \frac{A}{q}: \quad (7.39)$$

(7.35) և (7.39) արտահայտությունների համադրումից կարող ենք եզրակացնել, որ էլեկտրաստատիկ դաշտում երկու կետերի միջև լարումը հավասար է այդ կետերի պոտենցիալների տարբերությանը՝

$$U = \varphi_1 - \varphi_2: \quad (7.40)$$

Այդուհանդերձ, «լարում» և «պոտենցիալների տարբերություն» հասկացությունները տարբերվում են իրարից: Եթե փորձնական լիցքը տարածության մի կետից մյուսը տեղափոխվում է ոչ միայն պոտենցիալային, այլ նաև ոչ պոտենցիալային դաշտի ազդեցությամբ, ապա այդ կետերի միջև լարումը հավասար չէ պոտենցիալների տարբերությանը:

Միավորների ՄՀ-ում պոտենցիալի (նաև պոտենցիալների տարբերության և լարման) միավորը վոլտն է (Վ): 1 վոլտը դաշտի այն երկու կետերի պոտենցիալների տարբերությունն է, որոնցից մեկից մինչև մյուսը 1 կուլոն փորձնական լիցք տեղափոխելիս դաշտը կատարում է 1 ջոուլ աշխատանք՝  $1 \text{ Վ} = 1 \text{ Ջ} / 1 \text{ Կլ}$ :

(7.38) հավասարությունից հետևում է, որ էլեկտրաստատիկ դաշտում մի դիրքից մյուսը փորձնական լիցքի տեղափոխման աշխատանքը հաշվելու համար բոլորովին էլ անհրաժեշտ չէ իմանալ պոտենցիալի արժեքներն այդ դիրքերում. էական է միայն պոտենցիալի արժեքների տարբերությունը, այլ կերպ ասած՝ ֆիզիկական իմաստ ունի միայն  $(\varphi_1 - \varphi_2)$ -ը: Այստեղից հանգում ենք հետևյալ կարևոր եզրակացության. կարելի է տարածության յուրաքանչյուր կետում պոտենցիալի արժեքին գումարել որևէ հաստատուն մեծություն: Այդ դեպքում պոտենցիալի նոր արժեքը կարտահայտվի հետևյալ կերպ՝

$$\varphi' = \varphi + \text{const}: \quad (7.41)$$

Նշանակում է՝ պոտենցիալի՝ (7.41) հավասարությամբ արտահայտվող ձևափոխության հետևանքով մի դիրքից մյուսը փորձնական լիցք տեղափոխվելիս էլեկտրաստատիկ դաշտի կատարած աշխատանքը չի փոխվի: Իրոք՝

$$A' = q(\varphi'_1 - \varphi'_2) = q(\varphi_1 + \text{const}) - q(\varphi_2 + \text{const}) = q(\varphi_1 - \varphi_2) = A$$

Եթե հայտնի է պոտենցիալը տարածության մի կետում, ապա կարող ենք հաշվել պոտենցիալը յուրաքանչյուր կետում: Իսկապես, ենթադրենք, օրինակ, տրված է (2) կետում էլեկտրական դաշտի պոտենցիալը: Այդ դեպքում, (7.38) բանաձևի համաձայն, կամայական (1) կետում պոտենցիալը որոշվում է

$$\varphi_1 = \varphi_2 + \frac{A_{1,2}}{q} \quad (7.42)$$

առնչությամբ, որտեղ  $A_{1,2}$ -ը (1) կետից (2) կետ  $q$  փորձնական լիցքի տեղափոխման աշխատանքն է: Քանի որ ֆիզիկական իմաստ ունի միայն (1) և (2) կետերի պոտենցիալների տարբերությունը, ապա (2) կետում էլեկտրական դաշտի պոտենցիալի արժեքը կարող ենք համարել զրո՝  $\varphi_2 = 0$ :

**Տարածության այն կետը, որտեղ էլեկտրաստատիկ դաշտի պոտենցիալը զրո է, անվանում են պոտենցիալի զրոյական կետ:** Այդ կետում պոտենցիալը սովորաբար նշանակում են  $\varphi_0$ -ով՝  $\varphi_0 = 0$

Կամայական (1) կետում էլեկտրաստատիկ դաշտի պոտենցիալը, համաձայն (7.42) առնչության, կլինի՝

$$\varphi_1 = \frac{A_{1,0}}{q} \quad (7.43)$$

(7.43) առնչությունից հետևում է, որ պոտենցիալը տարածության տրված կետում թվապես հավասար է այն աշխատանքին, որ կատարում է էլեկտրաստատիկ դաշտը՝ միավոր փորձնական լիցքն այդ կետից մինչև պոտենցիալի զրոյական դիրքը տեղափոխելիս:

(7.37) և (7.43) առնչությունների համադրումից ստանում ենք՝  $W_{p1} = A_{1,0}$ , այսինքն՝ տարածության կամայական կետում փորձնական լիցքի պոտենցիալ էներգիան հավասար է այդ կետից մինչև պոտենցիալի զրոյական դիրքը փորձնական լիցքը տեղափոխելիս էլեկտրաստատիկ դաշտի կատարած աշխատանքին:



### Շարքեր և առաջադրանքներ

1. Ո՞ր ֆիզիկական մեծությունն են անվանում էլեկտրաստատիկ դաշտի պոտենցիալ:
2. Հաշվեք լիցքի տեղափոխման աշխատանքը՝ արտահայտված երկու դիրքերի միջև պոտենցիալների տարբերությամբ: 3. Ի՞նչ է էլեկտրական լարումը արածության երկու կետերի միջև: 4. Ո՞րն է պոտենցիալի (պոտենցիալների տարբերության, լարման) միավորը ՄՀ-ում: Ինչպե՞ս են սահմանում այդ միավորը: 5. էլեկտրաստատիկ դաշտի ո՞ր բնութագիրն ունի ֆիզիկական իմաստ՝ պոտենցիալը, թե՞ պոտենցիալների տարբերությունը: Ինչու՞: 6. Տարածության ո՞ր կետն են անվանում պոտենցիալի զրոյական դիրք: 7. Սահմանեք էլեկտրաստատիկ դաշտի պոտենցիալը փորձնական լիցքի տեղափոխման աշխատանքի միջոցով: 8. Սեկնաբանեք էլեկտրաստատիկ դաշտում փորձնական լիցքի պոտենցիալ էներգիան այդ լիցքի տեղափոխման աշխատանքի միջոցով:

## ԷԼԵԿՏՐԱՍՏԱՏԻԿ ԴԱՇՏԻ ԼԱՐՎԱԾՈՒԹՅԱՆ

## § 55. ԵՎ ՊՈՏԵՆՑԻԱԼՆԵՐԻ ՏԱՐԲԵՐՈՒԹՅԱՆ ԿԱՊԸ: ԸՆՍԱՊՈՏԵՆՑԻԱԼ ՄԱԿԵՐԵԿՈՒՅՈՒՄՆԵՐ

$q$  փորձնական լիցքն սկզբնական դիրքից վերջնական դիրք տեղափոխելիս  $\vec{E}$  լարվածությամբ համասեռ էլեկտրաստատիկ դաշտի կատարած աշխատանքը կարող ենք հաշվել (7.33) բանաձևով: Չնափոխենք այն՝ նշանակելով՝  $l \cos \alpha = d$ , որտեղ  $d$ -ն փորձնական լիցքի  $\vec{l}$  տեղափոխության պրոյեկցիան է ուժագծի ուղղության վրա: Այդ դեպքում փորձնական լիցքի տեղափոխման աշխատանքը՝

$$A = qEd: \quad (7.44)$$

Երբեմն ավելի հարմար է աշխատանքն արտահայտել  $\vec{l}$  տեղափոխության ուղղության վրա լարվածության  $\vec{E}$  վեկտորի  $E_l = E \cos \alpha$  պրոյեկցիայի միջոցով՝

$$A = qEl: \quad (7.45)$$

Լիցքի տեղափոխման աշխատանքը կարելի է հաշվել նաև (7.38) բանաձևով: (7.38) և (7.44) բանաձևերից ստանում ենք՝

$$E = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{d}, \quad (7.46)$$

իսկ (7.38) և (7.45) բանաձևերից՝

$$E_I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{l} \quad (7.47)$$

(7.46) և (7.47) բանաձևերն արտահայտում են համասեռ էլեկտրաստատիկ դաշտի լարվածության և կամայական երկու կետերի պոտենցիալների տարբերության կապը: Նկատի ունենալով, որ  $\varphi_1 - \varphi_2 = -(\varphi_2 - \varphi_1) = -\Delta\varphi$ , (7.47) բանաձևի փոխարեն կունենանք՝

$$E_I = - \frac{\Delta\varphi}{l} \quad (7.48)$$

Քանի որ  $E_I = E \cos\alpha$ , ապա  $E_I = 0$ , երբ  $\alpha = 90^\circ$ : Բայց այդ դեպքում, ինչպես երևում է (7.48) բանաձևից, պոտենցիալի փոփոխությունը  $\Delta\varphi = 0$ , այսինքն՝ **ուժագծերին ուղղահայաց կամայական ուղղի երկայնքով պոտենցիալը չի փոխվում**:

Ակներև է, որ  $E_I$ -ն իր ամենամեծ արժեքին է հասնում, երբ  $\alpha = 0^\circ$ : Հետևաբար՝  $0^\circ \leq \alpha < 90^\circ$  միջակայքում պոտենցիալի փոփոխությունը բացասական է ( $\Delta\varphi < 0$ ), այսինքն՝ պոտենցիալը նվազում է, բայց միավոր երկարության վրա այդ նվազման չափն առավելագույնն է ուժագծի ուղղությամբ:

Լարվածության միավորը ՄՀ-ում Ն/Կլ-ն է, սակայն գործածում են նաև Վ/մ միավորը, որը սահմանվում է (7.46) կամ (7.47) բանաձևի հիման վրա՝  $[E] = [\varphi_1 - \varphi_2] / [l]$ : Վ/մ միավորն արտահայտենք Ն/Կլ-ով՝

$$1 \text{ Վ/մ} = 1 \text{ Չ}/(\text{Կլ} \cdot \text{մ}) = 1 (\text{Ն} \cdot \text{մ}) / (\text{Կ} \cdot \text{մ}) = 1 \text{ Ն/Կլ}:$$

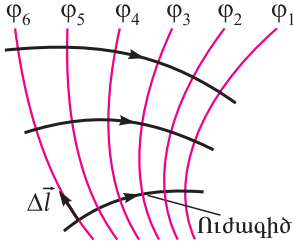
Այստեղից հետևում է, որ 1 Վ/մ-ն այն համասեռ էլեկտրաստատիկ դաշտի լարվածությունն է, որը 1 Կլ փորձնական լիցքի վրա ազդում է 1 Ն ուժով:

**Լարվածության և պոտենցիալի փոփոխության կապը, երբ էլեկտրաստատիկ դաշտն անհամասեռ է:** Երբ էլեկտրաստատիկ դաշտն անհամասեռ է, ապա (1) և (2) կետերն ընտրելով այնքան մոտ, որ դրանց շրջակայքում դաշտը հնարավոր լինի համարել համասեռ, (7.48) բանաձևի հիման վրա կարող ենք գրել՝

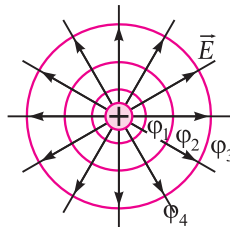
$$E_I = - \frac{\Delta\varphi}{\Delta l}, \quad (7.49)$$

որտեղ  $\Delta l$ -ը (1) և (2) բավականաչափ մոտ կետերի հեռավորությունն է,  $E_I$ -ը՝ լարվածության վեկտորի պրոյեկցիան այն  $\Delta l$  վեկտորի ուղղության վրա, որի սկզբնակետը (1) կետն է, վերջնակետը՝ (2) կետը,  $\Delta\varphi$ -ն՝ պոտենցիալի բավականաչափ փոքր փոփոխությունը:

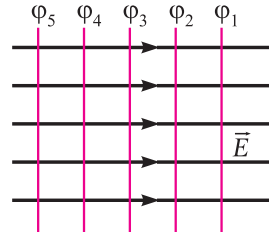
**Համապոտենցիալ մակերևույթներ:** Էլեկտրաստատիկ դաշտը կարելի է պատկերել գրաֆիկորեն՝ ուժագծերի օգնությամբ, բայց ուժագծերով պատկերված «նկարը» պոտենցիալի մասին լրիվ պատկերացում չի տալիս: Այդ «նկարից» միայն կարող ենք պարզել, թե ինչ ուղղությամբ է նվազում պոտենցիալը: Պոտենցիալի արժեքի մասին, գոնե մոտավորապես, գաղափար կազմել հնարավոր չէ: Դրա համար անհրաժեշտ է, որ տարածության մեջ նշվեն այն կետերը, որտեղ պոտենցիալի արժեքները նույնն են: **Այն մակերևույթը, որի բոլոր կետերում էլեկտրաստատիկ դաշտի պոտենցիալն ունի միևնույն արժեքը, կոչվում է համապոտենցիալ մակերևույթ:**



**Նկ. 123.** Ուժագիծը համապոտենցիալ մակերևույթի հետ հաստվում է ուղղահայացորեն:



**Նկ. 124.** Կետային լիցքի համապոտենցիալ մակերևույթները համակենտրոն գնդաձևեր են:



**Նկ. 125.** Համասեռ էլեկտրաստատիկ դաշտի համապոտենցիալ մակերևույթներն ուժագծերին ուղղահայաց հարթություններ են:

Եթե կամայական (1) և (2) կետերը միևնույն համապոտենցիալ մակերևույթի կետեր են, ապա  $\varphi_1 - \varphi_2 = 0$ , ուստի, համաձայն (7.38) առնչության,  $q$  փորձնական լիցքը (1) կետից (2) կետն այդ մակերևույթով տեղափոխելիս էլեկտրաստատիկ ուժի աշխատանքը զրո է՝  $A = 0$ : Բայց երբ (1) և (2) կետերն այնքան մոտ են իրար, որ փորձնական լիցքի  $\Delta \vec{l}$  տեղափոխությունն ընկած է համապոտենցիալ մակերևույթի վրա, այդ նույն աշխատանքը կարելի է հաշվել մաս  $A = q \vec{E} \Delta \vec{l}$  (7.33) բանաձևով (նկ. 123): Հետևաբար՝  $A = 0$  պայմանից հետևում է, որ  $\vec{E} \Delta \vec{l} = 0$  այսինքն՝  $\vec{E} \perp \Delta \vec{l}$ : Քանի որ  $\Delta \vec{l}$  վեկտորը համապոտենցիալ մակերևույթի վրա կարող է ուղղված լինել կամայականորեն, ապա կարող ենք ասել, որ **էլեկտրաստատիկ դաշտի լարվածությունը յուրաքանչյուր կետում ուղղահայաց է համապոտենցիալ մակերևույթին**:

Թեև գծագրերում պատկերում են ոչ թե համապոտենցիալ մակերևույթները, այլ դրանց հատումները գծագրի հարթության հետ (այսպես կոչված՝ համապոտենցիալ գծերը), բայց և այնպես այդ նկարներն օգնում են պատկերացում կազմելու այն մասին, թե ինչպես է փոփոխվում պոտենցիալը դիտարկվող էլեկտրաստատիկ դաշտում:

124-րդ նկարում պատկերված են կետային լիցքի համապոտենցիալ մակերևույթները, որոնք համակենտրոն գնդաձևեր են, իսկ 125-րդ նկարում՝ համասեռ էլեկտրաստատիկ դաշտի համապոտենցիալ մակերևույթները, որոնք ուժագծերին ուղղահայաց հարթություններ են:

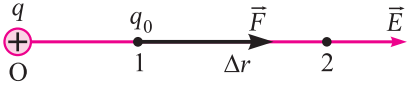


**Հարցեր և առաջադրանքներ**

1. Գրեք համասեռ էլեկտրաստատիկ դաշտի լարվածության պոտենցիալի և պոտենցիալների փարբերության կապն արտահայտող բանաձևը:
2. Համասեռ էլեկտրաստատիկ դաշտում ա) ո՞ր ուղղությամբ պոտենցիալը չի փոխվում: Ինչու՞: բ) ո՞ր ուղղությամբ է պոտենցիալի նվազման չափը միավոր երկարության վրա ամենամեծը: 3. ո՞րն է լարվածության գործածվող միավորը: Այդ միավորն արտահայտեք Ն/Կլ միավորի միջոցով:
4. Գրեք անհամասեռ էլեկտրաստատիկ դաշտի լարվածության վեկտորի պոտենցիալի և պոտենցիալի փոփոխության կապն արտահայտող բանաձևը:
5. Ի՞նչ է էլեկտրաստատիկ դաշտի համապոտենցիալ մակերևույթը: 6. Ապացուցեք, որ էլեկտրաստատիկ դաշտի լարվածությունը յուրաքանչյուր կետում ուղղահայաց է համապոտենցիալ մակերևույթին:
7. Ի՞նչ տեսք ունեն (ա) կետային լիցքի, բ) համասեռ էլեկտրաստատիկ դաշտի համապոտենցիալ մակերևույթները:

**ԿԵՏԱՅԻՆ ԼԻՑՔԻ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ՊՈՏԵՆՑԻԱԼԸ: ԸԱՎԱՍԱՐԱԶՈՓ ԼԻՑՔԱՎՈՐԿԱԾ ԳՆԴԻ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ՊՈՏԵՆՑԻԱԼԸ**

Հաշվենք այն աշխատանքը, որ կատարում է կողողինատային  $O$  սկզբնականետում անշարժ  $q$  դրական կետային լիցքի էլեկտրական դաշտը  $q_0$  փորձնական լիցքը (1) դիրքից (2) դիրք ուժագծի երկայնքով  $\Delta r$  հեռավորությամբ տեղափոխելիս (նկ. 126): Դիցուք՝  $q_0$  լիցքը դրական է, իսկ (1) դիրքի հեռավորությունը  $O$  սկզբնականետից  $r$  է. այդ դեպքում (2) դիրքի հեռավորությունը կլինի՝  $r + \Delta r$ :



**Նկ. 126.**  $q_0$  փորձնական լիցքի տեղափոխությունն  $\vec{F}$  կուլոնյան ուժի ազդեցությամբ

Եթե  $\Delta r$ -ը շատ փոքր է  $r$ -ից ( $\Delta r \ll r$ ), ապա (1) դիրքից (2) դիրք տեղափոխվելիս փորձնական  $q_0$  լիցքի վրա ազդող կուլոնյան  $\vec{F}$  ուժը կարելի է համարել հաստատուն: Հետևաբար՝  $\Delta r$  տեղամասում այդ ուժի աշխատանքը՝

$$A_{1,2} = \vec{F} \cdot \Delta \vec{r} = F_r \Delta r,$$

որտեղ  $\Delta \vec{r}$ -ը  $q_0$  փորձնական լիցքի տեղափոխությունն է,  $\Delta r$ -ը՝  $\Delta \vec{r}$  տեղափոխության, իսկ  $F_r$ -ը՝  $\vec{F}$  ուժի պրոյեկցիաներն են ուժագծով ուղղված  $O$  առանցքի վրա: Համաձայն Կուլոնի օրենքի՝  $F_r = kq_0/r^2$ , հետևաբար՝

$$A_{1,2} = \frac{kq_0}{r^2} \Delta r: \tag{7.52}$$

Մյուս կողմից, ըստ (7.32) բանաձևի,

$$A_{1,2} = W_{\rho 1} - W_{\rho 2}: \tag{7.53}$$

Ցույց տանք, որ եթե  $q_0$  փորձնական լիցքի պոտենցիալ էներգիան  $q$  անշարժ կետային լիցքի էլեկտրական դաշտում արտահայտենք

$$W_{\rho}(r) = k \frac{q_0}{r} \tag{7.54}$$

բանաձևով, ապա վերջինս կբավարարի (7.53) հավասարությանը: Իրոք, (7.52) և (7.54) արտահայտությունները տեղադրելով (7.53) հավասարության մեջ՝ կստանանք՝

$$A_{1,2} = k \frac{q_0}{r} - k \frac{q_0}{r + \Delta r} = kq_0 \frac{r + \Delta r - r}{r(r + \Delta r)} = \frac{kq_0}{r(r + \Delta r)} \Delta r:$$

Քանի որ  $\Delta r \ll r$ , ապա  $r + \Delta r \approx r$  հետևաբար՝  $A_{1,2} = kq_0 \Delta r / r^2$ , որը համընկնում է (7.52) բանաձևով հաշվված աշխատանքին: Հետևաբար, համաձայն (7.36) բանաձևի,  $q$  անշարժ կետային լիցքի էլեկտրական դաշտի պոտենցիալն այդ լիցքից  $r$  հեռավորությամբ կետում՝

$$\varphi = k \frac{q}{r}: \tag{7.55}$$

(7.55) բանաձևից հետևում է, որ կետային լիցքից շատ մեծ  $r$  հեռավորությունների դեպքում  $\varphi \approx 0$ : Նշանակում է՝ անվերջ հեռվում յուրաքանչյուր կետ կարող ենք համարել զրոյական պոտենցիալի կետ: Ուստի՝ դրական կետային



լիցքից հեռանալիս նրա էլեկտրաստատիկ դաշտի պոտենցիալը նվազում է, իսկ բացասական կետային լիցքից հեռանալիս՝ աճում:  $q$  կետային լիցքից  $r_1$  և  $r_2$  հեռավորությամբ (1) և (2) կետերի պոտենցիալների տարբերությունը՝

$$\varphi_1 - \varphi_2 = kqC \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \text{մ:}$$

Օգտվելով կետային լիցքի էլեկտրական դաշտի պոտենցիալի (7.55) բանաձևից՝ դժվար չէ հաշվարկել կետային լիցքերի համակարգի պոտենցիալ էներգիան (կետային լիցքերի փոխազդեցության էներգիան): Դրա համար նախ դիտարկենք  $q_1$  և  $q_2$  կետային լիցքերից կազմված համակարգ (նկ. 127): Դիցուք՝  $q_1$  լիցքն ամրացված է, իսկ  $q_2$  լիցքը տեղափոխվում է (2) կետից դեպի անվերջություն:  $q_1$  կետային լիցքի էլեկտրական դաշտի կատարած  $A_{2,\infty}$  աշխատանքի հարաբերությունը  $q_2$  լիցքին հենց  $q_1$  կետային լիցքի դաշտի պոտենցիալն է (2) կետում՝  $\varphi_2 = A_{2,\infty}/q_2$ : Մյուս կողմից՝  $q_1$  կետային լիցքի դաշտի պոտենցիալը (2) կետում՝  $\varphi_2 = kq_1/r$ , հետևաբար՝  $A_{2,\infty} = kq_1 q_2/r$ : Բայց  $A_{2,\infty}$  աշխատանքը, ըստ սահմանման,  $q_1$  և  $q_2$  լիցքերի փոխազդեցության  $W$  պոտենցիալ էներգիան է՝

$$W = A_{2,\infty} = k \frac{q_1 q_2}{r} = \varphi_2 q_2:$$

Եթե ամրացնենք  $q_2$  լիցքը, ապա հանգումնորեն կստանայինք, որ

$$W = A_{1,\infty} = \varphi_1 q_1:$$

Պոտենցիալ էներգիայի այս երկու արտահայտությունները կարելի է գրել  $q_1$  և  $q_2$  լիցքերի նկատմամբ համաչափ տեսքով՝

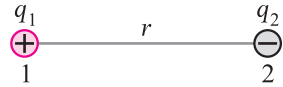
$$W = \frac{1}{2} \varphi_1 q_1 + \frac{1}{2} \varphi_2 q_2 = \frac{1}{2} (\varphi_1 q_1 + \varphi_2 q_2):$$

Եթե համակարգը կազմված է  $N$  լիցքից, ապա համակարգի պոտենցիալ էներգիան՝

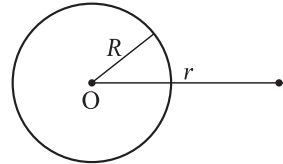
$$W = \frac{1}{2} (\varphi_1 q_1 + \varphi_2 q_2 + \dots + \varphi_N q_N), \quad (7.56)$$

որտեղ  $\varphi_i$ -ն, ( $i=1, 2, \dots, N$ ), բացի  $i$ -րդից, մնացած  $N-1$  կետային լիցքերի ստեղծած էլեկտրական դաշտի պոտենցիալն է  $q_i$  լիցքի զբաղեցրած կետում:

**Հավասարաչափ լիցքավորված գնդի էլեկտրաստատիկ դաշտի պոտենցիալը:** §52-ում ապացույվեց, որ հավասարաչափ լիցքավորված գնդից դուրս էլեկտրաստատիկ դաշտն այնպիսին է, ինչպիսին կստեղծեն գնդի կենտրոնում դրված  $q$  կետային լիցքը: Հետևաբար՝ հավասարաչափ լիցքավորված  $R$  շառավղով գնդի էլեկտրաստատիկ դաշտի պոտենցիալը գնդի կենտրոնից  $r \geq R$  հեռավորությամբ յուրաքանչյուր կետում նույնպես կարելի է որոշել (7.55) բանաձևով՝ համարելով, որ  $q$ -ն ամբողջ գնդի լիցքն է (նկ. 128):



Նկ. 127.  $q_1$  և  $q_2$  կետային լիցքերի համակարգը



Նկ. 128.  $q$  լիցքով հավասարաչափ լիցքավորված գնդի պոտենցիալն  $r \geq R$  կետում հավասար է գնդի  $O$  կենտրոնում դրված  $q$  կետային լիցքի պոտենցիալին:



## Շարքեր և առաջադրանքներ

1. Ի՞նչ բանաձևով են հաշվում  $q$  անշարժ կեփային լիցքի էլեկտրական դաշտի աշխատանքը, երբ փորձնական  $q_0$  լիցքի տեղափոխությունն ուժագծի երկայնքով  $\Delta r$  է:
2. Գրեք իրարից  $l$  հեռավորությամբ երկու կեփային լիցքերի փոխազդեցության պոտենցիալ էներգիայի բանաձևը:
3. Ի՞նչ բանաձևով է որոշվում  $q$  կեփային լիցքի էլեկտրաստատիկ դաշտի պոտենցիալը լիցքից  $l$  հեռավորությամբ կետում:
4. Գրեք կեփային լիցքերի համակարգի պոտենցիալ էներգիայի բանաձևը:
5. Ի՞նչ բանաձևով է որոշվում հավասարաչափ լիցքավորված գնդի էլեկտրաստատիկ դաշտի պոտենցիալը գնդից դուրս:

## Խնդիրների լուծման օրինակներ

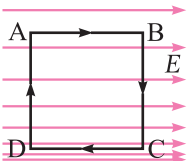
**1.** Էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ էլեկտրոնի արագությունը  $v_1 = 10^7$  մ/վ արժեքից աճեց մինչև  $v_2 = 3 \cdot 10^7$  մ/վ: Գտնել տեղափոխության սկզբնական և վերջնական դիրքերի պոտենցիալների տարբերությունը:

**Լուծում:** Համաձայն կինետիկ էներգիայի թեորեմի՝ էլեկտրոնի կինետիկ էներգիայի փոփոխությունը հավասար է էլեկտրական դաշտի կատարած  $A = -eU$  աշխատանքին՝  $m_e v_2^2 / 2 - m_e v_1^2 / 2 = -eU$ , որտեղ  $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$  կգ-ն էլեկտրոնի զանգվածն է,  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Կլ-ը՝ էլեկտրոնի լիցքի մոդուլը, իսկ  $U$ -ն՝ սկզբնական և վերջնական դիրքերի պոտենցիալների տարբերությունը: Վերը գրված բանաձևից կստանանք՝

$$U = -\frac{m_e}{2e}(v_2^2 - v_1^2) = -2,3 \cdot 10^3 \text{ Վ:}$$

**Պատասխան՝**  $U = -2,3 \cdot 10^3$  Վ:

**2.** Գոյություն ունի՞ արդյոք էլեկտրաստատիկ դաշտ, որի ուժագծերն իրար զուգահեռ են, բայց որոնց խտությունն անընդհատ մեծանում է նրանց ուղղահայաց ուղղությամբ:

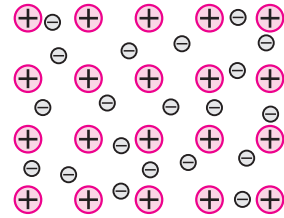


**Լուծում:** Այդպիսի էլեկտրաստատիկ դաշտի գոյության հարցը պարզելու համար հաշվենք այդ դաշտի ուժերի աշխատանքը  $q$  փորձնական լիցքը ABCD փակ ուղղանկյուն հետագծով տեղափոխվելիս: Ուղղանկյան՝ դաշտի ուժագծերին զուգահեռ AB և CD կողմերի երկայնքով դաշտի  $\vec{E}$  լարվածությունն անփոփոխ է: Բայց CD տեղամասի շրջակայքում ուժագծերն ավելի խիտ են դասավորված, քան AB տեղամասի շրջակայքում: Նշանակում է՝ AB տեղամասում դաշտի  $E_1$  լարվածության մոդուլը, հետևաբար՝ նաև  $q$  փորձնական լիցքի տեղափոխման  $A_1$  աշխատանքի մոդուլն ավելի փոքր են, քան CD տեղամասում  $E_2$  լարվածության և  $A_2$  աշխատանքի մոդուլները: BC և DA տեղամասերում  $q$  փորձնական լիցքի տեղափոխման աշխատանքը զրո է, քանի որ այդ տեղամասերում դաշտի լարվածություններն ուղղահայաց են  $q$  փորձնական լիցքի տեղափոխության ուղղություններին: Հետևաբար՝ ABCD փակ հետագծով աշխատանքը, որի մոդուլը  $|A_1 - A_2|$  է, տարբեր է զրոյից: Բայց էլեկտրաստատիկ դաշտերը պոտենցիալային են, և այդ դաշտերում փորձնական լիցքի տեղափոխման աշխատանքը կամայական փակ հետագծով միշտ զրո է: Հետևաբար՝ խնդրի պայմանում նշված հատկությամբ օժտված էլեկտրաստատիկ դաշտը գոյություն ունենալ չի կարող:

**Պատասխան՝** գոյություն չունի:

## § 57. ՀԱՊՈՐՊԻՉՆԵՐՆ ԷԼԵԿՏՐՈՍՏԱՏԻԿ ԴԱՅՏՈՒՄ

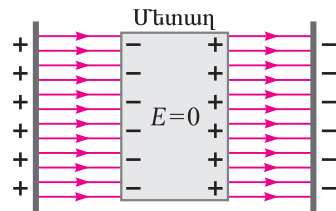
9-րդ դասարանի ֆիզիկայի դասընթացից գիտեք, որ հաղորդիչներն այն նյութերն են, որոնք պարունակում են հսկայական թվով ազատ լիցքավորված մասնիկներ՝ ազատ լիցքակիրներ, և այդ պատճառով էլեկտրական հոսանք լավ են հաղորդում: Հաղորդիչներ են, օրինակ, մետաղները, նրանց համաձուլվածքները, հիմքերի, թթուների, աղերի ջրային լուծույթները և այլն: Մետաղներում, որոնք, սովորաբար, ունեն բյուրեղային կառույվածք, ազատ լիցքակիրներն ազատ էլեկտրոններն են, որոնց համախումբը՝ «էլեկտրոնային գազը», լցնում է մետաղի բյուրեղացանցի դրական խոնների միջակա տարածությունը՝ վերջիններս հետ փոխազդելով կուլոնյան ուժերով (նկ. 129):



Նկ. 129. «Էլեկտրոնային գազը» և մետաղե հաղորդչի բյուրեղացանցը (դրական խոնները)

Երբ մետաղի ներսում էլեկտրական դաշտ չկա, նրա ազատ էլեկտրոնների շարժումը լրիվ քառասյին է: Սա նշանակում է, որ ժամանակի ամեն պահի կամայական ուղղությամբ շարժվում է այնքան էլեկտրոն, որքան՝ հակառակ ուղղությամբ: Հետևապես՝ հաղորդչի կամայական հատությամբ որևէ ուղղությամբ միավոր ժամանակում տեղափոխված արդյունարար լիցքը միշտ զրո է:

Իսկ ի՞նչ տեղի կունենա, եթե հաղորդիչը տեղադրենք  $\vec{E}_0$  լարվածությամբ համասեռ էլեկտրաստատիկ դաշտում, որ ստեղծում են իրար շատ մոտ դրված և տարանուն լիցքեր ունեցող երկու հարթ, զուգահեռ թիթեղները (նկ. 130): Առաջին պահին էլեկտրոնները էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ, սկսում են տեղաշարժվել. հաղորդչի՝ դրական լիցքավորված թիթեղի կողմն ուղղված մակերևույթին հավաքվում են այնքան էլեկտրոններ, որքան հեռանում են բացասական լիցքավորված թիթեղին մոտ մակերևույթից: Հաղորդչի հակադիր մակերևույթներին կուտակված տարանուն լիցքերն ստեղծում են էլեկտրական դաշտ, որի ուժագծերը հակառակ են ուղղված թիթեղների էլեկտրական դաշտի ուժագծերին, որի հետևանքով արդյունարար էլեկտրական դաշտի լարվածությունը հաղորդչի ներսում հետզհետե նվազում է, և երբ դառնում է զրո, էլեկտրոնների տեղաշարժը (կարճատև էլեկտրական հոսանքը) լրիվ դադարում է: Հաղորդչի ներսում հաստատվում է հավասարակշռության վիճակ. չկա էլեկտրական դաշտ՝ չկա հոսանք: Կա միայն հաղորդչի մակերևույթին վերաբաշխված լիցք, որն անվանում են **մակաձված լիցք**, իսկ հաղորդչում մակաձված լիցքի առաջացման երևույթը՝ **էլեկտրաստատիկ մակաձում**:



Նկ. 130. Էլեկտրաստատիկ դաշտում հաղորդչի ներսում էլեկտրական դաշտը բացակայում է:

Հաղորդչի ներսում էլեկտրական դաշտ չկա մաս այն դեպքում, երբ հաղորդիչը լիցքավորված է: Հավասարակշռության վիճակում հաղորդչի մակերևույթին լիցքը բաշխվում է այնպես, որ ներսում դաշտի լարվածությունը լինի զրո:

Հաղորդչի ներսում էլեկտրաստատիկ դաշտի բացակայությունը կարելի է բացատրել նաև էներգիայի պահպանման օրենքի հիման վրա: Իրոք, հաղորդչում կան ազատ լիցքավորված մասնիկներ, և եթե էլեկտրական դաշտի լարվածությունը գրո չլիներ, ապա դաշտի ազդեցությամբ դրանք կկատարեին կարգավորված շարժում, այսինքն՝ հաղորդչում գոյություն կունենար շարունակական (և ոչ թե կարճատև) էլեկտրական հոսանք: Համաձայն Ջոուլ-Լենցի օրենքի՝ հաղորդիչը շարունակ կտաքանար՝ սպառելով էներգիա, որը, սակայն, չէր լրացվի որևէ արտաքին էներգիայի աղբյուրից: Անշուշտ, կխախտվեր էներգիայի պահպանման օրենքը:

Այսպիսով՝ հաղորդչի ներսում էլեկտրաստատիկ դաշտի բացակայությունից հետևում է, որ հաղորդչի բոլոր կետերն ունեն միևնույն պոտենցիալը: Իրոք, հաղորդչի ներսում  $E = (\varphi_1 - \varphi_2) / d = 0$ , որտեղից ստանում ենք, որ  $\varphi_1 = \varphi_2$ :

Դժվար չէ հիմնավորել, որ հաղորդչի մակերևույթի յուրաքանչյուր կետում էլեկտրաստատիկ դաշտի լարվածության վեկտորն ուղղահայաց է մակերևույթին: Իրոք, եթե այդպես չլիներ, ապա լարվածության վեկտորը կունենար բաղադրիչ՝ մակերևույթին տարված շոշափողի երկայնքով, և, այդ բաղադրիչով պայմանավորված, մակերևույթով կանցներ էլեկտրական հոսանք, որը հնարավոր չէ: Նշանակում է՝ հաղորդչի մակերևույթով շարժվելիս պոտենցիալը չի փոխվում, այսինքն՝ հաղորդչի մակերևույթի բոլոր կետերն ունեն նույն պոտենցիալը: Ընդունված է ասել, որ հաղորդչի մակերևույթը **համապոտենցիալ մակերևույթ է**, որի պոտենցիալը, սովորաբար, անվանում են նաև հաղորդչի պոտենցիալ:

Հաղորդիչն էլեկտրաստատիկ դաշտ մտցնելիս կամ այն լիցքավորելիս, այն պահից, երբ հաղորդչում հաստատվում է հավասարակշիռ վիճակ՝ լիցքի հաղորդումը հաղորդչի մի մասից մյուսը դադարում է, հաղորդչի ներսում գրո է դառնում ոչ միայն էլեկտրաստատիկ դաշտի լարվածությունը, այլև լիցքը: **Հաղորդչի ամբողջ լիցքը բաշխվում է նրա մակերևույթին:** Նույնիսկ այն դեպքում, երբ հաղորդչի գունարային լիցքը գրո է, հաղորդիչը դառնում է էլեկտրաստատիկ դաշտի աղբյուր: Դաշտի ուժագծերը չեն թափանցում հաղորդչի ներսը, դրանք սկիզբ են առնում մակերևույթի դրական լիցքավորված տեղամասերից և վերջանում բացասական լիցքավորված տեղամասերի վրա: Ընդ որում, մակերևույթի կամայական կետում էլեկտրաստատիկ դաշտի ուժագծերն ուղղահայաց են այդ մակերևույթին:

**Էլեկտրական դաշտի լարվածությունը հաղորդչի մակերևույթի մոտ:** Ինչպես նշեցինք, էլեկտրաստատիկ դաշտի ազդեցությամբ էլեկտրաչեզոք հաղորդչում լիցքը վերաբաշխվում է, որի հետևանքով հաղորդիչը դառնում է դաշտի աղբյուր: Պարզենք, թե ինչպիսին է այդ դաշտը հաղորդչից դուրս՝ նրա մակերևույթի մերձակայքում:

Լարվածության  $\vec{E}$  վեկտորը հաղորդչի մակերևույթի յուրաքանչյուր կետում ուղղահայաց է մակերևույթին, իսկ նրա մոդուլը կախված է միայն յուրաքանչյուր կետի շրջակայքում մակերևութային լիցքի  $\sigma$  խտությունից: Որոշակիության համար ենթադրենք՝  $\sigma > 0$ :

Հաղորդչի մակերևույթին մտովի առանձնացնենք փոքր մակերեսով տեղամաս (ճկ. 131): Այդ տեղամասին շատ մոտ կետերում էլեկտրական դաշտը դիտարկելիս տեղամասը կարող ենք համարել անվերջ հարթություն: Ուս-

Խորացված

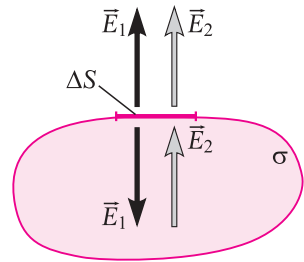
տի, համաձայն (7.27) բանաձևի, այդ տեղամասի ստեղծած էլեկտրական դաշտի լարվածությունը՝  $E_1 = \sigma/2\varepsilon_0$ , իսկ լարվածության  $\vec{E}_1$  վեկտորն ուղղված է այդ տեղամասից ինչպես դուրս, այնպես էլ՝ ներս (թավ սլաքներ): Մակերևույթի մնացած լիցքերի դաշտը, բնականաբար, պետք է չեզոքացնի այն դաշտը, որն ստեղծում է հաղորդչի ներսում դիտարկվող  $\Delta S$  մակերեսով տեղամասը, ուստի այդ դաշտի  $\vec{E}_2$  լարվածությունը պետք է դարձյալ մոդուլով հավասար լինի  $\vec{E}_1$ -ին՝  $E_2 = \sigma/2\varepsilon_0$ , բայց ուղղված դեպի դուրս (նկ.131): Հետևաբար, համաձայն վերադրման սկզբունքի, հաղորդչից դուրս արդյունաբար էլեկտրական դաշտի լարվածությունը՝  $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$ , որտեղից՝

$$E = E_1 + E_2 = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}: \quad (7.57)$$

**Հողակցում:** Երկրագունդը հաղորդիչ է, ուստի նրա մակերևույթը համապատենցիալ մակերևույթ է, այսինքն՝ մակերևույթի բոլոր կետերն ունեն նույն պոտենցիալը, որը, հաճախ, համարում են գրո: Այդ դեպքում Երկրի մակերևույթի յուրաքանչյուր կետ կլինի գոյական պոտենցիալի կետ, իսկ մակերևույթը՝ գոյական պոտենցիալի մակերևույթ: Զրոյական պոտենցիալի մակերևույթը երբեմն անվանում են **պոտենցիալի գոյական մակարդակ:**

Եթե ունենք որևէ հաղորդիչ, որն ունի, օրինակ, դրական լիցք, ապա հաղորդչի և Երկրի մակերևույթների միջև գոյություն ունի պոտենցիալների տարբերություն: Հաղորդիչը մետաղե հաղորդալարով միացնենք Երկրին: Հաղորդչի այդպիսի միացումն անվանում են **հողակցում:** Հաղորդալարի ծայրերի միջև նույնպես կստեղծվի պոտենցիալների տարբերություն, որը հավասար է հաղորդչի և Երկրի մակերևույթների պոտենցիալների տարբերությանը: Հետևապես՝ հաղորդալարի ներսում կառաջանա էլեկտրական դաշտ, որի ազդեցությամբ ազատ էլեկտրոնները կշարժվեն պոտենցիալի աճման ուղղությամբ, այսինքն՝ դեպի հաղորդիչը: Այս էլեկտրոնների հետ մեկտեղ դեպի հաղորդիչ կտեղափոխվեն նաև երկրագնդի էլեկտրոնները: Էլեկտրոնների շարժումը, այսինքն՝ էլեկտրական հոսանքը կշարունակվի այնքան ժամանակ, մինչև որ հաղորդչի և Երկրի մակերևույթները դառնան նույն պոտենցիալն ունեցող համապատենցիալ մակերևույթներ: Քանի որ Երկրի մակերևույթի պոտենցիալը գրո է, ապա, երբեմն, հաղորդչի և Երկրի մակերևույթների պոտենցիալների տարբերությունն անվանում են **հաղորդչի պոտենցիալ:**

Այսպիսով՝ լիցքավորված հաղորդչի հողակցման ժամանակ հաղորդչի մակերևույթը դառնում է գոյական պոտենցիալի մակերևույթ. հաղորդչի և Երկրի մակերևույթների միջև էլեկտրական դաշտը դադարում է գոյություն ունենալուց, քանի որ այդ դեպքում գրո է դառնում այդ դաշտի լարվածությունը: Էլեկտրական լիցքը, սակայն, չի անհետանում. այն պարզապես վերաբաշխվում է հաղորդչի և Երկրի միջև:



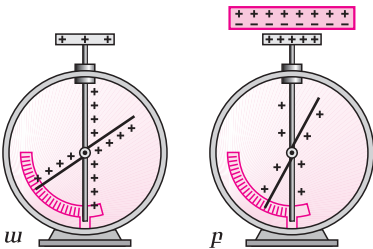
**Նկ. 131.**  $\Delta S$  տեղամասի շրջակայքում դաշտն ստեղծվում է ինչպես այդ տեղամասի, այնպես էլ մակերևույթի մնացած մասի լիցքով:



## Շարքեր և առաջադրանքներ

1. Ո՞ր նյութերն են անվանում հաղորդիչներ: 2. Ո՞ր երևույթն են անվանում էլեկտրաստատիկ մակածում: 3. Հաղորդչի ներսում, երբ նրա ազար լիցքակիրները հավասարակշռության մեջ են, էլեկտրաստատիկ դաշտ չկա: Ինչու՞: 4. Հաղորդիչն էլեկտրաստատիկ դաշտ մտցնելիս կամ լիցքավորելիս նրա ներսում լիցքը զրո է: Ինչու՞: Ինչպե՞ս է բաշխվում հաղորդչին հաղորդած լիցքը: Պարասխանը հիմնավորել՝ օգտվելով էներգիայի պահպանման օրենքից: 5. Ինչպե՞ս է ուղղված էլեկտրաստատիկ դաշտի լարվածության վեկտորը հաղորդչի մակերևույթի կետերում: 6. Օգտվելով Գաուսի թեորեմից՝ ապացույցեք, որ էլեկտրաստատիկ դաշտում հաղորդչի ներսում լիցքը զրո է: 7. Գրե՞ք հաղորդչի մակերևույթին մոտ կետերում նրա էլեկտրաստատիկ դաշտի լարվածության բանաձևը: 8. Ի՞նչ է հողակցումը:

## § 58. ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿՆԵՐՆ ԷԼԵԿՏՐԱՍՏԱՏԻԿ ԴԱՇՏՈՒՄ



**Նկ. 132.** ա. Լիցքավորված էլեկտրաչափ, բ. լիցքավորված էլեկտրաչափին շիջված լիցքավորված դիէլեկտրիկ մոտեցնելիս էլեկտրաչափի լիցքը նվազում է:

Դիէլեկտրիկները կամ մեկուսիչներն այն նյութերն են, որոնց մեջ ազատ լիցքեր չկան: Դիէլեկտրիկներում բոլոր էլեկտրոնները կապված են միջուկներին, ուստի՝ չեն կարող տեղափոխվել մարմնի ծավալում: Փորձով ծանոթանանք դիէլեկտրիկների հատկություններին:

Լիցքավորված էլեկտրաչափի ձողին ամրացնենք մետաղե սկավառակ (նկ.132): Երբ վերջինիս մոտեցնենք շիջված լիցքավորված դիէլեկտրիկ (օրինակ՝ հաստ ապակի), ապա էլեկտրաչափի սլաքի և ձողի անկյունը կփոքրանա, որը վկայում է, որ էլեկտրաչափի լիցքը նվազել է: Իսկ դա

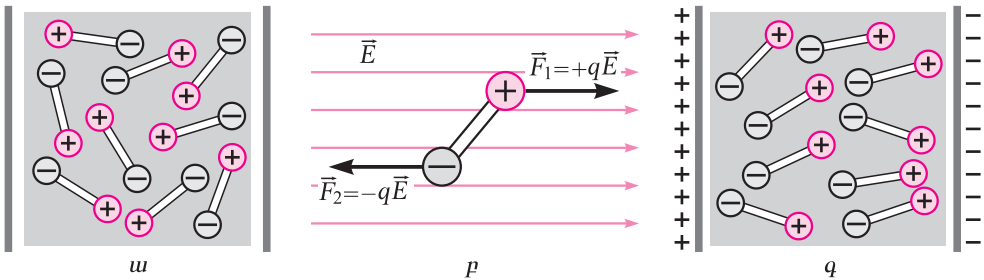
կարող է տեղի ունենալ միայն այն ժամանակ, երբ դիէլեկտրիկը լիցքավորված սկավառակի էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ մույնպես դառնա դաշտի աղբյուր: Այդ դեպքում դիէլեկտրիկի էլեկտրական դաշտը, ազդելով էլեկտրաստատիկ ձողի և սկավառակի լիցքի բաշխման վրա, փոքրացնում է սլաքի լիցքը, բայց մեծացնում՝ սկավառակինը: Հետևաբար՝ **դիէլեկտրիկը, ամբողջությամբ մնալով էլեկտրաչեզոք, ստեղծում է էլեկտրական դաշտ, որի լարվածությունն ուղղված է լիցքավորված ձողի էլեկտրական դաշտի լարվածությանը հակառակ:**

Փորձը բացատրելու համար ծանոթանանք չեզոք ատոմների և մոլեկուլների էլեկտրական հատկություններին:

Բոլոր ատոմները և մոլեկուլները կազմված են դրական և բացասական լիցքավորված մասնիկներից՝ ատոմային միջուկներից և էլեկտրոններից: Մոլեկուլներում այդ լիցքավորված մասնիկները հաճախ դասավորված են այնպես, որ մոլեկուլի մի կեսն ունի դրական լիցք, իսկ մյուս կեսը՝ բացասական: Այդ լիցքերը մոռույով հավասար են, ուստի՝ մոլեկուլն ամբողջությամբ էլեկտրաչեզոք է, բայց դրական և բացասական լիցքերի բաշխման կենտրոններն իրարից շեղված են: Այդպիսի մոլեկուլները, որոնք կարելի է պատկերացնել որպես էլեկտրական երկ-բևեռներ, անվանում են **բևեռային մոլեկուլներ:**

Բևեռային մոլեկուլների օրինակներ են ջրի ( $H_2O$ ), ամոնիակի ( $NH_3$ ), ծծմբա-  
 յին գազի ( $SO_3$ ), ածխածնի միօքսիդի ( $CO$ ) մոլեկուլները: Բևեռային մոլեկուլնե-  
 րից կազմված դիէլեկտրիկները կոչվում են **բևեռային դիէլեկտրիկներ**: Արտաքին  
 էլեկտրական դաշտի բացակայությամբ բևեռային մոլեկուլները կողմնորոշված  
 են լրիվ քառասային ձևով (նկ. 133, ա), և դիէլեկտրիկ էլեկտրական դաշտ չի ստեղ-  
 ծում: Սակայն, երբ բևեռային դիէլեկտրիկն արտաքին էլեկտրաստատիկ դաշտում  
 է, նրա մոլեկուլները (երկբևեռները), կուլոնյան ուժերի ազդեցությամբ, ձգտում են  
 շրջվել այնպես, որ նրանց էլեկտրական մոմենտները հնարավորինս ուղղված լի-  
 նեն արտաքին էլեկտրական դաշտի ուժագծերի երկայնքով (նկ. 133, բ, գ):

Բևեռային մոլեկուլների այդպիսի դասավորության շնորհիվ դիէլեկտրիկի  
 մակերևույթին երևան են գալիս մոդուլով հավասար, նշանով հակադիր մակերևու-  
 րային լիցքեր: Այդ լիցքերի մոդուլն այնքան ավելի մեծ է, որքան ավելի կարգավոր-  
 ված է մոլեկուլների դասավորվածությունը:



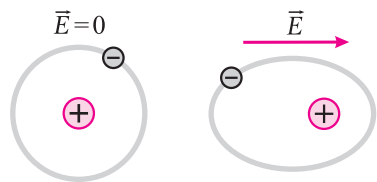
**Նկ. 133.** ա. Բևեռային մոլեկուլները՝ դաշտի բացակայությամբ,

բ. էլեկտրական դաշտում բևեռային մոլեկուլը  $\vec{F}$  և  $-\vec{F}$  ուժերի ազդեցությամբ պտտվում է,  
 գ. բևեռային մոլեկուլները կողմնորոշվում են այնպես, որ նրանց էլեկտրական մոմենտները  
 հնարավորինս զուգահեռ լինեն դաշտի ուժագծերին:

Էլեկտրական դաշտում դիէլեկտրիկում լիցքի առաջացման երևույթն անվա-  
 նում են **դիէլեկտրիկի բևեռացում**: Մոլեկուլների ջերմային շարժումը խոչընդոտում  
 է բևեռային մոլեկուլների կարգավորված դասավորմանը, որի հետևանքով դրանք  
 կողմնորոշվում են մասամբ: Որքան մեծ է դաշտի լարվածությունը, և որքան ցածր  
 է դիէլեկտրիկի ջերմաստիճանը, այնքան մեծ է դիէլեկտրիկի բևեռացումը:

Բացի բևեռայինից՝ գոյություն ունեն նաև մոլեկուլներ, որոնց ատոմները հա-  
 մաչափորեն են դասավորված, այնպես որ մոլեկուլում դրական և բացասական  
 լիցքերի բաշխման կենտրոնները համընկնում են: Այդպիսի մոլեկուլները, օրինակ՝  
 ջրածինը ( $H_2$ ), ազոտը ( $N_2$ ), ֆոսֆորը ( $O_2$ ), կոչվում են **ոչ բևեռային**, իսկ այդ մո-  
 լեկուլներից կազմված նյութերը՝ **ոչ բևեռային դիէլեկտրիկներ**:

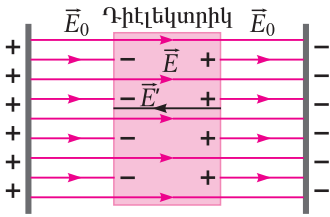
Ոչ բևեռային մոլեկուլները չենք կարող դիտել  
 որպես երկբևեռներ: Արտաքին էլեկտրական դաշ-  
 տի ազդեցությամբ, սակայն, ոչ բևեռային մոլեկուլի  
 դրական և բացասական լիցքավորված տիրույթնե-  
 րը ենթարկվում են դեֆորմացիայի և շեղվում իրար  
 նկատմամբ. մոլեկուլը վերածվում է երկբևեռի  
 (նկ. 134): Այս դեպքում ևս դիէլեկտրիկի մակերևույ-



**Նկ. 134.** Ոչ բևեռային մոլեկուլը՝  
 էլեկտրական դաշտում



թին առաջանում են լիցքեր, այլ կերպ ասած՝ ոչ բևեռային դիէլեկտրիկն էլեկտրական դաշտում նույնպես բևեռանում է:



**Նկ. 135.** Էլեկտրական դաշտում դիէլեկտրիկում առաջացած դաշտի  $\vec{E}'$  լարվածությունը հակառակ է ուղղված  $\vec{E}_0$  լարվածությանը:

Մյժմ դիէլեկտրիկը տեղադրենք համասեռ էլեկտրական դաշտում (ճկ. 135): Դիէլեկտրիկի այն մակերևույթին, որը դրական թիթեղի մոտ է, բևեռացման հետևանքով առաջանում է բացասական լիցք, իսկ հակադիր մակերևույթին՝ դրական լիցք: Դիէլեկտրիկի մակերևութային լիցքերով ստեղծված էլեկտրական դաշտի  $\vec{E}'$  լարվածությունն ունի թիթեղների ստեղծած էլեկտրական դաշտի  $\vec{E}_0$  լարվածությանը հակադիր ուղղություն: Համաձայն վերադրման սկզբունքի՝ դիէլեկտրիկի ներսում՝ յուրաքանչյուր կետում արդյունաբար էլեկտրական դաշտի լարվածությունը՝  $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}'$ : Քանի որ  $\vec{E}'$ -ը  $\vec{E}_0$ -ի հակառակ է, ապա  $E = E_0 - E'$ , որտեղից հետևում է, որ  $E < E_0$ , այսինքն՝ դիէլեկտրիկում դաշտի լարվածությունն ավելի փոքր է, քան վակուումում:

Այն մեծությունը, որը ցույց է տալիս, թե էլեկտրական դաշտի լարվածության մոդուլը համասեռ դիէլեկտրիկի ներսում քանի անգամ է փոքր, քան վակուումում, կոչվում է դիէլեկտրական թափանցելիություն՝

$$\epsilon = \frac{E_0}{E} \quad (7.58)$$

Կախված նյութի տեսակից  $\epsilon$ -ը կարող է ընդունել տարբեր արժեքներ: Օրինակ՝ թորած ջրի համար  $\epsilon = 81$ , իսկ օդի համար  $\epsilon = 1,0006$ , որը շատ քիչ է տարբերվում մեկից: Այսինքն՝ օդը գործնականորեն չի ազդում էլեկտրական դաշտի, հետևաբար՝ նաև էլեկտրական փոխազդեցության վրա:

Քանի որ դիէլեկտրիկի ներսում էլեկտրական դաշտի լարվածությունը փոքրանում է  $\epsilon$  անգամ, ապա կետային լիցքի ստեղծած դաշտի լարվածությունը դիէլեկտրիկի ներսում կորոշվի

$$E = k \frac{|q_0|}{\epsilon r^2} \quad (7.59)$$

բանաձևով, իսկ դիէլեկտրիկի ներսում երկու կետային լիցքերի փոխազդեցության ուժը՝

$$F = k \frac{|q_1| |q_2|}{\epsilon r^2} \quad (7.60)$$

(7.60) բանաձևը Կուլոնի օրենքն է համասեռ դիէլեկտրական միջավայրում



### Շարքեր և առաջադրանքներ

1. Սովորական պայմաններում չլիցքավորված դիէլեկտրիկն իր շուրջն էլեկտրական դաշտ չի ստեղծում: Կարո՞ղ եք այդ դիէլեկտրիկը դարձնել էլեկտրական դաշտի աղբյուր: Ինչպե՞ս:
2. Ո՞ր մոլեկուլներն են անվանում բևեռային: Ո՞ր նյութի կառուցվածքային տարրերն են բևեռային մոլեկուլներ:
3. Թվարկե՛ք մի քանի նյութ, որոնց մոլեկուլները բևեռային են:
4. Ո՞ր մոլեկուլներն են անվանում ոչ բևեռային: Ո՞ր նյութի կառուցվածքային



դարձրերն են ոչ բևեռային մոլեկուլներ: **5.** Ի՞նչ է դիէլեկտրիկ բևեռացումը: Ի՞նչ դեր է խաղում ջերմաստիճանը բևեռացման պրոցեսում: **6.** Բացատրե՛ք ինչու՞ է դիէլեկտրական միջավայրում էլեկտրական դաշտը թուլանում: **7.** Ի՞նչ է միջավայրի դիէլեկտրական թափանցելիությունը:

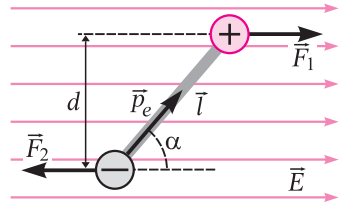
Խորացված

## § 59. ԵՐԿՐԵՎԵՌԻ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԷՆԵՐԳԻԱՆ ՀԱՄԱՍԵՌ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ

Դիտարկենք համասեռ էլեկտրաստատիկ դաշտում դրված երկբևեռ: Դիցուք՝ երկբևեռի  $\vec{p}_e$  էլեկտրական մոմենտի և դաշտի  $\vec{E}$  լարվածության կազմած անկյունն  $\alpha$  է (նկ. 136): Երկբևեռի վրա էլեկտրաստատիկ դաշտից ազդող  $\vec{F}_1 = \vec{F}$  և  $\vec{F}_2 = -\vec{F}$  ուժերը կազմում են ուժագույյգ, որի պտտող մոմենտը՝  $M = Fd$ , որտեղ  $F = |\vec{F}|$ ,  $d = l \sin \alpha$ , իսկ  $F = qE$ : Հետևաբար՝  $M = qEl \sin \alpha$ : Քանի որ  $p_e = ql$ , ապա

$$M = p_e E \sin \alpha: \quad (7.61)$$

Ուժագույյգի  $M$  մոմենտի ազդեցությամբ երկբևեռը պտտվում է և դասավորվում այնպես, որ նրա  $\vec{p}_e$  էլեկտրական մոմենտը գուրգահեռ և համուղված լինի էլեկտրաստատիկ դաշտի  $\vec{E}$  լարվածությանը: Այդ դեպքում  $\alpha = 0^\circ$ , և, ինչպես երևում է (7.61) առնչությունից,  $M = 0$ : Չրո է նաև երկբևեռին կիրառված ուժերի գումարը՝  $\vec{F}_1 + \vec{F}_2 = 0$ : Հետևաբար՝ նշված դիրքում երկբևեռը հավասարակշռության մեջ է:



Նկ. 136. Երկբևեռը համասեռ էլեկտրաստատիկ դաշտում՝  $q_1 = q$ ,  $q_2 = -q$  ( $q > 0$ )

Երկբևեռի պտտեցիչալ էներգիան էլեկտրաստատիկ դաշտում երկբևեռի կետային լիցքերի էներգիաների գումարն է՝

$$W = W_1 + W_2 = q\varphi_1 - q\varphi_2 = q(\varphi_1 - \varphi_2), \quad (7.62)$$

որտեղ  $\varphi_1$ -ը և  $\varphi_2$ -ը էլեկտրաստատիկ դաշտի պտտեցիչալներն են, համապատասխանաբար,  $q_1$  և  $q_2$  կետային լիցքերի դիրքերում: (7.47) բանաձևի համաձայն՝  $\varphi_1 - \varphi_2 = -E_1 l = -El \cos \alpha$ , հետևաբար, երկբևեռի էներգիան՝

$$W = -qEl \cos \alpha = -p_e E \cos \alpha, \quad (7.63)$$

և արտահայտվում է  $\vec{p}_e$  և  $\vec{E}$  վեկտորների սկալյար արտադրյալով՝

$$W = -\vec{p}_e \cdot \vec{E}: \quad (7.64)$$

Երբ  $\alpha = 0^\circ$  կամ  $\alpha = 180^\circ$ , երկբևեռին կիրառված ուժերի պտտող մոմենտը՝  $M = 0$ , ուստի՝ երկբևեռը հավասարակշռության մեջ է:  $\alpha = 0^\circ$  դեպքում, ինչպես երևում է (7.63) բանաձևից, երկբևեռի էներգիան նվազագույնն է, և երկբևեռը կայուն հավասարակշռության դիրքում է: Երբ  $\alpha = 180^\circ$ , երկբևեռի էներգիան առավելագույնն է, և այդ դիրքում հավասարակշռությունն անկայուն է:



## Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Գրեք էլեկտրաստատիկ դաշտում երկբևեռի վրա ազդող ուժագույզի պարզող մոմենտի բանաձևը: Ինչպե՞ս է դասավորվում երկբևեռն այդ պարզող մոմենտի ազդեցությամբ:
2. Ի՞նչ բանաձևով է արտահայտվում էլեկտրաստատիկ դաշտում երկբևեռի էներգիան: Ե՞րբ է այն նվազագույնը և ե՞րբ՝ առավելագույնը:
3. Ե՞րբ է երկբևեռի հավասարակշռության վիճակը կայուն և ե՞րբ՝ անկայուն:

Խորացված

## § 60. ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿՆԵՐԻ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ՄԵԽԱՆԻԶՄՆԵՐԸ

Դիէլեկտրիկների բևեռացման աստիճանը բնութագրում են մի ֆիզիկական մեծությամբ, որն անվանում են **բևեռացման վեկտոր** և, սովորաբար, նշանակում են  $\vec{P}_E$ -ով: Բևեռացման վեկտորը բևեռացված դիէլեկտրիկի միավոր ծավալի մոլեկուլների էլեկտրական մոմենտների գումարն է՝

$$\vec{P}_E = \frac{1}{V} \sum_{i=1}^N \vec{p}_{ei}, \quad (7.65)$$

որտեղ  $N$ -ը մոլեկուլների թիվն է  $V$  ծավալով դիէլեկտրիկում: Բևեռացման վեկտորի միավորը՝  $\delta P_E @ = [\rho_e] / [V] = [q] \$/ [l] / [V] = (1 \text{ Կլ} \cdot 1 \text{ մ}) / 1 \text{ մ}^3 = 1 \text{ Կլ} / \text{մ}^2$ : Այսպիսով՝ բևեռացման վեկտորն ունի նույն չափայնությունը, ինչ լիցքի  $\sigma$  մակերևութային խտությունը՝  $[P_E] = [\sigma]$ :

Համոզվենք, որ  $P_E$  և  $\sigma$  մեծությունների միավորների համընկնելը պատահական չէ: Դրա համար ցույց տանք, որ բևեռացման վեկտորի մոդուլը հավասար է բևեռացման ժամանակ դիէլեկտրիկի մակերևութին երևան եկած լիցքի մակերևութային խտությանը: Դիտարկենք 135-րդ նկարում պատկերված՝ համասեռ էլեկտրաստատիկ դաշտում դրված համասեռ դիէլեկտրիկը: Դիէլեկտրիկում էլեկտրական դաշտի թուլացումը բացատրվում է նրա մակերևութին !  $\sigma'$  մակերևութային խտությամբ լիցքի առաջացմամբ: Այդ լիցքն անվանում են **կապված** կամ **բևեռացման լիցք**: Վակուումում, այսինքն՝ դիէլեկտրիկի բացակայությամբ, թիթեղների միջև էլեկտրական դաշտը լիովին որոշվում է նրանց մակերևութային լիցքի խտությամբ՝  $\sigma$ -ով, իսկ վակուումում էլեկտրական դաշտի լարվածությունը՝  $E_0$ -ով, (7.57) բանաձևի համաձայն կարող ենք գրել՝

$$E_0 = \frac{\sigma}{\epsilon_0}: \quad (7.66)$$

Դիէլեկտրիկում էլեկտրական դաշտը, սակայն, պայմանավորված է արդյունաբար լիցքով, որի մակերևութային խտությունը  $\sigma - \sigma'$  է: Հետևաբար՝ դիէլեկտրիկի ներսում էլեկտրական դաշտի լարվածությունը՝

$$E = \frac{\sigma - \sigma'}{\epsilon_0}: \quad (7.67)$$

Բևեռացած դիէլեկտրիկը կարելի է պատկերացնել որպես երկբևեռ, որի լիցքերը  $+q'$  և  $-q'$  են, ընդ որում,  $q' = \sigma' S$  ( $S$ -ը մեկ թիթեղի մակերեսն է. համարում ենք, որ թիթեղների միջակա տարածությունը լրիվ ընդգրկված է դիէլեկտրիկով): Այդ երկբևեռի էլեկտրական մոմենտը՝  $q' d = \sigma' S d = \sigma' V$ :

Բաժանելով այս մոմենտը դիէլեկտրիկի  $V$  ծավալին՝ կստանանք դիէլեկտրիկի բևեռացման վեկտորի  $P_E$  մոդուլը՝  $P_E = q' d / V = \sigma' V / V$ , այսինքն՝

$$P_E = \sigma': \quad (7.68)$$

Ավելի հանգամանորեն քննարկենք դիէլեկտրիկների բևեռացման մեխանիզմը:

**Կողմնորոշային բևեռացում:** Ինչպես գիտենք, էլեկտրական դաշտում կամայական բևեռային մոլեկուլ (կամ, ինչպես երբեմն ասում են, երկբևեռ մոլեկուլ), կիրառված ուժազույգի պտտող մոմենտի ազդեցությամբ, ձգտում է շրջվել այնպես, որ նրա էլեկտրական մոմենտը կողմնորոշված լինի դաշտի ուժագծերի երկայնքով: Բևեռային դիէլեկտրիկներին բնորոշ բևեռացման այս մեխանիզմն անվանում են **կողմնորոշային բևեռացում:**

Էլեկտրական դաշտում դիէլեկտրիկի բևեռացման աստիճանը, որը կողմնորոշված բևեռային մոլեկուլների թվի հարաբերությունն է մոլեկուլների լրիվ թվին, կախված է ինչպես էլեկտրական դաշտի լարվածությունից, այնպես էլ ջերմաստիճանից:

Հավանականությունն այն բանի, որ  $T$  բացարձակ ջերմաստիճան ունեցող դիէլեկտրիկի բևեռային մոլեկուլի պոտենցիալ էներգիան  $\vec{E}$  լարվածությամբ էլեկտրական դաշտում  $W$  է, որոշվում է մույն բանաձևով, ինչ բանաձևով որոշվում է օդի մոլեկուլների կոնցենտրացիան Երկրի մակերևույթից  $h$  բարձրությամբ մակարդակում (բարոմետրական բանաձև, տես § 18)՝

$$W + e^{-W/k_B T}, \quad (7.69)$$

որտեղ  $W = -\rho_e E \cos\alpha$  (տես (7.69) բանաձևը),  $k_B$ -ն Բոլցմանի հաստատունն է:

**Դեֆորմացիոն (էլեկտրոնային) բևեռացում:** Ոչ բևեռային մոլեկուլի էլեկտրական մոմենտը, երբ էլեկտրական դաշտ չկա, զրո է: Արտաքին էլեկտրական դաշտի առկայությամբ, ինչպես գիտեք, ոչ բևեռային մոլեկուլի դրական և բացասական լիցքավորված տիրույթները, ենթարկվելով դեֆորմացիայի, շեղվում են իրարից, և մոլեկուլը ձեռք է բերում էլեկտրական մոմենտ, որի ուղղությունը համընկնում է էլեկտրական դաշտի լարվածության ուղղությանը (նկ. 134): Ոչ բևեռային մոլեկուլներից կազմված դիէլեկտրիկը բևեռանում է, նրա բևեռացման վեկտորը դառնում է զրոյից տարբեր՝  $\vec{P}_E \neq 0$ : Դիէլեկտրիկների բևեռացման այս մեխանիզմը կոչվում է **դեֆորմացիոն (էլեկտրոնային) մեխանիզմ:**

Դեֆորմացիոն բևեռացման հետևանքով դիէլեկտրիկի բոլոր մոլեկուլները ձեռք են բերում միևնույն էլեկտրական  $\vec{p}_e$  մոմենտը: Ուստի ոչ բևեռային դիէլեկտրիկի բևեռացման վեկտորը կարելի է որոշել ավելի պարզ բանաձևով՝

$$\vec{P}_E = n\vec{p}_e, \quad (7.70)$$

որտեղ  $n$ -ը մոլեկուլների թիվն է միավոր ծավալում,  $\vec{p}_e$ -ն՝ դեֆորմացված մոլեկուլի (ատոմի) էլեկտրական մոմենտը, որի մոդուլը համեմատական է էլեկտրական դաշտի լարվածությանը՝  $\rho_e \sim E$ : Հետևաբար՝ ոչ բևեռային դիէլեկտրիկի

բևեռացման վեկտորի մոդուլը ևս կլինի համեմատական էլեկտրական դաշտի լարվածությունը՝  $P_E \sim E$ : Այս դեպքում ասում են, որ  $P_E(E)$  կախումը գծային է: Ընդգծենք, սակայն, որ  $P_E(E)$  կախումը գծային է միայն բույլ էլեկտրական դաշտերի համար: Այդպիսի դաշտում գծային է նաև բևեռային դիէլեկտրիկների բևեռացման վեկտորի կախումը դաշտի լարվածությունից:



**Շարքեր և առաջադրանքներ**

1. Ո՞ր ֆիզիկական մեծությունն են անվանում դիէլեկտրիկի բևեռացման վեկտոր: Ի՞նչ բաճակով, և ի՞նչ միավորով է այն արտահայտվում:
2. Ո՞ր լիցքն են անվանում կապված կամ բևեռացման:
3. Ապացուցեք, որ դիէլեկտրիկի բևեռացման վեկտորի մոդուլը համեմատական է դիէլեկտրիկի մակերևութային կապված լիցքի խտությանը:
4. Ի՞նչ է կողմնորոշային բևեռացումը: Ո՞ր դիէլեկտրիկներին է բնորոշ այդպիսի բևեռացումը:
5. Ի՞նչ է դեֆորմացիոն բևեռացումը: Ո՞ր դիէլեկտրիկներին է հիմնականում բնորոշ այդպիսի բևեռացումը:
6. Ցույց տվեք, որ ոչ բևեռային դիէլեկտրիկի բևեռացման վեկտորի մոդուլը համեմատական է էլեկտրական դաշտի լարվածությանը:

**§ 61. ՍԵԳՆԵՏԱԷԼԵԿՏՐԻԿՆԵՐ ԵՎ ԷԼԵԿՏՐԵՏՆԵՐ: ՊԻԵՉՈՒԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԵՐԵՎՈՒՅՑ**

Սեգնետաէլեկտրիկներն այն բևեռային դիէլեկտրիկներն են, որոնց բևեռացման վեկտորի կախումը էլեկտրական դաշտի լարվածությունից ոչ գծային է: Սեգնետաէլեկտրիկներում, նույնիսկ էլեկտրական դաշտի բացակայությամբ, **ինքնաբերաբար** առաջանում են տիրույթներ, որոնց բևեռացման վեկտորը զրոյից տարբեր է: Այդ տիրույթներն անվանում են **դիէլեկտրական դոմեններ** (ֆրանսերեն «դոմեն»՝ տիրույթ բառից), որոնց չափը  $1 \div 100$  մկմ է:

Էլեկտրական դաշտի բացակայությամբ դոմենների բևեռացման վեկտորների ուղղությունները տարբեր են: Էլեկտրական դաշտի առկայությամբ, սակայն, դոմենները կողմնորոշվում են լարվածության վեկտորի ուղղությամբ, և **դիէլեկտրիկը բևեռանում է**: Ուժեղացնելով էլեկտրական դաշտը՝ կարելի է հասնել այն բանին, որ սեգնետաէլեկտրիկի բոլոր դոմենների բևեռացման վեկտորների ուղղությունները լինեն նույնը: Էլեկտրական դաշտը վերացնելուց հետո սեգնետաէլեկտրիկի բևեռացված վիճակը լրիվ չի անհետանում: Դոմենների մի մասը դրանից հետո էլ պահպանում է իր սկզբնական կողմնորոշումը, որի հետևանքով ամբողջ սեգնետաէլեկտրիկը դեռևս մնում է բևեռացված: Այդպիսի բևեռացումն անվանում են **մնացորդային բևեռացում**:

Սեգնետաէլեկտրիկները, որպես կանոն, իրենց այդօրինակ բևեռացված վիճակը պահպանում են որոշակի ջերմաստիճանային միջակայքում: Օրինակ՝ բարիումի տիտանատը՝  $BaTiO_3$ ,  $120^\circ C$ -ից բարձր ջերմաստիճանում արդեն դառնում է սովորական բևեռային դիէլեկտրիկ: Սեգնետայան աղը՝  $NaKC_4H_4O_6 \cdot 4H_2O$  (որից էլ առաջացել է դիէլեկտրիկների այս դասի անվանումը), սովորական դիէլեկտրիկի է վերածվում  $-18^\circ C$ -ից ցածր և  $24^\circ C$ -ից բարձր ջերմաստիճաններում:

Սեգնետաէլեկտրիկների դիէլեկտրական թափանցելիությունը սովորաբար չափազանց մեծ է ( $\epsilon \sim 10^4$ ):

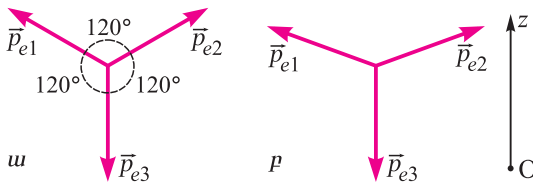
1896 թվականին անգլիացի ֆիզիկոս Օլիվեր Հևիսայդը (1850-1925) առաջ է քաշել այն միտքը, որ, հաստատուն մագնիսների նման, բնության մեջ պետք է գոյություն ունենան նաև «մշտապես բևեռացված դիէլեկտրիկներ»։ Այդպիսի դիէլեկտրիկները Հևիսայդն անվանել է **էլեկտրետներ** (անգլերեն «էլեկտրետ» բառը համապատասխանում է նույն անգլերեն «մագնետ»՝ մագնիս բառին. հայերեն, ըստ երևույթին, ճիշտ կլիներ անվանել էլեկտրիս)։

Թվում էր, թե հաստատուն մագնիսների նման էլեկտրետները կարող են պատրաստվել միայն սեզնետաէլեկտրիկներից։ Սակայն հետագայում պարզվեց, որ սեզնետաէլեկտրիկները, օժտված լինելով մնացորդային բևեռացմամբ, այդ վիճակը, որպես կանոն, երկար ժամանակ չեն պահպանում։ Բացի այդ՝ հայտնաբերվեցին բազմաթիվ դիէլեկտրիկներ, որոնք սեզնետաէլեկտրիկներ չեն, բայց էլեկտրական դաշտում բևեռացվելուց հետո երկար ժամանակ ընդունակ են պահպանելու իրենց էլեկտրականացված վիճակը։

Էլեկտրետներ պատրաստելու համար պինդ բևեռային դիէլեկտրիկը հարում և սպա տեղադրում են ուժեղ էլեկտրական դաշտում։ Դիէլեկտրիկի մոլեկուլները հալույթում հեշտությամբ կողմնորոշվում են, այն է՝ մոլեկուլների էլեկտրական մոմենտները ձգտում են դասավորվել դաշտի ուժագծերի երկայնքով։ Հալույթը սառեցնելուց և այնուհետև արտաքին էլեկտրական դաշտը վերացնելուց հետո պինդ դիէլեկտրիկում մոլեկուլների պտույտները դժվարանում են, և նրանք երկար ժամանակ՝ օրերի, նույնիսկ տարիների ընթացքում, պահպանում են կանոնավոր դասավորվածությունը։ Նկարագրված եղանակով առաջին էլեկտրետը պատրաստել է ճապոնացի ֆիզիկոս Մոտոտորո Յոգուչին (1879-1926) անցյալ դարի 20-ական թվականների սկզբին։

Էլեկտրետները շրջապատված են էլեկտրական դաշտով, ուստի բնական է, որ առաջին հերթին այդ բյուրեղները պետք է կիրառվեին որպես հաստատուն էլեկտրական դաշտի (բայց ոչ հոսանքի) աղբյուր։ Էլեկտրետային խոսափողները և հեռախոսները, փոփոխական հոսանքի փոքր հզորության զենեքատորները, էլեկտրաստատիկ վոլտաչափները, ծանրաչափները, խոնավաչափները և էլեկտրետների օգտագործմամբ պատրաստված բազմաթիվ այլ սարքեր լայն կիրառություն ունեն տեխնիկայում։ Էլեկտրետները կիրառվում են նաև հիշող սարքերում՝ էլեկտրական ազդանշաններ գրանցող էլեկտրետային էլեկտրաշարժիչներում։ Ֆոտոէլեկտրետներն օգտագործվում են էլեկտրալուսանկարչության մեջ՝ պատճենահանման նպատակով։ Բժշկության մեջ արհեստական սիրտ և արհեստական անոթներ ստեղծելիս օգտագործում են խողովակներ, որոնք պատրաստված են էլեկտրետային նյութերից։ Էլեկտրետային խողովակի մի կտորը կարող է փոխարինել այս կամ այն պատճառով «մաշված» և շարքից դուրս եկած կենդանի անոթին։

Կան դիէլեկտրիկներ, որոնք բևեռանում են առանց արտաքին էլեկտրական դաշտի առկայության։ Սեղմմամբ, ձգմամբ կամ սահքի դեֆորմացիայի հետևանքով այդ դիէլեկտրիկները ձեռք են բերում զգալի բևեռացում։ Այդպիսի բյուրեղներն անվանում են **պիեզոէլեկտրական** (հունարեն «պիեզո»՝ ճնշել բառից)։ Պիեզոէլեկտրական բյուրեղի օրինակ է **քվարցը**, որի տարրական բջիջը պարունակում է սիլիցիումի օքսիդի ( $\text{SiO}_2$ ) երեք մոլեկուլ։



**Նկ. 137.** Քվարցի բյուրեղի տարրական բջջի մոլեկուլների էլեկտրական մոմենտների ուղղությունները սովորական վիճակում (*ա*) և *OZ* առանցքի երկայնքով դեֆորմացվելուց հետո (*բ*)

Քվարցի բյուրեղում չդեֆորմացված վիճակում յուրաքանչյուր բջջի էլեկտրական մոմենտը զրո է, քանի որ երեք մոլեկուլների էլեկտրական մոմենտների կազմած անկյունները  $120^\circ$  են (նկ. 137, ա):

*OZ* առանցքի երկայնքով քվարցի բյուրեղը սեղմելիս տեղի է ունենում  $\vec{p}_{e1}$  և  $\vec{p}_{e2}$  էլեկտրական մոմենտների կազմած անկյունը դառնում է  $120^\circ$ -ից մեծ, և բջջի ձևը է բերում զրոյից տարբեր արդյունարար էլեկտրական մոմենտ՝  $\vec{p}_{e3}$  վեկտորի ուղղությամբ (նկ. 137, բ): Այս երևույթն անվանում են **պիեզոէլեկտրական երևույթ**: Հակառակը, արտաքին էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ  $\vec{p}_{e1}$  և  $\vec{p}_{e2}$  էլեկտրական մոմենտով մոլեկուլները շրջվում են, տարրական բջիջը, հետևաբար՝ նաև ամբողջ բյուրեղը դեֆորմացվում են: Այս երևույթն էլ **հակադարձ պիեզոէլեկտրական երևույթն** է:

Պիեզոէլեկտրիկներն ունեն լայն կիրառություններ գիտական տարբեր հետազոտություններում, բժշկության մեջ, տեխնիկայում և առօրյա կյանքում: Գործնական կիրառություններից է պիեզոէլեկտրիկների, օրինակ, քվարցի, օգտագործումը ձայնի վերարտադրման և ուժեղացման սարքերում:

Եթե քվարցն թիթեղը գետեղենք երկու գուգահեռ մետաղե էլեկտրոդների միջև և էլեկտրոդներին լարում կիրառենք (այսինքն՝ քվարցն թիթեղի ներսում էլեկտրական դաշտ ստեղծենք), քվարցն թիթեղը կդեֆորմացվի: Եթե էլեկտրոդներին կիրառված լարումը փոփոխական է և այնպիսի պարբերությամբ, որը համընկնում է քվարցն թիթեղի սեփական տատանումների պարբերությանը, ապա թիթեղում ծագում են ուժեղ (մեծ լայնությամբ) մեխանիկական տատանումներ: Այդպիսի քվարցն թիթեղը մեխանիկական ալիքների (ձայնի) հզոր աղբյուր է:

Պիեզոէլեկտրական երևույթի վրա է հիմնված այսպես կոչված **պիեզոէլեկտրական ճնշաչափի** աշխատանքը: Ընշաչափը ցույց է տալիս քվարցն թիթեղի նիստերին երևան եկած լիցքին համապատասխանող ճնշումը: Պիեզոէլեկտրական ճնշաչափները հնարավորություն են տալիս չափելու շատ մեծ (մինչև 100 ՄՊա) ճնշումներ:

Պիեզոէլեկտրական երևույթի վրա է հիմնված այսպես կոչված **պիեզոէլեկտրական ճնշաչափի** աշխատանքը: Ընշաչափը ցույց է տալիս քվարցն թիթեղի նիստերին երևան եկած լիցքին համապատասխանող ճնշումը: Պիեզոէլեկտրական ճնշաչափները հնարավորություն են տալիս չափելու շատ մեծ (մինչև 100 ՄՊա) ճնշումներ:



**Հարցեր և առաջադրանքներ**

1. Ո՞ր դիէլեկտրիկներն են անվանում սեզոնաբաղադրիկներ: Բացատրել սեզոնաբաղադրիկների բնեռացման մեխանիզմը:
2. Ի՞նչ է էլեկտրոնը: Ինչո՞վ են նման և ինչո՞վ են տարբերվում էլեկտրոններն ու սեզոնաբաղադրիկները: Ինչպե՞ս են էլեկտրոն պարբերաբար փոխարինվում էլեկտրոնները:
3. Ո՞ր բյուրեղն են անվանում պիեզոէլեկտրիկ: Բացատրե՛ք, թե ինչու՞ է քվարցն բյուրեղը դեֆորմացվելիս բնեռանում: Իսկ ինչու՞ է քվարցն թիթեղը դեֆորմացվում փոփոխական էլեկտրական դաշտում:
4. Ինչպե՞ս են վերարտադրում ձայնը պիեզոէլեկտրիկների միջոցով: Ինչպե՞ս են չափում ճնշումը պիեզոէլեկտրական ճնշաչափով:

**Պիեզոէլեկտրական գազային**

Բոլոր գազայինների համար ընդհանուր են ստեղծել և իրանից մեկուսացված էլեկտրոդը (երկրորդ էլեկտրոդը հենց իրանն է): Իրանի և էլեկտրոդի միջև ստեղծված է նեղ կայծային արանք: Բայց կայծ առաջանալու համար անհրաժեշտ է, որ այդ երկու էլեկտրոդների պոտենցիալների տարբերությունը (լարումը) լինի շատ մեծ՝ մի քանի կիլովոլտ: Իսկ ինչպե՞ս գազայինում ստեղծել այդպիսի մեծ լարում: Այդ հնարավորությունը տալիս է պիեզոէլեկտրական երևույթը: Ստեղծել սեղմելիս դեֆորմացում ենք պիեզոէլեկտրիկը, որի մի նիստին հպված շրջադիրը (մետաղե քիթերը) միացված է իրանին, իսկ մյուս նիստին հպվածը՝ էլեկտրոդին: Պիեզոէլեկտրիկի նիստերին երևան են գալիս տարանուն լիցքեր, իսկ իրանի և էլեկտրոդի միջև չափազանց մեծ լարում՝ շուրջ 10 կիլովոլտ: Այդ լարումը բավական է, որ գազայինի կայծային արանքում առաջանա էլեկտրական պարպում՝ կայծ:

**§ 62. ԷԼԵԿՏՐԱՌԻՆԱԿՈՒԹՅՈՒՆ: ԱՌԱՆՁՆԱՑՎԱԾ ՐԱՂՈՐԴՉԻ ԷԼԵԿՏՐԱՌԻՆԱԿՈՒԹՅՈՒՆԸ**

Գիցուք՝  $R$  շառավղով և  $q$  լիցքով հաղորդիչ գնդի պոտենցիալը  $\varphi$  է: Նշանակում է՝ այդ գնդի ինչպես մակերևույթին, այնպես էլ ներսի յուրաքանչյուր կետում պոտենցիալը նույնպես  $\varphi$  է: Նշանակում է՝ հաղորդիչ գնդի պոտենցիալը որոշելու համար կարելի է հաշվել նրա մակերևույթին բաշխված լիցքի էլեկտրաստատիկ դաշտի պոտենցիալը գնդի կենտրոնում: Դրա համար հարկավոր է գնդի մակերևույթը մտովի արոհել այնքան փոքր տեղամասերի, որ դրանցից յուրաքանչյուրը կարելի լինի համարել կետային լիցք և (7.55) բանաձևով հաշվարկել այդ տարրական տեղամասերի՝ որպես կետային լիցքերի, էլեկտրաստատիկ դաշտերի պոտենցիալները գնդի կենտրոնում՝  $\varphi_1 = k\Delta q_1/R$ ,  $\varphi_2 = k\Delta q_2/R$ , ...,  $\varphi_n = k\Delta q_n/R$ , որտեղ  $\Delta q_1$ ,  $\Delta q_2$ , ...,  $\Delta q_n$ -ը գնդի մակերևույթի տարրական տեղամասերի լիցքերն են:

Գրված արտահայտություններն անդամ առ անդամ գումարելով՝ կստանանք՝

$$\varphi_1 + \varphi_2 + \dots + \varphi_n = \frac{k}{R}(\Delta q_1 + \Delta q_2 + \dots + \Delta q_n)$$

Բայց  $\Delta q_1 + \Delta q_2 + \dots + \Delta q_n = q$ , ուստի՝

$$\varphi_1 + \varphi_2 + \dots + \varphi_n = \frac{kq}{R} \tag{7.71}$$

Ստացված հավասարության աջ մասը համեմատելով  $q$  կետային լիցքի էլեկտրաստատիկ դաշտի պոտենցիալի (7.55) արտահայտության հետ՝ կարելի է ենթադրել, որ  $kq/R$  մեծությունը, որտեղ  $q$ -ն գնդի լիցքն է, հենց գնդի պոտենցիալն է կենտրոնում՝

$$\varphi = k \frac{q}{R}: \tag{7.72}$$

(7.71) և (7.72) արտահայտությունների համեմատումից նկատում ենք, որ լիցքավորված գնդային մակերևույթի (գնդոլորտի) էլեկտրաստատիկ դաշտի պոտենցիալն այդ մակերևույթի առանձին լիցքավորված տարրական տեղամասերի էլեկտրաստատիկ դաշտերի պոտենցիալների գումարն է՝

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + \dots + \varphi_n: \tag{7.73}$$



(7.73) առնչությունից կարելի է եզրակացնել, որ կամայական կետային լիցքերի համակարգի արդյունարար էլեկտրաստատիկ դաշտի պոտենցիալը տարածության ինչ-որ կետում հավասար է առանձին կետային լիցքերի էլեկտրաստատիկ դաշտերի պոտենցիալների հանրահաշվական գումարին: Այս պնդումն անվանում են դաշտերի վերադրման սկզբունք պոտենցիալի համար:

(7.72) բանաձևից հետևում է, որ շրջապատող մարմիններից առանձնացված հաղորդիչ գնդի պոտենցիալը համեմատական է գնդի լիցքին՝  $\varphi \sim q$ : Փորձը ցույց է տալիս, որ այս պնդումը ճիշտ է կամայական ձև ունեցող հաղորդչի համար: Այսինքն՝ հաղորդչի լիցքի և պոտենցիալի հարաբերությունը կախված չէ լիցքից և տվյալ հաղորդչի համար հաստատուն մեծություն է, ուստի՝ կարող է բնութագրել հաղորդչի: Այդ բնութագիրն անվանում են հաղորդչի էլեկտրաունակություն կամ, պարզապես, ունակություն և նշանակում են  $C$  տառով: Առանձնացված հաղորդչի ունակություն կոչվում է հաղորդչի լիցքի և պոտենցիալի հարաբերությունը՝

$$C = \frac{q}{\varphi}: \quad (7.74)$$

Եթե հայտնի է հաղորդչի պոտենցիալը, ապա կարելի է որոշել նրա լիցքը՝

$$q = C\varphi: \quad (7.75)$$

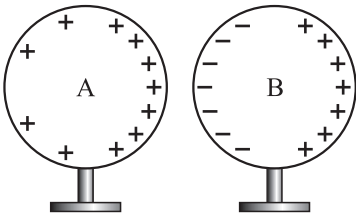
(7.75) բանաձևից հետևում է, որ նույն պոտենցիալն ունեցող երկու հաղորդիչներից մեծ լիցք ունի մեծ ունակությամբ հաղորդիչը, այսինքն՝ որքան մեծ է հաղորդչի ունակությունը նույն պոտենցիալի դեպքում, այնքան ավելի մեծ լիցք կարելի է հաղորդել այդ հաղորդչին: Հետևաբար՝ ունակությունը բնութագրում է հաղորդչի՝ լիցք կուտակելու հատկությունը:

(7.74) բանաձևից եզրակացնում ենք, որ առանձնացված հաղորդչի ունակությունը թվապես հավասար է այն լիցքին, որը պետք է հաղորդել չլիցքավորված հաղորդչին՝ նրա պոտենցիալը 1 վոլտ դարձնելու համար:

(7.72) բանաձևը հնարավորություն է տալիս որոշելու առանձնացված հաղորդիչ գնդի ունակությունը՝

$$C = \frac{q}{\varphi} = \frac{q}{\frac{q}{kq}} = \frac{R}{k} = 4\pi\epsilon_0 R: \quad (7.76)$$

Եթե հաղորդիչն առանձնացված չէ, ապա նրա ունակությունը կախված է շրջապատում այլ մարմինների առկայությունից: Օրինակ՝ լիցքավորված A հաղորդչի մոտակայքում չլիցքավորված B հաղորդիչը տեղադրելիս (նկ. 138) վերջինիս մակերևույթին երևան են գալիս մակածված լիցքեր, որոնք փոխում են A հաղորդչի լիցքի բաշխումը, հետևաբար՝ նաև պոտենցիալը: Քանի որ A հաղորդչի լիցքը չի փոխվում, ապա, համաձայն (7.74) բանաձևի, փոխվում է նրա ունակությունը:



Նկ. 143. Լիցքավորված հաղորդչի մոտակայքում տեղադրված չլիցքավորված հաղորդիչը փոխում է հաղորդչի լիցքի բաշխումը, ուստի՝ նաև պոտենցիալը

Հաղորդչի ունակությունը կախված է նաև միջավայրի էլեկտրական հատկություններից: Օրինակ՝ եթե լիցքավորված հաղորդիչ գունդը վա-



կուումից տեղափոխենք  $\varepsilon$  դիէլեկտրական թափանցելիությամբ միջավայր, ապա միջավայրի բևեռացման հետևանքով գնդի պոտենցիալը կփոքրանա  $\varepsilon$  անգամ, նշանակում է՝ գնդի ունակությունը մեծանում է  $\varepsilon$  անգամ: Հետևաբար՝ համասեռ դիէլեկտրական միջավայրում հաղորդիչ գնդի ունակությունը՝

$$C = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon R: \quad (7.77)$$

Միավորների ՄՀ-ում լիցքի միավորը կուլոնն է՝  $[q] = 1 \text{ Կլ}$ , իսկ պոտենցիալի միավորը՝ վոլտը՝  $[\varphi] = 1 \text{ Վ}$ , ուստի (7.74) բանաձևից՝

$$[C] = [q]/[\varphi] = 1 \frac{\text{Կլ}}{\text{Վ}}:$$

1 Կլ/Վ միավորն անվանում են ֆարադ (կրճատ՝ Ֆ)՝ ի պատիվ Մայքլ Ֆարադեյի: 1 Ֆ = 1 Կլ/Վ: 1 Ֆ-ը շատ մեծ միավոր է: Օրինակ՝ (7.74) բանաձևում տեղադրելով  $C = 1 \text{ Ֆ}$ ,  $k = 9 \cdot 10^9 \text{ Ն} \cdot \text{մ}^2/\text{Կլ}^2$  կստանանք՝  $R = C \cdot k = 1 \text{ Ֆ} \cdot 9 \cdot 10^9 \text{ Ն} \cdot \text{մ}^2/\text{Կլ}^2 = 9 \cdot 10^9 \text{ մ}$ : Եթե նկատի ունենանք, որ Արեգակի շառավիղը՝  $R_{\odot} = 7 \cdot 10^8 \text{ մ}$ , ապա  $R/R_{\odot} \approx 13$ , այսինքն՝ 1 Ֆ ունակությամբ հաղորդիչ գնդի շառավիղը մոտավորապես 13 անգամ մեծ է Արեգակի շառավիղից: Ուստի՝ գործնականում օգտագործում են ֆարադի մասերը՝ միկրոֆարադը (1 մկՖ =  $10^{-6}$  Ֆ), նանոֆարադը (1 նՖ =  $10^{-9}$  Ֆ), պիկոֆարադը (1 պՖ =  $10^{-12}$  Ֆ): Նշենք, որ երկրագնդի ունակությունը 709 մկՖ է:



### Հարցեր և առաջադրանքներ

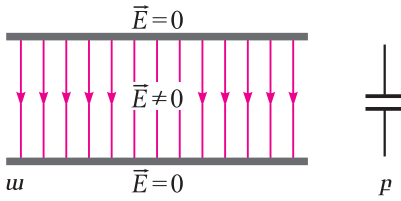
1. Ձևակերպեք դաշտերի վերադրման սկզբունքը կերպային լիցքերի համակարգի պոտենցիալի որոշման վերաբերյալ:
2. Ցույց տվեք, որ լիցքավորված հաղորդիչ գնդի պոտենցիալը համեմատական է գնդի լիցքին: Ճի՞շտ է արդյոք այս պնդումը կամայական ձևի հաղորդիչի համար:
3. Ո՞ր ֆիզիկական մեծությունն են անվանում առանձնապես հաղորդչի էլեկտրաունակություն: Հաղորդչի ի՞նչ հատկություն է այն բնութագրում:
4. Ի՞նչ ֆիզիկական իմաստ է արտահայտում առանձնապես հաղորդչի ունակությունը:
5. Գրեք հաղորդիչ գնդի ունակության բանաձևը, երբ գունդը՝ ա) վակուումում է, բ) համասեռ դիէլեկտրական միջավայրում է:
6. Ինչի՞ց է կախված հաղորդչի ունակությունը: Պարասխանը հիմնավորեք:
7. Սահմանեք ՄՀ-ում էլեկտրաունակության միավորը՝ ֆարադը: Բացի ֆարադից՝ ուրիշ ի՞նչ միավորներ են գործածվում:

## § 63. ԿՈՆԴԵՆՍԱՏՈՐՆԵՐ: ԸՆԹ

### ԿՈՆԴԵՆՍԱՏՈՐԻ ԷԼԵԿՏՐԱՈՒՆԱԿՈՒԹՅՈՒՆԸ

Մեծ ունակություն կարելի է ստանալ, եթե առանձնապես հաղորդչի փոխարեն վերցնենք երկու հաղորդիչ, որոնք իրարից բաժանված են դիէլեկտրիկի բարակ շերտով: Հաղորդիչների այդպիսի համակարգն անվանում են կոնդենսատոր (լատիներեն «կոնդենսարե») խտայնել բառից), իսկ հաղորդիչները՝ կոնդենսատորի շրջադիրներ:

Առանձին հաղորդչի համեմատությամբ կոնդենսատորի առավելությունն այն է, որ նրա ունակությունը կախված չէ շրջապատող մարմինների առկայությունից: Բացի այդ, փոքր չափերի հետ մեկտեղ, կոնդենսատորները կարող են ունենալ շատ մեծ ունակություն, հետևաբար՝ մաս գործնական լայն կիրառություններ:



**Նկ. 139.** ա. Լիցքավորված հարթ կոնդենսատորի էլեկտրական դաշտը կենտրոնացված է շրջադիրների միջև, բ. կոնդենսատորի պայմանական նշանը:

Կոնդենսատորի պարզագույն օրինակ է հարթ կոնդենսատորը, որի շրջադիրները գուգահեռ հարթ մետաղե թիթեղներ են (նկ. 139, ա): Կոնդենսատորի պայմանական նշանը պատկերված է 139, բ նկարում:

Կոնդենսատորը լիցքավորելու համար նրա մի շրջադիրը միայնում է հոսանքի աղբյուրի (մարտկոցի) դրական բևեռին, իսկ մյուս շրջադիրը՝ բացասական բևեռին: Կարելի է նաև կոնդենսատորի շրջադիրներից մեկը միացնել աղբյուրի բևեռին, իսկ մյուս շրջադիրը՝

հողակցել: Երկու դեպքում էլ կոնդենսատորի շրջադիրների վրա կուտակվում են մոդուլով հավասար, տարբեր նշանով լիցքեր: «Կոնդենսատորի լիցք» ասելով հասկանում են շրջադիրներից մեկի լիցքի բացարձակ արժեքը:

Կոնդենսատորի շրջադիրների հեռավորությունը շատ փոքր է նրանց գծային չափերից, ուստի՝ էլեկտրաստատիկ դաշտը գրեթե ամբողջովին կենտրոնացված է կոնդենսատորի ներսում: Այդ պատճառով կոնդենսատորից դուրս էլեկտրաստատիկ դաշտի լարվածությունը մեծ ճշտությամբ կարելի է համարել զրո (նկ. 139): Հետևաբար՝ լիցքավորված կոնդենսատորը ոչ մի ազդեցություն չի ունենում շրջապատի մարմինների վրա, և վերջիններս էլ, իրենց հերթին, չեն ազդում կոնդենսատորի վրա (չեն փոխում շրջադիրների պոտենցիալները):

Կոնդենսատորի շրջադիրների պոտենցիալների տարբերությունը (կոնդենսատորի լարումը) կախված է կոնդենսատորի լիցքից և, ինչպես ցույց է տալիս փորձը, ուղիղ համեմատական է կոնդենսատորի լիցքին:

**Կոնդենսատորի էլեկտրաուճակություն կոչվում է կոնդենսատորի լիցքի և շրջադիրների միջև լարման հարաբերությունը.**

$$C = \frac{q}{U}: \quad (7.78)$$

Կոնդենսատորի էլեկտրաուճակությունը նույնպես արտահայտվում է ֆարադով: 1 Ֆ-ն այնպիսի կոնդենսատորի էլեկտրաուճակությունն է, որին 1 Վ լիցք հաղորդելիս նրա շրջադիրների պոտենցիալների տարբերությունը դառնում է 1 Վ: Հետևաբար՝ կոնդենսատորի լիցքի և շրջադիրների պոտենցիալների տարբերության հարաբերությունը կարող է լինել կոնդենսատորի բնութագիր, որն անվանում են կոնդենսատորի էլեկտրաուճակություն (ուճակություն):

Կոնդենսատորի ուճակությունը կախված է նրա շրջադիրների չափերից, ձևից և փոխադարձ դասավորությունից, ինչպես նաև շրջադիրների միջև նյութի դիէլեկտրական թափանցելիությունից: Փորձը ցույց է տալիս, որ հարթ կոնդենսատորի էլեկտրաուճակությունն ուղիղ համեմատական է շրջադիրների՝ իրար ծածկող մակերեսին, նրանց միջև նյութի  $\epsilon$  դիէլեկտրական թափանցելիությանը և հակադարձ համեմատական է շրջադիրների  $d$  հեռավորությանը: Տեսական հաշվարկների համաձայն՝ հարթ կոնդենսատորի ուճակությունը որոշվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d}: \quad (7.79)$$

**Հարթ կոնդենսատորի էլեկտրաունակության բանաձևի արտածումը:** Դիպուք՝ հարթ կոնդենսատորի դրական շրջադրի պոտենցիալը  $\varphi_1$  է, իսկ բացասական շրջադրինը՝  $\varphi_2$ : Քանի որ շրջադիրների միջև էլեկտրաստատիկ դաշտը համասեռ է, ապա, համաձայն (7.46) բանաձևի, այդ դաշտի լարվածությունը՝  $E = (\varphi_1 - \varphi_2)/d$ : Հետևաբար՝  $U = \varphi_1 - \varphi_2 = Ed$ : Շրջադիրները դիտելով որպես անվերջ լիցքավորված հարթություններ՝ (7.28) բանաձևի հիման վրա կարող ենք գրել՝

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon} = \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon S},$$

ուրեմն՝  $U = qd/\epsilon_0 \epsilon S$ , այսինքն՝  $C = \epsilon_0 \epsilon S/d$ : (7.77)



**Հարցեր և առաջադրանքներ**

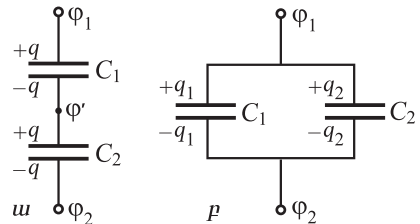
1. Ի՞նչ է կոնդենսատորը: 2. Ո՞ր մեծությունն են անվանում կոնդենսատորի ունակություն, ո՞րն է նրա միավորը: Սահմանեք այդ միավորը: 3. Ինչի՞ց է կախված կոնդենսատորի էլեկտրաունակությունը: 4. Գրե՞ք հարթ կոնդենսատորի էլեկտրաունակության բանաձևը: 5. Հարթ կոնդենսատորին, որի դիէլեկտրիկն օդն է, կիրառված է հաստատուն լարում: Ինչպե՞ս կփոխվի կոնդենսատորի լիցքը, եթե շրջադիրների հեռավորությունը փոքրացվի:

**§ 64. ԿՈՆԴԵՆՍԱՏՈՐՆԵՐԻ ՀԱՋՈՐՂԱԿԱՆ ԵՎ ՋՈՒԳԱՆԵՐ ՄԻԱՑՈՒՄՆԵՐ**

Իրար միացնելով մի քանի կոնդենսատոր՝ կարելի է ստեղծել մարտկոց, որը համարժեք է մեկ կոնդենսատորի: Կախված միացման ձևից՝ կարելի է ստանալ տարբեր ունակությամբ մարտկոցներ:

Կոնդենսատորների հաջորդաբար միացման ժամանակ (նկ. 140, ա) նրանց երկուսի լիցքն էլ նույնն է: Իրոք,  $C_1$  ունակությամբ կոնդենսատորի ներքևի շրջադիրը և  $C_2$  ունակությամբ կոնդենսատորի վերևի շրջադիրը, միացված լինելով հաղորդալարով, ունեն միևնույն  $\varphi'$  պոտենցիալը: Այդ շրջադիրները, շրջապատված լինելով մեկուսիչ միջավայրով, կազմում են լիցքավորված հաղորդիչների փակ համակարգ (ոչ այդ համակարգից դուրս, ոչ էլ դրսից համակարգի ներս լիցքավորված մասնիկներ չեն տեղափոխվում): Ուստի՝ նշված շրջադիրների ընդհանուր լիցքը զրո է. մեկի բացասական և մյուսի դրական լիցքերը մոդուլով նույնն են: Հետևաբար՝  $C_1$  և  $C_2$  ունակություններով կոնդենսատորներն ունեն նույն  $q$  լիցքը: Գրելով հետևյալ ակնհայտ հավասարությունը՝  $\varphi_1 - \varphi_2 = (\varphi_1 - \varphi') + (\varphi' - \varphi_2)$ , և նկատի ունենալով, որ  $(\varphi_1 - \varphi_2)/q = 1/C$ , որտեղ  $C$ -ն համարժեք կոնդենսատորի ունակությունն է, իսկ  $(\varphi_1 - \varphi')/q = 1/C_1$ ,  $(\varphi' - \varphi_2)/q = 1/C_2$ , կստանանք՝

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}: \tag{7.80}$$



**Նկ. 140.** Կոնդենսատորների՝ ա. հաջորդական միացում, բ. զուգահեռ միացում

Այստեղից՝

$$C = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}: \quad (7.81)$$

(7.80) բանաձևը կարելի է ընդհանրացնել կամայական թվով կոնդենսատորների համար:

Կոնդենսատորների զուգահեռ միացման դեպքում (նկ. 140, բ) երկու կոնդենսատորների վերևի շրջադիրները միացվում են  $\varphi_1$  պոտենցիալ ունեցող կետին, իսկ ներքևի շրջադիրները՝  $\varphi_2$  պոտենցիալ ունեցող կետին: Հետևաբար՝ երկու կոնդենսատորների վերևի և ներքևի շրջադիրների պոտենցիալների տարբերությունը (յուրաքանչյուր կոնդենսատորի լարումը) նույնն է: Նշանակելով համարժեք կոնդենսատորի լարումը  $U$ -ով, առանձին կոնդենսատորներինը՝  $U_1$ -ով և  $U_2$ -ով, կարող ենք գրել՝  $U_1 = U_2 = U = \varphi_1 - \varphi_2$ : Հասկանալի է, որ այս դեպքում մարտկոցի՝ համարժեք կոնդենսատորի ընդհանուր լիքքն առանձին կոնդենսատորների լիքքերի գումարն է՝

$$q = q_1 + q_2: \quad (7.82)$$

Այս հավասարության մեջ տեղադրելով  $q = CU$ ,  $q_1 = C_1 U$ ,  $q_2 = C_2 U$ , կստանանք, որ համարժեք կոնդենսատորի ունակությունը՝

$$C = C_1 + C_2: \quad (7.83)$$

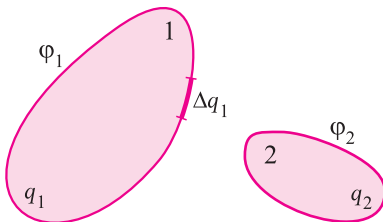
Այս արդյունքը կարելի է ընդհանրացնել կամայական թվով կոնդենսատորների համար:



### Շարքեր և առաջադրանքներ

**1.** Ցույց փվեք, որ կոնդենսատորները հաջորդաբար միացնելիս նրանցից յուրաքանչյուրի լիքքը նույնն է: **2.** Ի՞նչ բանաձևով են հաշվում հաջորդաբար միացված կոնդենսատորների մարտկոցի ունակությունը: Արվածք է այդ բանաձևը: **3.** Ինչու՞ զուգահեռ միացված կոնդենսատորներից յուրաքանչյուրն ունի նույն լարումը: **4.** Ի՞նչ բանաձևով են հաշվում զուգահեռ միացված կոնդենսատորների մարտկոցի ունակությունը: Արվածք է այդ բանաձևը:

## § 65. ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ԿՈՆԴԵՆՍԱՏՈՐԻ ԷՆԵՐԳԻԱՆ: ԷԼԵԿՏՐՈՎԱՆ ԴԱՇՏԻ ԷՆԵՐԳԻԱՆ



**Նկ. 141.** Երկու լիքքավորված հաղորդիչների համակարգ:  $\Delta q_i$ -ն այդ համակարգի լիքքի  $i$ -րդ տարրական չափաբաժինն է

**Լիքքավորված հաղորդիչների փոխազդեցության էներգիան:** Օգտվելով (7.56) բանաձևից՝ կարող ենք որոշել նաև լիքքավորված հաղորդիչների փոխազդեցության էներգիան: Դրա համար դիտարկենք երկու հաղորդիչ՝ (1) և (2), որոնց լիքքերն են  $q_1$  և  $q_2$ , իսկ պոտենցիալները՝  $\varphi_1$  և  $\varphi_2$  (նկ. 141): Ինչպես գիտեք, էլեկտրաստատիկ դաշտում տվյալ հաղորդչի բոլոր կետերում պոտենցիալը նույնն է: Հաղորդիչներից յուրաքանչյուրի լիքքը մտովի արոհենք

կամայական չափով փոքր՝  $\Delta q_1, \Delta q_2, \dots, \Delta q_{n_1}, \Delta q_{n_1+1}, \Delta q_{n_1+2}, \Delta q_{n_1+n_2}$  բաժինների այնպես, որ ամեն մի բաժին կարելի լինի համարել կետային լիքք, և որոշենք այդ լիքքերի փոխազդեցության էներգիան՝ ըստ (7.56) բանաձևի՝

$$W = \frac{1}{2} \varphi_1 \Delta q_1 + \Delta q_2 + \dots + \Delta q_{n_1} h + \frac{1}{2} \varphi_2 \Delta q_{n_1+1} + \Delta q_{n_1+2} + \dots + \Delta q_{n_1+n_2} h = \\ = \frac{1}{2} (\varphi_1 q_1 + \varphi_2 q_2):$$

Այստեղ  $n_1$ -ը և  $n_2$ -ը, համապատասխանաբար, (1) և (2) հաղորդիչների լիքքերի «բաժինների» քանակներն են,  $\varphi_1$ -ը և  $\varphi_2$ -ը՝ պոտենցիալները: Եթե հաղորդիչների թիվն  $N$  է, ապա

$$W = \frac{1}{2} (\varphi_1 q_1 + \varphi_2 q_2 + \dots + \varphi_N q_N): \quad (7.84)$$

(7.84) և (7.56) բանաձևերը, ունենալով նույնը արտահայտությունը, այնուհանդերձ տարբեր են ֆիզիկական իմաստներով: (7.84) բանաձևում  $\varphi_i$ -ն ( $i = 1, 2, \dots, N$ ) այն էլեկտրական դաշտի պոտենցիալ է  $i$ -րդ հաղորդչի կետերում, որը ստեղծվում է բոլոր լիքքերով, այդ թվում՝  $i$ -րդ հաղորդչի լիքքերով: Ուստի՝ (7.84) առնչությամբ որոշվող էներգիան ոչ թե միայն հաղորդիչների փոխազդեցության, այլ **հաղորդիչների համակարգի լրիվ էլեկտրական էներգիան է:**

**Լիքքավորված կոնդենսատորի էներգիան:** Դիցուք՝ կոնդենսատորի դրական և բացասական շրջադիրների լիքքերը և պոտենցիալները, համապատասխանաբար, հավասար են՝  $q_1 = q, q_2 = -q$  և  $\varphi_1, \varphi_2$ : Համաձայն (7.84) բանաձևի, երբ  $N=2$ , լիքքավորված կոնդենսատորի լրիվ էներգիան կլինի՝

$$W = \frac{1}{2} (\varphi_1 q_1 + \varphi_2 q_2) = \frac{1}{2} (\varphi_1 q - \varphi_2 q) = \frac{1}{2} q (\varphi_1 - \varphi_2) = \frac{1}{2} q U,$$

որտեղ  $U = \varphi_1 - \varphi_2$ -ը կոնդենսատորի շրջադիրների պոտենցիալների տարբերությունն է՝ կոնդենսատորի լարումը: Հաշվի առնելով, որ կոնդենսատորի ունակությունը՝  $C = q/U$ , նրա էներգիայի համար կստանանք հետևյալ արտահայտությունները՝

$$W = \frac{qU}{2}, \quad W = \frac{CU^2}{2}, \quad W = \frac{q^2}{2C}: \quad (7.85)$$

Նկատենք, որ այս բանաձևերով որոշվում է **կոնդենսատորի լիքքերի փոխազդեցության լրիվ էներգիան**, այն է՝ ինչպես մեկ և մյուս շրջադիրների լիքքերի փոխազդեցության էներգիան, այնպես էլ յուրաքանչյուր շրջադիրի լիքքերի փոխազդեցության էներգիան:

**Էլեկտրական դաշտի էներգիան:** Էլեկտրամագնիսական դաշտն օժտված է էներգիայով, ուստի՝ կարելի է պնդել, որ այդ դաշտի առանձին դրսևորումները՝ էլեկտրական և մագնիսական դաշտերը, նույնպես օժտված են էներգիայով:

Հաշվարկենք էլեկտրական դաշտի էներգիան՝ ենթադրելով, որ (7.85) բանաձևերով արտահայտված լիքքերի համակարգի էներգիան հավասար է այդ լիքքերի ստեղծած էլեկտրական դաշտի  $W$  էներգիային՝ խնդիրը հանգեցնելով, այսպիսով, անընդհատորեն բաշխված լիքքերի համակարգի էլեկտրական դաշտի  $\vec{E}$  լարվածությունը որոշելուն:  $W(E)$  կախվածության բանաձևը ստանանք հա-

մասեռ էլեկտրական դաշտի համար: Այդպիսին է, օրինակ, լիցքավորված հարթ կոնդենսատորի շրջադիրների միջև ստեղծված էլեկտրական դաշտը (եթե հաշվի չառնենք շրջադիրների եզրերի մոտ դաշտի անհամասեռությունը): Չևսփոխենք լիցքավորված կոնդենսատորի էներգիայի (7.85) բանաձևերից երկրորդը՝ տեղադրելով  $C = \epsilon_0 \epsilon / d$  առնչությունը և, հաշվի առնելով, որ  $U = Ed$ , իսկ  $V = SD$

$$W = \frac{CU^2}{2} = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d} \cdot \frac{E^2 d^2}{2} = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} V: \quad (7.86)$$

Էլեկտրական դաշտի էներգիայի խտությունը՝

$$w = \frac{W}{V} = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon E^2 \quad (7.87)$$



### Հարցեր և առաջադրանքներ

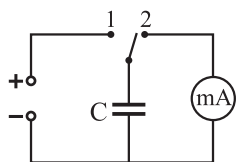
1. Գրեք լիցքավորված հաղորդիչների էլեկտրաստատիկ փոխազդեցության էներգիայի բանաձևը: Ինչո՞ւ է տարբերվում այդ բանաձևը կեղևալիս լիցքերի փոխազդեցության էներգիայի բանաձևից: 2. Օգտվելով լիցքավորված հաղորդիչների փոխազդեցության էներգիայի բանաձևից՝ արվածե՞ք լիցքավորված կոնդենսատորի էներգիայի բանաձևերը: 3. Ինչպե՞ս կարող եք հիմնավորել, որ էլեկտրական դաշտն օժտված է էներգիայով: 4. Գրեք էլեկտրական դաշտի էներգիայի խտության բանաձևը: 5. Հարթ կոնդենսատորը, որի դիէլեկտրիկն օդ է, միացված է հաստատուն հոսանքի աղբյուրին: Ինչպե՞ս կփոխվի կոնդենսատորի էներգիան, եթե՝ ա) շրջադիրներն իրարից հեռացնենք, բ) մեծացնենք յուրաքանչյուր շրջադիրի մակերեսը, գ) որպես դիէլեկտրիկ օգտագործենք պարաֆին: 6. Հարթ կոնդենսատորը, որի դիէլեկտրիկն օդ է, լիցքավորել և ապա անջատել են կուլակիչների մարտկոցից: Ինչպե՞ս կփոխվի կոնդենսատորի էներգիան, եթե՝ ա) շրջադիրներն իրարից հեռացնենք, բ) մեծացնենք շրջադիրների մակերեսը, գ) որպես դիէլեկտրիկ օգտագործենք պարաֆին:

Խորացված

## § 66. ԼԱՐՈՐԱՏՈՐ ԱՇԽԱՏԱՆԵ 3

### Կոնդենսատորի ունակության չափումը

**Աշխատանքի նպատակը.** որոշել կոնդենսատորի անհայտ ունակությունը նրա լիցքի և լարման չափման միջոցով:



**Անհրաժեշտ պարագաներ.** միլիամպերաչափ, էլեկտրասնույցման աղբյուր, վոլտաչափ՝ մինչև 15Վ չափման սանդղակով, հայտնի ունակությամբ մի քանի կոնդենսատոր (3-4 հատ), փոխանջատիչ, միացնող հաղորդալարեր, անհայտ ունակությամբ կոնդենսատոր:

#### Փորձի կատարման ընթացքը

1. Հավաքեք նկարում պատկերված էլեկտրական շղթան:
2. Լիցքավորեցե՛ք կոնդենսատորը՝ դրա համար փոխանջատիչը դնելով (1) դիրքի վրա:
3. Ուշադրությունը կենտրոնացրե՛ք միլիամպերաչափի վրա և, փոխանջատիչն արագորեն բերելով (2) դիրք, որոշե՛ք միլիամպերաչափի սանդղակի՝ սլաքի առավելագույն շեղմանը համապատասխանող բաժանումների թիվը: Փորձը կրկնելով 3-5 անգամ՝ հաշվե՛ք բաժանումների թվի  $n$  միջին արժեքը և այն գրանցե՛ք աղյուսակում:

4. Գտեք բաժանումների թվի միջին արժեքի հարաբերությունը կոնդենսատորի  $C$  ունակությամբ՝  $n/C = k$ :
5.  $n$ -ի և  $k$ -ի արժեքները գրանցեք աղյուսակում:
6. Փորձը կրկնեցեք ևս 2 անգամ՝ օգտագործելով հայտնի ունակությամբ այլ կոնդենսատորներ:
7. Փորձը կրկնեցեք՝ շրթային միացնելով  $C_x$  անհայտ ունակությամբ կոնդենսատորը: Չափեցեք բաժանումների միջին  $n_x$  թիվը և հաշվեք  $C_x$ -ը՝  $C_x = n_x/\bar{k}$  բանաձևով, որտեղ  $\bar{k} = (k_1 + k_2 + k_3)/3$ :

Փորձի N	Հայտնի կոնդենսատորի $C$ ունակությունը, մկՖ	$n$	$k$	Անհայտ կոնդենսատորի ունակությունը, մկՖ
1	$C_1$	$n_1$	$k_1$	
2	$C_2$	$n_2$	$k_2$	
3	$C_3$	$n_3$	$k_3$	
4		$n_x$	$k_x$	$C_x$

### Խնդիրների լուծման օրինակներ

1. Հարթ օդային կոնդենսատորի շրջադիրներից յուրաքանչյուրի մակերեսը՝  $S = 0,02$  մ<sup>2</sup> է, իսկ նրանց հեռավորությունը՝  $d = 0,01$  մ: Որոշել կոնդենսատորի էլեկտրական դաշտի էներգիան, եթե դաշտի լարվածությունը՝  $E = 5 \cdot 10^5$  վ/մ:

Լուծում: Կոնդենսատորի էլեկտրական դաշտի էներգիան որոշվում է  $W = CU^2/2$  բանաձևով: Օգտվելով օդային դիէլեկտրիկով հարթ կոնդենսատորի էլեկտրաուճակության  $C = \epsilon_0 S/d$  բանաձևից և էլեկտրական դաշտի  $E$  լարվածության և  $U$  պոտենցիալների տարբերության  $U = Ed$  կապից՝ ստանում ենք՝

$$W = \frac{\epsilon_0 S}{d} \cdot \frac{(Ed)^2}{2} = \frac{\epsilon_0 S d E^2}{2} = 2,2 \cdot 10^{-4} \text{ Ջ:}$$

Պատասխան՝  $2,2 \cdot 10^{-4}$  Ջ:

2. Լիցքավորված մարմնի պոտենցիալը՝  $\varphi_0 = 50$  վ:  $R = 0,09$  մ շառավղով մետաղական գնդիկին միացնելիս նրա պոտենցիալը նվազեց մինչև  $\varphi_1 = 40$  վ: Որոշեք մարմնի ունակությունը: Միացնող հաղորդալարի ունակությունն անտեսեք:

Լուծում: Ըստ լիցքի պահպանման օրենքի՝

$$Q_0 = Q_1 + q, \tag{1}$$

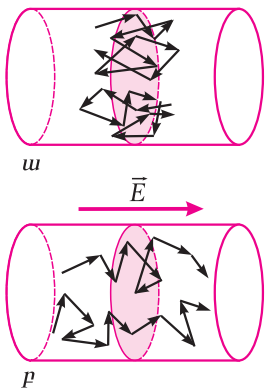
որտեղ  $Q_0 = C\varphi_0$ -ն մարմնի սկզբնական,  $Q_1 = C\varphi_1$ -ն՝ վերջնական լիցքն է,  $q = C_{գնդ} \varphi_1$ -ը՝ գնդիկի լիցքը,  $C$ -ն մարմնի, իսկ  $C_{գնդ} = 4\pi\epsilon_0 R$ -ը՝ գնդիկի ունակությունը:  $Q_0$ -ի,  $Q_1$ -ի և  $q$ -ի արտահայտությունները տեղադրելով (1) հավասարման մեջ՝ կստանանք՝

$$C = \frac{C_{գնդ} \varphi_1}{\varphi_0 - \varphi_1} = \frac{4\pi\epsilon_0 R \varphi_1}{\varphi_0 - \varphi_1} = 40 \text{ մկՖ:}$$

Պատասխան՝ 40 մկՖ:

§ 67. ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՀՈՍԱՆՔ

Հաղորդչում առկա ազատ լիցքերը, համաձայն մոլեկուլային-կինետիկ տեսության, կատարում են անկանոն, քառասային շարժում: Սա նշանակում է, որ ժամանակի յուրաքանչյուր պահի որևէ ուղղությամբ միջին հաշվով շարժվում է նույնքան լիցքավորված մասնիկ, որքան և հակառակ ուղղությամբ: Այդ պատճառով հաղորդչի լայնական հատույթով անցած գումարային լիցքը զրո է, և հաղորդչում լիցքի մակրոսկոպական տեղափոխություն չի կատարվում (նկ. 142, ա):



Նկ. 142. Լիցքավորված մասնիկի շարժումը, երբ՝ ա. էլեկտրական դաշտը զրո է, բ. էլեկտրական դաշտը զրոյից տարբեր է:

Պատկերն էապես փոխվում է հաղորդչի ծայրերին պոտենցիալների տարբերություն կիրառելիս, այսինքն՝ երբ նրա մեջ ստեղծվում է էլեկտրական դաշտ: Էլեկտրական դաշտը յուրաքանչյուր ազատ լիցքի վրա ազդում է որոշակի ուժով, որի ազդեցությամբ մասնիկները փոխում են իրենց արագությունը: Եթե ազատ մասնիկներն ունեն դրական լիցք, ապա արագության այդ փոփոխությունն ունի էլեկտրական դաշտի լարվածության ուղղությունը, բացասական լիցքի դեպքում՝ դաշտի լարվածության հակադիր ուղղությունը: Ազատ լիցքերի շարժումն արդեն լրիվ քառասային չէ. ջերմային շարժման հետ մեկտեղ նրանք կատարում են ուղղորդված, կարգավորված շարժում (նկ. 142, բ): Նման դեպքում ասում են, որ հաղորդչով էլեկտրական հոսանք է անցնում:

**Լիցքավորված մասնիկների ուղղորդված շարժումը, որի հետևանքով տեղի է ունենում լիցքի տեղափոխություն, կոչվում է էլեկտրական հոսանք:**

Մետաղներում էլեկտրական հոսանք առաջացնող մասնիկներն ազատ էլեկտրոններն են, էլեկտրոլիտներում՝ դրական և բացասական իոնները, իսկ իոնապլած գազերում՝ էլեկտրոնները, դրական իոնները և մասամբ՝ բացասական իոնները: Վակուումում պրոտոնային կամ էլեկտրոնային փնջերի ուղղորդված շարժումը նույնպես էլեկտրական հոսանք է:

Որպես **հոսանքի ուղղություն**՝ պայմանականորեն ընդունված է դրականապես լիցքավորված մասնիկների ուղղորդված շարժման ուղղությունը: Եթե հոսանք



քը պայմանավորված է բացասականապես լիցքավորված մասնիկների շարժմամբ, ինչպես մետաղներում է, ապա հոսանքի ուղղությունը հակադիր է մասնիկների ուղղորդված շարժման ուղղությանը:

**Հոսանքի գոյության անհրաժեշտ պայմանները:** Էլեկտրական հոսանք ստանալու համար նախ անհրաժեշտ է, որ նյութում լինեն լիցքավորված ազատ մասնիկներ, այլ խոսքով՝ անհրաժեշտ է, որ նյութը լինի հաղորդիչ: Բայց այդ՝ ազատ լիցքակիրներին կարգավորված շարժում հաղորդելու համար հաղորդչում անհրաժեշտ է նաև էլեկտրական դաշտի առկայություն: Եթե ուղղորդված շարժում կատարող մասնիկները միջավայրում խոչընդոտների չհանդիպեին, ապա էլեկտրական դաշտ չէր պահանջվի: Սակայն իրականում ազատ լիցքակիրներն անընդհատ բախվում են միջավայրի ատոմներին ու իոններին: Յուրաքանչյուր բախումից հետո մասնիկները թռչում են պատահական ուղղություններով, որի հետևանքով նրանց ուղղորդված շարժումը փոխակերպվում է անկանոն (ջերմային) շարժման: Որոշակի ուղղությամբ անընդհատ ուղղորդված շարժում կատարելու համար, անհրաժեշտ է, որ մասնիկների վրա այդ ուղղությամբ անընդհատ ուժ ազդի, այսինքն՝ հաղորդչում առկա լինի էլեկտրական դաշտ:

Վերը նշված երկու պայմաններից մեկի բացակայության դեպքում նյութում էլեկտրական հոսանք չի կարող առաջանալ: Օրինակ՝ մետաղալարում կան ազատ էլեկտրոններ, սակայն նրա մեջ հոսանք չի առաջանում, քանի դեռ նրա ծայրերին չենք կիրառել պոտենցիալների տարբերություն: Եվ, հակառակը, եթե չոր փայտի ծայրերին կիրառենք պոտենցիալների տարբերություն, ապա նրա միջով հոսանք չի անցնի, քանի որ չոր փայտում ազատ լիցքակիրներ չկան:

**Հոսանքի ազդեցությունները:** Հոսանքն առաջացնող մասնիկների՝ էլեկտրոնների կամ իոնների տեղափոխությունը հաղորդչում անմիջականորեն տեսնել հնարավոր չէ, ուստի՝ էլեկտրական հոսանքի գոյության մասին կարելի է դատել այն ազդեցություններով, որոնք տեղի են ունենում հաղորդչով հոսանք անցնելիս: Այսպես՝ հաղորդչով էլեկտրական հոսանք անցնելիս այն տաքանում է, այսինքն՝ հոսանքն ունի **ջերմային ազդեցություն:**

Հոսանքը կարող է ունենալ **քիմիական ազդեցություն:** Էլեկտրոլիտով, օրինակ, աղերի, թթուների և հիմքերի ջրային լուծույթներով հոսանք անցնելիս դիտվում է նյութի քիմիական բաղադրության փոփոխություն: Կամ, օրինակ, պղնձարջասպի ջրային լուծույթով հոսանք անցնելիս լուծույթի մեջ իջեցված բացասական էլեկտրոդի վրա անջատվում է պղինձ:

9-րդ դասարանի ֆիզիկայի դասընթացից ձեզ հայտնի են նաև հոսանքի **լուսային և բնախոսական** ազդեցությունները:

Եվ, վերջապես, հոսանքն ունի **մագնիսական ազդեցություն:** Հաղորդալարով հոսանք անցնելիս նրա մոտ տեղադրված մագնիսական սլաքը շեղվում է իր սկզբնական դիրքից:

Նշված ազդեցություններից առավել ընդհանուրը մագնիսականն է: Քիմիական ազդեցությունը դրսևորվում է ոչ բոլոր հաղորդիչներում: Օրինակ՝ էլեկտրական հոսանքը մետաղներում քիմիական ազդեցություն չի թողնում: Կախված նյութի վիճակից՝ կարող է բացակայել նաև հոսանքի ջերմային ազդեցությունը: Օրինակ՝ որոշ նյութեր շատ ցածր ջերմաստիճաններում անցնում են այսպես կոչ-

ված, գերհաղորդիչ վիճակի, երբ հաղորդիչը հոսանքի ազդեցությամբ ընդհանրապես չի տաքանում: Մագնիսական ազդեցությունը, ի տարբերություն առաջին երկուսի, միշտ ի հայտ է գալիս՝ անկախ հաղորդչի վիճակից և հատկություններից:



### Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Ինչպե՞ս են հաղորդչում շարժվում լիցքավորված ազատ մասնիկները էլեկտրական դաշտի բացակայության դեպքում:
2. Ինչպե՞ս են հաղորդչում շարժվում լիցքավորված ազատ մասնիկները էլեկտրական դաշտի առկայությամբ:
3. Ի՞նչն են անվանում էլեկտրական հոսանք:
4. Որո՞նք են էլեկտրական հոսանքի գոյության անհրաժեշտ պայմանները:
5. Ի՞նչ ազդեցություններ ունի էլեկտրական հոսանքը:

## § 68. ՀԱՍՏԱՏՈՒՆ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՀՈՍԱՆՔ:

### ՀՈՍԱՆՔԻ ՈՒՇ

Միավոր ժամանակամիջոցում հաղորդչի լայնական հատույթով անցած լիցքի քանակը ժամանակի ընթացքում կարող է փոփոխվել կամ մնալ հաստատուն:

**Հոսանքը կոչվում է հաստատուն, եթե հաղորդչի լայնական հատույթով կամայական հավասար ժամանակամիջոցներում անցնում է լիցքի նույն քանակը:**

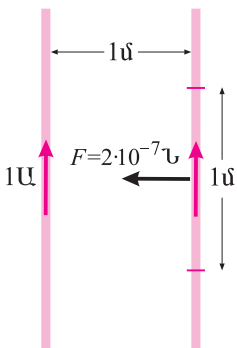
Էլեկտրական հոսանքի քանակական բնութագրիչը հոսանքի ուժ կոչվող ֆիզիկական մեծությունն է: Հաստատուն հոսանքի ուժ կոչվում է այն սկալյար մեծությունը, որը հավասար է հաղորդչի լայնական հատույթով անցած լիցքի և այն ժամանակամիջոցի հարաբերությանը, որի ընթացքում այդ լիցքն անցել է:

Եթե  $\Delta t$  ժամանակամիջոցում հաղորդչի լայնական հատույթով անցնում է  $\Delta q$  լիցք, ապա հոսանքի ուժը՝

$$I = \frac{\Delta q}{\Delta t} \quad (8.1)$$

Համաձայն այս սահմանման՝ հոսանքի ուժը թվապես հավասար է միավոր ժամանակամիջոցում հաղորդչի լայնական հատույթով անցած լիցքին:

Եթե հայտնի է հաստատուն հոսանքի ուժը, ապա որևէ  $\Delta t$  ժամանակամիջոցում հաղորդչի լայնական հատույթով անցած լիցքը կորոշվի  $\Delta q = I \Delta t$  բանաձևով:



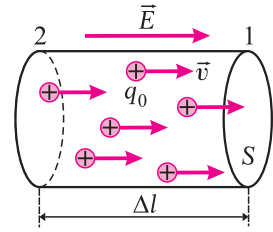
Նկ.143. Հոսանքի  $I$  Միավորի սահմանումը

Միավորների ՄՀ-ում հոսանքի ուժի միավորը մեկ ամպերն է ( $1 \text{ Ա}$ ՝ ի պատիվ ֆրանսիացի ֆիզիկոս Ամպերի), որը հիմնական միավոր է և սահմանվում է հոսանքակիր հաղորդիչների մագնիսական փոխազդեցության հիման վրա (նկ. 148): Հոսանքի ուժը հավասար է 1 ամպերի, եթե վալյուումում իրարից 1 մ հեռավորությամբ երկու անվերջ երկար և անվերջ բարակ հաղորդալարերով անցնելիս նրանցից յուրաքանչյուրի 1 մ երկարությամբ հատվածի վրա մյուսի կողմից ազդում է  $2 \cdot 10^{-7} \text{ Ն}$  ուժ:

Հոսանքի ուժը կախված է հոսանքն առաջացնող լիցքակիրների ուղղորդված շարժման  $v$  միջին արագությունից,  $n$  կոնցենտրացիայից, յուրաքանչյուր մասնիկի  $q_0$  լիցքի մեծու-

թյունից և հաղորդչի լայնական հատույթի  $S$  մակերեսից: Ստանանք այդ կախումն արտահայտող բանաձևը:

Դիցուք՝ գլանաձև հաղորդչում լիքավորված մասնիկներն ուղղորդված շարժման  $v$  միջին արագությամբ տեղափոխվում են ձախից այ ռոդությամբ (նկ. 144):  $\Delta t$  ժամանակամիջոցում հաղորդչի (1) հատույթով կանցնեն այն բոլոր լիքավորված մասնիկները, որոնց հեռավորությունն այդ հատույթից չի գերազանցում  $\Delta l = v\Delta t$ -ն, այսինքն՝ (1) և (2) հատույթներով սահմանափակված  $\Delta l/S = v\Delta t S$  ծավալում առկա լիքավորված մասնիկները: Դրանց թիվը  $v\Delta t S n$  է, իսկ ընդհանուր լիքը՝  $\Delta q = q_0 n v \Delta t S$ : Տեղադրելով այս արտահայտությունը (8.1) բանաձևում, կստանանք՝



**Նկ. 144.** Հաղորդչի հատույթով  $\Delta t$  ժամանակում անցնում են  $S\Delta l$  ծավալով գլանում եղած լիքերը:

$$I = q_0 n v S: \quad (8.2)$$

(8.2) բանաձևը հնարավորություն է տալիս հաշվարկելու լիքավորված մասնիկների ուղղորդված շարժման միջին արագությունը: Ենթադրենք՝ լայնական հատույթի  $S = 1 \text{ մմ}^2 = 10^{-6} \text{ մ}^2$  մակերես ունեցող պղնձե հաղորդալարով անցնող հոսանքի ուժը 1 Ա է: Հիշելով, որ էլեկտրոնի լիքի մոդուլը՝  $q_0 = e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Կլ}$ , իսկ պղնձում ազատ էլեկտրոնների կոնցենտրացիան՝  $n \approx 10^{29} \text{ մ}^{-3}$  կարգի մեծություն է, ուղղորդված շարժման միջին արագության համար կստանանք՝

$$v = \frac{I}{enS} = \frac{1}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{29} \cdot 10^{-6}} \frac{\text{Ա}}{\text{վ}} \cdot 6 \cdot 10^{-5} \frac{\text{մ}}{\text{վ}}:$$

Գնահատենք նաև այդ էլեկտրոնների ջերմային (անկանոն) շարժման միջին  $v_T$  արագությունը՝ օգտվելով մոլեկուլային-կինետիկ տեսության  $v_T = \sqrt{3k_B T/m_e}$  բանաձևից: Տեղադրելով Բոլցմանի հաստատունի՝  $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Ջ/Կ}$ , էլեկտրոնի զանգվածի  $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ կգ}$  արժեքները,  $T = 300 \text{ Կ}$  ջերմաստիճանում կստանանք՝  $v_T \approx 10^5 \text{ մ/վ}$ : Այս արագությունը մոտ միլիարդ անգամ մեծ է էլեկտրոնների ուղղորդված շարժման միջին արագությունից: Դա նշանակում է, որ էլեկտրական հոսանքը լիքավորված մասնիկների պարզ ուղղորդված շարժում չէ: Իրականում մասնիկները, մեծ արագություններով անկանոն քառասյին շարժում կատարելով, միաժամանակ էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ դանդաղ տեղափոխվում են հաղորդչի երկայնքով՝ վայրկյանում անցնելով միլիմետրի տասնորդական մասերի կարգի հեռավորություն:

Լիքավորված մասնիկների ուղղորդված շարժման արագության այսպիսի փոքր արժեքը բնավ չի հակասում այն փաստին, որ շղթան փակելիս հոսանքի աղբյուրից մեծ հեռավորությամբ միացված էլեկտրալամպը գործնականում նույն պահին լուսարձակում է: Լիքավորված մասնիկների ուղղորդված շարժման արագությունը չպետք է շփոթել հաղորդչում **հոսանքի տարածման արագության** հետ: Վերջինս էլեկտրամագնիսական դաշտի տարածման արագությունն է հաղորդիչը շրջապատող միջավայրում և հավասար է նրա մեջ լույսի տարածման արագությանը: Շղթան փակելիս էլեկտրամագնիսական դաշտը շատ արագ տարածվում է հաղորդչի երկայնքով, ուստի՝ գրեթե ակնթարթորեն վերաբաշխում է նրա մակերևույթի լիքերը, որոնց էլեկտրական դաշտն էլ հենց հաղորդչի բոլոր տեղամասերում ազատ լիքակիրներին ուղղորդված շարժում է հաղորդում գրեթե միաժամանակ:

**Հոսանքի խտություն:** Եթե (8.2) բանաձևն արտածելիս դիտարկենք փոքր  $\Delta S$  հիմքի մակերեսով ուղիղ գլան, ապա կստանանք նույն բանաձևը՝  $S$ -ի փոխարեն տեղադրած  $\Delta S$ : Դա նշանակում է, որ հոսանքի ուժը համեմատական է հաղորդչի լայնական հատույթի  $\Delta S$  մակերեսին, ուստի՝ նրա միջով անցնող հոսանքի և այդ մակերեսի հարաբերությունը կախված չէ ընտրված մակերեսի մեծությունից: Այդ հարաբերությունը՝

$$j = \frac{\Delta I}{\Delta S} = ev \tag{8.3}$$

մեծությունը, կոչվում է **հոսանքի խտություն** և հավասար է միավոր մակերեսով անցնող հոսանքին: (8.3) բանաձևից հետևում է, որ միավորների ՄՀ-ում հոսանքի խտության միավորը  $1 \text{ Ա/մ}^2$ -ն է:

(8.3) բանաձևում  $e$  և  $n$  մեծությունները սկալյար են, իսկ  $v$ -ն արագության վեկտորի մոդուլն է, հետևաբար՝ (8.3) բանաձևը կարելի է ներկայացնել վեկտորական տեսքով՝

$$\vec{j} = en\vec{v} \tag{8.4}$$

Այսպիսով, ի տարբերություն հոսանքի ուժի, որը սկալյար է, հոսանքի խտությունը վեկտոր է: Նրա ուղղությունը համընկնում է ուղղորդված շարժման  $\vec{v}$  վեկտորի հետ, եթե հոսանք ստեղծում են դրական լիցքավորված մասնիկները: Եթե հոսանք ստեղծում են բացասական լիցքավորված մասնիկները, ապա  $\vec{j}$  վեկտորն ուղղված է  $\vec{v}$ -ին հակառակ ուղղությամբ:

Եթե ուղղորդված շարժման արագությունը կամ լիցքավորված մասնիկների կոնցենտրացիան հաղորդչում կետից կետ փոփոխվեն, ապա կփոփոխվի նաև հոսանքի խտությունը:



**Շարքեր և առաջադրանքներ**

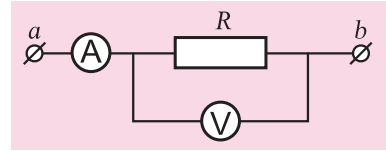
1. Ո՞ր հոսանքն է կոչվում հասարակույն:
2. Ո՞ր մեծությունն են անվանում հոսանքի ուժ:
3. Ինչպիսի՞ մեծություն է հոսանքի ուժը՝ սկալյար, թե՞ վեկտորական:
4. Ի՞նչ միավորով է արտահայտվում հոսանքի ուժը միավորների ՄՀ-ում:
5. Սահմանե՞ք հոսանքի ուժի միավորը միավորների ՄՀ-ում:
6. Ինչպե՞ս է կախված հոսանքի ուժն ազատ լիցքակիրների ուղղորդված շարժման միջին արագությունից և կոնցենտրացիայից:
7. Որպե՞ղ է էլեկտրոնների ուղղորդված շարժման արագությունն ավելի մեծ՝ լուսարձակող էլեկտրալամպի բարակ թելիկում, թե՞ լամպը սնող հասարակադրողարում:
8. Ո՞ր մեծությունն են անվանում հոսանքի խտություն:
9. Ինչպե՞ս է ուղղված հոսանքի խտության վեկտորը:

**§ 69. ՕՇՄԻ ՕՐԵՆԵՐ ԶՐԹԱՅԻ ՏԵՂԱՄԱՍԻ ՇԱՄԱՐ: ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԻՄԱԴՐՈՒԹՅՈՒՆ**

Հաղորդչում էլեկտրական հոսանք ստեղծելու համար անհրաժեշտ է նրա ծայրերին կիրառել պոտենցիալների տարբերություն (լարում): Որքան մեծ է կիրառված լարումը, այնքան մեծ է հաղորդչում առաջացած էլեկտրական դաշտի լարվածությունը, էլեկտրական դաշտն այնքան մեծ ուժով է ազդում ազատ լիցքակիրների վրա, լիցքակիրներն ուղղորդված շարժման ավելի մեծ արագություն են ձեռք բերում և, հետևաբար, մեծ է հոսանքի ուժը: Այս դատողություններից հետևում

է, որ հոսանքի ուժը կախված է լարումից: Տարբեր միջավայրերում այդ կախումը տարբեր է: Մետաղե հաղորդիչներում հոսանքի ուժի կախումը լարումից առաջին անգամ փորձնական ճանապարհով հայտնաբերել է գերմանացի ֆիզիկոս Գեորգ Օհմը, ուստի այն կրում է Օհմի օրենք անվանումը:

145-րդ նկարում պատկերված շղթայի տեղամասի  $a$  և  $b$  ծայրերին կիրառենք որոշակի հաստատուն լարում և վոլտաչափով ու ամպերաչափով չափենք լարման և հոսանքի ուժի արժեքները: Այնուհետև, փոփոխելով լարման արժեքը և ամեն անգամ չափելով հոսանքի ուժը, կհամոզվենք, որ քանի անգամ մեծացնում ենք լարումը, նույնքան անգամ մեծանում է հոսանքի ուժը: Այսինքն՝ **հոսանքի ուժը շղթայի տեղամասում ուղիղ համեմատական է նրա ծայրերին կիրառված լարմանը**: Սա էլ հենց Օհմի օրենքն է շղթայի տեղամասի համար:



Նկ. 145. Շղթայի տեղամաս

Եթե հոսանքի ուժը նշանակենք  $I$ -ով, լարումը՝  $U$ -ով, իսկ համեմատականության գործակիցը՝  $G$ -ով, ապա կարող ենք գրել՝

$$I = GU: \tag{8.5}$$

Եթե երկու հաղորդիչներից մեկի համար  $G$  համեմատականության գործակիցն ունի ավելի մեծ արժեք, ապա միևնույն լարման դեպքում այդ հաղորդչով ավելի մեծ հոսանք է անցնում, այսինքն՝ այդ հաղորդիչն էլեկտրական հոսանք հաղորդելու ավելի մեծ ունակություն ունի: Ահա թե ինչու  $G$  համեմատականության գործակիցն անվանում են հաղորդունակություն: Որքան մեծ է հաղորդունակությունը, այնքան ավելի թույլ է հաղորդչի հակազդեցությունը հոսանքին, ուստի՝ դրա հակադարձ մեծությունն անվանում են հաղորդչի **դիմադրություն**:

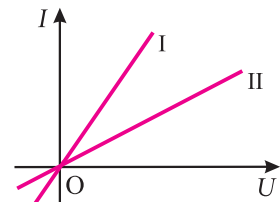
Եթե դիմադրությունը նշանակենք  $R$  տառով և հաշվի առնենք, որ  $G = 1/R$ , ապա Օհմի օրենքը շղթայի տեղամասի համար կարող ենք գրել հետևյալ կերպ՝

$$I = \frac{U}{R}: \tag{8.6}$$

(8.6) բանաձևից հետևում է, որ միևնույն լարման դեպքում հոսանքի ուժն ավելի մեծ է այն հաղորդչում, որի դիմադրությունն ավելի փոքր է:

Հաղորդչում հոսանքի ուժի կախումը լարումից պատկերող գրաֆիկը կոչվում է հաղորդչի **վոլտ-ամպերային բնութագիծ** (կրճատ՝ ՎԱԲ): Համաձայն Օհմի օրենքի՝ մետաղե հաղորդիչների վոլտ-ամպերային բնութագիծն ուղիղ գիծ է, որն անցնում է կոորդինատների սկզբնակետով:

146-րդ նկարում պատկերված են երկու տարբեր դիմադրություններ ունեցող մետաղե հաղորդիչների վոլտ-ամպերային բնութագծերը: Գրաֆիկներից հետևում է, որ լարման նույն արժեքի դեպքում հոսանքի ուժն  $I$  հաղորդչում ավելի մեծ է, քան  $II$ -ում: Դա նշանակում է, որ առաջին հաղորդչի դիմադրությունն ավելի փոքր է, քան երկրորդինը՝  $R_1 < R_2$ :



Նկ. 146. Օհմի օրենքի գրաֆիկը (ՎԱԲ) մետաղե հաղորդչի համար

**Դիմադրություն:** Դիմադրությունը հաղորդչի էլեկտրական հատկությունները բնութագրող հիմնական մեծություններից է: Այն հաղորդչի՝ ազատ լիքքակիրների ուղղորդված շարժմանը խոչընդոտելու հատկության քանակական չափն է:

Միավորների ՄՀ-ում դիմադրության միավորը 1 օհմ-ն է (կրճատ՝Օհմ)՝ ի պատիվ Գեորգ Օհմի: Այն սահմանվում է ըստ Օհմի օրենքի՝  $[R] = [U]/[I] = 1 \text{ Վ}/1 \text{ Ա} = 1 \text{ Օհմ}$ :



**Օհմ Գեորգ Սիմոն**  
1787-1854

Գերմանացի ֆիզիկոս, փորձնականորեն սահմանել է էլեկտրական շղթայի հիմնական օրենքը և փեսականորեն հիմնավորել: Բացահայտել է դիմադրության կախման բնույթը հաղորդչի երկարությունից և լայնական հատույթի մակերեսից:

**1 Օհմ-ն այն հաղորդչի դիմադրությունն է, որի ծայրերին 1 Վ լարում կիրառելիս նրա միջով անցնող հոսանքի ուժը 1 Ա է.  $1 \text{ Օհմ} = 1 \text{ Վ}/\text{Ա}$ :**

Դիմադրությունը կախված է հաղորդչի չափերից, այն նյութի տեսակից, որից պատրաստված է հաղորդիչը, և ջերմաստիճանից:

Հաղորդչի դիմադրությունը կարելի է որոշել Օհմի օրենքից բխող  $R = U/I$  բանաձևով՝ չափելով հաղորդչի ծայրերին կիրառված  $U$  լարումը և նրա միջով անցնող  $I$  հոսանքի ուժը: Այս եղանակով որոշելով տարբեր երկարություն և լայնական հատույթի տարբեր մակերես ունեցող համասեռ հաղորդիչների դիմադրությունները, կարելի է համոզվել, որ դիմադրությունն ուղիղ համեմատական է հաղորդչի /երկարությանը և հակադարձ համեմատական է նրա լայնական հատույթի  $S$  մակերեսին, այսինքն՝

$$R = \rho \frac{l}{S} \tag{8.7}$$

$\rho$  համեմատականության գործակիցը կախված է հաղորդչի նյութի տեսակից, վիճակից և ջերմաստիճանից: Այն կոչվում է **տեսակարար դիմադրություն**: Տեսակարար դիմադրության միավորը ՄՀ-ում 1 Օհմ-ն է: (8.7) բանաձևից հետևում է, որ տվյալ նյութի տեսակարար դիմադրությունը թվապես հավասար է այդ նյութից պատրաստված 1 մ երկարությամբ և 1 մ<sup>2</sup> մակերեսով լայնական հատույթ ունեցող համասեռ հաղորդչի դիմադրությանը, երբ հոսանքի ուղղությունը համընկնում է հաղորդչի լայնական հատույթի նորմալի ուղղության հետ:

Փորձով որևէ նյութի տեսակարար դիմադրությունը որոշելու համար պարտադիր չէ անալալման վերցնել 1 մ երկարությամբ և 1 մ<sup>2</sup> լայնական հատույթի մակերեսով հաղորդիչ: Կարելի է վերցնել որոշակի երկարությամբ և լայնական հատույթի մակերեսով գլանաձև հաղորդիչ, չափել նրա դիմադրությունը և  $\rho = RS/I$  բանաձևով հաշվել տեսակարար դիմադրությունը:

**Հարցեր և առաջադրանքներ**

- Ձևակերպեք Օհմի օրենքը շղթայի փեղամասի համար:
- Միևնույն լարման դեպքում երկու հաղորդիչներից որի՞ մեջ է հոսանքի ուժն ավելի մեծ:
- Ի՞նչ պետք ունի մեքուղե հաղորդչի վոլտ-ամպերային բնութագիծը:
- Ի՞նչ մեծություններից է կախված հաղորդչի դիմադրությունը:
- Ո՞ր մեծությունն են անվանում փեսակարար դիմադրություն:
- Ի՞նչ միավորով է արտահայտվում փեսակարար դիմադրությունը միավորների ՄՀ-ում:
- Օհմի օրենքի համաձայն՝ մեքուղե հաղորդչի դիմադրությունը՝  $R = U/I$ : Դա նշանակու՞մ է արդյոք, որ դիմադրությունը կախված է հոսանքի ուժից ու լարումից:

## § 70. ԼԱՔՈՐԱՏՈՐ ԱՃԽԱՏԱՆԵ 4

### Հաղորդչի տեսակարար դիմադրության որոշումը

**Աշխատանքի նպատակը.** փորձով որոշել մետաղալարի տեսակարար դիմադրությունը:

**Չափամիջոցներ.** ամպերաչափ ( $0 \div 2$  Ա սանդղակով և  $0,1$  Ա բաժանման արժեքով), վոլտաչափ ( $0 \div 6$  Վ սանդղակով,  $0,2$  Վ բաժանման արժեքով և  $R = 900$  Օմ ներքին դիմադրությամբ), չափերիզ ( $150$  սմ երկարությամբ), միկրոմետր ( $25$  մմ չափման սահմանով և  $0,01$  մմ բաժանման արժեքով) կամ ձողակարկին ( $150$  մմ չափման սահմանով և  $0,1$  մմ բաժանման արժեքով):

**Նյութեր և սարքեր.** հոսանքի աղբյուր (կուտակիչ կամ գրպանի լապտերի մարտկոց), միքրոմի կամ մեծ տեսակարար դիմադրություն ունեցող այլ նյութի մետաղալար՝  $65 \div 70$  սմ երկարությամբ,  $0,5$  մմ տրամագծով և մետաղե ծայրապանակներով, անջատիչ, միացնող հաղորդալարեր:

#### Փորձի կատարման ընթացքը

1. Չափեք միքրոմի հաղորդալարի / երկարությունը և  $d$  տրամագիծը: Լարի տրամագծի չափումն ավելի ճշգրիտ դարձնելու նպատակով կարելի է գլանի վրա կիպ փաթաթված լարի մի քանի գալարների լայնությունը բաժանել գալարների թվին:
2. Հավաքեք շղթա՝ հաջորդաբար միացնելով հոսանքի աղբյուրը, մետաղալարը, ամպերաչափը և անջատիչը: Մետաղալարին զուգահեռ միացրեք վոլտաչափը:
3. Չափեք մետաղալարի վրա կիրառված  $U$  լարումը և նրա մեջ / հոսանքի ուժը:
4. Մետաղալարի տեսակարար դիմադրությունը որոշեք հետևյալ բանաձևով՝

$$\rho = \frac{RS}{l} = \frac{\pi R d^2}{4l} = \frac{\pi U d^2}{4I l}$$

## § 71. ԴԻՄԱԴՐՈՒԹՅԱՆ ԿԱՒՈՒՄԸ ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԻՑ

Եթե մետաղե հաղորդչի ծայրերին կիրառենք հաստատուն լարում և այն տաքացնենք, ապա կարգվի, որ տաքացմանը զուգընթաց հոսանքի ուժը նրա մեջ աստիճանաբար նվազում է: Դա նշանակում է, որ ջերմաստիճանը բարձրացնելիս մետաղե հաղորդչի դիմադրությունն աճում է: Էլեկտրոլիտներում և կիսահաղորդիչներում դիտվում է հակառակ երևույթը. ջերմաստիճանը բարձրացնելիս դիմադրությունը նվազում է: Հաղորդչի դիմադրության կախումը ջերմաստիճանից դիտվում է բոլոր հաղորդիչներում, սակայն, կախված նյութի տեսակից և վիճակից, այն տարբեր բնույթ ունի:

Եթե հաղորդչի դիմադրությունը  $0^\circ\text{C}$  ջերմաստիճանում նշանակենք  $R_0$ -ով, իսկ  $t^\circ\text{C}$  ջերմաստիճանում՝  $R$ -ով, ապա դիմադրության հարաբերական փոփոխությունը  $0^\circ\text{C}$ -ից մինչև  $t^\circ\text{C}$  տաքացնելիս կլինի  $(R - R_0)/R_0$ :



Փորձը ցույց է տալիս, որ մետաղե հաղորդիչների դիմադրության հարաբերական փոփոխությունը սենյակայինին մոտ և ավելի բարձր ջերմաստիճաններում ուղիղ համեմատական է ջերմաստիճանի փոփոխությանը, այսինքն՝

$$\frac{R - R_0}{R_0} = \alpha t: \quad (8.8)$$

Համեմատականության  $\alpha$  գործակիցը կոչվում է **դիմադրության ջերմաստիճանային գործակից**: Այն թվապես հավասար է հաղորդիչը  $1^\circ\text{C}$ -ով տաքացնելիս դիմադրության հարաբերական փոփոխությանը: (8.8) բանաձևից երևում է, որ  $\alpha$ -ն արտահայտվում է  $^\circ\text{C}^{-1}$  միավորով: Տարբեր մետաղների և համաձուլվածքների համար այն ընդունում է տարբեր արժեքներ, սակայն մաքուր մետաղների համար  $\alpha = (1/273)^\circ\text{C}^{-1}$ : (8.8) առնչությունը հարմար է ներկայացնել հետևյալ կերպ՝

$$R = R_0(1 + \alpha t): \quad (8.9)$$

Եթե հայտնի է հաղորդչի  $R_0$  դիմադրությունը  $0^\circ\text{C}$ -ում և հաղորդչի նյութի դիմադրության ջերմաստիճանային  $\alpha$  գործակիցը, ապա (8.9) բանաձևի օգնությամբ կարելի է հաշվել հաղորդչի  $R$  դիմադրությունը  $t$  ջերմաստիճանում: Կարելի է լուծել նաև հակադարձ խնդիրը՝ գտնել հաղորդչի ջերմաստիճանը, եթե հայտնի են  $\alpha$ ,  $R_0$  և  $R$  մեծությունները կամ, ընդհանուր դեպքում,  $R(t)$  կախումը, որը հատկապես ցածր ջերմաստիճաններում կարող է էապես տարբերվել (8.9) գծային կախումից:  $R(t)$  դիմադրությունը կարելի է հաշվել Օհմի օրենքի օգնությամբ՝ չափելով հոսանքի ուժը և լարումը ( $R = U/I$ ): Այս սկզբունքով աշխատող ջերմաչափներն օգտագործում են շատ բարձր և շատ ցածր ջերմաստիճաններ չափելու համար, երբ հեղուկային ջերմաչափները կիրառելի չեն:

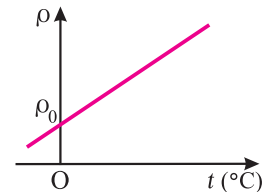
Ջերմաստիճանը փոփոխելիս հաղորդչի չափերի փոփոխությունները կարելի է անտեսել և համարել, որ

$$R_0 = \rho_0 \frac{l}{S}, \quad R = \rho \frac{l}{S}:$$

Այս արտահայտությունները տեղադրելով (8.9) բանաձևի մեջ՝ կստանանք՝

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha t),$$

այսինքն՝ մետաղե հաղորդչի տեսակարար դիմադրությունը սենյակայինին մոտ և ավելի բարձր ջերմաստիճաններում, ջերմաստիճանից կախված, աճում է գծային օրենքով (նկ. 147):

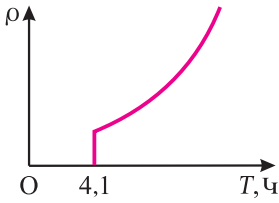


**Նկ. 147.** Մետաղի տեսակարար դիմադրության ջերմաստիճանային կախման գրաֆիկը

## § 72. ԳԵՐՆԱԴՈՐՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

Ջերմաստիճանն իջնելիս մետաղե հաղորդչի դիմադրությունը փոքրանում է: Տարբեր մետաղների տեսակարար դիմադրության չափումների համաձայն՝ ջերմաստիճանը բացարձակ զրոյի ձգտելիս ( $T \rightarrow 0^\circ\text{K}$ ) մետաղե հաղորդչի դիմադրությունը նվազում է գծայինից տարբեր օրենքով՝ ձգտելով որոշակի փոքր, վերջավոր արժեքի: Սակայն 1911 թ. հոլանդացի ֆիզիկոս Հեյկե Կամերլինգ-Օնեսը հայտ-





**Նկ. 148.** Մնդիկի ստեակարար դիմադրության ջերմաստիճանային կախման գրաֆիկը

նաբերել է, որ որոշ մետաղների դիմադրությունը փոխվում է այլ ձևով: Օրինակ՝ սառեցնելիս սնդիկի դիմադրությունը սկզբում աստիճանաբար փոքրանում է, իսկ հետո՝  $T=4,1$  Կ ջերմաստիճանում կտրուկ, թռիչքաձև դառնում է զրո (նկ.148): Այս երևույթն անվանվեց **գերհաղորդականություն**:

Ավելի ուշ հայտնաբերվեցին մի շարք այլ գերհաղորդիչ նյութեր: Դրանցից յուրաքանչյուրի համար գոյություն ունի որոշակի  $T_c$  **կրիտիկական ջերմաստիճան**, որից ցածր ջերմաստիճաններում հաղորդիչը գերհաղորդիչ վիճակում է, այսինքն՝ նրա դիմադրությունը զրո է: Եթե գերհաղորդիչ վիճակում օղակում ստեղծվի հոսանք, ապա այն գործնականում կպահպանվի անվերջ երկար ժամանակ, քանի որ դիմադրության բացակայության հետևանքով ջերմային կորուստներ չկան: Այս հիանալի հատկությունների շնորհիվ գերհաղորդիչները մեծ կիրառություններ ունեն տեխնիկայում: Սակայն դրանց ոլորտը դեռևս սահմանափակ է, քանի որ գերհաղորդիչ վիճակ սովորաբար դիտվում է շատ ցածր ջերմաստիճաններում (մոտավորապես 25 Կ-ից ցածր):

1986 թվականին շվեյցարացի գիտնականներ Իոհաննես Բեդնորցը և Կառլ Մյուլերը հայտնագործել են **բարձրջերմաստիճանային գերհաղորդականությունը**, որի համար 1987 թ. արժանացել են Նոբելյան մրցանակի: Հաջողվել է ստանալ նյութեր (լանթանի, բարիումի և այլ տարրերի բարդ օքսիդային միացություններ), որոնք գերհաղորդիչ վիճակի են անցնում բավականաչափ բարձր՝ մոտ 100 Կ ( $-173$  °C) ջերմաստիճաններում: Այդ ուղղությամբ տարվող հետազոտությունները շարունակվում են: Ներկայումս սինթեզվել են նյութեր, որոնք գերհաղորդիչ վիճակի են անցնում 162 Կ ( $-111$  °C) ջերմաստիճանում:

Եթե հաջողվի ստանալ սենյակային ջերմաստիճանում գերհաղորդիչ վիճակի անցնող նյութեր, ապա հեղաշրջում կկատարվի էլեկտրատեխնիկայում, ռադիոտեխնիկայում, հաշվիչ տեխնիկայում: Կատեղծվեն համեմատաբար փոքր չափերով անկորուստ էլեկտրաշարժիչներ, գեներատորներ, հնարավոր կդառնա էլեկտրաէներգիայի անկորուստ հաղորդումը մեծ հեռավորություններում: Գերհաղորդիչները լայն կիրառություններ կգտնեն մաս գիտության ու տեխնիկայի բազում այլ բնագավառներում:



### Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Ինչպե՞ս է փոխվում մետաղե հաղորդիչի դիմադրությունը ջերմաստիճանը բարձրացնելիս:
2. Ի՞նչ ֆիզիկական իմաստ ունի նյութի դիմադրության ջերմաստիճանային գործակիցը:
3. Որքա՞ն է մաքուր մետաղների դիմադրության ջերմաստիճանային գործակիցը:
4. Ո՞րն է գերհաղորդականության երևույթի էությունը:
5. Ո՞ր ջերմաստիճանն են անվանում գերհաղորդիչ կրիտիկական ջերմաստիճան:
6. Ի՞նչ կիրառություններ կարող է ունենալ բարձրջերմաստիճանային գերհաղորդականության երևույթը:

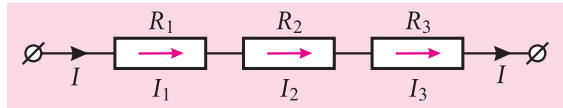
## §73. ՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐԻ ՀԱՋՈՐԴԱԿԱՆ ԵՎ ՉՈՒԳԱՆԵՐ ՄԻԱՑՈՒՄՆԵՐ

Հոսանքի աղբյուրից սպառիչներին էլեկտրաէներգիա հաղորդելու համար կազմում են տարբեր բարդության էլեկտրական շղթաներ: Էլեկտրական շղթան կազմված է հոսանքի աղբյուրից, էլեկտրաէներգիայի սպառիչներից, միացնող հաղորդալարերից, ինչպես նաև շղթայի տարբեր տեղամասերում միացված չափիչ սարքերից (ամպերաչափ, վոլտաչափ և այլն):

Շղթայում հաղորդիչները միմյանց հետ կարող են միացվել տարբեր եղանակներով: Հաղորդիչների միացման ամենապարզ և ամենատարածված տեսակները հաջորդական և գուգահեռ միացումներն են:

### Հաղորդիչների հաջորդական միացում:

Հաջորդական միացման դեպքում հաղորդիչները միացվում են հերթով՝ մեկը մյուսի հետևից: Այդ դեպքում շղթայի տեղամասը ճյուղավորումներ չունի: 149-րդ նկարում պատկերված է  $R_1$ ,  $R_2$  և  $R_3$  դիմադրություններով երեք հաղորդիչների հաջորդական միացումը:



Նկ. 149. Հաղորդիչների հաջորդական միացում

Քանի որ հաղորդիչներում լիցք չի կուտակվում, ապա հաջորդաբար միացված հաղորդիչների լայնական հատույթներով միավոր ժամանակում անցնում է միևնույն լիցքը: Հետևաբար՝ **հաջորդական միացման դեպքում բոլոր հաղորդիչներում հոսանքի ուժը նույնն է.**

$$I_1 = I_2 = \dots = I_n: \quad (8.10)$$

Ասվածը կարելի է նաև հաստատել փորձով՝ չափելով հոսանքի ուժը յուրաքանչյուր հաղորդչում:

Հաջորդաբար միացված  $n$  հաղորդիչների տեղամասով  $q$  լիցքի տեղափոխման աշխատանքը հավասար է առանձին հաղորդիչներով այդ լիցքի տեղափոխման աշխատանքների գումարին՝  $A = A_1 + A_2 + \dots + A_n$ : Այս հավասարման բոլոր անդամները բաժանելով  $q$  լիցքին և օգտվելով (7.39) բանաձևից, կստանանք՝

$$U = U_1 + U_2 + \dots + U_n: \quad (8.11)$$

Այսպիսով՝ **հաղորդիչների հաջորդական միացման դեպքում ամբողջ տեղամասի լարումը հավասար է առանձին հաղորդիչների լարումների գումարին:**

(8.11) հավասարման բոլոր անդամները բաժանելով / հոսանքի ուժին և հաշվի առնելով (8.10) հավասարումները՝ կստանանք՝

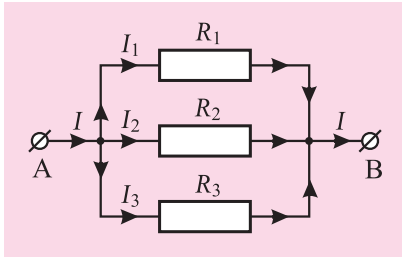
$$R = R_1 + R_2 + \dots + R_n: \quad (8.12)$$

Հաղորդիչների հաջորդական միացման դեպքում ամբողջ տեղամասի դիմադրությունը հավասար է առանձին հաղորդիչների դիմադրությունների գումարին: Մասնավորապես, եթե հաջորդաբար միացված բոլոր  $n$  հաղորդիչներն ունեն միևնույն  $R_0$  դիմադրությունը, ապա տեղամասի դիմադրությունը՝  $R = nR_0$ :

Հաջորդաբար միացված երկու հաղորդիչներում հոսանքի ուժերի հավասարությունից հետևում է, որ  $U_1 / R_1 = U_2 / R_2$ , կամ

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{R_1}{R_2}, \quad (8.13)$$

այսինքն՝ հաջորդաբար միացված տեղամասերում լարումներն ուղիղ համեմատական են այդ տեղամասերի դիմադրություններին:



Նկ. 150. Հաղորդիչների զուգահեռ միացման սխեման

հանգույց մտած լիքքը հավասար է հանգույցից դուրս եկած լիքքերի գումարին: Հետևաբար՝ զուգահեռ միացման դեպքում հոսանքի ուժը շղթայի չճյուղավորված մասում հավասար է առանձին ճյուղերով անցնող հոսանքի ուժերի գումարին՝

$$I = I_1 + I_2 + \dots + I_n: \quad (8.14)$$

Քանի որ զուգահեռ միացման դեպքում բոլոր հաղորդիչները միացվում են միևնույն գույգ կետերին, ապա լարումը նրանց ծայրերում նույնն է՝

$$U = U_1 = U_2 = \dots = U_n: \quad (8.15)$$

(8.14) հավասարման մեջ տեղադրելով  $I = U/R$ ,  $I_1 = U_1/R_1$ , ...,  $I_n = U_n/R_n$  արտահայտությունները և նկատի ունենալով (8.15) հավասարումները՝ կստանանք՝

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \dots + \frac{1}{R_n}: \quad (8.16)$$

**Չուգահեռաբար միացված հաղորդիչների լրիվ դիմադրության հակադարձ մեծությունը հավասար է առանձին հաղորդիչների դիմադրությունների հակադարձ մեծությունների գումարին:**

Մասնավորապես, զուգահեռաբար միացված երկու հաղորդիչների ընդհանուր դիմադրության համար (8.16) հավասարումից ստանում ենք՝

$$R = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2},$$

որի համաձայն՝ ընդհանուր դիմադրությունը փոքր է յուրաքանչյուր հաղորդչի դիմադրությունից:

Եթե զուգահեռաբար միացված  $n$  հաղորդիչներն ունեն միևնույն  $R_0$  դիմադրությունը, ապա (8.16) բանաձևից հետևում է, որ ընդհանուր դիմադրությունը՝  $R = R_0/n$ :

Չուգահեռաբար միացված երկու հաղորդիչների լարումների հավասարությունից հետևում է, որ  $I_1 R_1 = I_2 R_2$  կամ

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{R_2}{R_1}, \quad (8.17)$$

**Հաղորդիչների զուգահեռ միացում:** Չուգահեռ միացման դեպքում հաղորդիչների մեկական ծայրերը միացվում են մի կետում, իսկ մյուս ծայրերը՝ մեկ այլ կետում: Այդ կետերը կոչվում են շղթայի **հանգույցներ**: 150-րդ նկարում պատկերված է  $R_1$ ,  $R_2$  և  $R_3$  դիմադրություններով երեք հաղորդիչների զուգահեռ միացումը:

Քանի որ հանգույցներում լիքքը չի կուտակվում, ապա միավոր ժամանակում շղթայի

**այսինքն՝ զուգահեռաբար միացված տեղամասերում հոսանքի ուժերը հակադարձ համեմատական են այդ տեղամասերի դիմադրություններին:**

**Խորացված**

Հաղորդիչների հաջորդական և զուգահեռ միացումների հետ գործնականում ավելի հաճախ հանդիպում են հաղորդիչների խառը միացումներով շղթաներ, որոնց մեջ միաժամանակ առկա են ինչպես հաջորդական, այնպես էլ զուգահեռ միացումներ: Նման շղթաների ընդհանուր դիմադրությունը հաշվարկելու համար պետք է կարողանալ առանձնացնել այն դիմադրությունները, որոնք իրար միացած են հաջորդաբար կամ զուգահեռաբար:

Միշտ չէ, որ շղթան բաղկացած է հաջորդական և զուգահեռ միացումներից: Այդպիսի շղթայի օրինակ պատկերված է 151-րդ նկարում: Այս շղթայում չկան ո՛չ հաջորդական և ո՛չ էլ զուգահեռ միացումներ: Առաջին հայացքից պարզ չէ, թե ինչպես կարելի է հաշվել շղթայի ընդհանուր դիմադրությունը: Նման դեպքերում շատ հաճախ խնդրի լուծմանն օգնում է շղթայի համաչափությունը: 151-րդ նկարում պատկերված շղթան համաչափ է  $ac$  առանցքի նկատմամբ, որից հետևում է, որ  $ab$  և  $ad$  ճյուղերում հոսանքի ուժերը, հետևաբար և այդ տեղամասերում լարումները պետք է նույնը լինեն՝

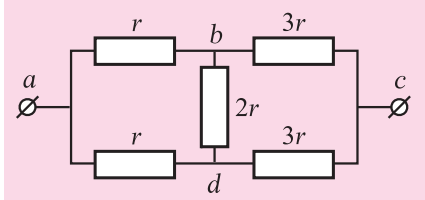
$$\varphi_a - \varphi_b = \varphi_a - \varphi_d \text{ որտեղից՝ } \varphi_b = \varphi_d:$$

Ստացանք, որ  $b$  և  $d$  կետերի պոտենցիալները նույն են: Քանի որ միևնույն պոտենցիալն ունեցող կետերի միջև հոսանք չի հոսում, ապա դրանք կարելի է անջատել կամ միացնել միմյանց՝ առանց խախտելու հոսանքների բաշխումը շղթայի մնացած տեղամասերում: Անջատելով  $b$  և  $d$  կետերը՝ կստանանք համարժեք պարզ շղթա (նկ.152), որի ընդհանուր  $R$  դիմադրության հաշվարկը դժվարություն չի ներկայացնում՝

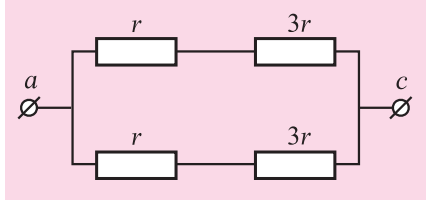
$$R = \frac{r + 3r}{2} = 2r:$$

Քննարկենք ևս մեկ օրինակ: 153,ա նկարում պատկերված միատեսակ հաղորդալարերից պատրաստված խորանարդի յուրաքանչյուր կողմի դիմադրությունն  $r$  է: Անհրաժեշտ է գտնել խորանարդի դիմադրությունը  $A$  և  $G$  կետերի միջև: Շղթայի համաչափությունից հետևում է, որ  $E$ ,  $B$  և  $D$  կետերի պոտենցիալները նույնն են: Համապոտենցիալ են նաև  $F$ ,  $H$ ,  $C$  կետերը: Միացնելով համապոտենցիալ կետերը՝ կստանանք տրվածին համարժեք նոր շղթա (նկ. 153,բ), որի դիմադրությունը՝

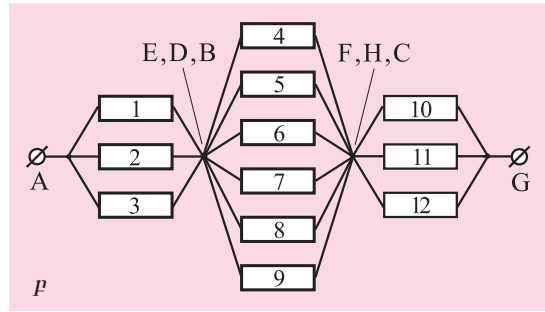
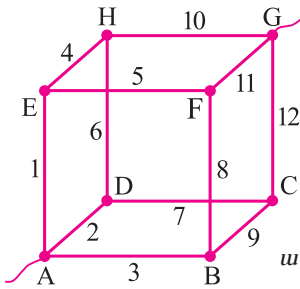
$$R_{AG} = \frac{r}{3} + \frac{r}{6} + \frac{r}{3} = \frac{5r}{6}:$$



**Նկ. 151.** Դիմադրությունների խառը միացումով շղթա

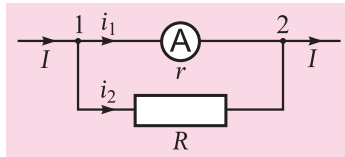


**Նկ. 152.** 151-րդ նկարում պատկերված խառը միացման համարժեք սխեման



Նկ.153. ա. Դիմադրությունների խորանարդ, բ. համարժեք սխեման

**Չուգահոսագիծ (շունտ):** Հաղորդիչների զուգահեռ միացման կարևոր գործնական կիրառություններից է զուգահոսագիծը: Դիցուք՝ ունենք  $r$  ներքին դիմադրությամբ ամպերաչափ, որով կարելի է չափել առավելագույնը  $I_1$  հոսանքի ուժ: Հնարավոր է արդյոք այս ամպերաչափով չափել  $n$  անգամ մեծ հոսանք: Հասկանալի է, որ ամպերաչափով անցնող հոսանքի ուժը չպետք է գերազանցի  $I_1$ -ը: Ուստի՝ հոսանքի մնացած մասը պետք է «շրջանցի» ամպերաչափը:



Նկ.154. Չուգահոսագծի միացումն ամպերաչափին

Դրա համար ամպերաչափին զուգահեռաբար միացնում են զուգահոսագիծ: Որոշենք զուգահոսագծի  $R$  դիմադրությունը (նկ. 154):

(1) կետում հոսանքը ճյուղավորվում է, ուստի՝

$$I = i_1 + i_2: \quad (8.18)$$

Չուգահեռաբար միացված տեղամասերում հոսանքի ուժերը հակադարձ համեմատական են տեղամասերի դիմադրություններին՝

$$\frac{i_2}{i_1} = \frac{r}{R} \quad \text{կամ} \quad \frac{i_1 + i_2}{i_1} = \frac{I}{i_1} = \frac{R+r}{R}: \quad (8.19)$$

$I_1$ -ը չի կարող գերազանցել  $I_1$ -ը, իսկ եթե  $I$  հոսանքի ուժն  $n$  անգամ գերազանցում է  $I_1$ -ը՝  $I = nI_1$ , ապա (8.18) և (8.19) արտահայտություններից կստանանք՝

$$\frac{nI_1}{I_1} = n = \frac{R+r}{R} \quad \text{կամ} \quad R = \frac{r}{n-1}: \quad (8.20)$$

Այսինքն՝ զուգահոսագծի դիմադրությունը պետք է լինի  $(n-1)$  անգամ ավելի փոքր, քան ամպերաչափի ներքին դիմադրությունը:



### Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Հաղորդիչների  $n$  ո՞ր միացումն է կոչվում հաջորդական: 2. Հաղորդիչների  $n$  ո՞ր միացումն է կոչվում զուգահեռ: 3. Ո՞ր մեծության արժեքն է միևնույնը շղթայում հաջորդաբար միացված բոլոր հաղորդիչների համար: 4. Ո՞ր մեծության արժեքն է միևնույնը շղթայում զուգահեռաբար միացված բոլոր հաղորդիչների համար: 5. Ի՞նչ բանաձևով են հաշվում հաջորդաբար միացված  $n$  հաղորդիչների ընդհանուր դիմադրությունը: 6. Ի՞նչ բանաձևով են հաշվում զուգահեռաբար միացված  $n$  հաղորդիչների ընդհանուր դիմադրությունը: 7. Որքա՞ն է  $R_0$  դիմադրությամբ հաջորդաբար միացված  $n$  հաղորդիչների ընդհանուր

դիմադրությունը: **8.** Որքա՞ն է  $R_0$  դիմադրությամբ զուգահեռաբար միացված  $n$  հաղորդիչների ընդհանուր դիմադրությունը: **9.** Ինչո՞ւ են բնակարանում բոլոր լամպերը միացվում զուգահեռաբար: **10.** Ապացույցե՞ք, որ երկու զուգահեռաբար միացված հաղորդիչների ընդհանուր դիմադրությունը փոքր է յուրաքանչյուր հաղորդիչի դիմադրությունից: **11.** Ո՞րն զուգահիսագծի դերը:

## §74. ԼԱԲՈՐԱՏՈՐ ԱՃԽԱՏԱՆՔ 5

### Հաղորդիչների հաջորդական և զուգահեռ միացումների ուսումնասիրումը

**Աշխատանքի նպատակը.** հաղորդիչների հաջորդական և զուգահեռ միացումների դեպքերում փորձով գտնել առնչություններ դիմադրությունների, լարումների և հոսանքի ուժերի միջև:

**Չափամիջոցներ.** ամպերաչափ ( $0 \div 2$  Ա սանդղակով և  $0,1$  Ա բաժանման արժեքով), վոլտաչափ ( $0 \div 6$  Վ սանդղակով,  $0,2$  Վ բաժանման արժեքով և  $R = 900$  Օմ ներքին դիմադրությամբ):

**Նյութեր և սարքեր.** հաստատուն հոսանքի աղբյուր, երկու դիմադրություն, ռետստատ, միացնող հաղորդալարեր:

#### Փորձի կատարման ընթացքը

1. Հավաքեք շղթա՝ դիմադրությունները հաջորդաբար միացնելով միմյանց:
2. Չափեք լարումներն առանձին դիմադրությունների վրա ( $U_1$  և  $U_2$ ) և դիմադրությունների համակարգի ծայրերին ( $U$ ):
3. Համոզվեք, որ հոսանքի ուժն ամբողջ շղթայում նույնն է: Գրանցեք հոսանքի ուժի արժեքը:
4. Հաշվեք  $R = U/I$ ,  $R_1 = U_1/I$ ,  $R_2 = U_2/I$  արժեքները:
5. Ստուգեք հետևյալ առնչությունները՝  

$$U = U_1 + U_2, \quad R = R_1 + R_2 :$$
6. Հավաքեք շղթա՝ դիմադրությունները զուգահեռաբար միացնելով միմյանց:
7. Չափեք հոսանքի ուժը շղթայի ճյուղավորված մասում ( $I$ ) և շղթայի երկու առանձին ճյուղերում ( $I_1$  և  $I_2$ ):
8. Հաշվեք  $R = U/I$ ,  $R_1 = U/I_1$ ,  $R_2 = U/I_2$  արժեքները:
9. Ստուգեք հետևյալ առնչությունները՝

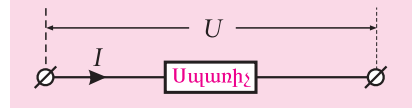
$$I = I_1 + I_2, \quad \frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} :$$

## §75. ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՀՈՍԱՆՔԻ ԱՃԽԱՏԱՆՔՆ ՈՒ ՀՂՈՐՈՒԹՅՈՒՆԸ: ԶՈՒԼ-ԼԵՆՑԻ ՕՐԵՆՔԸ

Հաղորդչով էլեկտրական հոսանք անցնելիս էլեկտրական դաշտը կատարում է աշխատանք՝ ազատ լիցքակիրներին կարգավորված շարժում, հետևաբար՝ նաև կինետիկ էներգիա հաղորդելով: Էլեկտրական դաշտի կատարած այդ աշխատանքն ընդունված է անվանել **հոսանքի աշխատանք**: Հոսանքի աշխատանքի շնորհիվ էլեկտրաէներգիան փոխակերպվում է էներգիայի այլ տեսակների: Օրինակ՝ ջեռույիչ սարքերում էլեկտրաէներգիան փոխակերպվում է ջերմային

Էներգիայի, էլեկտրաշարժիչներում՝ մեխանիկական էներգիայի: Էլեկտրոլիզի ժամանակ էլեկտրաէներգիան փոխակերպվում է քիմիական էներգիայի: Էլեկտրաէներգիան կարող է փոխակերպվել նաև ձայնային, լուսային և այլ էներգիաների:

Դիտարկենք շղթայի որևէ տեղամաս (նկ. 155): Դա կարող է լինել շիկացման լամպ, էլեկտրաշարժիչի փաթույթ կամ մեկ այլ սպառիչ: Դիցուք՝ տեղամասում լարումն  $U$  է, սպառիչով անցնող հոսանքի ուժը՝  $I$ : Եթե  $\Delta t$  ժամանակում տեղամասով անցնում է  $\Delta q$  լիցք, ապա կատարված աշխատանքը՝



Նկ. 155. Շղթայի տեղամաս

$$A = \Delta q U: \quad (8.21)$$

Հոսանքի ուժի (8.1) բանաձևից՝  $\Delta q = I \Delta t$ , ուստի (8.21) արտահայտությունից կատանանք՝

$$A = I U \Delta t: \quad (8.22)$$

**Հաստատուն հոսանքի աշխատանքը շղթայի տեղամասում հավասար է հոսանքի ուժի, լարման և այն ժամանակամիջոցի արտադրյալին, որի ընթացքում կատարվել է այդ աշխատանքը:**

Աշխատանքի (8.22) բանաձևը հնարավորություն է տալիս հաշվելու շղթայի տեղամասում հոսանքի լրիվ աշխատանքը՝ անկախ այն բանից, թե էլեկտրաէներգիան էներգիայի ինչ տեսակների է փոխակերպվել: Այսպես՝ էլեկտրաշարժիչի աշխատանքի ժամանակ էլեկտրաէներգիայի մի մասը փոխակերպվում է ջերմային էներգիայի (շարժիչը տաքանում է), իսկ մնացած մասը՝ մեխանիկական էներգիայի: (8.22) բանաձևը հնարավորություն է տալիս հաշվելու էլեկտրաշարժիչում հոսանքի լրիվ աշխատանքը՝ առանց նշելու, թե դրա որ մասն է ծախսվել տաքացման և որ մասը՝ մեխանիկական աշխատանք կատարելու համար:

Եթե շղթայի տեղամասում մեխանիկական աշխատանք չի կատարվում, և հոսանքը, բացի ջերմային ազդեցությունից, չունի այլ ազդեցություններ, ապա, ըստ էներգիայի պահպանման օրենքի, հոսանքի լրիվ աշխատանքը հավասար է տեղամասում անջատված  $Q$  ջերմաքանակին՝

$$Q = I U \Delta t: \quad (8.23)$$

Օգտվելով շղթայի տեղամասի համար Օհմի օրենքից՝ (8.23) բանաձևը կարելի է ներկայացնել հետևյալ կերպ՝

$$Q = \frac{U^2}{R} \Delta t, \quad (8.24)$$

$$Q = I^2 R \Delta t: \quad (8.25)$$

(8.25) բանաձևն արտահայտում է Ջոուլ-Լենցի օրենքը, համաձայն որի՝ **հոսանքակիր հաղորդչում անջատված ջերմաքանակը հավասար է հոսանքի ուժի քառակուսու, հաղորդչի դիմադրության և հաղորդչով հոսանքն անցնելու ժամանակամիջոցի արտադրյալին:**

Ջոուլը և Լենցն այս օրենքն իրարից անկախ հայտնաբերել են փորձնական եղանակով: Մենք այն ստացանք էներգիայի պահպանման օրենքի վրա հիմնված դատողություններով:

Էլեկտրական շղթայում հոսանքի աշխատանք կատարելու արագությունը բնութագրող մեծությունն անվանում են **հոսանքի հզորություն**: Այն սովորաբար նշանակում են  $P$  տառով: Եթե  $\Delta t$  ժամանակում հոսանքի աշխատանքը  $A$  է, ապա՝

$$P = \frac{A}{\Delta t}: \tag{8.26}$$

Քանի որ հոսանքի աշխատանքն արտահայտվում է (8.22) բանաձևով, ապա (8.26) բանաձևից կստանանք՝

$$P = IU: \tag{8.27}$$

**Հաստատում հոսանքի հզորությունը շղթայի տվյալ տեղամասում հավասար է հոսանքի ուժի և լարման արտադրյալին:**

Օգտվելով շղթայի տեղամասի համար Օհմի օրենքից՝ (8.27) բանաձևը կարելի է ներկայացնել նաև հետևյալ կերպ՝

$$P = \frac{U^2}{R}, \tag{8.28}$$

$$P = I^2 R: \tag{8.29}$$

Ինչպես մեխանիկական հզորությունը, հոսանքի հզորությունը նույնպես արտահայտվում է վատտով: Հոսանքի հզորությունը չափում են հատուկ սարքով, որը կոչվում է վատտաչափ:



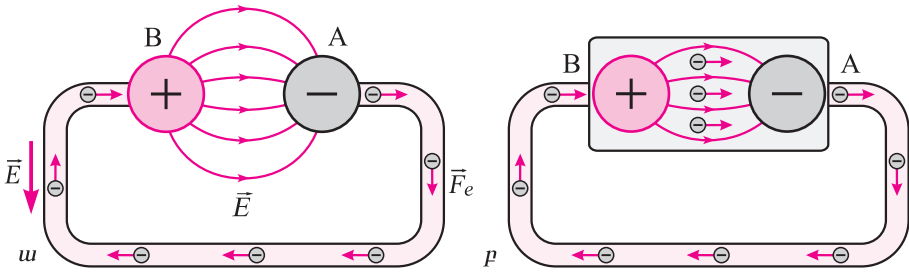
**Շարքեր և առաջադրանքներ**

1. Ի՞նչ բանաձևով է որոշվում հոսանքի աշխատանքը: 2. Ձևակերպեք Ջոուլ-Լենցի օրենքը: 3. Ո՞ր մեծությունն են անվանում հոսանքի հզորություն: 4. Ի՞նչ միավորով է արտահայտվում հոսանքի հզորությունը: 5. Էլեկտրասալիկն ունի պարույր և հոսանք մատուցող հաղորդալարեր: Դրանցից որի՞նք դիմադրությունն է մեծ: Ինչպե՞ս կփոխվի էլեկտրասալիկի հզորությունը, եթե նրա պարույրը կարճացվի: 6. Ինչպե՞ս կփոխվի էլեկտրասալիկի հզորությունը, եթե նրա պարույրը կարճացվի: 7. Ջուլ-Լենցի օրենքով, թե՞ հաջորդաբար պեղք է միացնել երկու եռոցները, որպեսզի ջուրն ավելի շուրջ եռա:

**§76. ԷԼԵԿՏՐՈՆԱԿԱՆ ՈՒՇ**

Երկու մետաղե գնդեր լիցքավորենք մոտույով հավասար տարանուն լիցքերով և հաղորդալարով միացնենք իրար (նկ. 156,ա): Գնդերի էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ բացասականապես լիցքավորված  $A$  գնդի հավելուրդային էլեկտրոնները հաղորդալարով կշարժվեն դեպի  $B$  գունդը և կչեզոքացնեն նրա դրական լիցքը: Կարճ ժամանակում գնդերի պոտենցիալները կհավասարվեն, և հոսանքը կընդհատվի: Հաղորդալարում երկարատև հոսանք պահպանելու համար անհրաժեշտ է միշտ համարել գնդերի լիցքերը: Դա կարելի է անել, օրինակ,  $B$  գնդից էլեկտրոնները մեկ այլ ճանապարհով անընդհատ տեղափոխելով դեպի  $A$  գունդ (նկ. 156,բ): Էլեկտրոնների նման տեղափոխությունն ինքնակամ տեղի ունենալ չի կարող, քանի որ այդ տեղամասում էլեկտրական դաշտը խանգարում է նրանց շարժմանը: Անհրաժեշտ են ոչ էլեկտրական ուժեր, որոնք այդ մասնիկները կարող են տեղափոխել էլեկտրական ուժերին հակառակ ուղղությամբ: Այդ ուժերը չեն





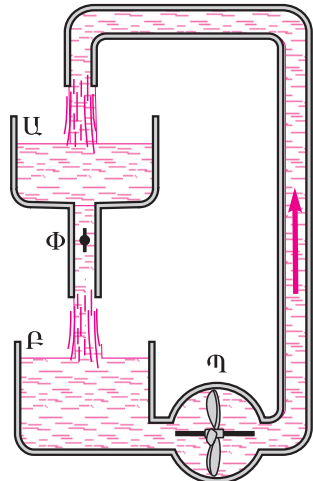
**Նկ. 156.** *ա.*  $\vec{E}$  էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ էլեկտրոններն  $A$  գնդից շարժվում են դեպի  $B$  գունդ, *բ.* էլեկտրոնների տեղափոխումը  $B$  կետից  $A$  կետ ոչ էլեկտրական ուժերի ազդեցությամբ:

կարող լինել էլեկտրաստատիկ բնույթի: Իրոք, էլեկտրաստատիկ դաշտը պոտենցիալային է, ուստի լիցքը փակ շղթայով տեղափոխելիս դաշտի կատարած աշխատանքը գրո է: Մինչդեռ էլեկտրական հոսանքի անցումն ուղեկցվում է էներգիայի անջատմամբ (հաղորդիչները տաքանում են):

**Լիցքավորված մասնիկներն ուղղորդված շարժման մեջ դնող, դրական և բացասական լիցքերն իրարից անջատող ոչ էլեկտրաստատիկ բնույթի ուժերը կոչվում են կողմնակի ուժեր:**

Այն սարքը, որտեղ կողմնակի ուժերն առաջացնում են լիցքերի բաժանում, կոչվում է **հոսանքի աղբյուր**: Կողմնակի ուժերի ազդեցությամբ հոսանքի աղբյուրի ներսում լիցքավորված մասնիկները շարժվում են կուլոնյան ուժերին հակառակ ուղղությամբ, որի հետևանքով աղբյուրի բևեռների միջև պահպանվում է պոտենցիալների տարբերություն: Շղթայի մնացած տեղամասերում լիցքավորված մասնիկները շարժվում են էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ: Կախված հոսանքի աղբյուրի տեսակից՝ կողմնակի ուժերը կարող են լինել տարբեր բնույթի: Օրինակ՝ էլեկտրական գեներատորում կողմնակի ուժը շարժվող հաղորդչում էլեկտրոնների վրա մագնիսական դաշտից ազդող ուժն է, հոսանքի քիմիական աղբյուրներում կողմնակի ուժերը քիմիական բնույթի են և այլն:

Փակ շղթայում անընդհատ հոսանք ստանալու համար կողմնակի ուժերի դերն ավելի լավ պատկերացնելու նպատակով դիմենք էլեկտրական հոսանքի և ջրի հոսքի հետևյալ համեմատությանը: 157-րդ նկարում պատկերված Ա անոթը լցված է ջրով: Եթե բացենք Փ փականը, ապա գրավիտացիոն ուժի ազդեցությամբ ջուրը կսկսի հոսել դեպի Բ անոթ: Որոշ ժամանակ անց Ա անոթում ջուրը կվերջանա, և նրա հոսքը կդադարի: Չընդհատվող հոսք ստանալու համար անհրաժեշտ է ջուրը Բ անոթից անընդհատ մղել դեպի Ա անոթ: Դա կարելի է անել Պ պոմպի օգնությամբ: Էլեկտրական շղթայում պոմպի դերը կատարում է հոսանքի աղբյուրը, իսկ հեղուկի վրա պոմպից ազդող ճնշման ուժերին փոխարինում են հոսանքի աղբյուրում գործող կողմնակի ուժերը: Քննարկվող օրինակում ջրի հոսքը պայմանավորված է գրավիտացիոն ուժերի դեմ պոմպի



**Նկ. 157.** Էլեկտրական շղթայի մեխանիկական մոդելը

կատարած աշխատանքով, իսկ փակ շղթայում էլեկտրական հոսանքը պայմանավորված է էլեկտրական ուժերի դեմ կողմնակի ուժերի կատարած աշխատանքով:

Հոսանքի աղբյուրում լիցքի տեղափոխման ժամանակ կողմնակի ուժերի կատարած աշխատանքը բնութագրվում է **էլեկտրաշարժ ուժ (էլՇՈՒ)** կոչվող ֆիզիկական մեծությամբ: **էլեկտրաշարժ ուժ է կոչվում այն սկալյար մեծությունը, որը հավասար է փակ շղթայով լիցքը տեղափոխելիս կողմնակի ուժերի կատարած աշխատանքի և այդ լիցքի մեծության հարաբերությանը.**

$$\mathcal{E} = \frac{A_{\text{կողմ}}}{\Delta q} \quad (8.30)$$

Փաստորեն էլՇՈՒ-ն թվապես հավասար է այն աշխատանքին, որ կատարում է հոսանքի աղբյուրը միավոր դրական լիցքն աղբյուրի բացասական բևեռից դրական բևեռ տեղափոխելիս:

էլեկտրաշարժ ուժն արտահայտվում է վոլտով:



### Շարքեր և առաջադրանքներ

1. Ինչու՞ միայն էլեկտրաստատիկ դաշտն է զորու չէ շղթայում պահպանելու հաստատուն էլեկտրական հոսանք:
2. Ո՞ր ուժերն են կոչվում կողմնակի ուժեր:
3. Բերե՞ք կողմնակի ուժերի օրինակներ:
4. Ի՞նչ դեր են խաղում կողմնակի ուժերը հոսանքի աղբյուրում:
5. Ո՞ր մեծությունն են անվանում էլեկտրաշարժ ուժ:
6. Ի՞նչ միավորով է արտահայտվում էլեկտրաշարժ ուժը:

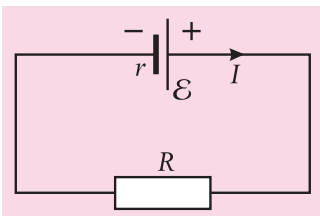
## §77. ՕՇՄԻ ՕՐԵՆԵՐ ԼՐԻՎ ՇՂԹԱՅԻ ՎԱՍՏ

Փակ շղթայում լիցքերի ուղղորդված շարժմանը խոչընդոտում է ոչ միայն շղթայի արտաքին տեղամասը, այլև հոսանքի աղբյուրը, այսինքն՝ վերջինս նույնպես օժտված է դիմադրությամբ: Դրա ապացույցն է այն փաստը, որ շղթայով հոսանք անցնելիս տաքանում է ոչ միայն նրա արտաքին տեղամասը, այլև հոսանքի աղբյուրը: Հոսանքի աղբյուրի դիմադրությունն անվանում են ներքին **դիմադրություն** և սովորաբար նշանակում են  $r$  տառով: Շղթայի լրիվ դիմադրությունը հավասար է նրա  $R$  արտաքին և  $r$  ներքին դիմադրությունների գումարին՝  $R+r$ :

Դիտարկենք  $r$  ներքին դիմադրությամբ և  $\mathcal{E}$  էլՇՈՒ-ով հոսանքի աղբյուրից և  $R$  դիմադրությամբ սպառիչից կազմված լրիվ շղթա (նկ.158): Հաշվենք հոսանքի ուժը փակ շղթայում՝ օգտվելով էներգիայի պահպանման օրենքից: Համաձայն Ջոուլ-Լենցի օրենքի՝ շղթայով հոսանք անցնելիս նրա արտաքին և ներքին տեղամասերում  $\Delta t$  ժամանակամիջոցում անջատված ջերմաքանակը՝

$$Q = I^2 R \Delta t + I^2 r \Delta t \quad (8.31)$$

Այդ ջերմաքանակն անջատվում է հոսանքի աղբյուրի ներսում կողմնակի ուժերի կատարած  $A_{\text{կողմ}} = \mathcal{E} \Delta q$  աշխատանքի հաշվին: Հոսանքի ուժի (8.1) սահմանման համաձայն՝  $\Delta q = I \Delta t$ , ուստի՝



Նկ.158. Լրիվ շղթայի սխեմատիկ պատկերը

$$A_{\text{լողմ}} = \mathcal{E} / \Delta t: \quad (8.32)$$

Եթե շղթայում էլեկտրաէներգիան փոխակերպում է միայն ներքին էներգիայի, ապա, համաձայն էներգիայի պահպանման օրենքի, կողմնակի ուժերի կատարած աշխատանքը պետք է հավասար լինի շղթայի արտաքին և ներքին տեղամասերում անջատված ջերմաքանակների գումարին՝  $A_{\text{լողմ}} = Q$ : Հավասարեցնելով (8.31) և (8.32) արտահայտությունները և հավասարման երկու կողմերը բաժանելով  $\Delta t$ -ի՝ կատանանք՝

$$\mathcal{E} = IR + Ir, \quad (8.33)$$

որտեղից

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + r}: \quad (8.34)$$

(8.34) բանաձևն արտահայտում է Օհմի օրենքը լրիվ շղթայի համար:

**Հոսանքի ուժը փակ շղթայում հավասար է հոսանքի աղբյուրի էլեկտրաշարժ ուժի և շղթայի լրիվ դիմադրության հարաբերությանը:**

(8.33) բանաձևում  $IR$ -ը լարումն է շղթային արտաքին, իսկ  $Ir$ -ը՝ ներքին տեղամասում: Հետևաբար էլՇՈՒ-ն հավասար է փակ շղթայի արտաքին և ներքին տեղամասերում լարումների գումարին:

Այժմ դիտարկենք մասնավոր երկու դեպք, երբ շղթայի արտաքին տեղամասի դիմադրությունը ներքին դիմադրության համեմատությամբ շատ մեծ է կամ շատ փոքր:

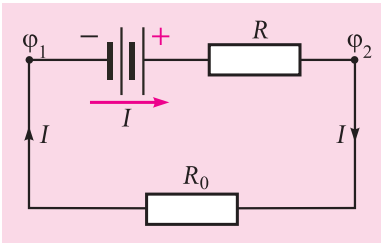
1. Եթե  $R \gg r$ , ապա (8.33) բանաձևի աջ մասում  $Ir$  անդամն  $IR$  անդամի նկատմամբ կարելի է անտեսել: Այդ դեպքում կստանանք՝  $\mathcal{E} \approx IR = U$ , այսինքն՝ լարումն աղբյուրի սեղմակներում հավասար է հոսանքի աղբյուրի էլՇՈՒ-ին: Մասնավորապես, մնան իրավիճակ է ստեղծվում այն դեպքում, երբ շղթան բաց է: Քանի որ այդ դեպքում աղբյուրի սեղմակներն իրարից բաժանված են օդի մեկուսիչ շերտով, ապա կարելի է համարել, որ շղթայի արտաքին տեղամասն ունի անվերջ մեծ դիմադրություն:

2. Եթե  $R \ll r$ , ապա (8.34) բանաձևից հետևում է, որ  $\mathcal{E} \approx Ir$ , և հոսանքի ուժն ընդունում է իր առավելագույն՝  $I_{\text{կ}} = \mathcal{E}/r$  արժեքը, որը կոչվում է **կարճ միացման հոսանքի ուժ**:

Եթե աղբյուրի ներքին դիմադրությունը բավականաչափ փոքր է, ապա կարճ միացման հոսանքը կարող է ընդունել շատ մեծ արժեքներ: Այդ դեպքում անջատված մեծ ջերմաքանակի հետևանքով միացնող հաղորդալարերը կարող են հալվել, իսկ հոսանքի աղբյուրը կարող է շարքից դուրս գալ:

Խորացված

**Օհմի օրենքը շղթայի անհամասեռ տեղամասի համար:** Շղթայի տեղամասի համար Օհմի օրենքի (8.6) բանաձևն ստանալիս ենթադրվել է, որ տեղամասը **համասեռ** է, այսինքն՝ նրա մեջ էլեկտրական հոսանք ստեղծում է ժամանակի ընթացքում չփոփոխվող էլեկտրական դաշտը: Սակայն շղթայի տեղամասում, բացի էլեկտրական ուժերից, կարող են գործել նաև այլ բնույթի՝ կողմնակի ուժեր: Այն տեղամասը, որտեղ գործում են կողմնակի ուժեր, անվանում են **անհամասեռ**: Ստանանք Օհմի օրենքը շղթայի անհամասեռ տեղամասի համար:



Նկ.159. Փակ շղթայի (1)-(2) անհամասեռ տեղամասը

Գիտարկենք փակ շղթայի (նկ.159) (1)-(2) անհամասեռ տեղամասը, որտեղ գործում է  $\mathcal{E}$  ԷԼՇՈւ-ով և  $r$  ներքին դիմադրությամբ հոսանքի աղբյուր: Այդ տեղամասի դիմադրությունը  $R+r$  է, իսկ  $R_0$ -ն շղթայի մնացած մասի դիմադրությունն է: Համաձայն (8.33) բանաձևի՝

$$IR_0 + I(R+r) = \mathcal{E},$$

որտեղ  $I$ -ն հոսանքի ուժն է շղթայում: Քանի որ  $IR_0 = \varphi_2 - \varphi_1$ , որտեղ  $\varphi_1$ -ը և  $\varphi_2$ -ը (1) և (2) կետերի պոտենցիալներն են, ապա վերը գրված հավասարումը կարելի է ներկայացնել

$$\varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E} = I(R+r) \quad (8.35)$$

առնչությամբ, որը հայտնի է որպես Օհմի օրենք շղթայի անհամասեռ (ԷԼՇՈւ պարունակող) տեղամասի համար:

(8.35) բանաձևից օգտվելիս պետք է նկատի ունենալ, որ  $I$  հոսանքի ուժը համարվում է դրական, եթե այն ուղղված է (1)-ից դեպի (2) կետը, իսկ ԷԼՇՈւ-ն համարվում է դրական, եթե (1)-ից (2) կետ տեղափոխվելիս հոսանքի աղբյուրի բացասական բևեռից անցնում ենք դրական բևեռին:

Եթե շղթայի տեղամասում գործում են միայն էլեկտրաստատիկ ուժեր, այսինքն՝ հոսանքի աղբյուր չկա ( $\mathcal{E} = 0$ ,  $r = 0$ ), ապա (8.35) բանաձևից հետևում է, որ  $\varphi_1 - \varphi_2 = IR = U$ , ուստի՝ լարման և պոտենցիալների տարբերության հասկացությունները համընկնում են:

**Բեռնվածության վրա անջատվող հզորություն: Հոսանքի աղբյուրի ՕԳԳ-ն:** Այժմ պարզենք, թե ի՞նչ օգտակար հզորություն է անջատվում շղթայի արտաքին տեղամասում՝ բեռնվածության վրա: (8.27) և (8.34) բանաձևերից կստանանք՝

$$P = I^2 R = \frac{\mathcal{E}^2 R}{(R+r)^2}: \quad (8.36)$$

Այս առնչությունը բաժանելով

$$P_0 = \mathcal{E}I = \frac{\mathcal{E}^2}{R+r} \quad (8.37)$$

լրիվ հզորությանը, հոսանքի աղբյուրի ՕԳԳ-ի համար կստանանք՝

$$\eta = \frac{P}{P_0} = \frac{R}{R+r}: \quad (8.38)$$

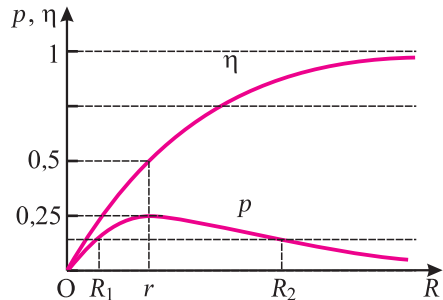
(8.36) և (8.38) բանաձևերի համաձայն, երբ  $R \rightarrow 0$  (կարճ միացում), օգտակար հզորությունը և ՕԳԳ-ն գրո են: Երբ  $R \rightarrow \infty$  (բաց շղթա), ՕԳԳ-ն ընդունում է իր առավելագույն արժեքը՝  $\eta_{max} = 1$ , իսկ  $P = P_0 = 0$ : Այսպիսով՝ երբ  $R$ -ը փոխվում է 0-ից մինչև  $\infty$ ,  $\eta$ -ն անընդհատ աճում է՝ ձգտելով 1-ի, իսկ հզորությունը նախ աճում է, ապա նվազում՝ ձգտելով գրոյի, այսինքն՝ որոշակի դիմադրությամբ բեռնվածության դեպքում  $P$ -ն ընդունում է առավելագույն արժեք: Որոշենք այդ դիմադրությունը և  $P$ -ի առավելագույն արժեքը՝  $P_{max}$ -ը:

(8.36) բանաձևը

$$\frac{\mathcal{E}^2}{(R+r)^2} = \frac{\mathcal{E}^2}{R+2r+\frac{r^2}{R}} = \frac{\mathcal{E}^2}{c\sqrt{R}-\frac{r}{\sqrt{R}}+4r}$$

արտահայտությամբ ներկայացնելիս հզորությունն առավելագույնը կլինի, եթե հայտարարում փակագծերում գրված երկանդամը լինի զրո, այսինքն՝  $R=r$ : Այսինքն՝ բեռնվածության վրա  $P_{max} = \mathcal{E}^2/4r$  առավելագույն հզորություն անջատվում է այն դեպքում, երբ արտաքին դիմադրությունը հավասարվում է հոսանքի աղբյուրի ներքին դիմադրությանը: Ուշագրավ է, որ այս դեպքում ՕԳԳ-ն առավելագույնը չէ և հավասար է 0,5: 160-րդ նկարում պատկերված են  $\eta$ -ի և  $p = P/P_{max} = \mathcal{E}^2 R r / \mathcal{E}^2 (R+r)^2 = R r / (R+r)^2$  չափագործի օգտակար հզորության կախումներն  $R$ -ից: Ինչպես երևում է նկարից,  $P_1 < P_{max}$  օգտակար հզորություն ստացվում է միշտ երկու տարբեր՝  $R_1 < r$  և  $R_2 > r$  դիմադրությունների դեպքում: Գործնականում արված  $P$  հզորությունն ստանալու համար հարկավոր է ընտրել մեծ  $R_2$  դիմադրությամբ բեռնվածությունը, քանի որ դրան համապատասխանում է ավելի մեծ ՕԳԳ:

Մեկին մոտ ՕԳԳ ստանալու համար բեռնվածության դիմադրությունը պետք է շատ անգամ մեծ լինի աղբյուրի ներքին դիմադրությունից, սակայն այս դեպքում  $P$ -ն կլինի շատ փոքր (երբ  $R \rightarrow \infty$ ,  $P \sim \mathcal{E}^2/R \rightarrow 0$ ):



Նկ. 160. Չափագործի օգտակար  $p$  հզորության և  $\eta$ -ի  $R$  դիմադրությունից կախման գրաֆիկները



### Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Ինչպե՞ս կարելի է համոզվել, որ հոսանքի աղբյուրն օժտված է դիմադրությամբ:
2. Ձևակերպե՛ք Օհմի օրենքը լրիվ շղթայի համար:
3. Ինչնու՞ հոսանքի աղբյուրի սեղմակները չի կարելի միացնել իրար փոքր դիմադրությամբ հաղորդալարով:
4. Ի՞նչ բանաձևով է որոշվում հոսանքի ուժը կարճ միացման դեպքում:
5. Ինչպե՞ս կարելի է որոշել հոսանքի աղբյուրի ԷԼՇՈՒ-ն:
6. Սահմանե՛ք շղթայի անհամասեռ տեղամասը:
7. Գրե՛ք Օհմի օրենքը շղթայի անհամասեռ տեղամասի համար:
8. Ինչպե՞ս է սահմանվում հոսանքի աղբյուրի ՕԳԳ-ն:
9. Ե՞րբ է բեռնվածության վրա անջատվում առավելագույն հզորություն:

## § 78. ԼԱԲՈՐԱՏՈՐ ԱՃԽԱՏԱՆՔ 6

### Հոսանքի աղբյուրի ԷԼՇՈՒ-ի և ներքին դիմադրության որոշումը

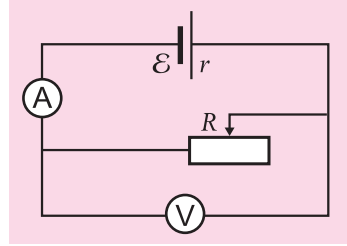
Աշխատանքի նպատակը. փորձով որոշեք հոսանքի աղբյուրի ԷԼՇՈՒ-ն և ներքին դիմադրությունը:

Չափամիջոցներ. ամպերաչափ ( $0 \div 2$  Ա սանդղակով և  $0,1$  Ա բաժանման արժեքով), վոլտաչափ ( $0 \div 6$  Վ սանդղակով,  $0,2$  Վ բաժանման արժեքով և  $R = 900$  Օմ ներքին դիմադրությամբ):

**Նյութեր և սարքեր.** հաստատուն հոսանքի աղբյուր, ռեոստատ, անջատիչ, միացնող հաղորդալարեր:

**Փորձի կատարման ընթացքը**

1. Հավաքեք էլեկտրական շղթա՝ ըստ սխեմայի:
2. Ռեոստատի սողնակի որոշակի դիրքում գրանցեք վոլտաչափի  $U_1$  և ամպերաչափի  $I_1$  ցուցմունքները:
3. Տեղաշարժեք ռեոստատի սողնակը և նորից չափեք լարման ու հոսանքի ուժի արժեքները՝  $U_2$  և  $I_2$ :
4. Երկու անգամ օգտագործելով Օհմի օրենքը փակ շղթայի համար՝  $\mathcal{E} = U_1 + I_1 r$ ,  $\mathcal{E} = U_2 + I_2 r$ , հոսանքի աղբյուրի էլՇՈՒ-ի և ներքին դիմադրության համար կստանանք հետևյալ արտահայտությունները՝



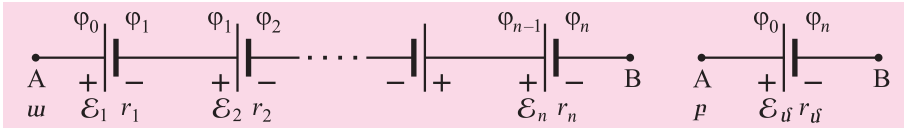
$$\mathcal{E} = \frac{I_2 U_1 - I_1 U_2}{I_2 - I_1}, \quad r = \frac{U_1 - U_2}{I_2 - I_1}$$

Խորացված

## § 79. ՀՈՍԱՆԵԻ ԱՂԲՅՈՒՐՆԵՐԻ ՄԻԱՑՈՒՄՆԵՐ

Հաճախ էլեկտրական շղթաներ կազմելիս որոշակի էլՇՈՒ-ով և ներքին դիմադրությամբ հոսանքի աղբյուր ստանալու համար մի քանի հոսանքի աղբյուրներ միացնում են իրար՝ կազմելով **մարտկոցներ**: Ինչպես և ունակությունների կամ դիմադրությունների դեպքում, տարբերում են աղբյուրների հաջորդական, գուգահեռ և խառը միացումները:

**Հաջորդական միացում:** Այս դեպքում միջանկյալ աղբյուրի բևեռները միացվում են նախորդ և հաջորդ աղբյուրներին (նկ. 161):



**Նկ. 161.** ա. Հոսանքի աղբյուրների հաջորդական միացումը.  
բ. համարժեք էլՇՈՒ-ն (ենթադրվում է, որ  $\mathcal{E}_d > 0$ ):

Այսպիսի մարտկոցի էլՇՈՒ-ն՝

$$\mathcal{E}_d = \varphi_0 - \varphi_n = (\varphi_0 - \varphi_1) + (\varphi_1 - \varphi_2) + \dots + (\varphi_{n-1} - \varphi_n) = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 + \dots + \mathcal{E}_n, \quad (8.39)$$

ընդ որում, կախված հոսանքի աղբյուրի միացման ձևից, նրա էլՇՈՒ-ն գուգահեռի մեջ մտնում է իր նշանով: Այսպիսով՝ **հաջորդական միացված հոսանքի աղբյուրների մարտկոցի էլՇՈՒ-ն հավասար է առանձին աղբյուրների էլՇՈՒ-ների հանրահաշվական գումարին**: 161-րդ նկարից ակնհայտ է, որ մարտկոցի ներքին դիմադրությունը՝

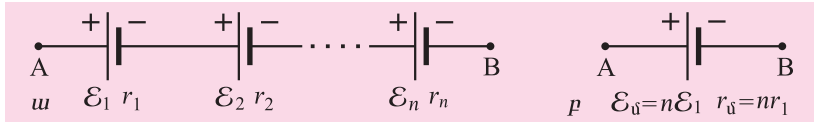
$$r_d = r_1 + r_2 + \dots + r_n: \quad (8.40)$$

Եթե մարտկոցը միացնենք  $R$  դիմադրությամբ արտաքին շղթային, ապա նրանով անցնող հոսանքը՝

$$I = \frac{\mathcal{E}_{\text{ս}}}{R + r_{\text{ս}}} = \frac{\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 + \dots + \mathcal{E}_n}{R + r_1 + r_2 + \dots + r_n} \quad (8.41)$$

Մասնավոր դեպքում, երբ հաջորդաբար, սարանուն բևեռներով միացված են  $n$  միատեսակ աղբյուրներ՝  $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2 = \dots = \mathcal{E}_n$  և  $r_1 = r_2 = \dots = r_n$  (նկ. 162), ապա հոսանքը շրջայում՝

$$I_{\text{հաջ}} = \frac{n\mathcal{E}_1}{R + nr_1} \quad (8.42)$$



Նկ. 162. ա. Տարանուն բևեռներով միացված  $n$  աղբյուր, բ. համարժեք էլԸՈՒՒ-ն

**Չուզահեռ միացում:** Այս դեպքում հոսանքի աղբյուրների բևեռները միացվում են երկու կետի: Պարզության համար դիտարկենք մասնավոր դեպք, երբ  $m$  միատեսակ աղբյուրներ միացված են նույնանուն բևեռներով (նկ. 163):

Այսպիսի միացման դեպքում մարտկոցի էլԸՈՒՒ-ն հավասար է մեկ աղբյուրի էլԸՈՒՒ-ին՝  $\mathcal{E}_{\text{ս}} = \mathcal{E}_1$ , իսկ ներքին դիմադրությունը՝  $r_{\text{ս}} = r/m$ :

Եթե մարտկոցը միացնենք  $R$  դիմադրությամբ արտաքին շրջայի, ապա նրանով անցնող հոսանքը՝

$$I_{\text{զուգ}} = \frac{\mathcal{E}_{\text{ս}}}{R + r_{\text{ս}}} = \frac{\mathcal{E}_1}{R + \frac{r_1}{m}} \quad (8.43)$$

Պարզենք, թե որ միացման դեպքում հոսանքի ուժը շրջայում ավելի մեծ կլինի: Հասկանալի է, որ հավասար թվով ( $n = m$ ) աղբյուրների դեպքում հարցի պատասխանը կախված է արտաքին  $R$  դիմադրության արժեքից:

Եթե արտաքին դիմադրությունը շատ մեծ է մարտկոցի ներքին դիմադրությունից՝  $R \gg nr_1$ , ապա, համաձայն (8.42) և (8.43) բանաձևերի,

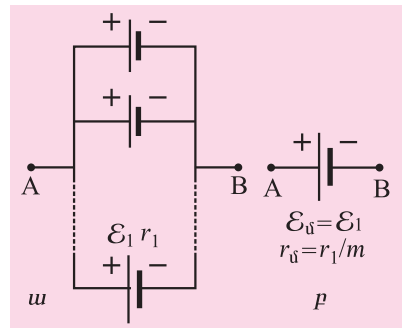
$$I_{\text{հաջ}} = \frac{n\mathcal{E}_1}{R + nr_1} - n\frac{\mathcal{E}_1}{R} = nI_1, \quad I_{\text{զուգ}} = \frac{\mathcal{E}_1}{R + \frac{r_1}{m}} - \frac{\mathcal{E}_1}{R} = I_1,$$

որտեղ  $I_1 = \mathcal{E}_1/R$ -ը մեկ հոսանքի աղբյուրի ստեղծած հոսանքի ուժն է: Այսպիսով՝ հոսանքի ուժը հաջորդական միացման դեպքում  $n$  անգամ գերազանցում է զուգահեռ միացման հոսանքի ուժը:

Եթե արտաքին դիմադրությունը շատ փոքր է մեկ հոսանքի աղբյուրի ներքին դիմադրությունից՝  $R \ll r_1$ , ապա

$$I_{\text{հաջ}} = \frac{\mathcal{E}_1}{r_1}, \quad I_{\text{զուգ}} \approx n\frac{\mathcal{E}_1}{r_1},$$

այսինքն՝ զուգահեռ միացված աղբյուրների մարտկոցի ստեղծած հոսանքն  $n$  անգամ մեծ է:



Նկ. 163. ա. Նույնանուն բևեռներով զուգահեռ միացված  $m$  աղբյուր, բ. համարժեք էլԸՈՒՒ-ն

**Խտառը միացում:** Դիտարկենք միևնույն էլՇՈՒ-ով և ներքին դիմադրությամբ հոսանքի աղբյուրների մարտկոց, որը կազմված է հաջորդաբար միացված  $n$  աղբյուրների զուգահեռ միացված  $m$  խմբից (նկ. 164):

Մարտկոցի էլՇՈՒ-ն և ներքին դիմադրությունը արվում են  $\mathcal{E}_{\text{խ}} = n\mathcal{E}_1$  և  $r_{\text{խ}} = nr_1/m$  արտահայտություններով: Փակ շղթայի համար Օհմի օրենքից հետևում է, որ

$$I_{\text{խառ}}^{(1)} = \frac{\mathcal{E}_{\text{խ}}}{R + r_{\text{խ}}} = \frac{n\mathcal{E}_1}{R + \frac{nr_1}{m}}; \quad (8.44)$$

Ենթադրենք, որ հոսանքի աղբյուրների ընդհանուր  $N$  թիվը արված մեծություն է՝  $N = m \cdot n$ : (8.44) բանաձևն արտահայտենք  $N$ -ի միջոցով՝

$$I_{\text{խառ}}^{(1)} = \frac{mn\mathcal{E}_1}{mR + nr_1} = \frac{N\mathcal{E}_1}{\frac{NR}{n} + nr_1}; \quad (8.45)$$

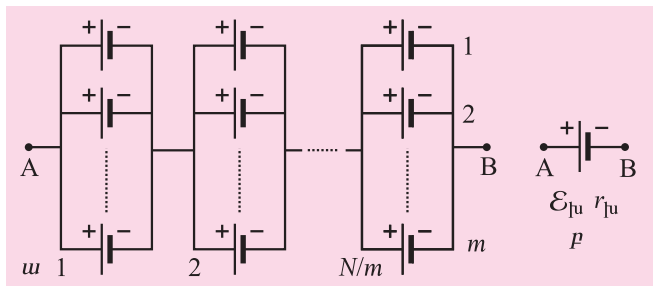
Տրված  $N$ -ի դեպքում  $I_{\text{խառ}}^{(1)}$  հոսանքի ուժն առավելագույնը կլինի  $n$ -ի այն արժեքի դեպքում, որի համար կոտորակի հայտարարը՝  $NR/n + nr_1$  մեծությունը նվազագույնն է: Դժվար չէ համոզվել, որ  $n$ -ի որոնելի արժեքը՝  $n_0$ -ն, որոշվում է  $NR/n_0 = n_0 r_1$  պայմանից (դրա համար բավական է նշված մեծության ածանցյալն ըստ  $n$ -ի հավասարեցնել զրոյի)՝

$$n_0 = \sqrt{\frac{NR}{r_1}}; \quad (8.46)$$

$n_0$ -ի այս արժեքը տեղադրելով (8.45) բանաձևում, կստանանք  $I_{\text{խառ}}^{(1)}$  հոսանքի ուժի առավելագույն արժեքը՝

$$I_{\text{խառ}, \text{max}}^{(1)} = \frac{\mathcal{E}_1}{2} \sqrt{\frac{N}{Rr_1}}; \quad (8.47)$$

Այժմ դիտարկենք մեկ այլ մասնավոր դեպք, երբ հոսանքի  $N$  միատեսակ աղբյուրների մարտկոցը կազմված է իրար զուգահեռ միացված  $m$  աղբյուրների  $N/m$  հաջորդաբար միացված խմբից (նկ. 165):



**Նկ. 165.**  $m$  զուգահեռ միացված աղբյուրների  $n$  տեղամասերի հաջորդական միացումը



Մարտկոցի էլՇՈՒ-ն և ներքին դիմադրությունը արվում են  $\mathcal{E}_{ju} = N\mathcal{E}_1/m$  և  $r_{ju} = (N/m)(r_1/m) = Nr_1/m^2$  արտահայտություններով: Փակ շղթայի համար Օհմի օրենքից հետևում է, որ

$$I_{ju, \max}^{(2)} = \frac{\mathcal{E}_{ju}}{R + r_{ju}} = \frac{N\mathcal{E}_1}{mR + \frac{Nr_1}{m}} \quad (8.48)$$

(8.46) բանաձևն արտածելիս արված դատողություններով կատանանք, որ

$$m_0 = \sqrt{\frac{Nr_1}{R}} \quad (8.49)$$

արժեքի դեպքում  $I_{ju, \max}^{(2)}$  հոսանքի ուժն ընդունում է իր առավելագույն արժեքը, որը համընկնում է (8.47) արտահայտությանը:



**Հարցեր և առաջադրանքներ**

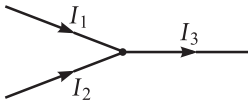
1. Ինչպե՞ս է որոշվում հաջորդաբար միացված հոսանքի աղբյուրների մարտկոցի էլՇՈՒ-ն և ներքին դիմադրությունը:
2. Ինչպե՞ս է որոշվում միևնույն էլՇՈՒ-ներով և նույն բևեռայնությամբ զուգահեռ միացված հոսանքի աղբյուրների մարտկոցի էլՇՈՒ-ն և ներքին դիմադրությունը:
3. Ի՞նչ պայմանի դեպքում է սրացվում մեծ հոսանք աղբյուրների՝ ա) զուգահեռ միացման դեպքում, բ) հաջորդական միացման դեպքում:
4. Գրեք խառը միացված աղբյուրների մարտկոցի ստեղծած հոսանքի արտահայտությունը 164-րդ նկարում պարկերված դեպքում:
5. Գրեք խառը միացված աղբյուրների մարտկոցի ստեղծած հոսանքի արտահայտությունը 165-րդ նկարում պարկերված դեպքում:
6. Ապացույցեք, որ 164-րդ և 165-րդ նկարներում պարկերված մարտկոցների ստեղծած հոսանքի ուժերի առավելագույն արժեքները հավասար են:

**§ 80. ԿԻՐԽՇՈՖԻ ԿԱՆՈՆՆԵՐԸ: ՃՅՈՒՂԱՎՈՐՎԱԾ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՇՂԹԱՆԵՐԻ ՎՆԵՎԱՐԿՆԵՐ**

Օհմի օրենքի օգնությամբ կարելի է հաշվել հոսանքի ուժը շղթայի կամայական տեղամասում: Հաշվարկները դյուրին են հատկապես այն դեպքում, երբ արտաքին շղթան բաղկացած է համասեռ տեղամասերից (տես § 73):

Չզալիորեն բարդ են հաշվարկները անհամասեռ տեղամասեր պարունակող ճյուղավորված շղթաներում, որտեղ պահանջվում է իմանալ տեղամասի ծայրերի միջև պոտենցիալների տարբերությունը, տեղամասում գործող աղբյուրի էլՇՈՒ-ի և տեղամասի լրիվ դիմադրությունը (ներառյալ աղբյուրի ներքին դիմադրությունը): Սակայն բարդ էլեկտրական շղթաների հաշվարկները կարելի է էապես հեշտացնել որոշակի կանոնների կիրառմամբ, որոնք առաջարկել է գերմանացի ֆիզիկոս Գուստավ Կիրխոֆը:

**Կիրխոֆի I կանոնը:** Հանգույքը ճյուղավորված շղթայի այն կետն է, որտեղ միանում են երեք և ավելի հաղորդալարեր: Լիցքի պահպանման օրենքից հետևում է, որ հանգույքում լիցքեր կուտակվել չեն կարող. որքան լիցք է մտնում հանգույք ինչ-որ ժամանակում, նույնքան էլ պետք է դուրս գա: Այսինքն՝ հանգույք մտնող գումարային հոսանքի ուժը պետք է հավասար լինի հանգույքից դուրս եկող հոսանքի ուժին: Ընդունված է հոսանքի ուժին վերագրել դրական նշան, եթե այն մտնում է հանգույք, և բացասական նշան, եթե



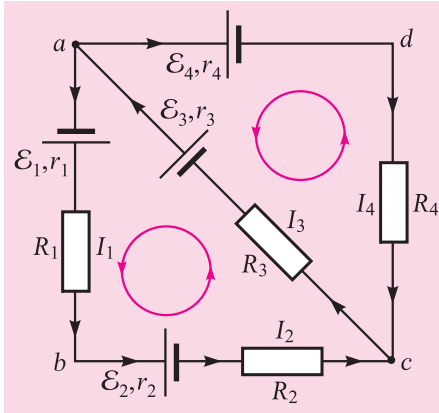
**Նկ. 166.** Շղթայի հանգույց  
 $I_1 > 0, I_2 > 0, I_3 < 0$

այն դուրս է գալիս հանգույցից (նկ.166): Կիրխոֆի առաջին կանոնը վերաբերում է հանգույցներին. **կամայական հանգույցի համար հոսանքի ուժերի հանրահաշվական գումարը զրո է՝**

$$I_1 + I_2 + \dots + I_n = 0: \quad (8.50)$$

(8.50) բանաձևում  $n$ -ը տվյալ հանգույցում միացող հաղորդալարերի (ճյուղերի) քիվն է (166-րդ նկարում  $n = 3$ ):

**Կիրխոֆի II կանոնը:** Այս կանոնը վերաբերում է շղթայի առանձին փակ կոնտուրներին: Դիտարկենք 167-րդ նկարում պատկերված շղթան:



**Նկ. 167.** Ճյուղավորված շղթայում փակ կոնտուրների ընտրությունը

$abca$  կոնտուրում ընտրենք կոնտուրի շրջանցման ուղղություն (կորագիծ սլաքը): Եթե տվյալ տեղամասում հոսանքի աղբյուրն ստեղծում է հոսանք, որի ուղղությունը համընկնում է շրջանցման ուղղությանը, ապա ԷԼՇՈՒ-ն համարվում է դրական, հակառակ դեպքում՝ բացասական: Նմանապես, եթե հոսանքի ուժի՝ կամայական ձևով ընտրված ուղղությունը համընկնում է շրջանցման ուղղությանը, ապա հոսանքի ուժին վերագրվում է դրական նշան, հակառակ դեպքում՝ բացասական:

Այժմ  $abca$  կոնտուրի անհամասեռ տեղամասերի համար կիրառենք Օհմի օրենքը.

$$\begin{aligned} ab \text{ տեղամաս. } \varphi_a - \varphi_b + \mathcal{E}_1 &= I_1(R_1 + r_1), \\ bc \text{ տեղամաս. } \varphi_b - \varphi_c - \mathcal{E}_2 &= I_2(R_2 + r_2), \\ ca \text{ տեղամաս. } \varphi_c - \varphi_a + \mathcal{E}_3 &= I_3(R_3 + r_3): \end{aligned}$$

Գումարելով այս հավասարումների ձախև աջ մասերը, կստանանք՝

$$\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2 + \mathcal{E}_3 = I_1(R_1 + r_1) + I_2(R_2 + r_2) + I_3(R_3 + r_3) \quad (8.51)$$

Քանի որ  $ab$  և  $bc$  տեղամասերն իրար միացած են հաջորդաբար, ապա նրանց մեջ հոսանքի ուժը նույնն է՝  $I_1 = I_2$  (8.51) հավասարումից կստանանք՝

$$\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2 + \mathcal{E}_3 = I_1(R_1 + r_1 + R_2 + r_2) + I_3(R_3 + r_3): \quad (8.52)$$

Նույն ձևով  $adca$  կոնտուրի համար կստանանք.

$$\begin{aligned} adc \text{ տեղամաս. } \varphi_a - \varphi_c - \mathcal{E}_4 &= I_4(R_4 + r_4), \\ ca \text{ տեղամաս. } \varphi_c - \varphi_a + \mathcal{E}_3 &= I_3(R_3 + r_3): \end{aligned}$$

Գումարելով այս հավասարումների ձախև աջ մասերը, կստանանք՝

$$\mathcal{E}_3 - \mathcal{E}_4 = I_3(R_3 + r_3) + I_4(R_4 + r_4) \quad (8.53)$$

(8.52) և (8.53) առնչությունները կապ են հաստատում հոսանքի աղբյուրների ԷԼՇՈՒ-ների, շղթայի տեղամասերում հոսանքի ուժերի և դիմադրու-

թյունների միջև և կարող են ձևակերպվել հետևյալ կերպ. **փակ կոնտուրում ԷԼՇՈՒ-ների հանրահաշվական գումարը հավասար է այդ կոնտուրի յուրաքանչյուր տեղամասում հոսանքի ուժի և դիմադրության արտադրյալների հանրահաշվական գումարին:** Սա Կիրխոֆի II կանոնն է:

(8.52) և (8.53) հավասարումներին ավելացնելով մաս Կիրխոֆի I կանոնը  $a$  հանգույցի համար՝ կտանանք 3 հանրահաշվական հավասարումների համակարգ՝ անհայտ  $I_1, I_3$  և  $I_4$  հոսանքի ուժերը որոշելու համար.

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2 + \mathcal{E}_3 &= I_1(R_1 + r_1 + R_2 + r_2) + I_3(R_3 + r_3), \\ \mathcal{E}_3 - \mathcal{E}_4 &= I_4(R_4 + r_4) + I_3(R_3 + r_3), \\ I_3 - I_1 - I_4 &= 0: \end{aligned} \tag{8.54}$$

Հարկ է նշել, որ 167-րդ նկարում առկա  $abcd$  փակ կոնտուրի համար Կիրխոֆի II կանոնից ստացված հավասարումը բխում է (8.52) և (8.53) հավասարումներից որպես հետևանք, իսկ  $C$  հանգույցի համար Կիրխոֆի I կանոնը համընկնում է  $a$  հանգույցի համար գրված պայմանին:

Նորից ընդգծենք, որ յուրաքանչյուր փակ կոնտուրի շրջանցման ուղղությունն ընտրվում է կամայականորեն: Եթե հավասարումները լուծելիս որևէ տեղամասում հոսանքի ուժի համար ստացվում է բացասական արժեք, նշանակում է, որ այդ տեղամասում հոսանքն ունի կոնտուրի շրջանցման ուղղությանը հակառակ ուղղություն:

Կիրխոֆի կանոններից օգտվելիս պետք է մասնակառուցումներում, որ կազմվող հավասարումների թիվը պետք է համապատասխանի անհայտների թվին, իսկ ամեն հաջորդ նոր հավասարման մեջ լինի մի նոր անհայտ, որը չկար նախորդ հավասարումներում:

Այժմ դիտարկենք Կիրխոֆի կանոնների կիրառման մի քանի օրինակ:

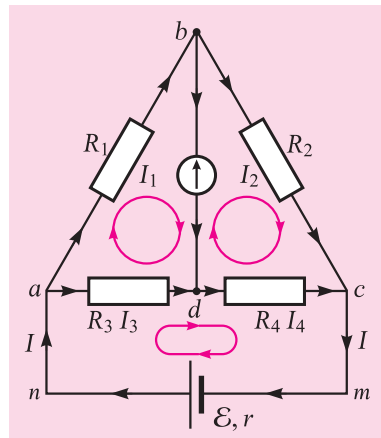
**1. Ուիտստոնի կամրջակ:** 168-րդ նկարում պատկերված է այսպես կոչված կամրջակի սխեման (Ուիտստոնի կամրջակ), որն օգտագործում են անհայտ դիմադրությունների չափման համար:

Գավաճանաչափը, որի դիմադրությունը  $R_4$  է, կամրջակի դեր է կատարում սխեմայի  $abc$  և  $adc$  ճյուղերի միջև:

Գրենք Կիրխոֆի I կանոնը  $a, b$  և  $d$  հանգույցների համար՝ նկատի ունենալով նկարում հոսանքի ուժերի ընտրված ուղղությունները.

$$\begin{aligned} a \text{ հանգույց. } I - I_3 - I_1 &= 0, \\ b \text{ հանգույց. } I_1 - I_4 - I_2 &= 0, \\ d \text{ հանգույց. } I_3 + I_4 - I_4 &= 0: \end{aligned} \tag{8.55}$$

Այժմ Կիրխոֆի II կանոնը կիրառենք  $abcnma$ ,  $abda$  և  $bcdab$  կոնտուրների համար, դրանց մեջ ընտրելով շրջանցման միևնույն՝ ժամսլաքի պտույտի ուղղությունը.



**Նկ. 168.** Ուիտստոնի կամրջակի սխեման

$$\begin{aligned} I_1 R_1 + I_2 R_2 + I r &= \mathcal{E}, \\ I_1 R_1 + I_4 R_4 - I_3 R_3 &= 0, \\ I_2 R_2 - I_4 R_4 - I_4 R_4 &= 0: \end{aligned} \quad (8.56)$$

(8.55) և (8.56) 6 հավասարումների համակարգի որոշվում են  $I_1, I_2, I_3, I_4, I_4$  և  $I$  6 անհայտ հոսանքի ուժերը:

Գործնական կարևոր նշանակություն ունի այն դեպքը, երբ  $R_1, R_2, R_3$  և  $R_4$  դիմադրություններն ընտրվում են այնպես, որ գալվանաչափով հոսանք չի անցնում՝  $I_4 = 0$ : Այդ դեպքում (8.55)-(8.56) համակարգի հետևում է, որ

$$I_1 = I_2, \quad I_3 = I_4, \quad I_1 R_1 = I_3 R_3, \quad I_2 R_2 = I_4 R_4, \quad (8.57)$$

իսկ մնացած երկու հավասարումների որոշվում են  $I_1$  և  $I_3$  հոսանքի ուժերը, որոնք, սակայն մեզ չեն հետաքրքրում: (8.57) առնչությունների հետևում է, որ  $I_1/I_3 = R_3/R_1$  և  $I_2/I_4 = R_4/R_2$  կամ

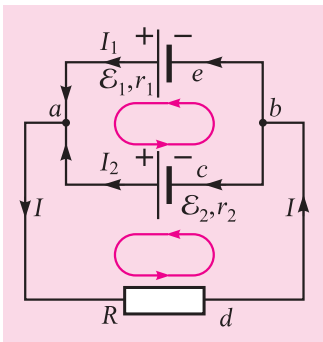
$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{R_3}{R_4}: \quad (8.58)$$

Ստացված առնչությունից, ունենալով, օրինակ,  $R_2$  դիմադրությունը և  $R_3/R_4$  հարաբերությունը, կարելի է որոշել  $R_1$  անհայտ դիմադրությունը:

Գործնականում կամրջակներում  $ac$  ճյուղը ( $R_3$  և  $R_4$  դիմադրությունները) փոխարինում են չափարկված լարով՝ դիմադրաչափով, որը շարժական հպակով միանում է գալվանաչափին: Հպակը դիմադրաչափը բաժանում է երկու մասի, որոնց դիմադրությունների հարաբերությունը հավասար է այդ մասերի երկարությունների հարաբերությանը՝  $R_3/R_4 = I_3/I_4$ : Հպակը տեղափոխելով դիմադրաչափի երկայնքով՝ գալվանաչափի տեղամասում հոսանքի ուժը դարձնում են զրո՝  $I_4 = 0$ : (8.58) առնչությունից, տրված  $R_2$  չափանմուշային դիմադրության դեպքում որոշում են անհայտ  $R_1$  դիմադրությունը՝

$$R_1 = R_2 \frac{R_3}{R_4} = R_2 \frac{l_3}{l_4} \quad (8.59)$$

Կամրջակային եղանակով դիմադրությունների չափման մեթոդի ճշտությունը կախված է դիմադրության և հատվածների երկարությունների որոշման ճշտությունից և ավելի ճշգրիտ է, քան լարման և հոսանքի ուժի չափմամբ մեթոդը:



Նկ. 169. Տարբեր էլՇՈՒ-ներով աղբյուրների զուգահեռ միացումը

**2. Տարբեր էլՇՈՒ-ներով աղբյուրների զուգահեռ միացումը:** §79-ում դիտարկեցինք միևնույն էլՇՈՒ-ով և ներքին դիմադրությամբ հոսանքի աղբյուրների զուգահեռ միացումը: Այժմ դիտարկենք այն դեպքը, երբ զուգահեռ միացված են  $\mathcal{E}_1$  և  $\mathcal{E}_2$  և  $r_1$  և  $r_2$  պարամետրերով հոսանքի աղբյուրներ (նկ. 169): Հոսանքի ուժերի՝ նկարում ընտրված ուղղությունների դեպքում Կիրխոֆի I կանոնից հետևում է, որ

$$I_1 + I_2 - I = 0: \quad (8.60)$$

Այնուհետև ընտրենք  $adbea$  և  $acbea$  կոնտուրները և գրենք դրանց համար Կիրխոֆի II

կանոնը, նկատի ունենալով նկարում պատկերված շրջանցման ուղղությունները.

$$I_1 r_1 + IR = \mathcal{E}_1 \quad (8.61)$$

$$I_1 r_1 - I_2 r_2 = \mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2 \quad (8.62)$$

Ստացանք 3 հավասարումների համակարգ՝ անհայտ  $I_1$ ,  $I_2$  և  $I$  հոսանքի ուժերի համար: (8.60) հավասարումից  $I = I_1 + I_2$ , որը տեղադրելով (2.59) հավասարման մեջ, կստանանք՝

$$I_1(r_1 + R) + I_2 R = \mathcal{E}_1, \quad (8.63)$$

$$I_1 r_1 - I_2 r_2 = \mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2:$$

Այս համակարգի I հավասարումը բազմապատկելով  $r_2$ -ով, իսկ II-ը՝  $R$ -ով և այնուհետև գումարելով իրար, կստանանք՝

$$I_1 = \frac{\mathcal{E}_1(R + r_2) + \mathcal{E}_2 R}{R(r_1 + r_2) + r_1 r_2}: \quad (8.64)$$

Նման ձևով (8.63) համակարգից արտաքսելով  $I_1$ -ը՝ կստանանք՝

$$I_2 = \frac{\mathcal{E}_2(R + r_1) - \mathcal{E}_1 R}{R(r_1 + r_2) + r_1 r_2}, \quad (8.65)$$

$$I = I_1 + I_2 = \frac{\mathcal{E}_1 r_2 + \mathcal{E}_2 r_1}{R(r_1 + r_2) + r_1 r_2}: \quad (8.66)$$

Վերջին արտահայտությունը միշտ դրական է. նշանակում է, որ  $I$ -ն ունի 169-րդ նկարում նշված ուղղությունը: (8.64) և (8.65) արտահայտություններից հետևում է, որ  $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2$  դեպքում հոսանքի  $I_1$  և  $I_2$  ուժերը նույնպես դրական են:

Եթե  $\mathcal{E}_1 > \mathcal{E}_2$ , ապա  $I_1 > 0$ , իսկ  $I_2$ -ը կարող է լինել նաև բացասական: Այդ դեպքում այն կունենա 169-րդ նկարում նշված ուղղության հակառակ ուղղությունը: (8.65) բանաձևից բխում է, որ  $I_2$  հոսանքը կլինի դրական, եթե  $\mathcal{E}_2 > \mathcal{E}_1 R / (R + r_1)$ : Չուգահեռ միացված երկու հոսանքի աղբյուրները կարելի է փոխարինել մեկ համարժեք աղբյուրով, որն արտաքին շրջայում ապահովում է նույն հոսանքը: Այդ նպատակով (8.66) բանաձևը գրենք հետևյալ կերպ՝

$$I = \frac{\mathcal{E}_1 r_2 + \mathcal{E}_2 r_1}{R + \frac{r_1 r_2}{r_1 + r_2}} (r_1 + r_2),$$

որտեղից՝

$$\mathcal{E} = \frac{\mathcal{E}_1 r_1 + \mathcal{E}_2 r_2}{r_1 + r_2}, \quad r = \frac{r_1 r_2}{r_1 + r_2}: \quad (8.67)$$

Մասնավորապես, երկու միևնույն աղբյուրների դեպքում ( $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2$ ,  $r_1 = r_2$ ) ստանում ենք՝  $\mathcal{E} = \mathcal{E}_2$  և  $r = r_1/2$ : Մնացած դեպքերում համարժեք աղբյուրի (ԷԼՇՈՒ-ն արժեքներ է ընդունում  $\mathcal{E}_1$ -ի և  $\mathcal{E}_2$ -ի միջև:



### Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Ի՞նչ է շղթայի հանգույցը: 2. Ձևակերպեք Կիրխոֆի I կանոնը: Ի՞նչ է արտահայտում այն: 3. Ձևակերպեք Կիրխոֆի II կանոնը: 4. Ինչպե՞ս է ընկրվում ա) կոնպուրի շրջանցման ուղղությունը, բ) փեղամասում ԷԼՇՈՒ-ի նշանը, գ) փեղամասում հոսանքի ուժի

նշանը: **5.** Ինչպե՞ս է մեկնաբանվում փեղամասում հոսանքի ուժի բացասական նշանը: **6.** Ի՞նչ է Ուիթստոնի կամրջակը: **7.** Ինչպե՞ս է Ուիթստոնի կամրջակով չափվում անհայտ դիմադրությունը: **8.** 167-րդ նկարում նշված  $I_1$  և  $I_3$  հոսանքի ուժերն արտահայտեք սխեմայի պարամետրերի միջոցով: **9.** Ի՞նչ պայմանի դեպքում 168-րդ նկարում շղթայի  $bd$  փեղամասով հոսանք չի անցնի: **10.** Սպացույցեք, որ  $c$  հանգույցի համար (նկ. 168) Կիրխոֆի I կանոնը հերևանք է (8.55) հավասարումների:

## Խնդիրների լուծման օրինակներ

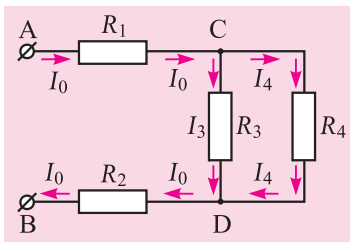
**1.** Հաղորդչի լայնական հատույթով յուրաքանչյուր  $\Delta t = 10$  վ-ի ընթացքում անցնում է  $N = 2 \cdot 10^{20}$  էլեկտրոն: Որքա՞ն է հոսանքի ուժը հաղորդչում:

**Լուծում:** Հաղորդչի լայնական հատույթով  $\Delta t$  ժամանակամիջոցում անցած լիցքը՝  $\Delta q = eN$ , որտեղ  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Կլ-ն էլեկտրոնի լիցքի մոդուլն է: Հոսանքի ուժը՝

$$I = \frac{\Delta q}{\Delta t} = \frac{eN}{\Delta t} = 3,2 \text{ Ա} :$$

**Պատասխան՝**  $I = 3,2 \text{ Ա}$ :

**2.** Նկարում պատկերված շղթայում  $R_1 = R_2 = R_3 = 10$  Օմ,  $R_4 = 40$  Օմ: Լարումը շղթայի  $AB$  ծայրերին  $U_0 = 140$  Վ է: Գտնել հոսանքի ուժի և լարման արժեքները շղթայի բոլոր տեղամասերում:



**Լուծում:** Քանի որ շղթայի  $CD$  տեղամասը բաղկացած է գուգահեռաբար միացված  $R_3$  ու  $R_4$  դիմադրություններից, և այդ տեղամասը հաջորդաբար միացված է  $R_1$  ու  $R_2$  դիմադրություններին, ապա շղթայի ընդհանուր դիմադրությունը՝

$$R_0 = R_1 + \frac{R_3 R_4}{R_3 + R_4} + R_2 = 28 \text{ Օմ}:$$

Հոսանքի ուժը շղթայի չճյուղավորված տեղամասերում ( $R_1$  և  $R_2$  դիմադրություններում)՝  $I_1 = I_2 = I_0 = U_0 / R_0 = 5$  Ա: Լարումներն այդ դիմադրությունների վրա՝  $U_1 = I_1 R_1 = 50$  Վ,  $U_2 = I_2 R_2 = 50$  Վ: Լարումն  $R_3$  և  $R_4$  դիմադրությունների վրա հավասար է  $CD$  տեղամասի լարմանը՝  $U_3 = U_4 = U_{CD} = U_0 - U_1 - U_2 = 40$  Վ: Հոսանքի ուժի արժեքներն այդ դիմադրություններում կլինեն՝

$$I_3 = \frac{U_3}{R_3} = 4 \text{ Ա}, \quad I_4 = \frac{U_4}{R_4} = 1 \text{ Ա}:$$

**Պատասխան՝**  $I_3 = 4 \text{ Ա}$ ,  $I_4 = 1 \text{ Ա}$ :

**3.** Հոսանքի աղբյուրին մի դեպքում միացնում են  $R_1 = 4$  Օմ, մյուս դեպքում՝  $R_2 = 9$  Օմ դիմադրությամբ հաղորդիչներ: Երկու դեպքում էլ շղթայի արտաքին տեղամասում անջատվում է նույն հզորությունը: Որքա՞ն է աղբյուրի ներքին դիմադրությունը:

**Լուծում:** Հոսանքի աղբյուրին  $R_1$  դիմադրություն միացնելիս հոսանքի ուժը՝  $I_1 = \mathcal{E} / (R_1 + r)$ , որտեղ  $r$ -ն աղբյուրի ներքին դիմադրությունն է: Արտաքին տեղամասում անջատված հզորությունը՝  $P_1 = I_1^2 R_1 = \mathcal{E}^2 R_1 / (R_1 + r)^2$ : Աղբյուրին  $R_2$

դիմադրություն միացնելիս  $P_2 = \mathcal{E}^2 R_2 / (R_1 + r)^2$ : Հավասարեցնելով հզորության արժեքները՝

$$\frac{\mathcal{E}^2 R_1}{(R_1 + r)^2} = \frac{\mathcal{E}^2 R_2}{(R_2 + r)^2},$$

կստանանք՝  $r = \sqrt{R_1 R_2} = 6 \text{ Օմ}$ :

**Պատասխան՝**  $r = 6 \text{ Օմ}$ :

**4.** 50սմ երկարությամբ և  $0,2 \text{ մմ}^2$  լայնական հատույթի մակերեսով հաղորդիչը, որի տեսակարար դիմադրությունը  $1,2 \cdot 10^{-6} \text{ Օմ}\cdot\text{մ}$  է, միացված է  $4,5 \text{ Վ}$  էլԵՈւ և  $3 \text{ Օմ}$  ներքին դիմադրությամբ հոսանքի աղբյուրին: Գտնել հաղորդչի ծայրերի միջև լարումը և նրա մեջ էլեկտրական դաշտի լարվածությունը:

**Լուծում:** Լրիվ շղթայի համար Օհմի օրենքից  $I = \mathcal{E} / (R + r)$ , որտեղ հաղորդչի դիմադրությունը՝  $R = \rho / S$ : Հաղորդչի ծայրերի միջև լարման և դաշտի լարվածության համար կստանանք՝

$$U = IR = \frac{\mathcal{E}R}{R+r} = \frac{\mathcal{E}}{1 + \frac{r}{R}} = \frac{\mathcal{E}}{1 + \frac{rS}{\rho l}}, \quad E = \frac{U}{l}:$$

Տեղադրելով այս բանաձևերում  $l = 50 \text{ սմ} = 0,5 \text{ մ}$ ,  $S = 0,2 \text{ մմ}^2 = 2 \cdot 10^{-7} \text{ մ}^2$ ,  $\mathcal{E} = 4,5 \text{ Վ}$  և  $r = 3 \text{ Օմ}$ , կստանանք՝  $U = 2,25 \text{ Վ}$ ,  $E = 4,5 \text{ Վ/մ}$ :

**Պատասխան՝**  $U = 2,25 \text{ Վ}$ ,  $E = 4,5 \text{ Վ/մ}$ :

**5.** Ի՞նչ սխալ է կատարվում  $r = 5 \text{ Օմ}$  ներքին դիմադրությամբ հոսանքի աղբյուրի էլԵՈւ-ն չափելիս, երբ նրա բևեռներին միացված է  $R_V = 2000 \text{ Օմ}$  դիմադրությամբ վոլտաչափի ցույցունքը՝  $U_V = 4 \text{ Վ}$ , ընդունվում է հավասար էլԵՈւ-ին:

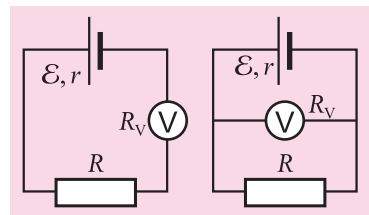
**Լուծում:** Վոլտաչափը ցույց է տալիս իր սեղմակներին կիրառված լարումը՝  $U_V = IR_V = \mathcal{E}R_V / (R_V + r)$ : Այս բանաձևից

$$\mathcal{E} = U_V \frac{R_V + r}{R_V} = U_V \cdot 1 + \frac{r}{R_V} j = 4 \cdot 1 + \frac{1}{100} j \text{ Վ} = 4,01 \text{ Վ}:$$

Թույլ տրված բացարձակ սխալը՝  $\Delta \mathcal{E} = \mathcal{E} - U_V = 0,01 \text{ Վ}$ , իսկ հարաբերական սխալը՝  $\Delta \mathcal{E} / \mathcal{E} = 0,0025$  կամ  $0,25\%$ :

**Պատասխան՝**  $\Delta \mathcal{E} / \mathcal{E} = 0,0025$ :

**6.** Կուտակիչից և  $R = 10 \text{ Օմ}$  դիմադրությամբ դիմադրատարրից կազմված շղթայում  $R_V = 1000 \text{ Օմ}$  դիմադրությամբ վոլտաչափը միացնում են սկզբում՝ հաջորդաբար, սակայն՝ զուգահեռ: Երկու դեպքում էլ վոլտաչափը ցույց է տալիս նույն լարումը: Որոշե՛ք կուտակիչի ներքին դիմադրությունը:



**Լուծում:** Լրիվ շղթայի համար Օհմի օրենքից, առաջին դեպքում հոսանքի ուժը շղթայում և վոլտաչափի ցույցունքը տրվում են հետևյալ բանաձևերով

$$h = \frac{\mathcal{E}}{r + R + R_V}, \quad U_1 = h R_V = \frac{\mathcal{E} R_V}{r + R + R_V}:$$

Երկրորդ դեպքում վոլտաչափի և ռեզիստորի զուգահեռ միացման դիմադրությունը կլինի՝  $RR_V/(R+R_V)$ , ուստի՝ հոսանքի ուժի և վոլտաչափի ցուցմունքի համար կստանանք՝

$$I_2 = \frac{\mathcal{E}}{r + \frac{RR_V}{R + R_V}} = \frac{\mathcal{E}(R + R_V)}{r(R + R_V) + RR_V}, \quad U_2 = I_2 \frac{RR_V}{R + R_V} = \frac{\mathcal{E} RR_V}{r(R + R_V) + RR_V}:$$

Ըստ խնդրի պայմանի՝  $U_1 = U_2$ , որտեղից՝

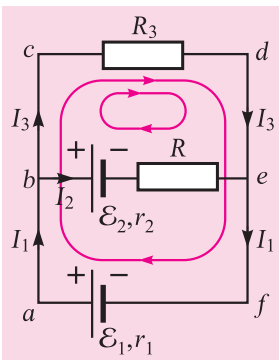
$$\frac{1}{r + R + R_V} = \frac{R}{r(R + R_V) + RR_V} \quad \text{կամ} \quad R^2 = rR_V:$$

Որոնելի ներքին դիմադրությունը՝  $r = R^2/R_V = 0,1$  Օմ:

**Պատասխան՝** 0,1 Օմ:

Խորացված

**7. Կուտակիչը լիքավորում են նկարում պատկերված շղթայում:** Հոսանքի աղբյուրի ԷԼՇՈՒ-ն՝  $\mathcal{E}_1 = 25$  Վ, ներքին դիմադրությունը՝  $r_1 = 0,2$  Օմ, իսկ լիքավորվող կուտակիչի ԷԼՇՈՒ-ն՝  $\mathcal{E}_2 = 10$  Վ, ներքին դիմադրությունը՝  $r_2 = 0,6$  Օմ: Շղթայում միացված է  $R_3 = 50$  Օմ դիմադրությամբ լամպ և  $R = 10$  Օմ դիմադրությամբ դիմադրատարր: Որոշել հոսանքի ուժերը շղթայի բոլոր տեղամասերում:



**Լուծում:** Հոսանքների ուղղություններն ընտրենք նկարում պատկերված ձևով:  $b$  հանգույցի համար գրենք Կիրխոֆի I կանոնը՝

$$I_1 - I_2 - I_3 = 0 \quad (1)$$

( $e$  հանգույցի համար ստացվում է նույն պայմանը): Կիրառենք Կիրխոֆի II կանոնը  $bcdeb$  և  $acdfa$  կոնտուրների նկատմամբ՝ նկատի ունենալով կոնտուրների շրջանցման նշված ուղղությունները՝

$$\mathcal{E}_2 = I_3 R_3 - I_2 (R + r_2), \quad (2)$$

$$\mathcal{E}_1 = I_3 R_3 + I_1 r_1: \quad (3)$$

(1)-(3) հավասարումներից արտաքսելով  $I_1$ -ը՝ կստանանք երկու հավասարումների համակարգ  $I_2$  և  $I_3$  անհայտների համար՝

$$I_3 R_3 - I_2 (R + r_2) = \mathcal{E}_2, \quad (4)$$

$$I_3 (R_3 + r_1) + I_2 r_1 = \mathcal{E}_1: \quad (5)$$

(4) հավասարումը բազմապատկենք  $(R_3 + r_1)$ -ով, (5) հավասարումը՝  $R_3$ -ով և հանենք իրարից՝ կստանանք՝

$$I_2 = \frac{\mathcal{E}_1 R_3 - \mathcal{E}_2 (R_3 + r_1)}{R_3 r_1 + (R + r_2) (R_3 + r_1)} = \frac{25 \cdot 50 - 10 \cdot 50,2}{50 \cdot 0,2 + 10,6 \cdot 50,2} \text{ Ա} = 1,38 \text{ Ա}:$$

(2) հավասարումից կստանանք, որ  $I_3 = 0,48$  Ա, իսկ (1) հավասարումից՝  $I_1 = 1,86$  Ա:

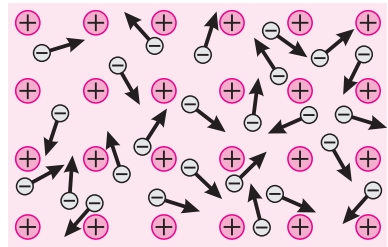
**Պատասխան՝** 1,86 Ա, 1,38 Ա, 0,48 Ա:



# ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՇՈՍԱՆՔԸ ՏԱՐԲԵՐ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐՈՒՄ

## § 81. ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՇՈՍԱՆՔԸ ՄԵՏԱԴՆԵՐՈՒՄ

**Էլեկտրահաղորդականություն:** Ինչպես գիտեք, մետաղները կազմված են դրական իոններից, որոնք տատանվում են բյուրեղայանցի հանգույցներում, և ազատ էլեկտրոններից: Էլեկտրական դաշտի բացակայությամբ ազատ էլեկտրոնները շարժվում են քառաային ձևով (նկ. 170): Այդ պատճառով էլ ազատ էլեկտրոնների համախումբն անվանում են էլեկտրոնային գազ: Էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ ազատ էլեկտրոնները ձեռք են բերում նույն կողմն ուղղված լրացուցիչ արագություն և անկանոն շարժման հետ մեկտեղ շարժվում որպես մեկ ամբողջություն՝ ստեղծելով էլեկտրական հոսանք:

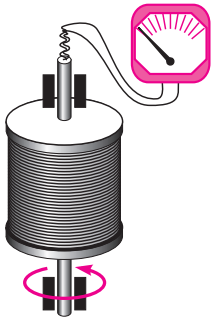


**Նկ. 170.** Մետաղում էլեկտրական դաշտի բացակայությամբ ազատ էլեկտրոնները շարժվում են քառաային ձևով:

Մետաղի բյուրեղայանցի իոններն էլեկտրական հոսանք չեն ստեղծում: Այս ենթադրությունը, ինչպես գիտեք, փորձով հաստատել է գերմանացի ֆիզիկոս Կառլ Ռիկեն XIX դարավերջին: Բայց Ռիկեի փորձն անուղղակիորեն էր ապացույցում, որ մետաղներում էլեկտրական հոսանքը պայմանավորված է ազատ էլեկտրոններով: 1916 թվականին ամերիկացի ֆիզիկոսներ Թոմաս Ստյուարտը և Ռիչարդ Թոլմենը, փորձով չափելով մետաղներում էլեկտրական հոսանք ստեղծող մասնիկների տեսակարար լիցքը՝ մասնիկի լիցքի հարաբերությունը նրա զանգվածին, ցույց են տվել, որ այդ մասնիկներն, իրոք, էլեկտրոններ են:

Փորձի հիմքում ընկած էր հետևյալ գաղափարը: Եթե արագ շարժվող հաղորդիչը կտրուկ արգելակվի, ապա նրա մեջ առկա լիցքավորված մասնիկները, շնորհիվ իներտության, որոշ ժամանակ դեռևս կշարունակեն շարժվել, և այդ ընթացքում հաղորդչում կառաջանա կարճատև հոսանք: Սա նման է այն երևույթին, որը դիտվում է շարժվող ավտոբուսի կտրուկ արգելակման ժամանակ, երբ ուղևորներն իներցիայով շարունակում են որոշ ժամանակ շարժվել դեպի առաջ:

Փորձում մետաղալարով փաթաթված կոճը պտտական շարժման մեջ էր դրվում և ապա կտրուկ արգելակվում (նկ. 171): Արգելակելիս մետաղալարի ծայրե-



Նկ.171. Ստյուարտի և Թոլմենի փորձի սխեման

րին սահուն հպակներով միացված գալվանաչափը գրանցում էր կարճատև հոսանք, որի ուղղությունը ցույց էր տալիս, որ այն ստեղծվել է բացասական լիցքով մասնիկների շարժմամբ: Չափելով հաղորդալարով անցած ընդհանուր լիցքի քանակը՝ Ստյուարտը և Թոլմենը հաշվել են ազատ մասնիկի տեսակարար լիցքը, որի արժեքը մեծ ճշտությամբ համընկնում է էլեկտրոնի համար այլ եղանակով որոշված տեսակարար լիցքի արժեքին: Այսպիսով՝ ապացույցվել է, որ **մետաղներում էլեկտրական հոսանքն ազատ էլեկտրոնների ուղղորդված շարժումն է:**

խորագրված

**Մետաղների էլեկտրահաղորդականության դասական տեսությունը:** Ինչու՞ են մետաղները լավ հաղորդիչներ: 1900 թվականին գերմանացի ֆիզիկոս Պաուլ Դրուդեն (1863-1906) դասական ֆիզիկայի օրենքների հիման վրա ստեղծել է մի տեսություն, որի օգնությամբ հնարավոր էր պատասխանել ինչպես այս, այնպես էլ մետաղների էլեկտրահաղորդականությանը վերաբերող շատ ուրիշ հարցերի ևս, որակապես բացատրել մետաղների էլեկտրական հատկությունները: Հետագայում (1905թ.) Դրուդեի տեսությունը լրացրել է հոլանդացի նշանավոր ֆիզիկոս Հենդրիկ Լորենցը: Առաջ եկավ մետաղների էլեկտրահաղորդականության դասական էլեկտրոնային տեսությունը, որի հիմքում հետևյալ դրույթներն էին:

1. Մետաղներում ազատ էլեկտրոնների համախումբը կարելի է դիտարկել որպես իդեալական գազ:
2. Ազատ էլեկտրոնները հիմնականում բախվում են բյուրեղացանցի հանգույցներին՝ դրական իոններին:
3. Մի բախումից մինչև մյուսն ընկած  $\tau$  ժամանակում, որն անվանում են **ազատ վազքի ժամանակ**, էլեկտրական դաշտի բացակայությամբ ազատ էլեկտրոնները շարժվում են իներցիայով, և յուրաքանչյուր էլեկտրոն անցնում է ճանապարհ, որն էլ անվանում են **ազատ վազքի երկարություն**:
4. Իոնների հետ բախումների հետևանքով էլեկտրոնային գազի և բյուրեղացանցի միջև հաստատվում է ջերմային հավասարակշռություն, ընդ որում, յուրաքանչյուր էլեկտրոնի միջին կինետիկ էներգիան  $3k_B T/2$  է:
5. Բախումից անմիջապես հետո էլեկտրոնի ուղղորդված շարժման արագությունը գրո է:

Այսպիսով՝ էլեկտրական դաշտն էլեկտրոններին հաղորդում է կարգավորված շարժում, իսկ բախումներն այդ շարժումը փոխակերպում են անկանոն, ջերմային շարժման, կատարելով նույն դերը, որը հեղուկում կամ գազում շարժվող մարմնի դեպքում կատարում են դիմադրության ուժերը: Բախումները, խոչընդոտելով էլեկտրոնների կարգավորված շարժումը, դիմադրում են հոսանքի ուժի աճին: Այսպիսով՝ **մետաղի դիմադրությունը պայմանավորված է բյուրեղային ցանցի հանգույցներում տատանվող իոնների հետ ազատ էլեկտրոնների բախումներով:** Դրա հետևանքով էլեկտրոնները ձեռք են բերում կարգավորված շարժման որոշակի միջին  $\bar{v}$  արագություն, որն ուղիղ հա-

մեմատական է հաղորդչում դաշտի  $E$  լարվածությանը՝  $\vec{v} \sim E$ : Քանի որ  $E = U/l$ , որտեղ  $U$ -ն հաղորդչի ծայրերին կիրառված լարումն է, իսկ  $l$ -ը՝ հաղորդչի երկարությունը, կատանանք՝  $\vec{v} \sim U$ : Ինչպես գիտեք (§68), հոսանքի ուժն ուղիղ համեմատական է էլեկտրոնների կարգավորված շարժման միջին արագությանը, վերջինս էլ ուղիղ համեմատական է լարմանը, ուստի՝ հոսանքի ուժը ուղիղ համեմատական կլինի հաղորդչի ծայրերին կիրառված լարմանը՝  $I \sim U$ : Այսպիսով՝ ստանում ենք Օհմի օրենքի որակական բացատրությունը՝ ըստ մետաղների դասական էլեկտրոնային տեսության:

Այս տեսությամբ բացատրվում է նաև Ջոուլ-Լենցի օրենքը: Երկու հաջորդական բախումների միջև էլեկտրոններն արտաքին էլեկտրական դաշտում շարժվում են արագացմամբ և ձեռք են բերում որոշակի կինետիկ էներգիա: Բախման ժամանակ այս էներգիան ամբողջապես տրվում է իոններին՝ մեծացնելով նրանց քառային տատանումների միջին էներգիան, հետևաբար՝ նաև մետաղի ներքին էներգիան, այսինքն՝ հաղորդիչը տաքանում է:



### Շարքեր և առաջադրանքներ

1. Մ՞ր մասնիկների շարժմամբ է պայմանավորված էլեկտրական հոսանքը մետաղներում:
2. Նկարագրեք Սլյուարտի և Թոլմենի փորձը: Ի՞նչ եզրակացության է հանգեցրել այն:
3. Թվարկեք մետաղների էլեկտրահաղորդականության դասական տեսության հիմնական դրույթները: 4. Ինչպե՞ս է կախված մետաղում էլեկտրոնների կարգավորված շարժման միջին արագությունը կիրառված լարումից: 5. Ինչո՞վ է պայմանավորված մետաղի էլեկտրական դիմադրությունը:

## ՕՇՄԻ ԵՎ ՋՈՈՒԼ-ԼԵՆՑԻ

# § 82. ՕՐԵՆՔՆԵՐԻ ԱՐՏԱԾՈՒՄՆ ԸՍՏ ԴԱՍԱԿԱՆ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ

Դասական էլեկտրոնային տեսությունը տարրական մեթոդներով բացատրում է մետաղներում տեղի ունեցող մի շարք երևույթներ՝ պարզելով դրանք նկարագրող ֆիզիկական օրենքները:

**Օհմի օրենքի արտաձույնը:** Դասական էլեկտրոնային տեսության համաձայն՝ ազատ էլեկտրոնը հաստատուն էլեկտրական դաշտում երկու հաջորդական բախումների միջև ընկած  $\tau$  ժամանակամիջոցում, քառային շարժման հետ մեկտեղ, կատարում է նաև արագացող ուղղորդված շարժում: Համաձայն Նյուտոնի 2-րդ օրենքի՝ այդ շարժման արագացումը՝  $\vec{a} = \vec{F}/m_e = e\vec{E}/m_e$ , որտեղ  $m_e$ -ն էլեկտրոնի զանգվածն է,  $e$ -ն՝ լիպքը: Հետևաբար՝ էլեկտրոնի ուղղորդված շարժման արագության պրոյեկցիան էլեկտրական դաշտի  $\vec{E}$  լարվածության ուղղության վրա՝  $v = at = eEt/m$ , քանի որ բախումից անմիջապես հետո էլեկտրոնի արագությունը զրո է: Ժամանակի  $t = \tau$  պահին էլեկտրոնը բախվում է իոնին և վերջինիս հաղորդում իր՝ ուղղորդված շարժման ընթացքում ձեռք բերած ամբողջ կինետիկ էներգիան: Այնուհետև էլեկտրական դաշտը նորից է արագացնում էլեկտրոնը, որը բախվում է մեկ այլ իոնի, և այսպես շարունակ: Էլեկտրոնի ուղղորդված շարժման արագու-

թյան կախումը ժամանակից արտահայտող գրաֆիկը պատկերված է 172-րդ նկարում:

Նկարից երևում է, թե ինչպես է էլեկտրոնի ուղղորդված շարժման արագությունը, ազատ վազքի յուրաքանչյուր «պարբերության» ընթացքում, աճում գրոյից մինչև առավելագույն՝

$$v_{max} = a\tau = \frac{eE\tau}{m_e} \quad (9.1)$$

արժեքը, և այնուհետև կարուկ նվազում մինչև զրո: Այդպիսի կտոր առ կտոր հավասարաչափ արագացող շարժումը կարելի է պատկերացնել որպես էլեկտրոնի հավասարաչափ շարժում  $\bar{v}$  միջին արագությամբ՝

$$\bar{v} = \frac{v_{max} + 0}{2} = \frac{v_{max}}{2} = \frac{eE\tau}{2m_e}: \quad (9.2)$$

Հաղորդչով անցնող հոսանքի խտության  $j = ne\bar{v}$  բանաձևում տեղադրելով (9.2) արտահայտությունը՝ կստանանք՝

$$j = \frac{ne^2\tau}{2m_e} E = \sigma E, \quad (9.3)$$

որն էլ Օհմի օրենքն է, որտեղ մետաղի տեսակարար հաղորդականությունը՝

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{2m_e}: \quad (9.4)$$

Նկատի ունենալով  $\tau = \lambda/\bar{v}_T$  առնչությունը՝  $\sigma$ -ի համար կստանանք՝

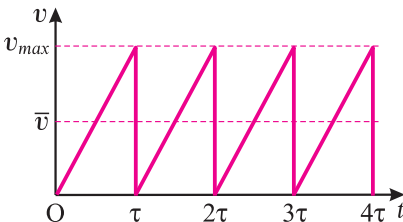
$$\sigma = \frac{ne^2\lambda}{2m_e\bar{v}_T}, \quad (9.5)$$

որտեղ  $\bar{v}_T$ -ն էլեկտրոնի միջին ջերմային արագությունն է:

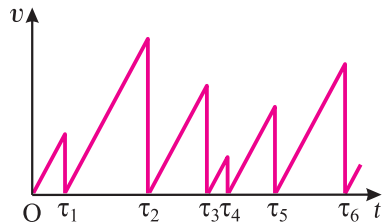
Այսպիսով՝ դասական էլեկտրոնային տեսությամբ բացատրվում է մետաղների էլեկտրահաղորդականության մեխանիզմը և հիմնավորվում է Օհմի օրենքը:

(9.5) բանաձևի օգնությամբ կարելի է գնահատել մետաղում էլեկտրոնի ազատ վազքի երկարությունը:  $T = 300$  Կ ջերմաստիճանում  $\bar{v}_T \sim 10^5$  մ/վ, ուստի, օրինակ, պղնձի համար ( $n = 8 \cdot 10^{28}$  մ<sup>-3</sup>,  $\sigma \sim 10^{-8}$  Օմ<sup>-1</sup>·մ<sup>-1</sup>)  $\lambda \sim 10^{-8}$  սմ, որը միջատոմական հեռավորության կարգի է:

Նշենք, որ (9.4) բանաձևն արտաձելիս հաշվի չի առնվել, որ ազատ վազքի  $\tau$  ժամանակը բախումից բախում փոփոխվում է: Ուրեմն՝ ազատ էլեկտրոնի  $v(t)$  կախման գրաֆիկը, ի տարբերություն 172-րդ նկարի, կունենա 173-րդ նկարում պատկերված տեսքը: Այս հանգամանքի հաշվառումով էլեկտրոնի



Նկ. 172. Ուղղորդված շարժման՝ ժամանակից արագության կախման գրաֆիկը, երբ  $\tau$ -ն հաստատուն է:



Նկ. 173. Ուղղորդված շարժման՝ ժամանակից արագության՝ կախման գրաֆիկը, երբ  $\tau$ -ն հաստատուն չէ:

ուղորդված շարժման միջին արագության համար ստացվում է

$$\bar{v} = \frac{eE\tau}{m} \quad (9.6)$$

արտահայտությունը և, որպես հետևանք, մետաղի տեսակարար էլեկտրահաղորդականության հետևյալ բանաձևը՝

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m_e} = \frac{ne^2\lambda}{m_e\bar{v}_T} \quad (9.7)$$

Սակայն զարմանալին այն էր, որ փորձին ավելի մեծ ճշտությամբ համապատասխանում էր ոչ թե ճշգրտված (9.7) բանաձևը, այլ (9.4) բանաձևը:

Հետագայում միայն պարզվեց, որ մետաղների տեսակարար էլեկտրահաղորդականության ճշգրիտ բանաձև կարելի է ստանալ միայն բվանտային տեսության հիման վրա: Ուստի, կարևոր չէ, թե որ բանաձևից է հարկավոր օգտվել: Ջոուլ-Լենցի բանաձևը դասական էլեկտրոնային տեսության հիման վրա արտածելիս կօգտվենք (9.4) բանաձևից:

**Ջոուլ-Լենցի օրենքի արտածումը:** Դիտարկենք էլեկտրական շղթայի տեղամաս, որը պարունակում է միայն մետաղե անշարժ հաղորդիչներ: Ինչպես գիտեք, շղթայի տեղամասով հոսանք անցնելիս էլեկտրական դաշտը կատարում է աշխատանք, որի հաշվին ուղորդված շարժում կատարող էլեկտրոնները ձեռք են բերում հավելյալ կինետիկ էներգիա: Իոններին բախվելիս էլեկտրոններն ամբողջությամբ նրանց են փոխանցում այդ էներգիան, որն էլ փոխակերպվում է իոնների ջերմային շարժման էներգիայի: Դրա հետևանքով մեծանում է հաղորդչի ներքին էներգիան: Հաղորդչի ջերմաստիճանը դառնում է ավելի բարձր շրջապատող միջավայրի ջերմաստիճանից. հաղորդիչը ջերմություն է տալիս շրջապատին:  $\Delta t$  ժամանակում հաղորդչից շրջապատին տրված  $Q$  ջերմաքանակը հավասար է այդ ընթացքում հոսանքի  $A$  աշխատանքին՝  $Q = A = R I^2 \Delta t$ , որն արտահայտում է Ջոուլ-Լենցի օրենքը:

(9.3) և (9.4) բանաձևերի օգնությամբ հաշվենք հաղորդչի միավոր ծավալում մեկ վայրկյանում անջատված ջերմաքանակը՝

$$\frac{Q}{V\Delta t} = \frac{\rho \frac{1}{S} j^2 S^2 \Delta t}{S \Delta t} = \frac{1}{\sigma} j^2, \quad (9.8)$$

որտեղ  $1/\rho$ -ը հաղորդչի երկարությունն է,  $S$ -ը՝ լայնական հատույթի մակերեսը,  $\rho = 1/\sigma$ -ն՝ տեսակարար դիմադրությունը: Ստանանք (9.8) առնչությունը դասական էլեկտրոնային տեսության շրջանակներում:

Հաղորդչում ազատ էլեկտրոնների թիվը՝  $N = nS l$ :  $\Delta t$  ժամանակում յուրաքանչյուր ազատ էլեկտրոն  $Z = \Delta t/\tau$  անգամ բախվում է իոններին: Հոսանքի  $A$  աշխատանքն այդ ընթացքում հավասար է էլեկտրոնների՝ իոններին փոխանցած հավելյալ կինետիկ էներգիային, որն էլ վերջին հաշվով հավասար է շրջապատին հաղորդչի տված  $Q$  ջերմաքանակին՝

$$Q = NZ\Delta\varepsilon, \quad (9.9)$$

որտեղ  $\Delta\varepsilon$ -ն ազատ վազքի վերջում էլեկտրոնի ձեռք բերած միջին հավելյալ կինետիկ էներգիան է՝  $\Delta\varepsilon = m_e v_{max}^2/2$ : Նկատի ունենալով (9.1) բանաձևը՝

$\Delta\varepsilon$ -ի համար կստանանք՝

$$\Delta\varepsilon = \frac{e^2 E^2}{2m_e} \tau^2:$$

Տեղադրելով  $\Delta\varepsilon$ -ի,  $N$ -ի և  $Z$ -ի արտահայտությունները (9.9) բանաձևում և նկատի ունենալով (9.4) բանաձևը՝ կստանանք Ջոուլ-Լենցի օրենքն արտահայտող (9.8) առնչությունը՝

$$\frac{Q}{V\Delta t} = \frac{nSf\Delta t \frac{e^2 E^2 \tau^2}{2m_e}}{Sf\Delta t} = \frac{ne^2 \tau}{2m_e} E^2 = \sigma E^2 = \frac{1}{\rho} j^2:$$



**Հարցեր և առաջադրանքներ**

1. Ի՞նչ է ազար վազքի միջին ժամանակը:
2. Որքա՞ն է էլեկտրոնի՝ ա) արագությունը ազար վազքի վերջում, բ) միջին արագությունը ազար վազքի ընթացքում:
3. Հոսանքի խտության և ազար վազքի ընթացքում ազար էլեկտրոնի շարժման միջին արագության արտահայտություններից ստացե՛ք Օհմի օրենքը:
4. Գրե՛ք մեկադիլի տեսակարար դիմադրության բանաձևը, արտահայտված էլեկտրոնի ազար վազքի միջին՝ ա) ժամանակամիջույով, բ) երկարությամբ:
5. Հաշվե՛ք ազար էլեկտրոնի ազար վազքի միջին երկարությունը սենյակային ջերմաստիճանում:
6. Արտածե՛ք Ջոուլի-Լենցի օրենքը դասական էլեկտրոնային տեսության հիման վրա:

**§ 83. ԼԱՐՈՐԱՏՈՐ ԱՃՍԱՏԱՔ 7**

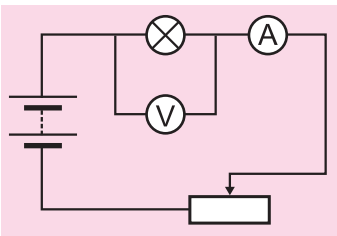
**Էլեկտրական լամպի շիկացման թելիկի ջերմաստիճանի որոշումը**

**Աշխատանքի նպատակը.** հետազոտել շիկացման լամպի հզորության կախումը լարումից և որոշել լամպի շիկացման թելիկի ջերմաստիճանը:

**Անհրաժեշտ սարքազանք.** էլեկտրական լամպ (36Վ լարման համար), հաստատուն լարման աղբյուր (36Վ), ռեոստատ, ամպերաչափ, վոլտաչափ, օհմաչափ, բանալի, միացնող հաղորդալարեր:

**Փորձի կատարման ընթացքը**

1. Օհմաչափով չափեք էլեկտրական լամպի շիկացման թելիկի դիմադրությունը սենյակային ջերմաստիճանում:



2. Հավաքեք էլեկտրական շղթա՝ ըստ նկարում պատկերված սխեմայի:

3. Շղթան փակեք և, ռեոստատի սողնակը տեղաշարժելով, նրա յուրաքանչյուր դիրքում չափեք լամպի լարումը և հոսանքի ուժը (չափումները կրկնեք 8-10 անգամ՝ սկսելով սողնակի այն դիրքից, երբ վոլտաչափի ցուցմունքը նվազագույնն է):

4. Լարման յուրաքանչյուր արժեքի համար հաշվե՛ք՝
  - ա) լամպի սպառած հզորությունը՝  $P = IU$ :
  - բ) լամպի շիկացման թելիկի դիմադրությունը՝  $R = U/I$ :
  - գ) լամպի շիկացման թելիկի ջերմաստիճանը  $t = R - R_0/R_0\alpha$  բանաձևով՝ որպես  $R_0$  վերցնելով շիկացման թելիկի դիմադրությունը սենյակային ջերմաստիճանում՝ ընդունելով, որ  $\alpha = 0,005^\circ\text{C}^{-1}$ :

5. Փորձի արդյունքները գրանցեք աղյուսակում:

Փորձի համարը	Լամպի լամպի սեղմակների միջև, $U$ , Վ	Հոսանքի ուժը լամպում, $I$ , Ա	Լամպի սպառած հզորությունը, $P$ , Վտ	Շիկացման թելիկի դիմադրությունը, $R$ , Օմ,	Շիկացման թելիկի ջերմաստիճանը, $t$ , °C

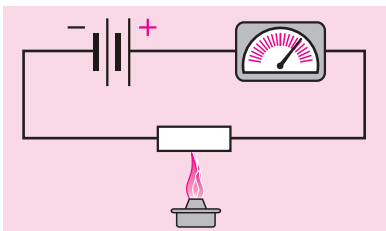
6. Միլիմետրաթղթի վրա կառույցեք  $P(U)$  և  $R(t)$  կախման գրաֆիկները:

## § 84. ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՀՈՍԱՆՔԸ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐՈՒՄ

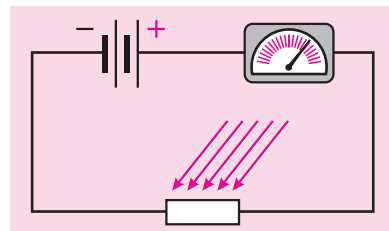
**Կիսահաղորդիչներ:** Կիսահաղորդիչներ են կոչվում այն նյութերը, որոնք իրենց տեսակարար դիմադրությամբ միջանկյալ դիրք են գրավում մեկուսիչների և հաղորդիչների միջև: Տիպիկ կիսահաղորդիչներ են Մենդելեևի պարբերական աղյուսակի 4-րդ խմբի մի շարք տարրեր (սիլիցիում, գերմանիում և այլն), ինչպես նաև մի շարք այլ պարզ նյութեր և միացություններ:

Կիսահաղորդիչների ամենաբնորոշ հատկությունը նրանց ֆիզիկական բնութագրերի խիստ արտահայտված կախումն է ջերմաստիճանից, լուսավորվածությունից, ինչպես նաև նրանց մեջ խառնուկների առկայությունից: Ցածր ջերմաստիճաններում կիսահաղորդիչներն ունեն մեծ տեսակարար դիմադրություն և գործնականում մեկուսիչներ են: Սակայն ջերմաստիճանը բարձրացնելու և գույքնաբան նրանց տեսակարար դիմադրությունն արագորեն նվազում է: Այսպես, օրինակ, սենյակային ջերմաստիճանից մինչև 700 °C տաքացնելիս գերմանիումի տեսակարար դիմադրությունը փոքրանում է մոտավորապես միլիոն անգամ:

Կիսահաղորդիչների հիմնական հատկությունները կարելի է պարզաբանել պարզ փորձերի օգնությամբ: Եթե կիսահաղորդչային նմուշը հաջորդաբար միացնենք հոսանքի աղբյուրին ու գալվանաչափին և սպիրտայրուցի բոցով տաքացնենք (նկ. 174), ապա կնկատենք, որ նմուշի ջերմաստիճանի աճին գույքնաբան հոսանքի ուժը շղթայում աճում է: Սպիրտայրուցը հեռացնելուց հետո, երբ նմուշն սկսում է սառչել, հոսանքի ուժը նվազում է: Սա վկայում է, որ կիսահաղորդչի դիմադրությունը կախված է ջերմաստիճանից, բայց, ի տարբերություն մետաղների, ջերմաստիճանը բարձրացնելիս նվազում է: Եթե այժմ սառը կիսահաղորդիչը լուսավորենք (նկ. 175), ապա հոսանքի ուժը դարձյալ կաճի. ընդ որում, որքան մեծ է կիսահաղորդչի նմուշի մակերևույթի լուսավորվածությունը, այնքան մեծ է հոսանքի ուժը:



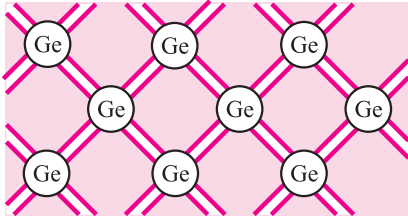
Նկ. 174. Կիսահաղորդչային նմուշը տաքացնելիս հոսանքի ուժը շղթայում աճում է:



Նկ. 175. Կիսահաղորդչային նմուշը լուսավորելիս հոսանքի ուժը շղթայում աճում է:

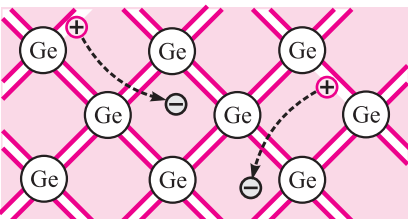
Այս երևույթները բացատրելու համար անհրաժեշտ է ծանոթանալ կիսահաղորդիչների կառուցվածքին:

**Կիսահաղորդիչների կառուցվածքը:** Առավել բնորոշ և հաճախակի օգտագործվող կիսահաղորդիչներ են գերմանիումի (Ge) և սիլիցիումի (Si) միաբյուրեղները: Գերմանիումը և սիլիցիումը քառարժեք տարրեր են, այսինքն՝ նրանց ատոմների արտաքին էլեկտրոնային թաղանթներում առկա են միջուկի հետ համեմատաբար թույլ կապված չորս արժեքական էլեկտրոններ:



**Նկ. 176.** Գերմանիումի բյուրեղաչանցի հարթ պատկերը

ների համար դառնում են ընդհանուր, և նրանց միջև առաջանում է **գույգէլեկտրոնային** կամ **կովալենտ կապ**: Բավականաչափ ցածր ջերմաստիճաններում բոլոր արժեքական էլեկտրոնները մասնակցում են ատոմների միջև կապերի ստեղծմանը, ուստի՝ բյուրեղում ազատ էլեկտրոններ չկան: Կիսահաղորդիչի ծայրերին էլեկտրական լարում կիրառելիս նրա մեջ հոսանքը գործնականում բացակայում է, այսինքն՝ կիսահաղորդիչն իրեն պահում է որպես մեկուսիչ:



**Նկ. 177.** Ազատ էլեկտրոնների և խոռոչների առաջացումը գերմանիումը տաքացնելիս (կամ լուսավորելիս)

ջերմաստիճանում կիսահաղորդչային բյուրեղում կան զգալի քանակությամբ ազատ էլեկտրոններ, և դրանց թիվը ջերմաստիճանի աճին զուգընթաց արագորեն աճում է:

Արժեքական կապը կարող է խզվել նաև լույսի ազդեցությամբ: Այդ դեպքում արժեքական էլեկտրոններն ատոմներից «պոկվում» են՝ ի հաշիվ կլանված լուսային էներգիայի:

Նշանակում է՝ կիսահաղորդիչում էլեկտրոնը «կապված» վիճակից «ազատ» վիճակի բերելու համար անհրաժեշտ է էլեկտրոնին հաղորդել էներգիայի որոշակի նվազագույն քանակ: Այդ էներգիան անվանում են **իոնացման էներգիա** և նշանակում են  $W_i$ -ով: Իսկ կապված էլեկտրոնի անցումն ազատ վիճակի, այլ կերպ ասած, չեզոք ատոմներից իոնների և ազատ էլեկտրոնների առաջացման երևույթն անվանում են **իոնացում**:

Բյուրեղաչանց կազմելիս ատոմներն այնքան են մոտենում իրար, որ յուրաքանչյուր հարևան գույգ ատոմների արժեքական երկու էլեկտրոններն այդ ատոմ-

**Կիսահաղորդչի սեփական էլեկտրահաղորդականությունը:** Կիսահաղորդիչը տաքացնելիս արժեքական էլեկտրոնների ջերմային շարժման միջին կինետիկ էներգիան աճում է: Որոշ էլեկտրոններ խզում են իրենց կապերն ատոմների հետ (նկ. 177) և դառնում ազատ: **Էլեկտրական դաշտի առկայությամբ ազատ էլեկտրոնները կատարում են ուղղորդված շարժում՝ առաջացնելով էլեկտրական հոսանք:** Սենյակային



Իճնայմանը զուգընթաց կիսահաղորդիչներում տեղի է ունենում նաև հակա-  
ռակ անցումը, երբ ազատ էլեկտրոնը վերադառնում է ատոմ և զբաղեցնում թափուր  
տեղը՝ կրկին դառնալով կապված: Այդ պրոցեսն անվանում են **վերամիավորում**:

Բացի ազատ էլեկտրոնների ուղղորդված շարժմամբ պայմանավորված հո-  
սանքից՝ կիսահաղորդչում հնարավոր է նաև հոսանքի առաջացման մեկ այլ մե-  
խանիզմ: Կովալենտ կապը խզվելիս առաջանում է թափուր տեղ՝ պայմանավոր-  
ված հեռացած էլեկտրոնով: Խզման տիրույթը, որտեղ առաջանում է հավելուրդային  
դրական լիցք (177-րդ նկարում այն պատկերված է **5** նշանով), անվանում են **խո-  
ռոչ**: Խոռոչների զոյացումը լրացուցիչ հնարավորություն է ընձեռում լիցքի տեղա-  
փոխման համար: Իրոք, կովալենտ կապն ապահովող էլեկտրոններից որևէ մեկը  
կարող է ցատկել խոռոչի տեղը և այնտեղ վերականգնել խախտված կապը: Իսկ  
այնտեղ, որտեղից հեռացել է այդ էլեկտրոնը, կառաջանա նոր խոռոչ: Իր հերթին,  
այս նոր խոռոչի տեղը կարող է զբաղեցնել կովալենտ կապի մեկ այլ էլեկտրոն և  
այսպես շարունակ: Չնայած նշված պրոցեսում իրականում տեղափոխվում են  
կապված էլեկտրոնները, սակայն այն տպավորությունն է ստեղծվում, թե տեղա-  
շարժվում են խոռոչները: Արտաքին էլեկտրական դաշտի բացակայությամբ կապ-  
ված էլեկտրոնների ցատկերը, հետևաբար՝ նաև խոռոչների տեղաշարժը տեղի են  
ունենում քառասային ձևով, և այդ պատճառով էլեկտրական հոսանք չի առաջա-  
նում: Սակայն էլեկտրական դաշտի առկայությամբ կապված էլեկտրոնների, ու-  
րեմն՝ նաև խոռոչների տեղաշարժերը դառնում են ուղղորդված, և ազատ էլեկտրոն-  
ների առաջացրած հոսանքին վերադրվում է նաև խոռոչների տեղափոխությամբ  
պայմանավորված հոսանքը:

Այսպիսով՝ կիսահաղորդչում հնարավոր են էլեկտրահաղորդականության եր-  
կու տարբեր մեխանիզմներ. **էլեկտրոնային**՝ պայմանավորված ազատ էլեկտրոն-  
ների շարժմամբ, և **խոռոչային**՝ պայմանավորված խոռոչների շարժմամբ: Մա-  
քուր, խառնուկներից զուրկ կիսահաղորդիչների էլեկտրահաղորդականությունը  
կոչվում է **սեփական էլեկտրահաղորդականություն**:



**Հարցեր և առաջադրանքներ**

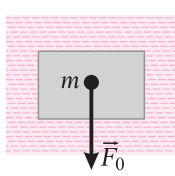
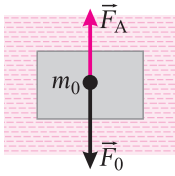
1. Ո՞ր նյութերն են կոչվում կիսահաղորդիչներ:
2. Ինչի՞ց է կախված կիսահաղորդչի դիմադրությունը:
3. Նկարագրեք փորձ, որի օգնությամբ կարելի է ցույց տալ, որ կիսա-  
հաղորդչի դիմադրությունը կախված է ջերմաստիճանից:
4. Ո՞րն է մեքաղների և կիսա-  
հաղորդիչների դիմադրությունների՝ ջերմաստիճանից ունեցած կախումների փարբերու-  
թյունը:
5. Ի՞նչ կառուցվածք ունեն գերմանիումի և սիլիցիումի բյուրեղները:
6. Բացատրեք  
կիսահաղորդչի սեփական էլեկտրահաղորդականության մեխանիզմը:
7. Ի՞նչ է խոռոչը:
8. Ինչու՞ ցածր ջերմաստիճաններում կիսահաղորդիչն իրեն պահում է որպես մեկուսիչ:

**Հետաքրքիր է**

**Ի՞նչ է արդյունաբար զանգվածը**

Ուշագրավ է, որ կիսահաղորդիչներում ազատ էլեկտրոնները և խոռոչները  
տարբերվում են ոչ միայն լիցքով. տարբեր են նաև դրանց ուղղորդված շարժման մի-  
ջին արագությունները: Դա ցույց տալու համար սահմանենք մասնիկի «արդյունա-  
բար զանգված» հասկացությունը, որի ֆիզիկական իմաստը պարզելու համար օգտ-  
վենք մեխանիկական օրինակից:

Դիտարկենք հեղուկում  $m_0$  զանգվածով մասնիկի շարժումը (տե՛ս նկարը): Մաս-  
նիկի վրա, բացի  $\vec{F}_0 = m_0 \vec{g}$  ծանրության ուժից, ազդում է նաև դեպի վեր ուղղված  $\vec{F}_A$



արքիմեդյան ուժը, որի մոդուլը՝  $F_A = \rho g V$ , որտեղ  $\rho$ -ն հեղուկի խտությունն է,  $V$ -ն՝ մասնիկի ծավալը՝  $V = m_0 / \rho_0$  ( $\rho_0$ -ն մասնիկի խտությունն է): Նյութի 2-րդ օրենքից՝  $m_0 a = F_0 - F_A = m_0 g (1 - \rho / \rho_0)$ :  $m = m_0 / (1 - \rho / \rho_0)$  մեծությունն անվանում են արդյունաբար զանգված, իսկ  $ma = m_0 g = F_0$  բանաձևը, կարծես, Նյուտոնի 2-րդ օրենքն է պարզ

տեսքով: Այսպիսով՝ պարզվում է, որ հաճախ հնարավոր է շարժվող մասնիկի վրա ազդող որոշ ուժեր անտեսել՝ փոխարենը համարելով, որ դրանից կփոխվի այդ մասնիկի զանգվածը: Մեր դիտարկած օրինակում արքիմեդյան ուժը, փաստորեն, ամփոփվեց մասնիկի արդյունաբար զանգվածում:

$m$  արդյունաբար զանգվածը մասնիկի զանգվածից կարող է տարբերվել ոչ միայն բացարձակ արժեքով, այլ նաև նշանով: Օրինակ՝ երբ  $\rho > \rho_0$ , ապա  $m < 0$ , այսինքն՝  $F_A > F_0$ , և մասնիկի շարժման արագացումն ունի  $ma = m_0 g = F_0$  առնչության մեջ հանդես եկող միակ ուժի՝  $F_0$  ծանրության ուժի հակառակ ուղղությունը:

Կիսահաղորդիչներում, բացի արտաքին էլեկտրական դաշտից, ազատ էլեկտրոնների և խոռոչների վրա ազդում է նաև բյուրեղի ներքին էլեկտրական դաշտը, որի ազդող ուժը, վերը բերված օրինակի նմանությամբ, կարելի է անտեսել՝ փոխարենը համարելով, որ էլեկտրոնի և խոռոչի իրական զանգվածները փոխարինված են նրանց արդյունաբար զանգվածներով:

Պարզվում է, որ է ազատ էլեկտրոնները և խոռոչներն ունեն տարբեր արդյունաբար զանգվածներ: Մեծ արդյունաբար զանգվածով մասնիկի ուղղորդված շարժման արագությունն ավելի փոքր է:

## § 85. ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐԻ ԽԱՌՆՈՒԿԱՅԻՆ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

Կիսահաղորդիչների սեփական հաղորդականությամբ պայմանավորված հոսանքը թույլ է լինում: Իսկապես, մաքուր (խառնուկներ չպարունակող) գերմանիումի բյուրեղում, սենյակային ջերմաստիճանում ազատ էլեկտրոնների և խոռոչների կոնցենտրացիան փոքր է՝  $n_e = 3 \cdot 10^{19} \text{մ}^{-3}$ , մինչդեռ ատոմների կոնցենտրացիան՝  $N - 10^{29} \text{մ}^{-3}$ : Այսինքն՝ գերմանիումի ազատ էլեկտրոններն ատոմների ընդհանուր թվի մեկ տասնիլիարդերորդ մասն են կազմում: Համեմատելու համար հիշեցնենք, որ, օրինակ, պղնձի ազատ էլեկտրոնների կոնցենտրացիան՝  $n_e \sim 10^{29} \text{մ}^{-3}$ :

Փորձերը ցույց են տալիս, որ խառնուկ պարունակող կիսահաղորդիչներն իրենց էլեկտրական հատկություններով խիստ տարբերվում են մաքուր կիսահաղորդիչներից: Օրինակ՝ եթե գերմանիումի բյուրեղում գերմանիումի ատոմների ընդամենը 0,001 %-ը փոխարինվի ֆոսֆորի ատոմներով, ապա տեսակարար դիմադրությունը կփոքրանա ավելի քան  $10^5$  անգամ:

Խառնուկների առկայությամբ կիսահաղորդիչի դիմադրության աստիճան փոքրացումը հասկանալու համար ենթադրենք, որ գերմանիումի բյուրեղայանցում որոշ ատոմներ տեղակալված են հնգարժեք տարրի, օրինակ՝ արսենի (As) ատոմներով (նկ. 178): Այդպիսի բյուրեղ կարելի է ստանալ հալված վիճակում գերմանիումին արսեն ավելացնելով և ապա՝ սառեցման միջոցով խառնուրդը բյուրեղացնելով: Բյուրեղում արսենի յուրաքանչյուր ատոմի հինգ արժեքական էլեկտրոններից չորսը մասնակցում են հարևան չորս ատոմների հետ արժեքական կապերի ստեղծմանը, իսկ միջուկի հետ համեմատաբար թույլ կապված հինգերորդ էլեկտրոնը

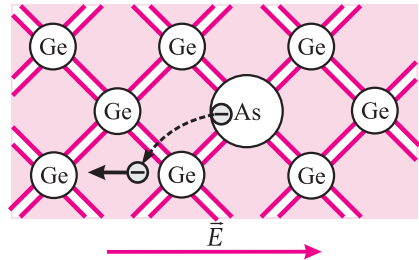
նույնիսկ սենյակային ջերմաստիճաններում բյուրեղաչանցի ջերմային տատանումների հետևանքով «լքում» է ատոմը և դառնում ազատ: Նման եղանակով արսենի գրեթե բոլոր ատոմներն առաջացնում են մեկական ազատ էլեկտրոն և վերածվում են դրական իոնների: Այդ իոնները խոռոչներ չեն, քանի որ հարևան բոլոր չորս ատոմների հետ ունեն լրացված կապեր:

Հեշտությամբ էլեկտրոններ տվող և, հետևաբար, ազատ էլեկտրոնների թիվը մեծացնող խառնուկները կոչվում են **դոնորային** (լատիներեն «դոնարե»)՝ նվիրել բառից): Դոնորային խառնուկների նույնիսկ չնչին քանակի առկայությամբ նրանց ատոմներից պոկված էլեկտրոնների թիվը զգալիորեն մեծ է սեփական հաղորդականության խոռոչների թվից, ուստի՝ այդպիսի կիսահաղորդիչների էլեկտրահաղորդականությունը հիմնականում պայմանավորված է էլեկտրոններով: Դոնորային խառնուկներ պարունակող կիսահաղորդիչների էլեկտրահաղորդականությունն անվանում են **էլեկտրոնային**, իսկ այդպիսի կիսահաղորդիչները՝ *n* տիպի (լատիներեն «նեգատիվուս»)՝ բացասական բառի սկզբնատառը):

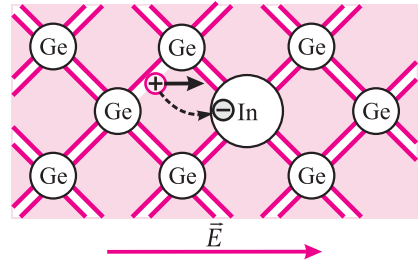
Եթե գերմանիումի ատոմները մասամբ փոխարինված են որևէ եռարժեք տարրի, օրինակ, ինդիումի (In) ատոմներով, ապա դրանցից յուրաքանչյուրի երեք արժեքական էլեկտրոնները չեն բավականացնի քառարժեք գերմանիումի հարևան չորս ատոմների հետ կովալենտ կապեր ստեղծելու համար: Խառնուկի յուրաքանչյուր ատոմ իր երեք արժեքական էլեկտրոններով կովալենտ կապերի մեջ կմտնի գերմանիումի երեք հարևան ատոմների հետ, իսկ չորրորդ կապը կմնա չլրացված: Այդ կապը լրացվում է գերմանիումի որևէ ատոմի արժեքական էլեկտրոնի օգնությամբ (նկ. 179): Գերմանիումի արժեքական էլեկտրոնի թափուր տիրույթում առաջանում է խոռոչ, իսկ ինդիումի ատոմը վերածվում է բացասական իոնի: Այսպիսով՝ խառնուկները, գերմանիումի ատոմներից էլեկտրոններ վերցնելով, բյուրեղում առաջացնում է խոռոչներ:

Կիսահաղորդչում խոռոչների թիվը մեծացնող եռարժեք խառնուկները կոչվում են ակցեպտորային (լատիներեն «ակցեպտոր»)՝ ընդունող բառից): Ակցեպտորային խառնուկների առկայությամբ կիսահաղորդչում էլեկտրական հոսանքը հիմնականում պայմանավորված է խոռոչների շարժմամբ: Այդ պատճառով ակցեպտորային խառնուկներ պարունակող կիսահաղորդիչների էլեկտրահաղորդականությունն անվանում են **խոռոչային**, իսկ այդպիսի կիսահաղորդիչները՝ *p* տիպի (լատիներեն «պոզիտիվուս»)՝ դրական բառի սկզբնատառից):

Այսպիսով՝ **էլեկտրական հոսանքը կիսահաղորդիչներում պայմանավորված է էլեկտրոնների և խոռոչների ուղղորդված շարժմամբ:**



**Նկ. 178.** Գերմանիումին արսեն (As) խառնելիս մեծանում է էլեկտրոնների թիվը:  $\ominus$ -ով նշված է այդ էլեկտրոններից մեկը:



**Նկ. 179.** Գերմանիումին ինդիում (In) խառնելիս մեծանում է խոռոչների թիվը:  $\oplus$ -ով նշված է այդ խոռոչներից մեկը:



## Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Բացատրեք, թե ի՞նչ է բեռի ունենում, երբ կիսահաղորդչին ավելացնում են դոնորային կամ ակցեպտորային խառնուկ: 2. ՄՐ կիսահաղորդիչն է կոչվում  $n$  փրպի: 3. ՄՐ կիսահաղորդիչն է կոչվում  $p$  փրպի: 4. Ինչպիսի՞ն է էլեկտրական հոսանքի բնույթը կիսահաղորդիչներում:

Խորացված

## § 86. ԼԱԲՈՐԱՏՈՐ ԱՃԽԱՏԱՆԷ 8

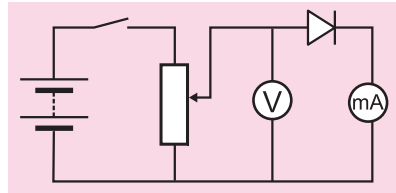
### Կիսահաղորդչային դիոդի վոլտ-ամպերային բնութագծի ստացումը

**Աշխատանքի նպատակը.** կառուցել կիսահաղորդչային դիոդով անցնող հոսանքի ուժի կախումը դիոդի ծայրերին կիրառված լարումից արտահայտող գրաֆիկը:

**Անհրաժեշտ պարագաներ.** հոսանքի աղբյուր, միլիամպերաչափ, կիսահաղորդչային դիոդ, ռետոտատ, միացման հաղորդալարեր, բանալի, վոլտաչափ:

#### Փորձի կատարման ընթացքը

1. Հավաքեք շղթա՝ ըստ նկարում պատկերված սխեմայի:
2. Բանալիով փակեք շղթան: Ռետոտատի սողնակի դիրքն ընտրեք այնպես, որ վոլտաչափը ցույց տա ամենափոքր լարումը: Վոլտաչափի և ամպերաչափի ցուցմունքները գրանցեք աղյուսակում:
3. Ռետոտատի սողնակն աստիճանաբար տեղաշարժեք և սողնակի յուրաքանչյուր դիրքի համար չափեք լարումը և հոսանքի ուժը արտահայտված մԱ-ով (կատարեք առնվազն 7-8 չափում):
4. Լարման և հոսանքի ուժի արժեքները գրանցեք աղյուսակում:



Փորձի համարը	Դիոդին կիրառված լարումը, $U$ , Վ	Դիոդով անցնող հոսանքի ուժը, $I$ , մԱ

5. Ըստ չափման արդյունքների՝ միլիմետրական թղթի վրա կառուցեք  $I(U)$  կախման գրաֆիկը (դիոդի վոլտ-ամպերային բնութագիծը):

Խորացված

## § 87. ԷԼԵԿՏՐՈՆԱԽՈՌՈՉԱՅԻՆ ( $n$ - $p$ ) ԱՆՑՈՒՄ

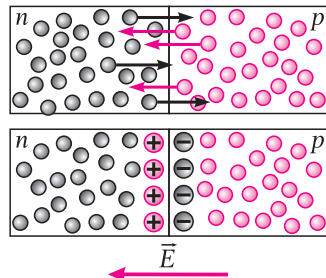
Ուշագրավ ֆիզիկական երևույթներ են դիտվում տարբեր բնույթի էլեկտրահաղորդականությամբ օժտված երկու կիսահաղորդիչների բաժանման սահմանին:

Դիտարկենք կիսահաղորդչային բյուրեղ, որի մի մասն օժտված է էլեկտրոնային ( $n$ ), իսկ մյուսը՝ խոռոչային ( $p$ ) հաղորդականությամբ: Այդ երկու տիպային բաժանման սահմանն անվանում են **էլեկտրոնախոռոչային անցում** կամ ավելի կարճ՝  **$n$ - $p$  անցում** (անցաշերտ):

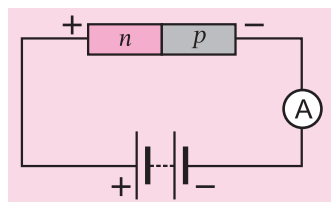
Քանի որ  $n$  տիրույթում գերակշռում են ազատ էլեկտրոնները, իսկ  $p$  տիրույթում՝ խոռոչները, ապա այդ տիրույթների կցման պահին ջերմային շարժման հետևանքով էլեկտրոններն  $n$  տիրույթից կանցնեն դեպի  $p$  տիրույթ, իսկ խոռոչները՝  $p$  տիրույթից  $n$  տիրույթ (նկ. 180): Այս երևույթը նման է երկու տարբեր հեղուկների փոխադարձ դիֆուզիային, սակայն ընթացում է շատ ավելի արագ: Եթե էլեկտրոնները և խոռոչները լիցքավորված չլինեին, ապա դիֆուզիան կընթանար այնքան ժամանակ, մինչև երկու տիրույթներում նրանց կոնցենտրացիաները դառնային հավասար: Սակայն այն ընդհատվում է ավելի վաղ, քանի որ դիֆուզիայի հետևանքով  $n$  տիրույթի՝ սահմանին հարող շերտը լիցքավորվում է դրական, իսկ  $p$  տիրույթի սահմանային շերտը՝ բացասական լիցքով: Երկու տիրույթների բաժանման սահմանին մեղ շերտում առաջանում է արգելակող էլեկտրական դաշտ, որի  $\vec{E}$  լարվածությունն ուղղված է  $n$  տիրույթից  $p$  տիրույթ, և որը խոչընդոտում է լիցքակիրների հետագա տեղաշարժը:

Այժմ  $n$ - $p$  անցումով կիսահաղորդչի ծայրերին կիրառենք արտաքին լարում: Եթե հոսանքի աղբյուրի դրական բևեռը միացնենք  $n$ - $p$  անցման  $n$  տիրույթին, իսկ բացասականը՝  $p$  տիրույթին (նկ. 181), ապա շղթայում հոսանքը կբացակայի: Այդպիսի միացումը կոչվում է **հակադարձ**: Հակադարձ միացման դեպքում հոսանքի աղբյուրի ստեղծած  $\vec{E}_0$  էլեկտրական դաշտի լարվածության ուղղությունը համընկնում է  $n$ - $p$  անցման արգելակող էլեկտրական դաշտի  $\vec{E}$  լարվածության ուղղության հետ: Այդ դեպքում  $n$  կիսահաղորդչի էլեկտրոնները, իսկ  $p$  կիսահաղորդչի՝ խոռոչները կհեռանան արգելակող անցաչերտից տարբեր կողմեր՝ մեծացնելով այդ շերտի հաստությունը:  $n$ - $p$  անցման դիմադրությունը կտրուկ կմեծանա, և անցաչերտով գործնականում հոսանք չի անցնի (նկ. 182):

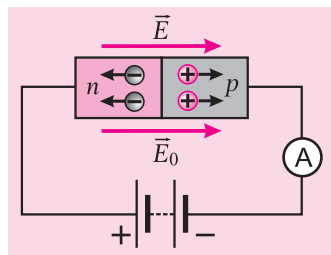
Եթե հոսանքի աղբյուրի դրական բևեռը միացվում է  $p$  տիրույթին, իսկ բացասական բևեռը՝  $n$  տիրույթին (նկ. 183), ապա շղթայով հոսանք է անցնում: Այդպիսի միացումը կոչվում է **ուղիղ**: Ուղիղ միացման դեպքում հոսանքի աղբյուրի ստեղծած էլեկտրական դաշտի  $\vec{E}_0$  լարվածությունը հակառակ է ուղղված  $n$ - $p$  անցման արգելակող դաշտի  $\vec{E}$  լարվածությանը: Դրա հետևանքով  $n$  և  $p$  տիրույթներից հիմնա-



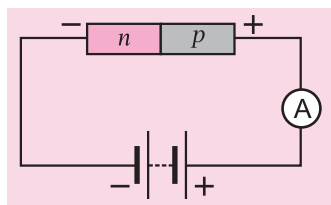
Նկ. 180.  $n$ - $p$  անցման (անցաչերտի) պատկերը



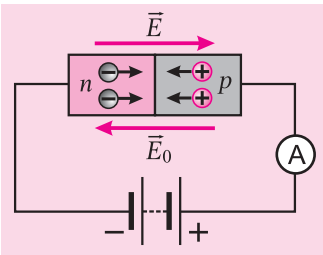
Նկ. 181. Հակադարձ միացման սխեման



Նկ. 182. Հակադարձ միացման սխեմայի պարզաբանում



Նկ. 183. Ուղիղ միացման սխեման



Նկ. 184. Ուղիղ միացման սխեմայի պարզաբանում

կան լիցքակիրները՝ էլեկտրոնները և խոռոչները, շարժվելով իրար ընդառաջ, դյուրությամբ քափանցում են արգելակող շերտ՝ փոքրացնելով այդ շերտի դիմադրությունը: Եվ եթե  $E_0 > E$  ապա անցաշերտն այլևս դիմադրատարր չէ (նկ. 184):

Այսպիսով՝ *n-p* անցումն օժտված է միակողմանի էլեկտրահաղորդականությամբ. մի ուղղությամբ հաղորդում է էլեկտրական հոսանք, իսկ հակառակ ուղղությամբ՝ ոչ: Այլ կերպ

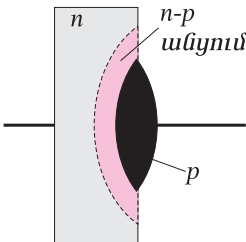
ասած՝ նրա դիմադրությունը կախված է հոսանքի ուղղությունից. ուղիղ միացման դեպքում այն ունի վերջավոր դիմադրություն և հանդես է գալիս որպես կիսահաղորդիչ, իսկ հակադարձ միացման դեպքում նրա դիմադրությունը շատ մեծ է, և այն դրսևորում է մեկուսիչի հատկություններ:



**Հարցեր և առաջադրանքներ**

1. Բացատրեք, թե ինչպես է առաջանում էլեկտրոնախոռոչային անցումը:
2. Ինչու՞ է *n-p* անցումն օժտված միակողմանի էլեկտրահաղորդականությամբ:
3. Բացատրեք *n-p* անցման սահմանին արգելակող լարման առաջացման մեխանիզմը:

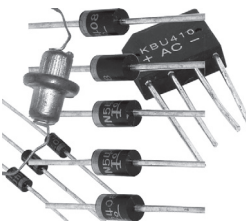
**§ 88. ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ՍԱՐՔԵՐ՝ ԴԻՈԴ, ՏՐԱՆԶԻՍՏՈՐ**



Նկ. 185. Կիսահաղորդչային դիոդ

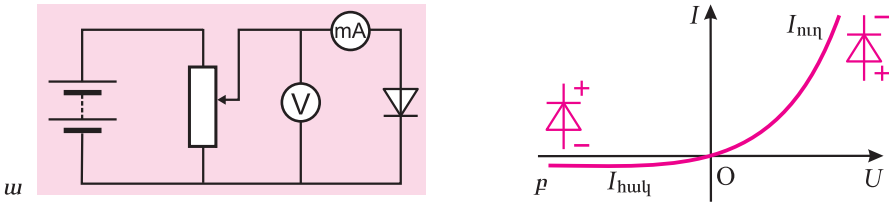
Կիսահաղորդչային սարքերը մեծ կիրառություն ունեն տեխնիկայում: Ժամանակակից տեխնիկայի շատ ոլորտների (ռադիոկապ, հեռուստատեսություն, ավտոմատիկա, համակարգչային տեխնիկա և այլն) արագ զարգացումն անհնարին կլիներ՝ առանց կիսահաղորդչային սարքերի կիրառման:

**Կիսահաղորդչային դիոդ:** Կիսահաղորդչային դիոդը բաղկացած է մեկ *n-p* անցում պարունակող կիսահաղորդչից: Այն ստանալու համար *n*-տիպի հաղորդականությամբ գերմանիումի բյուրեղի մակերևույթին լցնում են հալած ինդիում: Դիֆուզիայի շնորհիվ ինդիումի ատոմները ներթափանցում են գերմանիումի մեջ առաջացնելով *p* հաղորդականությամբ տիրույթ: Գերմանիումի բյուրեղի մնացած մասը, որտեղ ինդիումի ատոմները չեն թափանցել, ունի *n* տիպի հաղորդականություն: Այդ երկու տիրույթների միջև առաջանում է *n-p* անցում (նկ. 185): Կիսահաղորդչային դիոդի արտաքին տեսքը և պայմանական նշանը պատկերված են 186-րդ նկարում:



Նկ. 186. Դիոդի արտաքին տեսքը և պայմանական նշանը

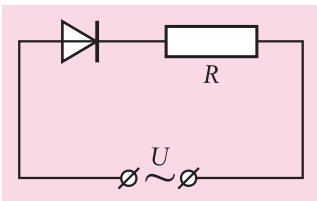
Դիոդի հատկություններն ուսումնասիրենք 187, ա նկարում պատկերված էլեկտրական շղթայի օգնությամբ: Ռեոս-



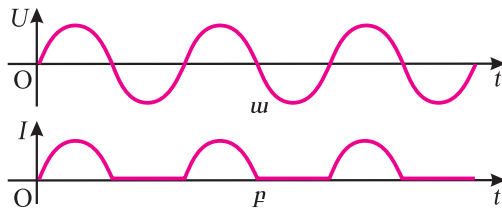
**Նկ. 187.** ա. Շղթայում կիսահաղորդչային դիոդի միացման սխեման, բ. կիսահաղորդչային դիոդի վոլտ-ամպերային բնութագիծը

տառի միջոցով փոփոխելով դիոդի ծայրերին կիրառված լարումը և կառուցելով  $I(U)$  կախման գրաֆիկը (նկ. 187,բ)՝ դիոդի վոլտ-ամպերային բնութագիծը՝ գալիս ենք այն եզրակացության, որ դիոդն օժտված է միակողմանի հաղորդականությամբ: Ուստի՝ դիոդը կարելի է օգտագործել փոփոխական հոսանքներ ուղղելու, այսինքն՝ միևնույն ուղղությամբ՝ բարախող հոսանք դարձնելու համար:

Մեկ դիոդի կազմված հոսանքի պարզագույն ուղղիչի սխեման պատկերված է 188-րդ նկարում:  $n$ - $p$  անցումն օժտված է միակողմանի հաղորդականությամբ, ուստի՝ նրա ծայրերին փոփոխական լարում կիրառելիս (նկ. 189,ա)  $R$  դիմադրությամբ հաղորդչով հոսանք կանցնի միայն այն ժամանակամիջոցներում, երբ  $n$  տի-բյուրի տրվում է բացասական, իսկ  $p$  տի-բյուրի՝ դրական պոտենցիալ: Դրա հետևանքով ստացվում է բարախող հոսանք (նկ. 189,բ):



**Նկ. 188.** Մեկ դիոդի կազմված ուղղիչի սխեման

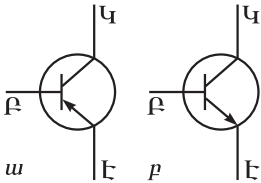


**Նկ. 189.** Դիոդի ծայրերին փոփոխական լարում (ա) կիրառելիս ստացվում է բարախող հոսանք (բ)

Համեմատած համանման սարքերի հետ՝ կիսահաղորդչային դիոդն ունի մի շարք առավելություններ՝ համեմատաբար մեծ ՕԳԳ, փոքր չափեր և զանգված, շահագործման երկար ժամանակ, մեխանիկական մեծ ամրություն: Թերությունն այն է, որ նրա բնութագրիչները կախված են ջերմաստիճանից:

**Տրանզիստոր:** Տրանզիստորը (անգլերեն «տրանսֆեր»՝ տեղափոխել և «ռեզիստոր»՝ դիմադրություն բառերից) ժամանակակից տեխնիկայում լայն կիրառություն ունեցող կիսահաղորդչային սարք է: Այն օգտագործում են էլեկտրական ազդանշանների զեներացման և ուժեղացման համար: Տրանզիստորի հիմնական տարրը երեք տի-բյուրիներից բաղկացած կիսահաղորդչային բյուրեղն է, որի երկու ծայրերն օժտված են  $p$  տիպի հաղորդականությամբ, իսկ նրանց միջև առկա բարակ շերտը՝  $n$ -տիպի հաղորդականությամբ: Այդպիսի տրանզիստորները կոչվում են  $p$ - $n$ - $p$  տիպի: Գոյություն ունեն նաև  $n$ - $p$ - $n$  տիպի տրանզիստորներ, որոնց մեջ երկու  $n$  տիպի հաղորդականությամբ օժտված տի-բյուրերն իրարից բաժանվում են  $p$  տիպի հաղորդականությամբ բարակ շերտով: Տրանզիստորի արտաքին տեսքը և պայմանական նշանները պատկերված են 190-րդ նկարում:





**Նկ. 190.** Տրանզիստորի արտաքին տեսքը և պայմանական նշանները, ա.  $\rho$ - $n$ - $\rho$  տիպի, բ.  $n$ - $\rho$ - $n$  տիպի

Քննարկենք  $\rho$ - $n$ - $\rho$  տիպի տրանզիստորի աշխատանքի սկզբունքը: Այն բաղկացած է երկու՝  $\rho$ - $n$  և  $n$ - $\rho$  անցումներից (նկ. 191):

Բյուրեղի ձախ տիրույթն անվանում են **էմիտեր**, աջ տիրույթը՝ **կոլեկտոր**, իսկ այդ տիրույթներն իրարից բաժանող բարակ շերտը՝ **բազա**:

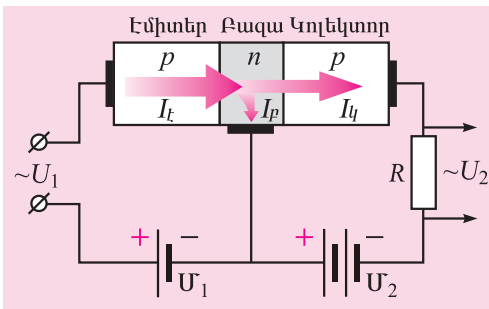
Նկարում պատկերված շղթայում ձախ՝  $\rho$ - $n$  անցումն ուղիղ անցում է:  $U_1$  մարտկոցի և փոփոխական լարման աղբյուրի ազդեցությամբ նրա մեջ առաջանում է զգալի հոսանք ( $I_t$ ): Այդ հոսանքը հիմնականում պայմանավորված է խոռոչների շարժմամբ, քանի որ էմիտերում խոռոչների թիվը շատ անգամ գերազանցում է բազայում ազատ էլեկտրոնների թիվը: Շղթայում  $U_2$  մարտկոցը միացված է այնպես, որ աջ՝  $n$ - $\rho$  անցումը փակ է, և եթե չլիներ ձախ՝  $\rho$ - $n$  անցումը, ապա նրանով հոսանք չէր անցնի: Իրականում էմիտերի շղթան միացնելիս կոլեկտորի շղթայում նույնպես հոսանք է առաջանում: Դա տեղի է ունենում հետևյալ կերպ: Էմիտերի հիմնական լիցքակիրները՝ խոռոչները,

թափանցում են բազա: Քանի որ բազայի հաստությունը շատ փոքր է, և նրա մեջ ազատ էլեկտրոնների թիվը մեծ չէ, ապա այնտեղ թափանցած խոռոչների միայն չնչին մասն է վերամիավորվում այդ էլեկտրոնների հետ: Խոռոչների զգալի մասը դիֆուզիայի շնորհիվ անցնում է կոլեկտոր և  $U_2$  մարտկոցի ստեղծած էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ տեղափոխվում՝ առաջացնելով էլեկտրական հոսանք:

Բազայի լայնական հաստության մակերեսը շատ փոքր է նրա երկայնական հաստության մակերեսից, ուստի բազայից էմիտերի շղթայում ճյուղավորվող  $I_p$  հոսանքի ուժը շատ փոքր է, և կոլեկտորում  $I_k$  հոսանքի ուժը գրեթե հավասար է էմիտերում  $I_t$  հոսանքի ուժին՝  $I_k = I_t$ : Ինչ օրենքով փոփոխվում է էմիտերային հոսանքը, նույն օրենքով էլ փոփոխվում է կոլեկտորային հոսանքը: Էմիտերային հոսանքը փոփոխելով  $U_1$  լարման աղբյուրի միջոցով՝ կոլեկտորի շղթայում միացված  $R$  դիմադրության վրա կստանանք  $U_2 = I_k R$  լարման համաժամանակյա փոփոխություն:  $R$  դիմադրության բավականաչափ մեծ արժեքների դեպքում այդ փոփոխությունը կարող է տասնյակ հազար անգամ գերազանցել  $U_1$  լարման փոփոխությանը: Դա

նշանակում է, որ տեղի է ունենում լարման ուժեղացում: Քանի որ հոսանքի ուժն էմիտերի և կոլեկտորի շղթաներում գրեթե նույնն է, ապա  $R$  դիմադրությանը հաղորդչում անջատված հզորությունը ևս զգալիորեն մեծ է էմիտերի շղթայում ծախսված հզորությունից: Այսպիսով՝ տեղի է ունենում նաև հզորության ուժեղացում:

Տրանզիստորը հայտնագործել են ամերիկացի գիտնականներ Ջոն Բար-



**Նկ. 191.**  $\rho$ - $n$ - $\rho$  տիպի տրանզիստորը բաղկացած է երկու՝  $\rho$ - $n$  և  $n$ - $\rho$  անցումներից:



դինը, Ուոլտեր Բրատենը և Ուիլյամ Շոկլին 1948թ., որի համար 1956թ. արժանացել են Նոբելյան մրցանակի: 1960-ական թվականների սկզբից կիսահաղորդիչների և կիսահաղորդչային սարքերի ֆիզիկայի բնագավառում կարևոր գիտական հետազոտություններ են կատարել մասնաճյուղի հայ ֆիզիկոսները:



### Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Ի՞նչ կառուցվածք ունի կիսահաղորդչային դիոդը: 2. Ի՞նչ կառուցվածք ունի փրանգիստորը: 3. Նկարագրե՞ք  $p$ - $n$ - $p$  տիպի փրանգիստորի աշխատանքի սկզբունքը: 4. Ի՞նչ հաշիվ ի՞նչ էներգիայի է տեղի ունենում էլեկտրական ազդանշանի հզորության ուժեղացումը փրանգիստորում:

## § 89. ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՇՈՍԱՆՔԸ ԷԼԵԿՏՐՈԼԻՏՆԵՐԻ ԼՈՒԾՈՒՅԹՈՒՄ

**Էլեկտրոլիտներ:** Թորած ջուր պարունակող անոթի մեջ իջեցնենք երկու մետաղե թիթեղներ՝ **Էլեկտրոդներ**, և դրանք միացնենք հոսանքի աղբյուրի դրական և բացասական բևեռներին: Դրական բևեռին միացված էլեկտրոդն անվանում են **անոդ** (A), իսկ բացասական բևեռին միացվածը՝ **կաթոդ** (K): Շղթայում էլեկտրոդներին հաջորդաբար միացված ամպերաչափը հոսանք ցույց չի տա: Այստեղից եզրակացնում ենք, որ **թորած ջուրը դիէլեկտրիկ է**: Հոսանքը կբացակայի մասնաճյուղի դեպքում, երբ ջրի մեջ լուծենք շաքար կամ գլիցերին: Իսկ եթե թորած ջրին ավելացնենք որևէ էլեկտրոլիտ՝ **աղ, հիմք (ալկալի)** կամ **թթու**, ապա կնկատենք, որ ամպերաչափի սլաքը շեղվում է, այսինքն՝ լուծույթով հոսանք է անցնում: Հոսանք են անցկայանում մասնաճյուղի էլեկտրոլիտների հալույթները:

Այս փորձերը ցույց են տալիս, որ **էլեկտրոլիտների ջրային լուծույթները, ինչպես մասնաճյուղի հալույթներն էլեկտրական հոսանքի հաղորդիչներ են**:

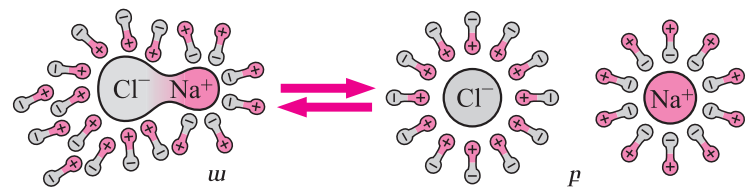
**Էլեկտրոլիտային դիսոցիում:** Քանի որ էլեկտրոլիտների ջրային լուծույթները և հալույթներն էլեկտրական հոսանքի հաղորդիչներ են, ապա դրանց մեջ պետք է լինեն ազատ լիցքակիրներ: Պարզենք, թե ինչ մասնիկներ են դրանք և ինչպես են առաջանում:

Էլեկտրոլիտների մոլեկուլներում ատոմներն իրար հետ կապված են իոնային կապով: Օրինակ՝ կերակրի աղի մոլեկուլը ( $\text{NaCl}$ ) կազմված է մատրիումի  $\text{Na}^+$  դրական և քլորի  $\text{Cl}^-$  բացասական իոններից: Ունենալով տարանուն լիցքեր՝ այդ իոնները ձգում են իրար և միանալով՝ կազմում  $\text{NaCl}$  մոլեկուլը:

Էլեկտրոլիտը ջրում լուծելիս ջրի բևեռային մոլեկուլներն էլեկտրոլիտի մոլեկուլի էլեկտրական դաշտում դասավորվում են այնպես, որ էլեկտրոլիտի մոլեկուլի դրական իոնը շրջապատվում է ջրի երկբևեռ-մոլեկուլների բացասական բևեռներով, իսկ բացասական իոնը՝ դրական բևեռներով (նկ. 192, ա): Դրա հետևանքով իոնների ձգողության ուժը թուլանում է  $\epsilon$  անգամ, որտեղ  $\epsilon$ -ը ջրի դիէլեկտրական թափանցելիությունն է: Էլեկտրոլիտի մոլեկուլները, շարժվելով քառասյին ձևով, անընդհատ ենթարկվում են բախումների: Բախվելով բավականաչափ մեծ արագություն ունեցող մոլեկուլների՝ նրանք արոհվում են առանձին իոնների (նկ. 192, բ):

Նկարագրված պրոցեսը կոչվում է **էլեկտրոլիտային դիսոցիում**:

Դիսոցյան հետևանքով առաջացած տարանուն իոնները, անկանոն շարժման ընթացքում հանդիպելով իրար, կարող են կրկին միանալ՝ կազմելով չեզոք մոլեկուլ: Այդ պրոցեսը կոչվում է վերամիավորում (**ռեկոմբինացիա**)

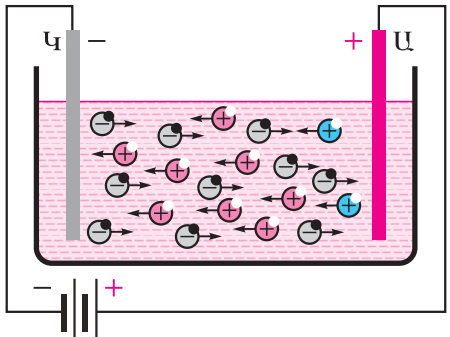


**Նկ. 192.** ա. Կերակրի աղի մոլեկուլի դրական իոնը շրջապատվում է ջրի երկրենտ մոլեկուլների բացասական բևեռներով, իսկ բացասական իոնը՝ դրական բևեռներով: բ. Բախումների հետևանքով կերակրի աղի մոլեկուլը տրոհվում է առանձին իոնների:

Այսպիսով՝ մի կողմից՝ տեղի է ունենում մոլեկուլների դիսոցյում, որի հետևանքով առաջանում են դրական և բացասական իոններ, մյուս կողմից՝ այդ իոնները վերամիավորվում են՝ առաջացնելով չեզոք մոլեկուլներ: Սկզբնական պահին դիսոցյված մոլեկուլների թիվը զգալիորեն մեծ է վերամիավորման հետևանքով առաջացած մոլեկուլների թվից: Սակայն որոշ ժամանակ անց այդ երկու՝ իրար հակառակ ընթացող պրոցեսների միջև հաստատվում է շարժուն հավասարակշռություն. միավոր ժամանակում որքան մոլեկուլ դիսոցյվում է, նույնքան էլ առաջանում է վերամիավորման շնորհիվ: Շարժուն հավասարակշռության վիճակը բնութագրվում է լուծված նյութի **դիսոցյան աստիճանով**, որը տրոհված մոլեկուլների թվի հարաբերությունն է լուծված նյութի մոլեկուլների լրիվ թվին:

Դիսոցյան աստիճանը կախված է լուծված նյութի կոնցենտրացիայից, ջերմաստիճանից և լուծիչի  $\epsilon$  դիէլեկտրական թափանցելիությունից: Ջերմաստիճանը բարձրացնելիս դիսոցյան աստիճանն աճում է: Քանի որ ջուրն օժտված է մեծ դիէլեկտրական թափանցելիությամբ ( $\epsilon = 81$ ), ապա, այլ լուծիչների համեմատությամբ, ջրում էլեկտրոլիտների դիսոցյան աստիճանն ավելի մեծ է:

**Էլեկտրահաղորդականության բնույթը էլեկտրոլիտների լուծույթներում:** Քանի դեռ էլեկտրոլիտի ջրային լուծույթում արտաքին էլեկտրական դաշտը բացակայում է, լուծույթի իոնները շարժվում են քառասյին ձևով: Էլեկտրական



**Նկ. 193.** Էլեկտրական դաշտում լուծույթի դրական իոնները շարժվում են դեպի կաթոդ, իսկ բացասականները՝ դեպի անոդ

դաշտի առկայությամբ, քառասյին շարժման հետ մեկտեղ նրանք կատարում են նաև ուղղորդված շարժում: Դրական իոնները շարժվում են դեպի կաթոդ, իսկ բացասական իոնները՝ դեպի անոդ (ճկ. 193), և էլեկտրոլիտի լուծույթում առաջանում է էլեկտրական հոսանք:

Այսպիսով՝ **էլեկտրոլիտների լուծույթներում էլեկտրական հոսանքը պայմանավորված է դրական և բացասական իոնների ուղղորդված շարժմամբ:** Փորձը ցույց է տալիս, որ էլեկտրոլիտների ջրային լուծույթներում հոսանքի ուժի և լարման

կապը տրվում է Օհմի օրենքով: Սակայն, ի տարբերություն մետաղների, ջերմաստիճանը բարձրացնելիս էլեկտրոլիտի լուծույթի դիմադրությունը փոքրանում է, որը պայմանավորված է իոնների կոնցենտրացիայի աճով:

**Էլեկտրոլիզ:** Էլեկտրոլիտների լուծույթներում էլեկտրական հոսանքն ուղեկցվում է նյութի տեղափոխմամբ: Նյութի բացասական իոնները, հասնելով անոդին, նրան են տալիս իրենց հավելուրդային էլեկտրոնները և չեզոք ատոմների տեսքով անջատվում նրա վրա: Դրական իոնները, հասնելով կաթոդին, նրանից վերցնում են պակասող էլեկտրոնները և չեզոքանալով՝ անջատվում են նրա վրա: **Լուծույթով էլեկտրական հոսանք անցնելիս էլեկտրոդների վրա նյութի անջատման պրոցեսը կոչվում է էլեկտրոլիզ:**

Էլեկտրոլիզի երկուսը մանրամասնորեն քննարկենք պղնձի երկբլորիդի ( $\text{CuCl}_2$ ) ջրային լուծույթի օրինակով: Ջրում  $\text{CuCl}_2$ -ը դիսոցիվում է պղնձի և քլորի իոնների՝



Էլեկտրական դաշտում պղնձի դրական իոնները շարժվում են դեպի կաթոդ, իսկ քլորի բացասական իոնները՝ դեպի անոդ: Հասնելով կաթոդին՝ պղնձի յուրաքանչյուր իոն նրանից վերցնում է 2 էլեկտրոն, չեզոքանում է և անջատվում նրա վրա՝



Քլորի իոնները, հասնելով անոդին, նրան են տալիս մեկական հավելուրդային էլեկտրոն և, գույգերով միանալով, կազմում են քլորի չեզոք մոլեկուլներ՝



Քլորն անոդի վրա անջատվում է պղպջակների տեսքով:

**Էլեկտրոլիզի տեխնիկական կիրառությունները:** Էլեկտրոլիզի երկուսն ունի մի շարք կարևոր տեխնիկական կիրառություններ:

Էլեկտրոլիզի օգնությամբ ստացվում է մաքուր (ռաֆինացված) պղնձ հետևյալ եղանակով: Հանքանյութից ստացված պղնձից, որը պարունակում է տարբեր խառնուկներ, ձուլվում են հաստ փթեղներ: Այդ փթեղներն իջեցվում են  $\text{CuSO}_4$ -ի լուծույթի մեջ՝ որպես անոդ: Որոշակի պայմաններում կաթոդի վրա անջատվում է միայն մետաղական պղնձ, իսկ խառնուկներն անցնում են լուծույթի մեջ կամ նստում անոդի հատակին:

Հալույթի էլեկտրոլիզի միջոցով բոքսիտներից, որոնք պարունակում են ալյումինի օքսիդ ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), ստացվում է մետաղական ալյումին: Այս պրոցեսում մեծ հոսանքի ուժի շնորհիվ անջատվող ջրուլյան ջերմության հաշվին նյութը պահվում է հալված վիճակում:

Էլեկտրոլիզի միջոցով մետաղե առարկաները կարելի է պատել այլ մետաղների շերտով (**գալվանապատում**): Հատկապես կարևոր է դժվարությամբ օքսիդացող մետաղներով պատումը (նիկելապատում, քրոմապատում, արծաթապատում), որը մետաղե առարկաները պահպանում է քայքայումից:

Էլեկտրոլիզի միջոցով կարելի է պատրաստել նաև տարբեր առարկաների մետաղական պատճեններ (**գալվանապլաստիկա**): Դրա համար առարկան նախապես պատում են հաղորդիչ նյութի (որպես կանոն՝ գրաֆիտի) բարակ շերտով և

իջեցնում էլեկտրոլիտի լուծույթի մեջ՝ որպես կաթոդ, որտեղ և այն ծածկվում է անհրաժեշտ հաստությամբ շերտով: Այս մեթոդը լայնորեն կիրառվում է պոլիգրաֆիական արդյունաբերության մեջ՝ տպագրական մատրիցներ (տառամայր) պատրաստելու համար:



### Շարքեր և առաջադրանքներ

1. Ո՞ր նյութերն են կոչվում էլեկտրոլիտներ: 2. Ո՞ր երևույթն են անվանում էլեկտրոլիտային դիսոցում: 3. Նկարագրե՞ք էլեկտրոլիտային դիսոցման մեխանիզմը: 4. Ո՞ր մասնիկների շարժումով է պայմանավորված էլեկտրական հոսանքը էլեկտրոլիտի ջրային լուծույթում: 5. Ինչպե՞ս են շարժվում իոններն էլեկտրոլիտի լուծույթում՝ ա) էլեկտրական դաշտի բացակայությամբ, բ) էլեկտրական դաշտում: 6. Ինչպե՞ս է կախված էլեկտրոլիտի լուծույթի դիմադրությունը ջերմաստիճանից: 7. Ո՞ր երևույթն են անվանում էլեկտրոլիզ: Բերե՞ք էլեկտրոլիզի կիրառման օրինակներ:

## § 90. ՖԱՐԱԴԵՅԻ ՕՐԵՆԵՔ ԷԼԵԿՏՐՈԼԻԶԻ ՇԱՍԱՐ

Ինչի՞ց է կախված էլեկտրոլիզի ժամանակ էլեկտրոդների վրա անջատված նյութի զանգվածը: Այս հարցին առաջին անգամ փորձնականորեն պատասխանել է Ֆարադեյը: Ելնելով էլեկտրոլիտների լուծույթների էլեկտրահաղորդականության մեխանիզմից՝ հարցին կարելի է պատասխանել նաև տեսականորեն:

Ակնհայտ է, որ  $\Delta t$  ժամանակամիջոցում էլեկտրոդին անջատված նյութի զանգվածը հավասար է այդ ընթացքում էլեկտրոդի վրա չեզոքացած բոլոր իոնների զանգվածների գումարին: Եթե տվյալ էլեկտրոդի վրա չեզոքանում է  $N_i$  իոն, որոնցից յուրաքանչյուրի զանգվածն  $m_i$  է, ապա անջատված նյութի զանգվածը՝

$$m = m_i N_i \quad (9.13)$$

Իոնի զանգվածը որոշվում է

$$m_i = \frac{M}{N_A} \quad (9.14)$$

բանաձևով, որտեղ  $M$ -ը նյութի մոլային զանգվածն է,  $N_A$ -ն՝ Ավոգադրոյի հաստատունը: Էլեկտրոդին հասած իոնների թիվը՝

$$N_i = \frac{\Delta q}{q_i}, \quad (9.15)$$

որտեղ  $\Delta q = I \Delta t$ -ն  $\Delta t$  ժամանակամիջոցում էլեկտրոլիտով անցած լիցքն է, իսկ  $q_i$ -ն՝ իոնի լիցքը: Իոնի լիցքը կախված է տվյալ միացության մեջ նյութի ատոմի արժեքականությունից: Ընդհանուր դեպքում  $q_i = ne$ , որտեղ  $n$ -ն ատոմի արժեքականությունն է,  $e$ -ն՝ տարրական լիցքը:

Հետևաբար՝ (9.14) և (9.15) արտահայտությունները տեղադրելով (9.13) հավասարման մեջ՝ կստանանք՝

$$m = \frac{M}{neN_A} \Delta q = \frac{M}{neN_A} I \Delta t: \quad (9.16)$$

(9.16) բանաձևում  $m$ -ի և  $\Delta q$ -ի միջև համեմատականության

$$k = \frac{M}{neN_A} \quad (9.17)$$

գործակիցը տվյալ նյութի համար հաստատուն մեծություն է:

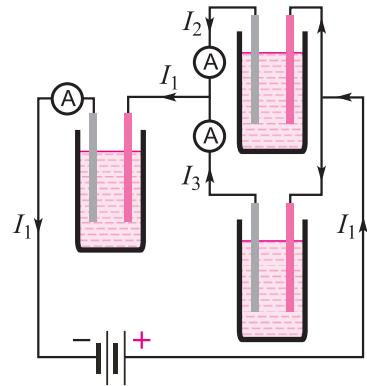
Այսպիսով՝ (9.16) բանաձևը կարող ենք ներկայացնել հետևյալ կերպ՝

$$m = k\Delta q = kI\Delta t, \quad (9.18)$$

համաձայն որի՝ **էլեկտրոդին անջատված նյութի զանգվածն ուղիղ համեմատական է հոսանքի ուժի և ժամանակամիջոցի արտադրյալին (էլեկտրոլիտով անցած լիքքին)**: Այս պնդումն առաջին անգամ փորձնականորեն սահմանել է Ֆարադեյը և կոչվում է Ֆարադեյի էլեկտրոլիզի օրենք:  $k$  գործակիցը կոչվում է նյութի **էլեկտրաքիմիական համարժեք**: Այն արտահայտվում է 1 կգ/Կլ միավորով:

Տվյալ նյութի էլեկտրաքիմիական համարժեքը թվապես նյութի այն զանգվածն է, որն անջատվում է էլեկտրոդի վրա, երբ էլեկտրոլիտով անցնում է 1 Կլ լիքք:

Ֆարադեյի օրենքը կարելի է ստուգել 194-րդ նկարում պատկերված փորձով: Երեք էլեկտրոլիտային գուռեր լցված են միևնույն էլեկտրոլիտով՝  $k_1 = k_2 = k_3 = k$ : Գուռերով անցնող հոսանքի ուժերն են՝  $I_1$ ,  $I_2$  և  $I_3$ : Համաձայն էլեկտրոլիզի համար Ֆարադեյի օրենքի՝ գուռերում անջատված նյութի զանգվածներն են՝  $m_1 = kI_1 t$ ,  $m_2 = kI_2 t$ ,  $m_3 = kI_3 t$ : 2-րդ և 3-րդ հավասարություններից ստանում են  $m_2 + m_3 = k(I_2 + I_3)t$ : Ըստ հաղորդիչների գուգահեռ միացման օրենքի՝  $I_1 = I_2 + I_3$ , որտեղից՝  $m_1 = m_2 + m_3$ :



Նկ. 194. Ֆարադեյի օրենքը լուսարանող փորձի սխեման

Հետևաբար՝ եթե ճիշտ է Ֆարադեյի օրենքն էլեկտրոլիզի համար, ապա 1-ին գուռում անջատված նյութի  $m_1$  զանգվածը պետք է հավասար լինի 2-րդ և 3-րդ գուռերում անջատված նյութի  $m_2$  և  $m_3$  զանգվածների գումարին: Փորձը ցույց է տալիս, որ, իրոք,  $m_1 = m_2 + m_3$ , որով էլ հաստատվում է (9.18) բանաձևով արտահայտվող Ֆարադեյի օրենքի ճիշտ լինելը:

Տարրական  $e$  լիքքի և Ավոգադրոյի  $N_A$  հաստատունի արտադրյալը նշանակում են  $F$  տառով և անվանում **Ֆարադեյի հաստատուն**՝

$$F = eN_A: \quad (9.19)$$

Նրա միջոցով (9.16) բանաձևը կարող ենք ներկայացնել հետևյալ կերպ՝

$$m = \frac{M}{F_n} \Delta q, \quad (9.20)$$

որից հետևում է, որ Ֆարադեյի հաստատունը թվապես հավասար է այն լիքքին, որը պետք է անցնի էլեկտրոլիտի լուծույթով, որպեսզի էլեկտրոդի վրա անջատվի նյութի **քիմիական համարժեքին**՝  $M/n$  մեծությանը հավասար զանգվածով նյութ:

Փորձով չափելով էլեկտրոլիտով անցնող  $I$  հոսանքի ուժը,  $\Delta t$  ժամանակամիջոցում էլեկտրոդին անջատված նյութի  $m$  զանգվածը, (9.20) բանաձևից կարելի է որոշել Ֆարադեյի հաստատունը: Փորձը ցույց է տալիս, որ  $F = 96500$  Կլ/մոլ: Գիտենալով այս արժեքը՝ կարելի է հաշվել տարրական լիքքի մեծությունը՝

$$e = \frac{F}{N_A} = \frac{96500}{6,02 \cdot 10^{23}} \text{ Կլ} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Կլ}:$$

Հենց այս եղանակով 1874 թվականին, էլեկտրոնի հայտնագործումից 23 տարի առաջ, իռլանդացի ֆիզիկոս Ջորջ Ստոնին որոշել է տարրական լիքքի արժեքը:



## Շարքեր և առաջադրանքներ

1. Ձևակերպեք Ֆարադեյի օրենքն էլեկտրոլիզի համար: 2. Ո՞ր մեծությունն են անվանում էլեկտրաքիմիական համարժեք, և ի՞նչ ֆիզիկական իմաստ ունի այն: 3. Ի՞նչ միավորով է արտահայտվում նյութի էլեկտրաքիմիական համարժեքը միավորների ՄՀ-ում: 4. Ո՞ր մեծությունն են անվանում Ֆարադեյի հաստատուն: գրեք այն: 5. Ի՞նչ եղանակով կարելի է որոշել փորրական լիցքի արժեքը:

## § 91. ԼԱՐՈՐԱՏՈՐ ԱՃԽԱՏԱՆԷ 9

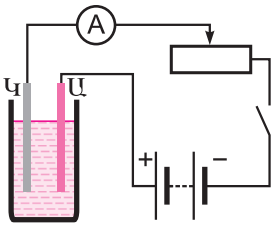
### Էլեկտրոնի լիցքի որոշումը էլեկտրոլիզի միջոցով

**Աշխատանքի նպատակը.** օգտագործելով էլեկտրոլիզի երևույթը՝ որոշել էլեկտրոնի լիցքի արժեքը:

**Չափամիջոցներ.** կշեռք, 0,1 գ ճշտությամբ կշռաքարեր, ժամացույց (էլեկտրոնային կամ վայրկենացույց՝ սլաքով), ամպերաչափ ( $0 \div 2$  Ա սանդղակով և 0,1 Ա բաժանման արժեքով):

**Նյութեր և սարքեր.** հաստատուն հոսանքի աղբյուր, ռեոստատ, պղնձե էլեկտրոդներ, պղնձարջասպի ( $\text{CuSO}_4$ ) 16%-անոց ջրային լուծույթ, գլանաձև անոթ, միացնող հաղորդալարեր, անջատիչ, էլեկտրասալիկ:

#### Փորձի կատարման ընթացքը



1. Խնամքով (0,1 գ ճշտությամբ) կշռելով կաթոլ ծառայող պղնձե էլեկտրոդը՝ որոշեք նրա  $m_1$  զանգվածը:
2. Հավաքեք շղթա՝ հաջորդաբար միացնելով մարտկոցը, ամպերաչափը, ռեոստատը, անջատիչը, պղնձարջասպի լուծույթ պարունակող անոթը, որի մեջ ընկղմված են էլեկտրոդները:
3. Փակեք բանալին՝ նշելով փորձն սկսելու ժամանակը:
4. Ռեոստատի միջոցով հոսանքի ուժը (մոտ  $1 \div 2$  Ա) պահելով հաստատուն՝  $15 \div 20$  րոպեի ընթացքում կատարեք լուծույթի էլեկտրոլիզ:
5. Անջատեք հոսանքը, պղնձե կաթոլը հանեք, լվայեք և չորացրեք էլեկտրասալիկի վրա: Նորից խնամքով կշռեք կաթոլային քիթեղը (որոշեք  $m_2$ -ը):
6. Էլեկտրոնի լիցքը որոշեք  $e = MIt / mnN_A$ ,  $m = m_1 - m_2$  բանաձևով, որտեղ  $M = 0,0635$  կգ/մոլ-ը պղնձի մոլային զանգվածն է,  $n = 2$ ՝ պղնձի արժեքականությունը, իսկ  $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$  մոլ $^{-1}$ ՝ Ավոգադրոյի հաստատունը:

## § 92. ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՇՈՍԱՆԵՐ ԳԱՋԵՐՈՒՄ

Բոլոր գազերը (այդ թվում՝ նաև օդը) բնական վիճակում մեկուսիչ են: Դրանում համոզվելու համար կատարենք հետևյալ փորձը: Վերցնենք հարթ կոնդենսատոր և վերջինիս շրջադիրները լիցքավորենք (նկ. 195): Եթե օդը չոր է, ապա սենյակային ջերմաստիճանում կոնդենսատորը չի լիցքաթափվում, և գալվանաչափի սլաքը մնում է գրոյի վրա: Այսինքն՝ հոսանքը բացակայում է: Այստեղից կարելի է

եզրակայանել, որ սովորական պայմաններում գազերում (մասնավորապես՝ օդում) չկան ազատ լիցքավորված մասնիկներ. **գազերի ատոմները և մոլեկուլները բնական վիճակում էլեկտրաչեզոք են:**

Եթե այժմ կոնդենսատորի թիթեղների միջև օդը տաքացնենք սպիրտայրույցի կամ մոմի բոցով, ապա կնկատենք, որ գալվանաչափի սլաքը շեղվում է գրոյից, այսինքն՝ կոնդենսատորի շրջադիրների միջև օդը դառնում է հաղորդիչ, և նրա միջով հոսանք է անցնում (նկ. 196):

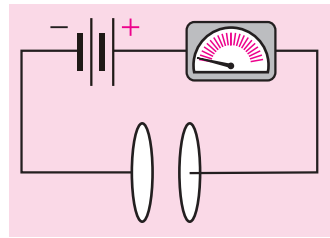
**Գազի միջով էլեկտրական հոսանք անցնելու պրոցեսն անվանում են գազային պարպում:**

**Գազի իոնացումը:** Սովորական պայմաններում գազերը կազմված են չեզոք մոլեկուլներից կամ ատոմներից և այդ պատճառով մեկուսիչ են: Գազի՝ հաղորդիչ դառնալու համար անհրաժեշտ է ինչ-որ եղանակով նրա մոլեկուլներից պոկել էլեկտրոններ, այսինքն՝ գազն իոնացնել: Գազի մոլեկուլները կարելի է իոնացնել էլեկտրոնային փնջերի, անդրամանուշակագույն, ռենտգենյան, ռադիոակտիվ և զանազան այլ ճառագայթումների միջոցով: Արտաքին գրգռիչները, որոնց ազդեցությամբ տեղի է ունենում գազի իոնացումը, կոչվում են **իոնարարներ:** Վերևում նկարագրած փորձում իոնարարը սպիրտայրույցի բոցն է: Գազը տաքացնելիս նրա մոլեկուլների ջերմային շարժման միջին կինետիկ էներգիան մեծանում է, և որոշ մոլեկուլներ շարժվում են այնքան արագ, որ բախվելիս տրոհվում են՝ վերածվելով դրական իոնների և էլեկտրոնների:

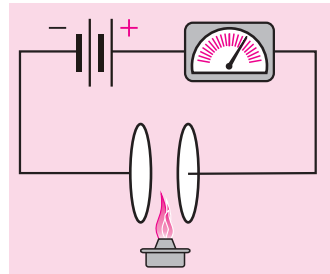
Գազում իոնացման պրոցեսին զուգընթաց տեղի է ունենում նաև **վերամիավորման** պրոցես: Դրական իոններն ու էլեկտրոնները, հանդիպելով միմյանց, վերամիավորվում են՝ առաջացնելով չեզոք ատոմ կամ մոլեկուլ: Այսպիսով՝ մի կողմից՝ իոնարարն անընդհատ ստեղծում է ազատ էլեկտրոններ և իոններ, մյուս կողմից՝ դրանք վերամիավորվում են՝ առաջացնելով չեզոք ատոմներ կամ մոլեկուլներ: Եթե իոնարարի ազդեցությունն անփոփոխ է, ապա այդ երկու պրոցեսների միջև հաստատվում է շարժուն հավասարակշռություն, այսինքն՝ միավոր ժամանակում իոնացման արդյունքում ծնված մասնիկների թիվը հավասարվում է վերամիավորման հետևանքով չեզոքացող մասնիկների թվին: Դրանից հետո գազում ազատ լիցքակիրների կոնցենտրացիաները չեն փոխվում:

Նշենք, որ, դրական իոնների հետ մեկտեղ, չեզոք ատոմների և էլեկտրոնների միավորման շնորհիվ գազում գոյանում են նաև բացասական իոններ:

**Էլեկտրահաղորդականության բնույթը գազերում:** Արտաքին էլեկտրական դաշտի բացակայությամբ իոնարարի ազդեցությամբ առաջացած իոններն ու ազատ էլեկտրոնները գազում կատարում են քառասյին շարժում: Էլեկտրական դաշտի առկայությամբ ջերմային շարժման հետ մեկտեղ առաջանում է էլեկտրոնների և իոնների ուղղորդված շարժում, այսինքն՝ էլեկտրական հոսանք: Այսպիսով՝



**Նկ. 195.** Սովորական պայմաններում օդը մեկուսիչ է:



**Նկ. 196.** Տաքացնելիս օդը դառնում է հաղորդիչ:



հոսանքը գազերում պայմանավորված է իոնների և ազատ էլեկտրոնների ուղղորդված շարժմամբ, այսինքն՝ իոնայված գազն օժտված է էլեկտրոնային և իոնային էլեկտրահաղորդականությամբ:



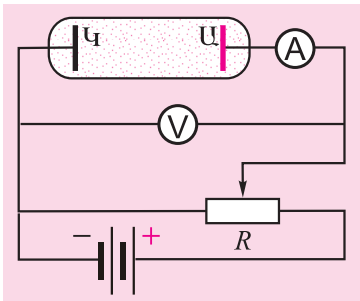
### Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Ո՞ր պրոցեսն են անվանում գազային պարպում:
2. Ինչպե՞ս է կախարվում գազի իոնացումը:
3. Բերե՛ք իոնարարների օրինակներ:
4. Ի՞նչ է վերամիավորումը:
5. Ո՞ր մասնիկների շարժմամբ է պայմանավորված հոսանքը գազերում:

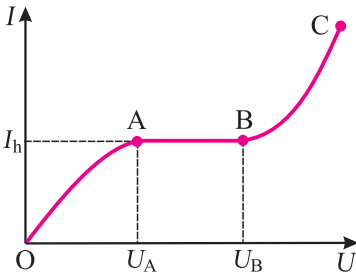
## § 93. ՈՉ ԻՆՔՆՈՒՐՈՒՅՆ ԵՎ ԻՆՔՆՈՒՐՈՒՅՆ ՊԱՐՊՈՒՄՆԵՐ

**Ոչ ինքնուրույն պարպում:** Գազային պարպման օրինաչափություններն ուսումնասիրելու համար դիտարկենք գազով լցված խողովակից, հոսանքի աղբյուրից և լայն սահմաններում փոփոխվող դիմադրությամբ ռեոստատից կազմված շղթա (նկ. 197): Խողովակի մեջ մտցված էլեկտրոդները միացված են հոսանքի աղբյուրի դրական և բացասական բևեռներին: Շղթայում միացված են մաս վոլտաչափ և ամպերաչափ, որոնցով չափվում են էլեկտրոդների միջև կիրառված լարման և գազով անցնող հոսանքի ուժի արժեքները: Փոքրացնելով  $R$  դիմադրությունը՝ կարելի է մեծացնել լարումն էլեկտրոդների միջև:

Ենթադրենք, որ իոնարարի ազդեցությամբ գազում ծնվում են լիցքավորված մասնիկներ՝ իոններ և էլեկտրոններ: Էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ դրական իոնները շարժվում են դեպի կաթոդ, իսկ էլեկտրոնները և բացասական իոնները՝ դեպի անոդ: Գազում առաջանում է էլեկտրական հոսանք:



Նկ. 197. Գազային պարպման ուսումնասիրման սարքի սխեման



Նկ. 198. Պարպման հոսանքի ուժի լարումից կախման գրաֆիկը (վոլտ-ամպերային բնութագիծ)

Պարզենք, թե հոսանքի ուժն ինչպես է կախված լարումից և կառույց ենք այդ կախումը պատկերող գրաֆիկը՝ վոլտ-ամպերային բնութագիծը: Լարման փոքր արժեքների դեպքում էլեկտրոններն ու իոններն էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ դանդաղ են շարժվում, և մինչև էլեկտրոդներին հասնելը նրանց զգալի մասը հասցնում է վերամիավորվել: Այդ պատճառով առաջացած հոսանքի ուժը մեծ չէ: Լարման մեծացմանը զուգընթաց իոնների և էլեկտրոնների ուղղորդված շարժման արագությունը մեծանում է. նրանք ավելի շուտ են հասնում էլեկտրոդներին, հետևաբար՝ այդ ընթացքում նրանց վերամիավորման հավանականությունը փոքրանում է: Այդ պատճառով էլեկտրոդներին հասնում են ավելի մեծ թվով լիցքավորված մասնիկներ, և հոսանքի ուժն աճում է (198-րդ նկարի OA տեղամասը):

Երբ լարումը հասնում է  $U_A$  արժեքին, որի դեպքում իոնարարի ազդեցությամբ միավոր ժա-



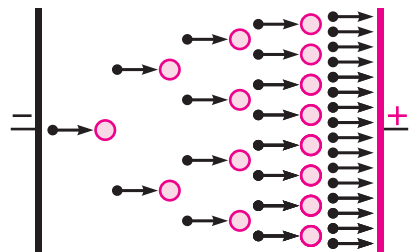
մանակում առաջացած բոլոր լիցքավորված մասնիկներն այդ ժամանակի ընթացքում առանց վերամիավորվելու հասնում են էլեկտրոդներին, հոսանքի ուժն ընդունում է իր առավելագույն արժեքը՝  $I_h$ , որը կոչվում է **հագեցման հոսանքի ուժ** և լարման հետագա մեծացման դեպքում դադարում է աճել (198-րդ նկարի AB տեղամասը): Եթե OB տեղամասում կիրառված լարման որևէ արժեքի դեպքում իոնարարի ազդեցությունը դադարեցվի, ապա կարճ ժամանակամիջոցում հոսանքի ուժը կհավասարվի գրոյի: Այդ ընթացքում գազում առկա լիցքավորված մասնիկները կան կհասնեն էլեկտրոդներին, կան կվերամիավորվեն, և պարպումը կդադարի: Այդ պատճառով միայն արտաքին իոնարարի ազդեցությամբ տեղի ունեցող պարպումն անվանում են **ոչ ինքնուրույն պարպում**:

**Ինքնուրույն պարպում:** Փորձը ցույց է տալիս, որ, լարման որոշակի  $U_B$  արժեքից սկսած, հոսանքի ուժը կտրուկ աճում է (198-րդ նկարի BC տեղամասը): Նշանակում է՝ գազում կտրուկ աճել է լիցքավորված մասնիկների թիվը. ի հայտ է եկել իոնների առաջացման մեկ այլ՝ ավելի արդյունավետ մեխանիզմ: Եթե արտաքին իոնարարի գործողությունը դադարեցվի, ապա պարպումը կշարունակվի: Այդպիսի գազային պարպումն անվանում են **ինքնուրույն պարպում**: Այն լարումը, որի դեպքում առաջանում է ինքնուրույն պարպում, կոչվում է **ծակման լարում** կամ գազային պարպման **բռնկման լարում**:

Պարզենք, թե ինչպես է ոչ ինքնուրույն պարպումը վերածվում ինքնուրույնի: Էլեկտրական դաշտում ուղղորդված շարժում կատարող յուրաքանչյուր էլեկտրոն անընդհատ բախվում է գազի չեզոք ատոմներին կամ իոններին: Երկու հաջորդական բախումների ընթացքում էլեկտրոնի անցած ճանապարհը, ինչպես գիտեք, կոչվում է **ազատ վազքի երկարություն**:  $\lambda$  ճանապարհին էլեկտրոնը շարժվում է արագացմամբ և ձեռք է բերում կինետիկ էներգիա, հավասար է էլեկտրական դաշտի կատարած աշխատանքին՝

$$\frac{m_e v^2}{2} = eE\lambda: \quad (9.21)$$

Եթե տվյալ էներգիան գերազանցում է ատոմի իոնացման  $W_i$  էներգիան, ապա բախման հետևանքով տեղի է ունենում չեզոք ատոմի իոնացում. ատոմը տրոհվում է դրական իոնի և էլեկտրոնի, այսինքն՝ առաջանում է մեկ ազատ էլեկտրոն: Այդ երկու էլեկտրոնները, արագանալով էլեկտրական դաշտում, իոնացնում են երկու չեզոք ատոմ, և ազատ էլեկտրոնների թիվը կրկնապատկվում է: Սրանք, իրենց հերթին, իոնացնում են չորս ատոմ և այսպես շարունակ (նկ. 199): Կարճ ժամանակում լիցքավորված մասնիկների թիվը կտրուկ աճում է: Առաջանում է **էլեկտրոնային հեղեղ**: Սակայն դա բավարար չէ գազում երկարատև ինքնուրույն պարպում ապահովելու համար: Արտաքին իոնարարն անջատելիս հոսանքը վերանում է, քանի որ էլեկտրոնային հեղեղի ժամանակ առաջացած բոլոր էլեկտրոնները, հասնելով անոդին, այլևս չեն մասնակցում պարպման պրոցեսին: Պարպումը շարունակվելու



**Նկ. 199.** Էլեկտրոնային հեղեղի առաջացման սխեման (սև կետերն էլեկտրոններն են, բայց գույնի շրջանակները՝ չեզոք ատոմները)

համար անհրաժեշտ է, որ հեռացած էլեկտրոնների փոխարեն գազում անընդհատ նորերը հայտնվեն, այսինքն՝ գազում պետք է ընթանա մեկ այլ պրոցես ևս, որի հետևանքով ստեղծվեն նոր էլեկտրոններ՝ դեպի անոդ գնացած էլեկտրոնների փոխարեն: Այդպիսի պրոցես կարող է լինել, օրինակ, կաթոդի էլեկտրոնների արձակումը՝ դրական իոնների «ռմբակոծմամբ»: Իսկ դա հնարավոր է, եթե դրական իոնը դեպի կաթոդ շարժվելու ճանապարհին ձեռք է բերում բավականաչափ մեծ կինետիկ էներգիա՝ կաթոդի էլեկտրոններ պոկելու համար: Այդ ժամանակ հոսանքը պահպանելու համար արդեն արտաքին իոնարար այլևս անհրաժեշտ չէ, և ոչ ինքնուրույն պարպումը վերափոխվում է ինքնուրույնի:

Կաթոդը կարող է էլեկտրոններ արձակել նաև, երբ բավականաչափ տաքացած է:

**Կայծակ:** Գազի ինքնուրույն պարպման օրինակ է **կայծային պարպումը:** Եթե օդում տեղադրված երկու էլեկտրոդների միջև կիրառված լարումն աստիճանաբար մեծացնենք, ապա լարման որոշակի արժեքի դեպքում նրանց միջև կառաջանա **էլեկտրական կայծ:** Այն ունի ծռնոված, ճյուղավորված տեսք և ուղեկցվում է վառ լուսարձակմամբ ու յուրահատուկ ձայնով: Կայծային պարպումն առաջանում է այն դեպքում, երբ գազում էլեկտրական դաշտի լարվածությունը հասնում է որոշակի  $E_c$  կրիտիկական արժեքի: Լարվածության այդ արժեքը կոչվում է միջավայրի ծակման լարվածություն: Օդի համար սովորական պայմաններում  $E_c = 3 \cdot 10^6$  Վ/մ: Կայծային պարպման բնական օրինակ է կայծակը, որի մասին գիտեք 9-րդ դասարանի ֆիզիկայի դասընթացից:

**Պլազմա:** Եթե գազի ջերմաստիճանն աստիճանաբար բարձրացնենք, ապա մեծ արագությամբ շարժվող ատոմների կամ մոլեկուլների բախումների շնորհիվ սկսվում է գազի իոնացումը. նրա մեջ ի հայտ են գալիս իոններ և էլեկտրոններ: Գազն անցնում է ազրեգատային նոր վիճակի: **Մասամբ կամ լրիվ իոնացված գազը, որտեղ դրական և բացասական լիցքավորված մասնիկների կոնցենտրացիաները գործնականում համընկնում են, կոչվում է պլազմա:** Այսպիսով՝ պլազման իոններից, էլեկտրոններից և չեզոք ատոմներից կազմված էլեկտրաչեզոք համակարգ է: Պլազմա կարելի է ստանալ ոչ միայն գազի տաքացման (ջերմային իոնացմամբ), այլև տարբեր իոնարարների (զանազան ճառագայթումների, լիցքավորված մասնիկների) ազդեցությամբ:

Պլազման բնութագրվում է **իոնացման աստիճանով**, որը լիցքավորված մասնիկների կոնցենտրացիայի հարաբերությունն է մասնիկների լրիվ կոնցենտրացիային: **Թույլ իոնացված պլազմայում** իոնացման աստիճանը 1-ից շատ փոքր մեծություն է, իսկ **լրիվ իոնացված պլազմայում** այն 1 է:

Պլազման օժտված է մի շարք յուրահատկություններով, որոնց շնորհիվ այն դիտվում է որպես նյութի առանձին ազրեգատային վիճակ: Բոլոր մետաղների նման պլազման օժտված է մեծ էլեկտրահաղորդականությամբ և ջերմահաղորդականությամբ (դրանով տարբերվելով գազերից): Բայց, ի տարբերություն մետաղների՝ ջերմաստիճանը բարձրացնելիս պլազմայի դիմադրությունը փոքրանում է:

Եթե երկրագնդի վրա պլազման նյութի համեմատաբար հազվադեպ հանդիպող վիճակ է և ստացվում է հիմնականում արհեստական ճանապարհով, ապա տիեզերքում պլազմային վիճակում է նյութի 99%-ը:

$10^3 \div 10^4$  Կ ջերմաստիճան ունեցող պլազման անվանում են **ցածրջերմաստիճանային** կամ **սառը պլազմա**: Դրա օրինակներ են գազային պարպման ժամանակ առաջացած իոնացած գազը, բույր, երկրագունդը շրջապատող **իոնոլորտը**, աստղերի և գալակտիկաների միջև տարածությունը լցնող միջաստղային նյութը և այլն: Հատուկ սարքերի՝ պլազմատրոնների միջոցով ստեղծում են ցածրջերմաստիճանային պլազմայի խիտ շիթեր, որոնք կիրառվում են մետաղներ կտրելու և եռակցելու, պինդ ապարներում հորատանցքեր բացելու, արագարարների համար լիցքավորված մասնիկների հոսքեր ստանալու նպատակով:

$10^5$  Կ-ից բարձր ջերմաստիճան ունեցող պլազման անվանում են **բարձրջերմաստիճանային** կամ **տաք պլազմա**: Այդպիսի պլազմա գոյություն ունի Արեգակի, աստղերի ընդերքում, որտեղ ընթացող ջերմամիջուկային ռեակցիաների հետևանքով անջատվում է հսկայական էներգիա: Այդպիսի ռեակցիաներն ընթանում են միայն շատ բարձր (տասնյակ միլիոնավոր կելվին) ջերմաստիճաններում:

Նման ջերմաստիճան ունեցող կայուն պլազմայի ստեղծումը թույլ կտա իրականացնել կառավարվող ջերմամիջուկային ռեակցիաներ և ստանալ էներգիայի գործնականում անսպառ աղբյուր: Ներկայումս լայնածավալ հետազոտություններ են կատարվում այդ ուղղությամբ:



**Հարցեր և առաջադրանքներ**

1. Ո՞ր պարպումն են անվանում ոչ ինքնուրույն: 2. Ինչպե՞ս է կախված հոսանքի ուժը լարումից ոչ ինքնուրույն պարպման դեպքում: 3. Ի՞նչն են անվանում հագեցման հոսանք: 4. Ո՞ր պարպումն են անվանում ինքնուրույն: 5. Ինչու՞ իոնարարի ազդեցությունը դադարելուց հետո ոչ ինքնուրույն պարպումը դադարում է: 6. Ի՞նչ լարումների դեպքում է ոչ ինքնուրույն պարպումը փոխակերպվում ինքնուրույնի: 7. Ի՞նչ է պլազման: Ինչպե՞ս են պլազմա սրանում երկրային պայմաններում: 8. Ի՞նչ է պլազմայի իոնացման ասփճանը: 9. Ի՞նչ հատկություններով է պլազման նման մետաղներին: Իսկ ինչո՞վ է տարբերվում նրանցից: 10. Ո՞ր պլազման են անվանում սառը, և ո՞րը՝ տաք:

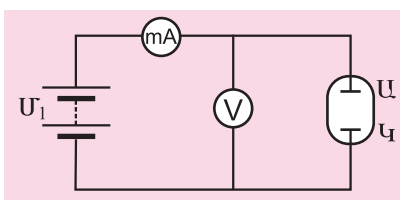
Խորացված

**§ 94. ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՀՈՍԱՆՔԸ ՎԱԿՈՒՌՄՈՒՄ: ՋԵՐՄԱԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ԱՈՒՔՈՒՄ**

«Վակուում» ասելով ֆիզիկայում հասկանում են խիստ նոսր գազ, որի մոլեկուլների ազատ վազքի միջին երկարությունը մեծ է գազը պարունակող անոթի չափերից:

Վակուումի էլեկտրական հատկություններն ուսումնասիրելու համար կատարենք հետևյալ փորձը:

Երկու էլեկտրոդներից մեկը՝ Ա-ն, միացնենք  $U_1$  մարտկոցի դրական բևեռին, մյուսը՝ Կ-ն՝ բացասական: Էլեկտրոդները տեղակայենք անոթի մեջ, որտեղ ստեղծված է վակուում (նկ. 200): Բանալին փակելուց հետո, չնայած Ա և Կ էլեկտրոդներին կիրառված զգալի լարմանը (մի քանի տասնյակ վոլտ), շղթայով հոսանք չի անցնում:



**Նկ. 200.** Վակուումում Ա և Կ էլեկտրոդների միջև հոսանքը գրո է:

Այս փորձից եզրակացնում ենք, որ վակուումում չկան ազատ լիցքակիրներ, հետևաբար՝ **վակուումը դիէլեկտրիկ է**:

Իսկ ի՞նչ տեղի կունենա, եթե էլեկտրոդներից որևէ մեկը դառնա լիցքավորված մասնիկների աղբյուր: Էլեկտրոդները, որ մետաղից են, ազատ էլեկտրոնների «շտեմարան» են: Եթե այդ էլեկտրոդները «պոկվեն», օրինակ, Կ էլեկտրոդից (կաթոդից), ապա էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ կկատարեն ուղղորդված շարժում դեպի Ա էլեկտրոդ (անոդ)՝ իրենց ճանապարհին չբախվելով գազի մոլեկուլներին: Անոթում կառաջանա էլեկտրական հոսանք, որը կգրանցի միլիամպերաչափը: **Վակուումում էլեկտրական հոսանքն էլեկտրոդների ուղղորդված շարժում է**:

Բայց որպեսզի ազատ էլեկտրոդները կկարողանան հաղթահարել իրենց պահող ուժերը և հեռանալ մետաղից անհրաժեշտ է արտաքին աղբյուրից նրանց լրացուցիչ էներգիա հաղորդել: **Այն նվազագույն էներգիան, որ պետք է հաղորդել էլեկտրոդին մետաղի մակերևույթից հեռանալու համար, անվանում են էլեկտրոդի ելքի աշխատանք ( $A_0$ ):** Տարբեր մետաղների համար էլեկտրոդի ելքի աշխատանքը տարբեր է: Օրինակ՝ ցեզիումի համար այն  $2,9 \cdot 10^{-19}$  Ջ է, արծաթի համար՝  $6,4 \cdot 10^{-19}$  Ջ, նիկելի համար՝  $7,8 \cdot 10^{-19}$  Ջ:

Մետաղում էլեկտրոդի ջերմային շարժման միջին կինետիկ էներգիան սենյակային ջերմաստիճանում ( $300$  Կ)՝  $\overline{W}_{կին} = 3k_B T / 2 = 6,2 \cdot 10^{-21}$  Ջ, որը շատ փոքր է էլեկտրոդի ելքի աշխատանքից՝  $\overline{W}_{կին} \ll A_0$ : Այդ է պատճառը, որ ազատ էլեկտրոդների գերակշիռ մասը չի կարող լքել մետաղի սահմանները: Միայն այն էլեկտրոդները, որոնց կինետիկ էներգիան գերազանցում է  $A_0$ -ն, կարող են թռչել-հեռանալ մետաղից: Իսկ այդպիսիք ոչ բարձր ջերմաստիճաններում շատ քիչ են:

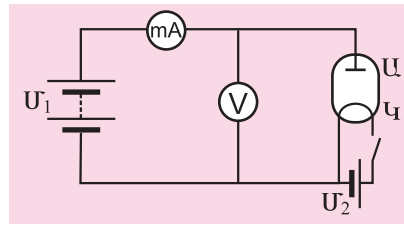
Սակայն մետաղը տաքացնելիս մեծանում է ազատ էլեկտրոդների ջերմային շարժման միջին կինետիկ էներգիան, աճում է նաև այն էլեկտրոդների քիվը, որոնց կինետիկ էներգիան մեծ է էլեկտրոդի ելքի աշխատանքից: Ուստի՝ բավականաչափ բարձր ( $700-800^\circ\text{C}$  և ավելի) ջերմաստիճաններում մետաղից դուրս են թռչում մեծ թվով ազատ էլեկտրոդներ: Մետաղը ձեռք է բերում դրական լիցք և դեպի իրեն է ձգում էլեկտրոդներ: Յուրաքանչյուր էլեկտրոդի արագությունն սկսում է փոքրանալ, քանի որ էլեկտրոդի վրա ազդող ուժն ուղղված է նրա շարժմանը հակառակ: Մետաղի մակերևույթից մի որոշ հեռավորություն անցնելուց հետո էլեկտրոդը, այդ նույն ուժի ազդեցությամբ, նորից վերադառնում է դեպի մետաղ: Այդուհանդերձ, մետաղից դուրս՝ նրա մակերևութամերձ նեղ շերտում, միշտ առկա է էլեկտրոդների որոշ քանակություն, որի հետևանքով այդ շերտը ձեռք բերում բացասական լիցք, իսկ մետաղի ներսի մակերևութամերձ շերտը՝ դրական լիցք:

Մետաղից դուրս՝ նրա մակերևույթին հարող նեղ շերտի էլեկտրոդների համախումբն անվանում են **էլեկտրոդային ամպ**, որի և մետաղի միջև հաստատվում է շարժուն **հավասարակաշռության** վիճակ. մեծ կինետիկ էներգիայով օժտված էլեկտրոդները դուրս են թռչում մետաղից, իսկ դրսից մետաղի մակերևույթին մոտ էլեկտրոդները, ձգվելով դրական լիցքավորված մետաղից, շարժվում են դեպի մետաղի ներսը: Միավոր ժամանակում մետա-

դից հեռացող և մետաղ վերադարձող էլեկտրոնների քանակները հավասարվում են: **Մետաղի մակերևույթի մոտակայքում էլեկտրոնային ամպի գոյացումը մետաղի ազատ էլեկտրոնների ջերմային շարժման հետևանքով անվանում են ջերմաէլեկտրոնային առաքում:**

Ջերմաէլեկտրոնային առաքմամբ վակուումում էլեկտրոններ ստանալու համար վակուումային անոթի կաթոդը պատ-

րաստում են դժվարահալ մետաղի (սովորաբար՝ վոլֆրամի) բարակ թելիկից: Այդ թելիկի ծայրերը հանվում են հանվում են դուրս և միացվում  $U_2$  հոսանքի աղբյուրին (շիկացման մարտկոցին, նկ. 201): Այժմ արդեն միլիամպերաչափը ցույց կտա, որ շղթայով անցնում է հոսանք, որն անվանում են **անոդային հոսանք:**



**Նկ. 209.**  $U$  կաթոդը տաքացնելիս միլիամպերաչափը հոսանք է գրանցում



**Հարցեր և առաջադրանքներ**

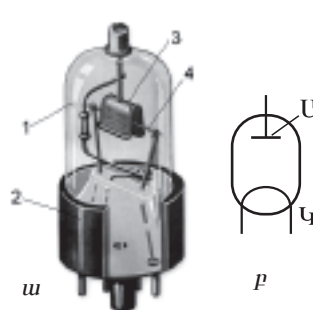
- Ֆիզիկայում ի՞նչն են անվանում վակուում: **2.** Նկարագրեք փորձ, որից կարելի է եզրակացնել, որ վակուումը դիէլեկտրիկ է: **3.** Հնարավոր է արդյոք վակուումում սրանալ էլեկտրական հոսանք: Ինչպե՞ս: Ի՞նչ է այդ հոսանքը: **4.** Ի՞նչ է էլեկտրոնի ելքի աշխատանքը: Որքա՞ն պետք է լինի ազատ էլեկտրոնի կինետիկ էներգիան, որպեսզի այն հեռանա մետաղից: **5.** Ի՞նչ է էլեկտրոնային ամպը: Հաստատվում է արդյոք էլեկտրոնների կոնցենտրացիան այդ ամպում: Ինչո՞ւ: **6.** Ո՞ր երևույթն են անվանում ջերմաէլեկտրոնային առաքում: **7.** Գծեք այն էլեկտրական շղթայի սխեման, որպեսզի վակուումային անոթում հոսանքը պայմանավորված է ջերմաէլեկտրոնային առաքման հետևանքով ստացված էլեկտրոնների ուղղորդված շարժմամբ:

**§ 95. ԵՐԿԷԼԵԿՏՐՈՂ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ԼԱՄՊ: ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՃԱՌԱԳԱՅԹԱՅԻՆ ԽՈՂՈՎԱԿ**

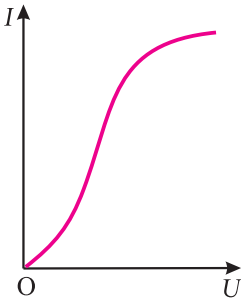
Այն սարքերը, որոնց աշխատանքի հիմքում ընկած է ջերմաէլեկտրոնային առաքման երևույթը, կոչվում են **էլեկտրոնային լամպեր:** Դրանցից պարզագույնը երկէլեկտրոդ էլեկտրոնային լամպն է՝ **վակուումային դիոդը:**

Դիոդն ապակե անոթ է, որտեղ ստեղծված է վակուում (նկ. 202, ա): Դիոդի ներսում է տեղակայված երկու էլեկտրոդ՝ կաթոդը (վոլֆրամե թելիկը, 4), որն էլեկտրոնների աղբյուր է, և անոդը (3), որը կաթոդն ընդգրկող մետաղե կիսագլան է:

Վակուումային դիոդը բնականոն աշխատելու համար անհրաժեշտ է, որ էլեկտրական շղթային միացված լինի հոսանքի երկու աղբյուր: Դրանցից մեկը կաթոդի շիկացման համար է, իսկ



**Նկ. 202.** Վակուումային դիոդ: ա. Կառուցվածքը. 1. անոթ, 2. լամպակոթ, 3. անոդ, 4. կաթոդ, բ. վակուումային դիոդի պայմանական նշանը



**Նկ. 203.** Վակուումային դիոդի վոլտ-ամպերային բնութագիծը

մյուսը ստեղծում է էլեկտրական դաշտ լամպի ներսում՝ անոդի և կաթոդի միջև:

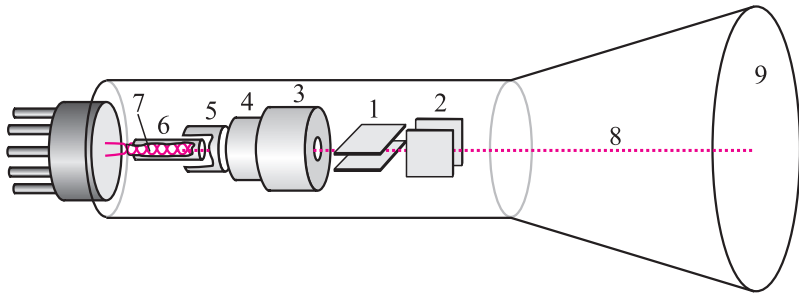
Շիկայման թելիկով հոսանք անցնելիս կաթոդի մակերևութի «գոլորշիանում» են հսկայական թվով էլեկտրոններ: Էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ դրանք շարժվում են դեպի անոդ՝ առաջացնելով անդային հոսանք: Էլեկտրոնային ամպն սկսում է նստահարվել: Անոդի և կաթոդի միջև **անոդային լարումը** մեծացնելիս ամպի էլեկտրոնների կոնցենտրացիան ավելի է փոքրանում, իսկ անոդային հոսանքի ուժը՝ աճում: Անոդային լարման որոշ արժեքից սկսած անոդային հոսանքի ուժն այլևս չի փոփոխվում: Հոսանքի ուժի այդ առավելագույն արժեքն անվանում են **հագեցման հոսանք**՝  $I_h$ : Հոսանքը հասնում է հագեցման, քանի որ կաթոդից արձակված բոլոր էլեկտրոնները հասնում են անոդին: Անոդային հոսանքի ուժի կախումն անդային լարումից՝ վակուումային դիոդի վոլտ-ամպերային բնութագիծը (ՎԱԲ), պատկերված է 203-րդ նկարում:

Հագեցման հոսանքի ուժը կախված է էլեկտրոնային ամպում էլեկտրոնների կոնցենտրացիայից, իսկ վերջինս՝ կաթոդի ջերմաստիճանից, ուստի՝ հագեցման հոսանքի ուժն աճում է, երբ կաթոդի ջերմաստիճանը աճում է:

Եթե էլեկտրական շրթայում լամպի անոդը միացնենք հոսանքի աղբյուրի բացասական բևեռին, իսկ կաթոդը՝ դրական բևեռին, ապա կաթոդից պոկված էլեկտրոնները կվերադառնան դեպի կաթոդ, և դիոդով էլեկտրական հոսանք չի անցնի: Այսինքն՝ վակուումային դիոդն օժտված է **միակողմանի հաղորդականությամբ**: Դիոդում էլեկտրոնները տեղափոխվում են կաթոդից դեպի անոդ, երբ անոդի պոտենցիալն ավելի բարձր է, քան կաթոդինը: Դիոդի այս հատկությունն օգտագործում են փոփոխական հոսանքներ ուղղելու համար:

**Էլեկտրոնաճառագայթային խողովակ:** Վակուումում էլեկտրոնները կաթոդից մինչև անոդ ճանապարհն անցնում են առանց բախվելու ոչ իրար հետ և ոչ էլ՝ գազի մոլեկուլների՝ շարժվելով ուղղագիծ: Բախվելով անոդի պատին՝ էլեկտրոններն ապակու մոլեկուլներին են հաղորդում իրենց կինետիկ էներգիան, և ապակին դրա հետևանքով լուսարձակում է: Էլեկտրոնների ազդեցությամբ լուսարձակում է ոչ միայն ապակին, այլ մի շարք այլ նյութեր, որոնք կոչվում են **լուսակիրներ** (լյումինաֆորներ, լատիներեն «լյումեն»՝ լույս և հունարեն «ֆորոս»՝ կրել բառերից): Լյումինաֆորներ են, օրինակ, ցինկի սուլֆիդը, կալցիումի սուլֆատը և այլն:

Էլեկտրոնաճառագայթային խողովակը, որի կառուցվածքը պատկերված է 204-րդ նկարում, երկարավուն անոթ է, որտեղ ստեղծված է վակուում: Խողովակի լայն հիմքը՝ Էկրանը, ներսից պատված է **լյումինաֆորի** բարակ շերտով: Խողովակի նեղ ծայրում տեղակայված է **էլեկտրոնային թնդանոթը**, որը բաղկացած է **շիկայման թելիկից** (7), **կաթոդից** (6), **կառավարող գլանից** (5) և **երկու անոդից** (3,4): Էկրանի և էլեկտրոնային թնդանոթի միջև իրար



**Նկ. 204.** Էլեկտրոնաճառագայթային խողովակի կառուցվածքը՝  
 1. հորիզոնական քիթեղներ, 2. ուղղածիզ քիթեղներ, 3. կառավարող գլան,  
 4, 5. անոդներ, 6. կաթոդ, 7. շիկացման թելիկ, 8. էլեկտրոնների փունջ, 9. էկրան

զուգահեռ քիթեղների՝ կառավարող էլեկտրոդների երկու զույգեր են: Մի զույգը (1) տեղադրված է հորիզոնական, մյուսը՝ (2) ուղղածիզ:

Շիկացման թելիկը տաքացնում է կաթոդը, որն արձակում է էլեկտրոններ, որոնք ուղղվում են դեպի անոդ: Անոդի և կաթոդի միջև ստեղծված մեծ լարմամբ (մինչև մի քանի կիլովոլտ) էլեկտրական դաշտում արագանալով՝ էլեկտրոններն անցնում են անոդների միջով և նեղ փնջի՝ ճառագայթի ձևով, հսկայական հաստատուն արագությամբ թռչում դեպի էկրան: Բախվելով էկրանին՝ էլեկտրոններն առաջացնում են լուսարձակում:

Մինչև էկրանին հասնելը էլեկտրոնների նեղ փունջն անցնում է ուղղածիզ և հորիզոնական քիթեղների միջով: Եթե քիթեղների միջև էլեկտրական դաշտ չկա, էլեկտրոնների փունջը չի շեղվում և լուսարձակում է առաջացնում էկրանի կենտրոնում՝ լուսատու կետի տեսքով: Ուղղածիզ քիթեղների վրա լարում կիրառելիս էլեկտրոնների փունջը շեղվում է հորիզոնական ուղղությամբ, իսկ հորիզոնական քիթեղների վրա լարում կիրառելիս՝ ուղղածիզ ուղղությամբ: Թիթեղների զույգերի վրա միաժամանակ լարում կիրառելով՝ կարելի է լուսարձակող կետը տեղաշարժել էկրանին կամայական ուղղությամբ: Այդ դեպքում էլեկտրոնների փունջը էկրանին «կնկարի» գիծ, որը կառավարող քիթեղների վրա կիրառված լարման փոփոխությամբ արահայտվող օրենքի գրաֆիկական պատկերն է:

Էլեկտրոնի զանգվածն աննշան է, ուստի՝ էլեկտրոնների փունջն ակնթարթորեն է արձագանքում լարման, թեկուզ շատ արագ, փոփոխություններին: Էլեկտրոնների փնջի այս հատկությունն օգտագործվում է արագ փոփոխվող պրոցեսներ հետազոտելու համար նախատեսված սարքերում՝ **տատանագրիչներում (օսցիլոգրաֆներում, լատիներեն «օսցիլում»՝** ճոճում, տատանում և հունարեն «գրաֆո»՝ գրել բառերից): Տատանագրիչի էկրանին պատկերվող գծերը (կորերը) կոչվում են **տատանագրեր:** Տատանագրերը լայնորեն կիրառվում են պարբերական պրոցեսներ ուսումնասիրելու համար:

Հեռուստապույցներում և համակարգիչների դիսփլեյներում օգտագործվող էլեկտրոնաճառագայթային խողովակներում էլեկտրոնների փնջերը կառավարում են մագնիսական դաշտի միջոցով: Այդ դաշտը ստեղծում են խողովակի նեղ մասն ընդգրկող հոսանքակիր կոճերը:





## Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Ո՞ր սարքերն են անվանում էլեկտրոնային լամպեր: 2. Ինչպե՞ս է կառուցված երկէլեկտրոդ էլեկտրոնային լամպը (վակուումային դիոդը): 3. Բացադրե՞ք, թե ինչպես է աշխատում վակուումային դիոդը: 4. Գծե՞ք վակուումային դիոդի վոլտ-ամպերային բնութագիծը: Բնութագծի ո՞ր տեղամասն է համապատասխանում հագեցման հոսանքին: Ինչո՞վ է փարբերվում այդ բնութագիծը մետադի վոլտ-ամպերային բնութագծից: 5. Ի՞նչ է նշանակում միակողմանի հաղորդականություն: Որտե՞ղ է օգտագործվում վակուումային դիոդների այդ հատկությունը: 6. Ո՞ր նյութերն են անվանում լյումինաֆորներ: 7. Նկարագրե՞ք, էլեկտրոնաճառագայթային խողովակի կառուցվածքը: 8. Ո՞րն է էլեկտրոնային թնդանոթի դերը: 9. Ինչպե՞ս են կառավարում էլեկտրոնների փունջն ուղղաձիգ և հորիզոնական թիթեղների միջոցով: 10. Ժամանակակից ի՞նչ սարքերում են օգտագործվում էլեկտրոնաճառագայթային խողովակները:

## Խնդիրների լուծման օրինակներ

1.  $S = 5 \cdot 10^{-3} \text{ մ}^2$  մակերեսով մետաղե մանրակն արծաթապատվում է էլեկտրոլիտային գուռում, որի միջով անցնող հոսանքի ուժը՝  $I = 1,93 \text{ Ա}$ : Ի՞նչ հաստությամբ շերտ կնստի մանրակի վրա  $t = 2100$  վայրկյանում, եթե արծաթի խտությունը՝  $\rho = 10500 \text{ կգ/մ}^3$ , էլեկտրաքիմիական համարժեքը՝  $k = 1,12 \cdot 10^{-6} \text{ կգ/Ա}$ :

Լուծում: Համաձայն Ֆարադեյի օրենքի՝ էլեկտրոլիզի ժամանակ մանրակի վրա նստած արծաթի զանգվածը՝  $m = kIt$ : Քանի որ արծաթի ծավալը՝  $V = Sh$ , որտեղ  $h$ -ն արծաթի շերտի հաստությունն է, ապա  $m = \rho V = \rho Sh$ : Հետևաբար՝  $\rho Sh = kIt$ , որտեղից՝

$$h = \frac{kIt}{\rho S}$$

Տեղադրելով մեծությունների արժեքները՝ կստանանք՝  $h = 8,6 \cdot 10^{-5} \text{ մ}$ :

Պատասխան՝  $h = 8,6 \cdot 10^{-5} \text{ մ}$ :

2. Էլեկտրական դաշտի լարվածության ի՞նչ արժեքի դեպքում կսկսվի օդի ինքնուրույն պարպումը, եթե նրա մոլեկուլների իոնայման էներգիան՝  $W_i = 2,4 \cdot 10^{-18} \text{ Ջ}$ , իսկ էլեկտրոնի ազատ վազքի երկարությունը՝  $\lambda = 5 \cdot 10^{-6} \text{ մ}$ : Որքա՞ն է էլեկտրոնի արագությունը մոլեկուլին հարվածելու պահին: Էլեկտրոնի լիքքի մոդուլը՝  $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Ա}$ , զանգվածը՝  $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ կգ}$ :

Լուծում: Ինքնուրույն պարպում կսկսվի այն դեպքում, երբ էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ էլեկտրոնի ձեռք բերած կինետիկ էներգիան մինչև բախվելը հավասարվի մոլեկուլի իոնայման էներգիային: Էլեկտրոնի ձեռք բերած կինետիկ էներգիան հավասար է ազատ վազքի երկարության վրա էլեկտրական դաշտի կատարած  $A = eE\lambda$  աշխատանքին, հետևաբար՝  $W_i = eE\lambda$ , որտեղից էլեկտրական դաշտի լարվածության համար ստանում ենք՝

$$E = \frac{W_i}{e\lambda} = 3 \cdot 10^6 \text{ վ/մ}$$

Մոլեկուլին հարվածելու պահին էլեկտրոնի արագությունը որոշվում է  $m_e v^2 / 2 = W_i$  հավասարումից՝

$$v = \sqrt{\frac{2W_i}{m_e}} = 2,3 \cdot 10^6 \text{ մ/վ}$$

Պատասխան՝  $v = 2,3 \cdot 10^6 \text{ մ/վ}$ :



**3. Սենյակային ջերմաստիճանում գերմանիումի ազատ էլեկտրոնների կոնցենտրացիան՝  $n_e = 3 \cdot 10^{19} \text{մ}^{-3}$ : Դիպուք՝ գերմանիումի ատոմների կոնցենտրացիան  $n$  է: Որոշել  $n_e/n$  հարաբերությունը, եթե գերմանիումի խտությունը՝  $\rho = 5400 \text{կգ/մ}^3$ , մոլային զանգվածը՝  $M = 0,073 \text{կգ/մոլ}$ : Քանի՞ անգամ կմեծանա ազատ էլեկտրոնների կոնցենտրացիան, եթե գերմանիումի բյուրեղին ավելացնենք արսենի խառնուկ, որի զանգվածը գերմանիումի զանգվածի  $\eta = 10^{-6}$  մասն է, իսկ մոլային զանգվածը՝  $M_{As} = 75 \cdot 10^{-3} \text{կգ/մոլ}$ :**

**Լուծում:** Գերմանիումի բյուրեղում ատոմների թիվը որոշվում է  $N = mN_A/M$  բանաձևով, որտեղ  $m$ -ը գերմանիումի բյուրեղի զանգվածն է: Հետևաբար՝ գերմանիումի ատոմների կոնցենտրացիան՝

$$n = \frac{N}{V} = \frac{mN_A}{VM} = \frac{\rho N_A}{M}$$

Կոնցենտրացիաների հարաբերությունը՝

$$\frac{n_e}{n} = \frac{n_e M}{\rho N_A} = 6,7 \cdot 10^{-10}$$

Ըստ խնդրի պայմանի՝ արսենի խտությունը՝  $\rho_{As} = \eta \rho$ , հետևաբար՝ արսենի կոնցենտրացիան՝

$$n_{As} = \frac{\rho_{As} N_A}{M_{As}} = \frac{\eta \rho N_A}{M_{As}}$$

Արսենի յուրաքանչյուր ատոմից պոկվում է մեկ էլեկտրոն: Ուստի՝ դոնորային էլեկտրոնների կոնցենտրացիան գերմանիումի բյուրեղում՝

$$n_d = n_{As} = \frac{\eta \rho N_A}{M_{As}}$$

Ազատ էլեկտրոնների ընդհանուր կոնցենտրացիան՝  $n = n_d + n_e$  որտեղից

$$\frac{n}{n_e} = \frac{n_d + n_e}{n_e} = \frac{n_d}{n_e} + 1 = \frac{\eta \rho N_A}{n_e M_{As}} + 1 = 145$$

**Պատասխան՝**  $n_e/n = 6,7 \cdot 10^{-10}$ , ազատ էլեկտրոնների կոնցենտրացիան մեծապալ 145 անգամ:

**4. Էլեկտրոնաճառագայթային խողովակում  $W_{\text{կին}} = 1,28 \cdot 10^{-15} \text{Ջ}$  կինետիկ էներգիայով էլեկտրոնները շարժվում են հորիզոնական թիթեղների միջև, որոնց հեռավորությունը՝  $d = 2 \text{սմ}$ , իսկ յուրաքանչյուր թիթեղի երկարությունը՝  $l = 4 \text{սմ}$ : Թիթեղների միջև լարումը՝  $U = 3,2 \text{կՎ}$ : Որոշել էլեկտրոնային փնջի  $y$  ուղղաձիգ շեղումը կոնդենսատորից դուրս գալիս:**

**Լուծում:** Կոնդենսատորի ներսում էլեկտրոնի վրա ազդող էլեկտրական ուժը՝  $F = eE = eU/d$ : Մյուս կողմից՝  $F = m_e a$  ( $m_e$ -ն էլեկտրոնի զանգվածն է,  $a$ -ն արագացումը): Հետևաբար՝  $M_e a = eU/d$ , որտեղից՝  $a = eU/m_e d$ : Էլեկտրոնային փնջի ուղղաձիգ շեղումը՝  $y = at^2/2 = eUt^2/2md$ , որտեղ  $t$ -ն կոնդենսատորի ներսում էլեկտրոնի շարժման ժամանակն է: Հորիզոնական ուղղությամբ էլեկտրոնի վրա ուժ չի ազդում, ուստի՝ էլեկտրոնի արագության հորիզոնական բաղադրիչն էլեկտրոնի շարժման ընթացքում չի փոփոխվում և մնում է հավասար էլեկտրոնի  $v_0$  սկզբնական արագությանը: Հետևաբար՝  $t = l/v_0$  և  $y = (eU/2md) \cdot (l/v_0)^2$ :

$W_{\text{կին}} = m_e v_0^2/2$  բանաձևից՝  $v_0^2 = 2W_{\text{կին}}/m_e$ , ուստի կստանանք՝

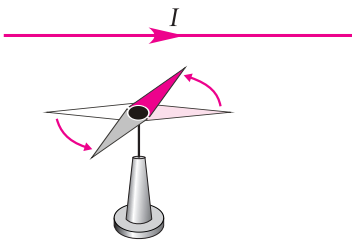
$$y = \frac{eU l^2}{4dW_{\text{կին}}} = 0,8 \text{սմ:}$$

**Պատասխան՝** 0,8 սմ:

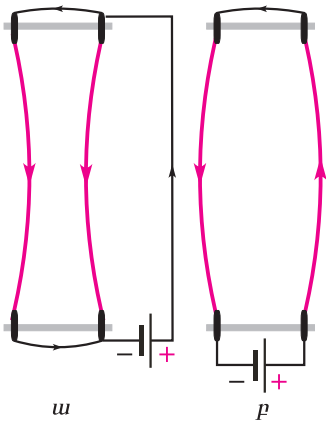
# ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏ

## ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆ: § 96. ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏ: ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԻՆՂՈՒԿՑԻԱՅԻ ՎԵԿՏՈՐ

Պարզագույն էլեկտրական և մագնիսական երևույթները մարդկությանը հայտնի են դեռ շատ վաղ ժամանակներից, սակայն մինչև 19-րդ դարի սկիզբը դրանք դիտարկվում էին իրարից անկախ: Պարզ չէր, թե որն է բնական մագնիսների՝ միմյանց ձգելու կամ վանելու գաղտնիքը. նյութի մագնիսականությունն ունի՞ արդյոք էլեկտրական բնույթ, թե՞ ոչ:



Նկ.205. Հոսանքակիր հաղորդիչն ազդում է մագնիսական սլաքի վրա



Նկ.206. ա. Նույն ուղղությամբ հոսանքներն իրար ձգում են, բ. հակառակ ուղղություններով հոսանքներն իրար վանում են:

Էլեկտրական և մագնիսական երևույթների կապն առաջին անգամ փորձնականորեն հայտնաբերել է դանիացի ֆիզիկոս Հանս Էրստեդը 1820 թվականին: Նա պարզել է, որ երբ մագնիսական սլաքի վերևում վերջինիս գուգահեռ տեղադրված հաղորդալարով էլեկտրական հոսանք է անցնում, սլաքը շեղվում է իր սկզբնական դիրքից և ընդունում հաղորդչին ուղղահայաց ուղղություն (նկ. 205): Հոսանքն անջատելիս սլաքը վերադառնում էր սկզբնական դիրքին:

Իր բնույթով անչափ պարզ, սակայն էլեկտրամագնիսականության տեսության զարգացման համար հիմնարար նշանակություն ունեցող այս փորձը ցույց տվեց, որ հոսանքակիր հաղորդչի շրջակա տարածությունում գործում են ուժեր, որոնք բնույթով նման են մագնիսական սլաքի վրա ազդող բնական մագնիսների ուժերին: Այլ խոսքով ասած՝ ցույց տրվեց, որ էլեկտրական հոսանքն ունի մագնիսական ազդեցություն, այսինքն՝ այն որոշ իմաստով համարժեք է բնական մագնիսին:

Այս պնդումը հետագայում հիմնավորվել է ֆրանսիացի ֆիզիկոս Անդրե Ամպերի փորձերով: Ամպերը նկատել է, որ ուղղաձիգ դիրքով

ամրացված երկու ճկուն հաղորդալարերով հոսանք բաց թողնելիս, երբ հոսանքներն ունեն նույն ուղղությունը, հաղորդիչներն իրար ձգում են (նկ. 206, ա), իսկ երբ հոսանքները հակառակ են ուղղված, իրար վանում են (նկ. 206, բ): Հոսանքն անջատելիս հաղորդալարերը վերադառնում են իրենց սկզբնական դիրքերին: Քանի որ էլեկտրական հոսանքը լիցքերի ուղղորդված շարժում է, ապա բնական է ենթադրել, որ այդ փոխազդեցությունն առաջանում է շարժվող լիցքերի միջև: Երբ լիցքերը շարժվում են, նրանց միջև, բացի էլեկտրական փոխազդեցությունից, ի հայտ է գալիս նաև այլ տիպի փոխազդեցություն: **էլեկտրական լիցքերի փոխազդեցությունը, որը ծագում է նրանց շարժման ժամանակ, ի տարբերություն էլեկտրական փոխազդեցության, կոչվում է մագնիսական փոխազդեցություն:** Հոսանքակիր հաղորդիչների, ինչպես նաև բնական մագնիսների փոխազդեցությունը մագնիսական փոխազդեցության դրսևորման ձևեր են:



**Էրաստեղ Հանգ Քրիստիան**

1777-1851

*Դանիայի ֆիզիկոս. աշխատանքները նվիրված են էլեկտրականությանը, ձայնագիրությանը և մոլեկուլային ֆիզիկային: 1820թ. հայտնաբերել է էլեկտրական հոսանքի ազդեցությունը մագնիսական սլաքի վրա, որը բերեց էլեկտրամագնիսականության տեսության սրեղծմանը: Առաջիններից է հայտնել այն միջոցը, որ լույսն էլեկտրամագնիսական երևույթ է:*

**Մագնիսական դաշտ:** Շարժվող լիցքերի կամ հոսանքների մագնիսական փոխազդեցությունը մեկնաբանելիս հանդիպում ենք նույն դժվարությանը, որն առաջացել էր լիցքերի էլեկտրական փոխազդեցությունը նկարագրելիս: Այս դեպքում նույնպես ծագում են հետևյալ հարցերը՝ ինչպե՞ս է իրականացվում երկու հոսանքների (շարժվող լիցքերի) մագնիսական փոխազդեցությունը, ինչպե՞ս է մի հոսանքակիր հաղորդիչը հեռվից ազդում մեկ այլ հոսանքակիր հաղորդիչի վրա, հոսանքակիր հաղորդիչի շրջակա տարածության մեջ տեղի ունենում է արդյոք որևէ փոփոխություն:

Ինչպես էլեկտրական փոխազդեցությունը, մագնիսական փոխազդեցությունը նույնպես բացատրվում է մերձազդեցության տեսությամբ: Համաձայն այդ տեսության՝ յուրաքանչյուր հոսանք (շարժվող լիցք) իր շրջակա տարածությունն օժտում է յուրահատուկ ֆիզիկական հատկություններով, այլ խոսքով ասած՝ իր շուրջն ստեղծում է մագնիսական դաշտ, որն էլ ազդում է մեկ այլ հոսանքի (շարժվող լիցքի) վրա: Այսպիսով՝ երկու հոսանքներ միմյանց վրա անմիջականորեն չեն ազդում: Նրանցից յուրաքանչյուրն իր շուրջն ստեղծում է մագնիսական դաշտ, և առաջին հոսանքի մագնիսական դաշտն ազդում է երկրորդի վրա, իսկ երկրորդի դաշտը՝ առաջինի վրա: Յուրաքանչյուր հոսանքի շուրջ, անկախ նրա շրջապատում մեկ այլ հոսանքի առկայությունից, միշտ առաջանում է մագնիսական դաշտ:

Մագնիսական դաշտի մասին կարելի է պատկերացում կազմել՝ ելնելով նրա հատկություններից: Մագնիսական դաշտի գլխավոր հատկությունը կամայական հոսանքի կամ շարժվող լիցքի վրա ազդելն է: Այդ ազդեցությամբ էլ հայտնաբերվում է մագնիսական դաշտը:

Տարբեր հոսանքներ իրենց շուրջն ստեղծում են տարբեր մագնիսական դաշտեր, այսինքն՝ միևնույն հոսանքակիր հաղորդիչի վրա ազդում են տարբեր ուժերով:

Նույն հոսանքի ստեղծած դաշտը տարածության տարբեր կետերում նույաես կարող է տարբեր լինել: Հոսանքակիր հաղորդչի (շարժվող լիցքի) վրա մագնիսական դաշտի ազդեցությունը բնութագրելու համար ներմուծվում է մի վեկտորական մեծություն, որը կոչվում է **մագնիսական ինդուկցիայի վեկտոր**: Այն մագնիսական դաշտի ուժային բնութագիրն է և հնարավորություն է տալիս հաշվելու դաշտի կամայական տիրույթում տեղադրված հոսանքակիր հաղորդչի վրա մագնիսական դաշտից ազդող ուժի մեծությունն ու ուղղությունը:

**Մագնիսական ինդուկցիայի վեկտորի մոդուլը:** Մագնիսական դաշտի ինդուկցիան համանման է էլեկտրական դաշտի լարվածությանը: Եթե լարվածությունն էլեկտրական դաշտի ուժային բնութագիրն է, ապա մագնիսական դաշտի ուժային բնութագիրը մագնիսական դաշտի ինդուկցիան է:

Հիշենք, որ էլեկտրական դաշտի լարվածությունը սահմանվում է որպես դաշտի տվյալ կետում տեղադրված փորձնական լիցքի վրա ազդող ուժի և այդ լիցքի հարաբերություն՝  $\vec{E} = \vec{F}/q$ : Համանման ձևով կարելի է սահմանել նաև մագնիսական դաշտի ինդուկցիան:

Մագնիսական դաշտի ինդուկցիան տարածության որևէ կետում որոշելու համար հոսանքակիր հաղորդչի բավականաչափ փոքր երկարությամբ տեղամասը պետք է տեղադրել այդ կետում և որոշել նրա վրա ազդող ուժը: Սակայն փորձը ցույց է տալիս, որ հոսանքակիր հաղորդչի որևէ տեղամասի վրա մագնիսական դաշտից ազդող ուժը կախված է ոչ միայն այդ տեղամասով անցնող / հոսանքի ուժից, այլև տեղամասի  $\Delta l$  երկարությունից և տարածության մեջ նրա կողմնորոշումից: Հաղորդչի այդ տեղամասը պահելով տարածության միևնույն տեղում և անընդհատ փոխելով նրա ուղղությունը՝ կարելի է գտնել այն դիրքը, որտեղ նրա վրա ազդող ուժն ունի  $F_m$  առավելագույն արժեքը: Փոփոխելով / հոսանքի ուժը և տեղամասի  $\Delta l$  երկարությունն ու ամեն անգամ չափելով ուժի առավելագույն արժեքը՝ կարելի է համոզվել, որ  $F_m / \Delta l$  հարաբերությունը մնում է հաստատուն: Այդ հարաբերությունը կախված չէ հաղորդչով անցնող հոսանքի ուժից և հաղորդչի տեղամասի երկարությունից, հետևաբար՝ կարող է ծառայել որպես մագնիսական դաշտի ուժային բնութագիր դաշտի այն տիրույթի համար, որտեղ տեղադրված է հաղորդչի նշված տեղամասը: Եթե  $\Delta l$  երկարությունը բավականաչափ փոքր է, ապա այդ հարաբերությունը բնութագրում է դաշտը տվյալ կետում:

Այն մեծությունը, որը հավասար է մագնիսական դաշտի տվյալ կետում տեղադրված հոսանքակիր հաղորդչի բավականաչափ փոքր տեղամասի վրա ազդող առավելագույն ուժի հարաբերությանը հոսանքի ուժի և այդ տեղամասի երկարության արտադրյալին, կոչվում է **մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի վեկտորի մոդուլ**.

$$B = \frac{F_m}{\Delta l}; \quad (10.1)$$

**Մագնիսական ինդուկցիայի միավորը:** (10.1) բանաձևը հնարավորություն է տալիս սահմանելու մագնիսական ինդուկցիայի միավորը: Քանի որ միավորների ՄՀ-ում ուժի միավորը՝  $[F] = 1 \text{ Ն}$ , հոսանքի ուժի միավորը՝  $[I] = 1 \text{ Ա}$ , իսկ երկարության միավորը՝  $[\Delta l] = 1 \text{ մ}$ , ապա մագնիսական ինդուկցիայի միավորը՝

$$[B] = \frac{[F_m]}{[I][\Delta l]} = 1 \frac{\text{Ն}}{\text{Ա } \$ \text{մ}} :$$

Այդ միավորը, ի պատիվ սերբ գիտնական-էլեկտրատեխնիկ Նիկոլա Տեսլայի, անվանում են մեկ տեսլա (1 Տ):

Մեկ տեսլան այն համասեռ մագնիսական դաշտի ինդուկցիան է, որտեղ տեղադրված 1 մ երկարությամբ ուղիղ հաղորդալարի վրա դաշտն ազդում է 1 Ն առավելագույն ուժով, երբ նրա միջով անցնող հոսանքի ուժը 1 Ա է:



### Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Նկարագրեք էլեկտրական և մագնիսական երևույթների կապը ցուցադրող փորձ: 2. Ո՞ր փոխազդեցություն են անվանում մագնիսական: 3. Ինչպե՞ս են փոխազդում երկու զուգահեռ հոսանքակիր հաղորդիչները, եթե նրանց մեջ էլեկտրական հոսանքներն ունեն՝ ա) միևնույն ուղղությունը, բ) հակառակ ուղղություններ: 4. Ինչպե՞ս է իրականացվում երկու հոսանքակիր հաղորդիչների մագնիսական փոխազդեցությունը: 5. Ինչպե՞ս կարելի է հայտնաբերել մագնիսական դաշտը: 6. Ի՞նչ բանաձևով է որոշվում մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի վեկտորի մոդուլը: 7. Ի՞նչ միավորով է արտահայտվում մագնիսական դաշտի ինդուկցիան միավորների ՍՀ-ում:

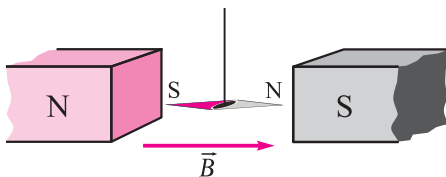
## ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԻՆԴՈՒԿՑԻԱՅԻ

### § 97. ՎԵԿՏՈՐԻ ՈՒՂՂՈՒԹՅՈՒՆԸ: ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԻՆԴՈՒԿՑԻԱՅԻ ԳԵՆԸ

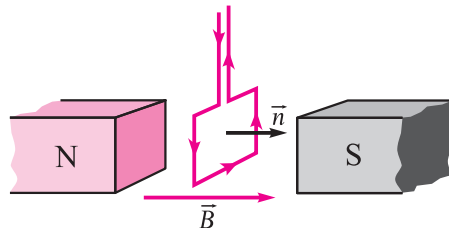
(10.1) բանաձևով կարելի է որոշել միայն մագնիսական ինդուկցիայի վեկտորի մոդուլը: Մագնիսական ինդուկցիայի վեկտորի ուղղությունը կարելի է սահմանել՝ օգտվելով այն հանգամանքից, որ մագնիսական դաշտը հոսանքակիր շրջանակի (փոքր չափեր ունեցող հոսանքակիր փակ կոնտուր), ինչպես նաև մագնիսական սլաքի վրա ունենում է կողմնորոշիչ ազդեցություն: Հիշենք, որ մագնիսական սլաքը մագնիսական դաշտում տեղադրելիս այն պտտվում և դասավորվում է խիստ որոշակի ուղղությամբ: Դաշտի տվյալ կետում այդ ուղղությունը կարելի է ընդունել որպես մագնիսական ինդուկցիայի վեկտորի ուղղություն:

**Դաշտի տվյալ կետում մագնիսական ինդուկցիայի վեկտորի ուղղություն է ընդունվում այդ կետում ազատորեն տեղակայված մագնիսական սլաքի հարավային բևեռից դեպի հյուսիսային բևեռ տանող ուղղությունը (նկ. 207):**

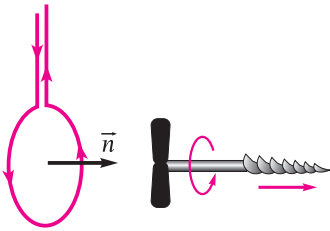
Մագնիսական սլաքի փոխարեն դաշտում հոսանքակիր շրջանակ տեղադրելիս վերջինս դասավորվում է այնպես, որ նրա նորմալը (շրջանակի հարթությանը



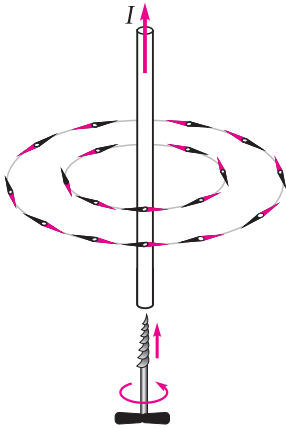
Նկ. 207. Մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի վեկտորի ուղղության որոշումը մագնիսական սլաքի օգնությամբ



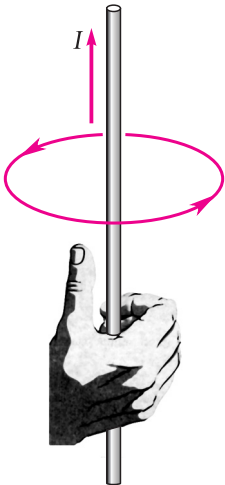
Նկ. 208. Մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի վեկտորի ուղղության որոշումը հոսանքակիր շրջանակի օգնությամբ



**Նկ. 209.** Հոսանքակիր շրջանակի  $\vec{n}$  նորմալի ուղղությունը



**Նկ. 210.** Ուղիղ հոսանքակիր հաղորդչի մագնիսական դաշտում մագնիսական սլաքները դասավորվում են համակենտրոն շրջանագծերով:



**Նկ. 211.** Մագնիսական ինդուկցիայի վեկտորի ուղղության որոշումն աջ ձեռքի կանոնով

տարված ուղղահայացը) համընկնում է մագնիսական սլաքի ցույց տված ուղղությանը (նկ. 208): Հոսանքակիր շրջանակի նորմալի ուղղությունը միարժեքորեն որոշվում է խցանահանի կանոնով. այն ունի խցանահանի սայրի համընթաց շարժման ուղղությունը, եթե խցանահանի բռնակի պտտման ուղղությունը համընկնում է շրջանակում հոսանքի ուղղությանը (նկ. 209): Այսպիսով՝ մագնիսական ինդուկցիայի վեկտորի ուղղությունը կարելի է որոշել նաև հոսանքակիր շրջանակի օգնությամբ: Դրա համար պետք է դաշտի տվյալ կետում տեղադրել հոսանքակիր շրջանակ, նրան տալ ազատորեն պտտվելու հնարավորություն և հավասարակշռության դիրքում խցանահանի կանոնով որոշել շրջանակի նորմալի ուղղությունը:

Օգտվելով մագնիսական սլաքներից, որոշենք ուղիղ հոսանքակիր հաղորդչի ստեղծած մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի վեկտորի ուղղությունը դաշտի տարբեր կետերում: Եթե հաղորդչի շրջակայքում տեղադրենք փոքրիկ մագնիսական սլաքներ (նկ. 210), ապա դրանք կդասավորվեն համակենտրոն շրջանագծերի երկայնքով, որոնց հարթությունն ուղղահայաց է հաղորդչին, իսկ կենտրոնները հաղորդչի վրա են: Յուրաքանչյուր սլաք ցույց կտա մագնիսական ինդուկցիայի վեկտորի ուղղությունն այն կետում, որտեղ սլաքն է: Այդ ուղղությունը կարելի է որոշել խցանահանի կանոնով:

**Եթե խցանահանի սայրի համընթաց շարժման ուղղությունը համընկնի հաղորդչում հոսանքի ուղղությանը, ապա նրա բռնակի պտտման ուղղությունը տվյալ կետում կհամընկնի մագնիսական ինդուկցիայի վեկտորի ուղղությանը:**

Ուղիղ կամ շրջանային հոսանքի մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի վեկտորի ուղղությունը կարելի է որոշել նաև **աջ ձեռքի կանոնով**, եթե **աջ ձեռքի բթամատն ուղղենք հոսանքի ուղղությամբ**, ապա **հոսանքակիր հաղորդիչը բռնող չորս մատները ցույց կտան մագնիսական ինդուկցիայի վեկտորի ուղղությունը** (նկ. 211):

Ինդուկցիայի վեկտորը տարածության տարբեր կետերում կարող է ընդունել տարբեր արժեքներ և ունենալ տարբեր ուղղություններ: Այն դաշտը, որի բոլոր կետերում ինդուկցիայի վեկտորն ունի միևնույն մոդուլն ու ուղղությունը՝  $\vec{B} = const$ , կոչվում է **համասեռ մագնիսական դաշտ**:

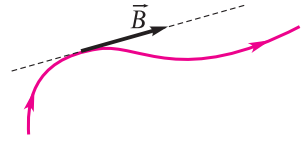
Մագնիսական, ինչպես և էլեկտրական դաշտի համար ճիշտ է վերադրման սկզբունքը. մի քանի հոսանքների (կամ հոսանքակիր հաղորդչի տարբեր տեղամասերի) ստեղծած արդյունաբար մագնիսական դաշտի ինդուկցիան հավասար է առանձին հոսանքների (կամ տեղամասերի) ստեղծած մագնիսական դաշտերի ինդուկցիաների վեկտորական գումարին՝

$$\vec{B} = \vec{B}_1 + \vec{B}_2 + \dots + \vec{B}_n: \quad (10.2)$$

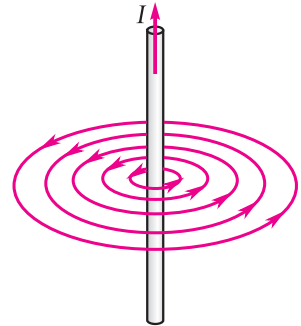
**Մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի գծեր:** Էլեկտրական դաշտի նման մագնիսական դաշտը նույնպես կարելի է պատկերել գրաֆիկորեն՝ կառուցելով մագնիսական ինդուկցիայի գծերը:

Մագնիսական ինդուկցիայի գծեր կոչվում են այն գծերը, որոնց յուրաքանչյուր կետում ինդուկցիայի վեկտորն ուղղված է այդ կետում տարված շոշափողով (նկ. 212): Ինդուկցիայի գծերին վերագրում են ուղղություն, որը ցույց է տալիս, թե շոշափողի երկայնքով դեպի որ կողմն է ուղղված ինդուկցիայի վեկտորը:

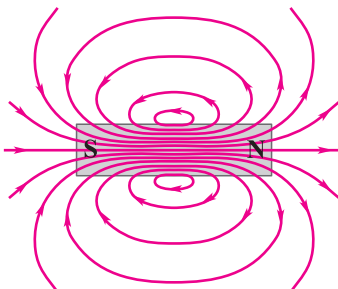
Ինդուկցիայի գծերը պատկերապես են տալիս ոչ միայն դաշտի տարբեր կետերում ինդուկցիայի վեկտորի ուղղության, այլև մոդուլի մասին: Տարածության այն տիրույթներում, որտեղ ինդուկցիայի գծերն ավելի խիտ են պատկերված, ինդուկցիայի մոդուլն ավելի մեծ է: Ինդուկցիայի գծերի ակնառու պատկերը կարելի է ստանալ երկաթի մանր խարտուքի օգնությամբ: Մագնիսական դաշտում խարտուքի յուրաքանչյուր հատիկ մագնիսանում է և իրեն պահում է որպես փոքրիկ մագնիսական սլաք՝ դասավորվելով ինդուկցիայի համապատասխան գծի երկայնքով: 213-րդ և 214-րդ նկարներում պատկերված են ուղղաձիգ հոսանքակիր հաղորդչի և հաստատուն մագնիսի մագնիսական դաշտերի ինդուկցիայի գծերը: Մագնիսական դաշտը կարելի է զգալիորեն ուժեղացնել, եթե հոսանքակիր հաղորդիչը փաթաթվի պարույրի տեսքով: Այդպիսի հոսանքակիր կոճն անվանում են սոլենոիդ (հունարեն «սոլեն»՝ խողովակ բառից): Հոսանքակիր կոճի մագնիսական դաշտի



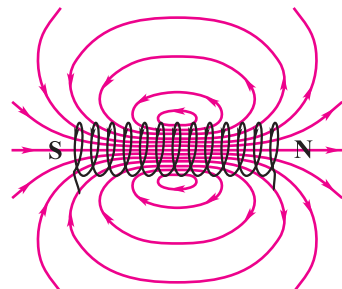
Նկ. 212. Մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի վեկտորն ուղղված է ինդուկցիայի գծի շոշափողով:



Նկ. 213. Ուղղաձիգ հոսանքակիր հաղորդչի մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի գծերը



Նկ. 214. Հաստատուն մագնիսի ինդուկցիայի գծերը



Նկ. 215. Հոսանքակիր կոճի ինդուկցիայի գծերը



ինդուկցիայի գծերը պատկերված են 215-րդ նկարում: Եթե կոճի երկարությունը շատ մեծ է նրա լայնական հատույթի տրամագծից, ապա կոճի ներսում դաշտը գործնականում կարելի է համարել համասեռ (ինդուկցիայի գծերը միմյանց գուգահեռ են և ունեն նույն խտությունը):

Կոճից դուրս դաշտը շատ նման է հաստատուն մագնիսի դաշտին: Քանի որ տարածության յուրաքանչյուր կետում ինդուկցիայի վեկտորն ունի որոշակի ուղղություն, ապա, էլեկտրական դաշտի ուժագծերի նման, մագնիսական ինդուկցիայի գծերը նույնպես չեն կարող հատվել (հակառակ դեպքում հատման կետում ինդուկցիայի վեկտորը կունենար մեկից ավելի ուղղություն):

Ի տարբերություն էլեկտրաստատիկ դաշտի ուժագծերի՝ մագնիսական ինդուկցիայի գծերը փակ են: Դրանք ոչ սկիզբ ունեն և ոչ էլ վերջ: Մագնիսական ինդուկցիայի գծերը փակ են, որովհետև բնության մեջ մագնիսական լիքքեր գոյություն չունեն: Մագնիսական դաշտն առաջանում է էլեկտրական լիքքերի շարժման հետևանքով: Այն դաշտը, որի ուժագծերը փակ են, կոչվում է մրրկային: Մագնիսական դաշտը մրրկային է:



### Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Ինչպե՞ս կարելի է որոշել մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի վեկտորի ուղղությունը մագնիսական սլաքի օգնությամբ:
2. Ինչպե՞ս կարելի է որոշել մագնիսական դաշտի վեկտորի ինդուկցիայի ուղղությունը հոսանքակիր շրջանակի օգնությամբ:
3. Ձևակերպե՛ք հոսանքակիր հաղորդչի մագնիսական ինդուկցիայի վեկտորի ուղղությունը որոշող աջ ձեռքի կանոնը:
4. Ո՞ր մագնիսական դաշտն են անվանում համասեռ:
5. Ձևակերպե՛ք վերադրման սկզբունքը մագնիսական դաշտերի համար:
6. Ո՞ր գծերն են անվանում մագնիսական ինդուկցիայի գծեր:
7. Պարկերե՛ք ուղիղ հոսանքակիր հաղորդչի և հոսանքակիր կոճի մագնիսական դաշտերի ինդուկցիայի գծերը:
8. Ինչո՞ւ ինդուկցիայի գծերը չեն կարող հարվել:
9. Ինչո՞ւ են մագնիսական դաշտն անվանում մրրկային:

Խորագրված

## § 98. ՀՈՍԱՆՔԱԿԻՐ ՀԱՂՈՐԴՉԻ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԻՆԴՈՒԿՑԻԱՅԻ ԲԱՆԱՁԵՎԸ

Կամայական ձևի և երկարության հոսանքակիր հաղորդչի մագնիսական դաշտի ինդուկցիան հաշվելու համար նախ այն պետք է բաժանել առանձին, բավականաչափ փոքր  $\Delta \vec{l}_1, \Delta \vec{l}_2, \dots, \Delta \vec{l}_n$  երկարությամբ տեղամասերի և հաշվել այդ տեղամասերի ստեղծած մագնիսական դաշտերի  $\Delta \vec{B}_1, \Delta \vec{B}_2, \dots, \Delta \vec{B}_n$  ինդուկցիաները: Համաձայն մագնիսական դաշտերի վերադրման սկզբունքի՝ ամբողջ հաղորդչի ստեղծած արդյունաբար մագնիսական դաշտի ինդուկցիան հավասար կլինի առանձին տեղամասերի ստեղծած դաշտերի ինդուկցիաների վեկտորական գումարին.

$$\vec{B} = \Delta \vec{B}_1 + \Delta \vec{B}_2 + \dots + \Delta \vec{B}_n:$$

Հոսանքակիր հաղորդչի  $\Delta \vec{l}_i$  տեղամասի հետ կապում են հոսանքի տարր կոչվող  $I \Delta \vec{l}_i$  վեկտորը, որն ուղղված է հոսանքի երկայնքով և ունի  $I \Delta l_i$  մոդուլ: Հոսանքի տարրի ստեղծած մագնիսական դաշտի ինդուկցիան նրանից  $r_i$  հեռավորությամբ կետում որոշվում է Բիո-Սավար-Լապլասի օրենքով՝



$$\Delta \vec{B}_i = \frac{\mu_0 I}{4\pi r_i^3} 6\Delta \vec{l}_i, \vec{r}_i \otimes, \quad (10.3)$$

և ունի  $\Delta \vec{l}_i$  և  $\vec{r}_i$  վեկտորների վեկտորական արտադրյալի ուղղությունը:  $\Delta \vec{B}_i$  վեկտորի մոդուլը՝

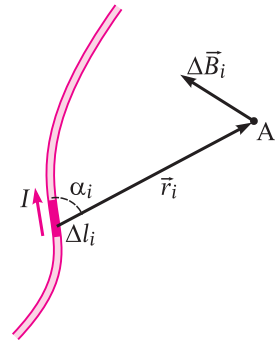
$$\Delta B_i = \frac{\mu_0 I \Delta l_i \sin \alpha_i}{4\pi r_i^2}, \quad (10.4)$$

որտեղ  $\alpha$ -ն տեղամասում հոսանքի ուղղության և տեղամասը դիտարկման կետին միացնող ուղղի կազմած անկյունն է (նկ. 216):  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Ն/Ա}^2$  մեծությունը կոչվում է մագնիսական հաստատուն:

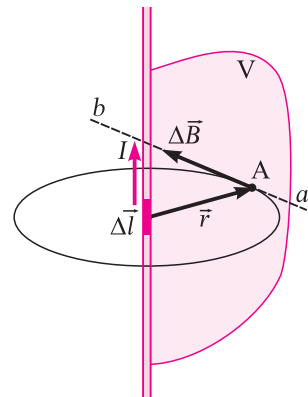
Նշենք, որ (10.4) բանաձևը համանման է կետային լիցքի ստեղծած էլեկտրաստատիկ դաշտի լարվածության  $E = |q_0|/4\pi\epsilon_0 r^2$  բանաձևին: Իրոք, կետային լիցքի էլեկտրաստատիկ դաշտի լարվածությունն ուղիղ համեմատական է կետային լիցքի մեծությանը, իսկ հոսանքակիր հաղորդչի փոքր տեղամասի ստեղծած մագնիսական ինդուկցիան՝ տեղամասի երկարության և նրա միջով անցնող հոսանքի ուժի  $I\Delta l$  արտադրյալին: Հեռավորությունը մեծացնելիս ինչպես էլեկտրաստատիկ դաշտի լարվածությունը, մագնիսական դաշտի ինդուկցիան նույնպես նվազում է  $1/r^2$  օրենքով: (10.4) բանաձևից հետևում է, որ  $\Delta l_i$  տեղամասի երկայնքով անցնող ուղղի կամայական կետում, որի համար  $\alpha_i \neq 0$ , տեղամասի ստեղծած մագնիսական դաշտի ինդուկցիան գրո է: Նշենք, որ այս արդյունքը ճիշտ է  $r \gg \Delta l_i$  պայմանի դեպքում:

Այժմ որոշենք այդ տեղամասի ստեղծած մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի  $\vec{B}$  վեկտորի ուղղությունը նրանից  $r$  հեռավորությամբ  $A$  կետում (նկ. 217): Ինչպես գիտեք, այն կարելի է որոշել խցանահանի կանոնով: Փորձենք հիմնավորել, թե ինչու՞ է որպես ինդուկցիայի վեկտորի ուղղություն ընտրվում այն ուղղությունը, որը որոշվում է խցանահանի կանոնով:

Հաղորդչի տեղամասը և դիտարկման  $A$  կետի  $\vec{r}$  շառավիղ-վեկտորը տարածության մեջ առանձնացնում են որոշակի  $V$  հարթություն: Այդ հարթությունը կարելի է տարածության մեջ ամրագրել  $A$  կետում նրան տարված  $ab$  ուղղահայաց ուղղով: Այսպիսով՝  $ab$  ուղիղը տարածության մեջ միաբժեքորեն որոշվում է հաղորդչի տեղամասով և  $A$  կետով, ուստի՝ բնական է, որ մագնիսական ինդուկցիայի վեկտորը տարածության կամայական կետում ուղղում են նշված ձևով ընտրված  $ab$  ուղղի երկայնքով և նրա ուղղությունը հստակեցնում խցանահանի կանոնով:

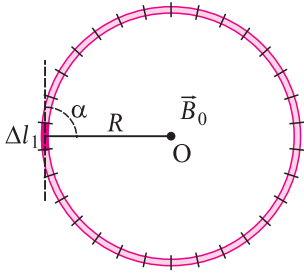


Նկ. 216. Հոսանքի տարրի ստեղծած մագնիսական դաշտը



Նկ. 217. Հոսանքակիր հաղորդչի  $\Delta l$  տեղամասի մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի վեկտորի ուղղությունը

**Շրջանային հոսանքի մագնիսական դաշտի ինդուկցիան նրա կենտրոնում:** Դիցուք՝  $R$  շառավղով շրջանագծի տեսք ունեցող հաղորդալարով անցնում է  $I$  հոսանք (նկ.218): Որոշենք մագնիսական ինդուկցիան շրջանագծի  $O$  կենտրոնում:



**Նկ. 218.** Շրջանաձև հոսանքակիր հաղորդչի մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի հաշվարկը

Հաղորդիչը բաժանենք  $\Delta l_1, \Delta l_2, \dots, \Delta l_n$  երկարություններով այնքան փոքր տեղամասերի, որ դրանցից յուրաքանչյուրը հնարավոր լինի համարել ուղղագիծ: Այդ տեղամասերից յուրաքանչյուրը դիտարկման  $O$  կետից ունի նույն  $R$  հեռավորությունը և շառավղի հետ կազմում է  $\alpha = 90^\circ$  անկյուն: Համաձայն (10.4) բանաձևի՝ այդ տեղամասերի ստեղծած մագնիսական դաշտերի ինդուկցիաները դիտարկվող կետում կուցենան  $\Delta B_1 = \mu_0 I \Delta l_1 / 4\pi R^2, \Delta B_2 = \mu_0 I \Delta l_2 / 4\pi R^2, \dots,$

$\Delta B_n = \mu_0 I \Delta l_n / 4\pi R^2$  արժեքները և ուղղված կլինեն շրջանագծի հարթությունից դեպի դիտողը: Արդյունարար դաշտի ինդուկցիայի մոդուլը՝

$$B = \Delta B_1 + \Delta B_2 + \dots + \Delta B_n = \frac{\mu_0 I}{4\pi R^2} (\Delta l_1 + \Delta l_2 + \dots + \Delta l_n): \quad (10.5)$$

Բոլոր տեղամասերի երկարությունների գումարը հավասար է շրջանագծի երկարությանը՝  $\Delta l_1 + \Delta l_2 + \dots + \Delta l_n = 2\pi R$ , ուստի՝

$$B = \frac{\mu_0 I}{2R}: \quad (10.6)$$

**Անվերջ երկար, ուղիղ հոսանքակիր հաղորդչի մագնիսական դաշտի ինդուկցիան:** Բիո-Սավար-Լապլասի օրենքը հնարավորություն է տալիս որոշելու նաև անվերջ երկար, ուղիղ հոսանքակիր հաղորդչի մագնիսական դաշտի ինդուկցիան՝ նրանից կամայական  $r$  հեռավորությամբ կետում: Այս դեպքում ևս անհրաժեշտ է հաղորդիչը մտովի բաժանել բավականաչափ փոքր տեղամասերի, հաշվել դրանց ստեղծած մագնիսական դաշտերի ինդուկցիաները և վեկտորապես գումարել: Հաշվարկները ցույց են տալիս, որ այն արտահայտվում է

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \quad (10.7)$$

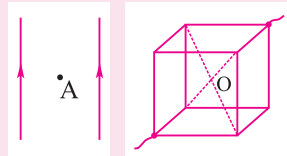
բանաձևով, որի համաձայն՝ հեռավորությունը մեծացնելիս անվերջ երկար հոսանքակիր հաղորդալարի մագնիսական դաշտի ինդուկցիան նվազում է  $1/r$  օրենքով: Մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի գծերն այդ դեպքում համակերտորոն շրջանագծեր են, որոնց հարթությունն ուղղահայաց է հաղորդալարին: Հաղորդալարից հեռանալիս ինդուկցիայի գծերի խտությունը նվազում է:



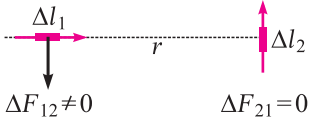
**Հարցեր և առաջադրանքներ**

1. Ի՞նչ բանաձևով է արտահայտվում Բիո-Սավար-Լապլասի օրենքը:
2. Պարկերենք ուղիղ, անվերջ երկար հոսանքակիր հաղորդալարի մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի գծերը:
3. Պարկերենք ուղիղ, անվերջ երկար հոսանքակիր հաղորդալարի մագնիսական ինդուկցիայի մոդուլի՝ հեռավորությունից կախումն արտահայտող գրաֆիկը:
4. Ինչպե՞ս

Է ուղղված նկարում պարկերված երկու ուղիղ, իրար զուգահեռ անվերջ երկար հոսանքակիր հաղորդալարերի արդյունարար մագնիսական դաշտի ինդուկցիան հաղորդալարերի հարթության մեջ ընկած և դրանցից հավասարահեռ  $A$  կետում: 5. Համասեռ, լայնական հարույթի նույն մակերեսով հաղորդալարից պարրաստված խորանարդի անկյունագծի հակադիր ծայրերին կիրառված է հաստատուն լարում: Օգտվելով խնդրի համաչափությունից՝ ապացույցեք, որ խորանարդի  $O$  կենտրոնում մագնիսական դաշտի ինդուկցիան զրո է:



Շտապե՛ք և իմանա՛լ



Դիտարկենք միևնույն հարթությանը պատկանող հոսանքների՝ իրար փոխուղահայաց երկու փոքր տեղամասերի ( $\Delta l_1, \Delta l_2 \ll r$ ) փոխազդեցության ուժերը (տե՛ս նկարը): Տեղամասի չափերն անտեսելիս կարող ենք ընդունել, որ առաջին տեղամասի ստեղծած մագնիսական դաշտի ինդուկցիան երկրորդ տեղամասի տեղում, համաձայն (10.4) բանաձևի, զրո է, քանի որ  $\alpha = 0, \sin \alpha = 0$ : Միաժամանակ երկրորդ տեղամասն առաջինի վրա ազդում է զրոյից տարբեր ուժով, քանի որ այդ դեպքում  $\alpha = 90^\circ, \sin \alpha = 1$ : Այսինքն՝ երկրորդ տեղամասն առաջինի վրա ազդում է որոշակի ուժով, իսկ առաջինը չի ազդում երկրորդի վրա, որը, կարծես, հակասում է Նյուտոնի երրորդ օրենքին: Այս թվայալ հակասությունն առաջանում է այն պատճառով, որ անտեսում ենք տեղամասի չափերը: Վերջավոր չափեր ունեցող հաղորդիչների փոխազդեցության ուժերը հաշվելիս այդ հակասությունը վերանում է:

Խորացված

## § 103. ՉԱՐԺՎՈՂ ԼԻՑԵԻ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԻՆՂՈՒԿՑԻԱՅԻ ԲԱՆԱԶԵՎ

Բիո-Սավար-Լապլասի օրենքի օգնությամբ կարելի է որոշել նաև շարժվող լիցքավորված մասնիկի ստեղծած մագնիսական դաշտի ինդուկցիան:

Հիշենք, որ հոսանքակիր հաղորդչի բավականաչափ փոքր  $\Delta l$  երկարությամբ ուղիղ տեղամասի ստեղծած մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի վեկտորի մոդուլը նրանից  $r$  հեռավորությամբ կետում որոշվում է

$$\Delta B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I \Delta l \sin \alpha}{r^2} \quad (10.8)$$

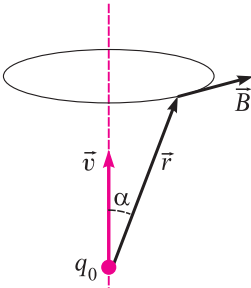
բանաձևով: Քանի որ էլեկտրական հոսանքը լիցքավորված մասնիկների ուղղորդված շարժում է, ապա կարելի է պնդել, որ նշված մագնիսական դաշտն ստեղծում են այդ տեղամասում ուղղորդված շարժում կատարող լիցքավորված մասնիկները: (10.8) բանաձևում հոսանքի ուժը ներկայացնենք  $I = q_0 n v S$  տեսքով (տե՛ս (8.2) բանաձևը), որտեղ  $n$ -ը հաղորդչի տվյալ տեղամասում հոսանքն առաջացնող լիցքավորված մասնիկների կոնցենտրացիան է,  $v$ -ն՝ դրանց ուղղորդված շարժման արագությունը,  $q_0$ -ն՝ մասնիկի լիցքի մոդուլը,  $S$ -ը՝ տեղամասի լայնական հատույթի մակերեսը:

Այս առնչությունը տեղադրելով  $I \Delta l$  արտահայտության մեջ՝ կստանանք՝  $I \Delta l = q_0 n v S \Delta l$ : Քանի որ  $S \Delta l$ -ը հաղորդչի տեղամասի ծավալն է, ապա  $n S \Delta l$ -ը կլինի այդ տեղամասում լիցքավորված մասնիկների  $N$  թիվը, ուրեմն՝

$$|\Delta l| = q_0 v N: \tag{10.9}$$

Այս արտահայտությունը տեղադրելով (10.8) բանաձևի մեջ և բաժանելով լիցքավորված մասնիկների  $N$  թվին՝ կստանանք շարժվող մեկ լիցքավորված մասնիկի ստեղծած մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի մոդուլի բանաձևը՝

$$B = \frac{\mu_0 q_0 v \sin \alpha}{4\pi r^2}, \tag{10.10}$$



**Նկ. 219.** Լիցքավորված մասնիկի ստեղծած մագնիսական դաշտի ինդուկցիան

որտեղ  $\alpha$ -ն մասնիկի  $\vec{v}$  արագության վեկտորի և մասնիկը դիտարկման կետին միացնող  $\vec{r}$  վեկտորի կազմած անկյունն է (նկ. 219): (10.10) բանաձևից հետևում է, որ մասնիկի շարժման հետագծի կետերում ( $\alpha = 0$ ,  $\sin \alpha = 0$ ) մագնիսական դաշտի ինդուկցիան զրո է, այսինքն՝ լիցքավորված մասնիկը շարժման ուղղությամբ մագնիսական դաշտ չի ստեղծում:

Ինդուկցիայի վեկտորի ուղղությունը որոշվում է խցանահանի կանոնով. եթե խցանահանի սայրի համընթաց շարժման ուղղությունը համընկնի դրական լիցքավորված մասնիկի արագության ուղղությանը, ապա նրա բռնակի պատման ուղղությունը տվյալ կետում կհամընկնի մագնիսական ինդուկցիայի վեկտորի ուղղությանը: Ինդուկցիայի  $\vec{B}$  վեկտորն ուղղահայաց է մասնիկի շարժման  $\vec{v}$  արագությանը և  $\vec{r}$  վեկտորին:

### Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Ի՞նչ բանաձևով է որոշվում շարժվող լիցքավորված մասնիկի մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի մոդուլը:
2. Ինչպե՞ս է ուղղված շարժվող լիցքավորված մասնիկի մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի վեկտորը:
3. Համեմատե՛ք կետային լիցքի էլեկտրաստատիկ դաշտի լարվածության և շարժվող լիցքի մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի բանաձևերը. ի՞նչ նմանություն և ի՞նչ տարբերություն եք տեսնում:
4. Կառույցե՛ք շարժվող լիցքի մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի՝ հեռավորությունից կախումն արտահայտող գրաֆիկը:

Չարմանալի արդյունք է ստացվում էլեկտրական և մագնիսական հաստատունների  $\epsilon_0 \mu_0$  արտադրյալը հաշվելիս: Հաշվի առնելով, որ  $1 \text{ Ա} = 1 \text{ Կլ/վ}$ , կստանանք՝

$$\begin{aligned} \epsilon_0 \mu_0 &= \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \cdot \frac{1 \text{ Կլ}^2/\text{Վ} \cdot \text{Վ}^2}{\text{Վ}^2} = \frac{1}{9 \cdot 10^{16}} \cdot \frac{\text{Ա}^2 \cdot \text{Վ}^2/\text{Ա}^2 \cdot \text{Վ}^2}{\text{Վ}^2} = \frac{1}{9 \cdot 10^{16} \cdot \text{Վ}^2/\text{Ա}^2} = \frac{1}{(3 \cdot 10^8 \text{ մ/վ})^2}: \end{aligned}$$

Սակայն  $3 \cdot 10^8 \text{ մ/վ}$ -ը լույսի արագությունն է վակուումում, որն ընդունված է նշանակել  $C$  տառով, հետևաբար՝

$$C = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}:$$

Ստացված առնչությունը վկայում է էլեկտրական, մագնիսական և լուսային երևույթների կապի մասին, որին առավել հանգամանորեն կանդրադառնանք լույսի ֆիզիկական բնույթն ուսումնասիրելիս:

Մագնիսական դաշտում հոսանքակիր հաղորդչի վրա այդ դաշտից ազդող ուժն ընդունված է անվանել **Ամպերի ուժ**:

Դիցուք՝ հոսանքակիր հաղորդչի  $\Delta l$  երկարությամբ ուղիղ տեղամասը, որտեղ հոսանքի ուժը  $I$  է,  $\vec{B}$  ինդուկցիայով համասեռ մագնիսական դաշտում է և  $\vec{B}$  վեկտորի ուղղության հետ կազմում է  $\alpha$  անկյուն: Փորձը ցույց է տալիս, որ այդ անկյան արժեքը փոփոխելիս փոխվում է նաև հաղորդչի տեղամասի վրա դաշտի ազդող ուժը: Երբ մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի վեկտորի ուղղությունը համընկնում է տեղամասում հոսանքի ուղղությանը ( $\alpha = 0$ ) կամ նրան հակառակ է ուղղված ( $\alpha = 180^\circ$ ), ազդող ուժը զրո է, իսկ երբ ինդուկցիայի վեկտորն ուղղահայաց է տեղամասին ( $\alpha = 90^\circ$ ), ազդող ուժը, համաձայն (10.1) բանաձևի, ընդունում է իր առավելագույն արժեքը՝  $F_m = IB\Delta l$ : Ազդող ուժն ուղիղ համեմատական է միայն  $\vec{B}$  ինդուկցիայի վեկտորի՝ հաղորդչին ուղղահայաց  $B_\perp = B\sin\alpha$  բաղադրիչին (նկ. 220): Փորձերով պարզվել է, որ մագնիսական դաշտից հոսանքակիր հաղորդչի  $\Delta l$  երկարությամբ տեղամասի վրա ազդող Ամպերի ուժի մոդուլը՝

$$F_U = IB_\perp \Delta l = IB\Delta l \sin\alpha: \quad (10.11)$$

Այս բանաձևն արտահայտում է Ամպերի օրենքը: Հոսանքակիր հաղորդչի ուղիղ տեղամասի վրա համասեռ մագնիսական դաշտն ազդում է մի ուժով, որի մոդուլը հավասար է մագնիսական ինդուկցիայի մոդուլի, հոսանքի ուժի, տեղամասի երկարության և ինդուկցիայի վեկտորի ու հոսանքի ուղղության կազմած անկյան սինուսի արտադրյալին:

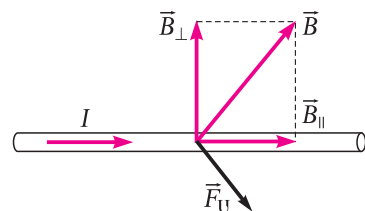
(10.11) բանաձը կարելի է կիրառել այն դեպքում, երբ մագնիսական դաշտը համասեռ է, իսկ հոսանքակիր հաղորդիչը՝ ուղղագիծ, այսինքն՝  $\vec{B}$  և  $\alpha$  մեծությունները հաստատուն են: Տարածության կետից կետ փոփոխվող, անհամասեռ մագնիսական դաշտում կամայական ձևի հոսանքակիր հաղորդալարի վրա ազդող Ամպերի ուժը որոշելու



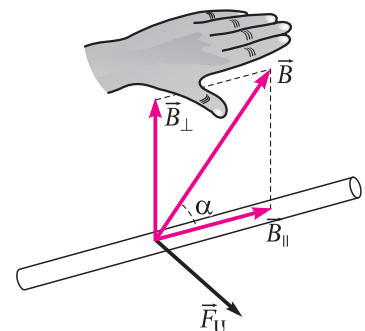
**Ամպեր Անդրե Մարի**

1775-1836

Ֆրանսիացի ֆիզիկոս և մաթեմատիկոս, էլեկտրադինամիկայի հիմնադիրներից: Հայրնազործել է էլեկտրական հոսանքների մագնիսական փոխազդեցության օրենքը: Աշխարհ է նաև մեխանիկայի, հավանականությունների տեսության և մաթեմատիկական անալիզի բնագավառներում:



Նկ. 220. Հոսանքակիր հաղորդչի վրա ազդող Ամպերի ուժը



Նկ. 221. Ամպերի ուժի ուղղության որոշումը ձախ ձեռքի կանոնով

համար անհրաժեշտ է հաղորդալարը մտովի բաժանել այնքան փոքր  $\Delta$ / երկարությամբ տեղամասերի, որ հնարավոր լինի յուրաքանչյուր տեղամասում դաշտի փոփոխությունն անտեսել, իսկ այդ տեղամասը համարել ուղղագիծ: Ամբողջ հաղորդալարի վրա ազդող համագոր ուժը հավասար կլինի առանձին տեղամասերի վրա ազդող ուժերի վեկտորական գումարին:

Այժմ պարզենք Ամպերի ուժի ուղղությունը (նկ. 221): Փորձը ցույց է տալիս, որ Ամպերի ուժը միշտ ուղղահայաց է մագնիսական ինդուկցիայի  $\vec{B}$  վեկտորով ու հաղորդչի  $\Delta$ /տեղամասով անցնող հարթությանը և որոշվում է այսպես կոչված **ձախ ձեռքի կանոնով**. **Եթե ձախ ձեռքը պահենք այնպես, որ ինդուկցիայի  $\vec{B}$  վեկտորի՝ հոսանքակիր հաղորդչի տեղամասին ուղղահայաց բաղադրիչը մտնի ավի մեջ, իսկ պարզած չորս մատներն ուղղված լինեն հոսանքի ուղղությամբ, ապա  $90^\circ$ -ով բացված բթամատը ցույց կտա տեղամասի վրա ազդող Ամպերի ուժի ուղղությունը:**



### Շարքեր և առաջադրանքներ

1. Ո՞ր ուժն են անվանում Ամպերի ուժ: 2. Ձևակերպեք Ամպերի օրենքը: 3. Գրեք Ամպերի ուժի բանաձևը: 4. Ձևակերպեք Ամպերի ուժի ուղղությունը որոշող ձախ ձեռքի կանոնը: 5. Ո՞ր դեպքում է Ամպերի ուժը զրո: 6. Օգտագործելով խցանահանի և ձախ ձեռքի կանոնները՝ ապացույցեք, որ նույն ուղղությամբ երկու զուգահեռ հոսանքներն իրար ձգում են, իսկ հակառակ ուղղությամբ հոսանքները՝ վանում: 7. Մագնիսական փարսնուն բևեռների միջև փեղակաված ուղիղ հոսանքակիր հաղորդչում հոսանքն ուղղված է նկարից դեպի դիփողը (փես նկարը): Ինչպե՞ս է ուղղված հաղորդչի վրա ազդող Ամպերի ուժը:



## § 101. ԼԱԲՈՐԱՏՈՐ ԱՃԽԱՏԱՆՔ 10

### Մագնիսական դաշտի ազդեցությունը հոսանքակիր հաղորդչի վրա

**Աշխատանքի նպատակը.** դիտել հոսանքակիր շրջանակի վրա մագնիսական դաշտի կողմնորոշիչ ազդեցությունը:

**Նյութեր և սարքեր.** հոսանքի աղբյուր, ռեոստատ, պայտածն մագնիս, մետաղալարից պատրաստված շրջանակ, անջատիչ, միացնող հաղորդալարեր, ամրակալան:

#### Փորձի կատարման ընթացքը

1. Մետաղալարե շրջանակը կախեք ամրակալանից և անջատիչի ու ռեոստատի միջոցով (ռեոստատի սողնակը պետք է դրված լինի առավելագույն դիմադրության վրա) միացրեք հոսանքի աղբյուրին:
2. Շրջանակին մոտեցրեք պայտածն մագնիսը և, փակելով շղթան, հետևեք շրջանակի շարժմանը:
3. Ընտրեք մագնիսի և շրջանակի մի քանի փոխադարձ դիրքեր և, նախօրոք կանխատեսելով շրջանակի շարժման ուղղությունը՝ ստուգեք փորձով:
4. Շրջանակը կախեք պայտածն մագնիսի բևեռների միջև և, փակելով շղթան, դիտեք շրջանակի շարժման բնույթը և ուղղությունը:

# §102. ԼՈՐԵՆՑԻ ՈՒԺ

Մագնիսական դաշտն Ամպերի ուժով ազդում է հոսանքակիր հաղորդչի վրա: Երբ հոսանքի մատակարարումը դադարում է, հաղորդչի վրա Ամպերի ուժ չի ազդում: Քանի որ հոսանքը լիցքավորված մասնիկների ուղղորդված շարժում է, ապա բնական է ենթադրել, որ դաշտն ազդում է նրա մեջ կարգավորված շարժում կատարող առանձին լիցքավորված մասնիկների վրա, այսինքն՝ Ամպերի ուժը հոսանք առաջացնող մասնիկների վրա մագնիսական դաշտի ազդող ուժերի համագործն է: Շարժվող լիցքավորված մասնիկի վրա մագնիսական դաշտի ազդող ուժը, ի պատիվ հոլանդացի ֆիզիկոս Հենդրիկ Լորենցի, անվանում են **Լորենցի ուժ**:

Արտածենք այդ ուժի բանաձևը: Գիտարկենք հոսանքակիր հաղորդչի  $\Delta l$  երկարությամբ և  $S$  լայնական հատույթի մակերեսով որևէ ուղիղ տեղամաս  $\vec{B}$  ինդուկցիայով մագնիսական դաշտում (նկ. 222): Եթե տեղամասի չափերը բավականաչափ փոքր են, ապա մագնիսական ինդուկցիայի  $\vec{B}$  վեկտորի փոփոխությունն այդ տեղամասում կարելի է անտեսել և ընդունել, որ այն հաստատուն մեծություն է: Այդ տեղամասի վրա ազդող Ամպերի ուժի մոդուլը՝

$$F_{\perp} = I B \Delta l \sin \alpha \quad (10.12)$$

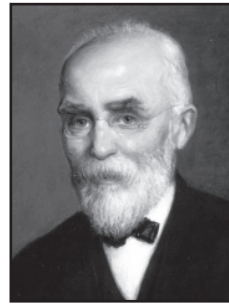
$I = q_0 n v S$  արտահայտությունը տեղադրելով (10.12) բանաձևի մեջ՝ կստանանք՝

$$\begin{aligned} F_{\perp} &= q_0 n v S B \Delta l \sin \alpha = \\ &= q_0 v B \sin \alpha \cdot n \Delta V = q_0 v B N \sin \alpha, \end{aligned} \quad (10.13)$$

որտեղ  $\Delta V = S \Delta l$ -ը հաղորդչի տեղամասի ծավալն է, իսկ  $N = n S \Delta l$ -ը՝ այդ տեղամասում լիցքավորված մասնիկների թիվը: Այս ուժը դիտարկվող տեղամասում շարժվող բոլոր  $N$  մասնիկների վրա ազդող համագործ ուժն է: Մեկ մասնիկի վրա ազդող ուժը՝

$$F_{\perp} = \frac{F_{\perp}}{N} = q_0 v B \sin \alpha \quad (10.14)$$

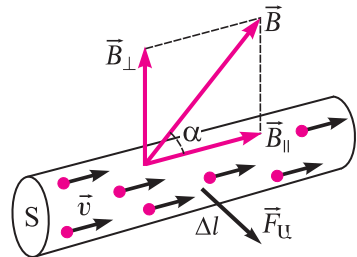
(10.14) բանաձևում  $\alpha$ -ն մագնիսական ինդուկցիայի և լիցքավորված մասնիկի արագության վեկտորների կազմած անկյունն է (նկ. 223):



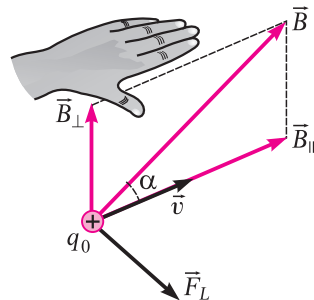
## Լորենց Հենդրիկ Անտոն

1853-1928

Հոլանդացի ֆիզիկոս, էլեկտրոնային տեսության հիմնադիր: Տեսականորեն ստացել է էլեկտրամագնիսական դաշտում շարժվող լիցքի վրա ազդող ուժի բանաձևը: Ստացել է նաև մի իներցիալ հաշվարկման համակարգից մյուսին անցնելու ձևափոխությունները, գտել զանգվածի կախումն արագությունից: Նրա աշխատանքները կարևոր նշանակություն են ունեցել հարաբերականության հարուկ տեսության սրբեղծման համար:



**Նկ. 222.** Ամպերի ուժը հոսանքն առաջացնող մասնիկների վրա ազդող ուժերի համագործն է:



**Նկ. 223.** Լորենցի ուժի ուղղության որոշումը ձախ ձեռքի կանոնով



Այսպիսով՝ մագնիսական դաշտում շարժվող լիցքավորված մասնիկի վրա դաշտի ազդող ուժի (Լորենցի ուժ) մոդուլը հավասար է մասնիկի լիցքի մոդուլի, արագության վեկտորի մոդուլի, ինդուկցիայի վեկտորի մոդուլի և արագության ու ինդուկցիայի վեկտորներով կազմված անկյան սինուսի արտադրյալին:

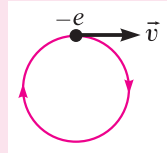
Ամպերի ուժի ուղղության սահմանումից կարելի է որոշել նաև Լորենցի ուժի ուղղությունը: Այն միշտ ուղղահայաց է լիցքի շարժման  $\vec{v}$  արագության ու ինդուկցիայի  $\vec{B}$  վեկտորներով անցնող հարթությանը և նույնպես որոշվում է ձախ ձեռքի կանոնով. եթե ձախ ձեռքը պահենք այնպես, որ մագնիսական ինդուկցիայի՝ լիցքի արագությանն ուղղահայաց բաղադրիչը մտնի ափի մեջ, իսկ պարզած չորս մատներն ուղղված լինեն դրական լիցքի շարժման ուղղությամբ (բացասական լիցքի դեպքում՝ հակառակ ուղղությամբ), ապա  $90^\circ$ -ով բացված բթամատը ցույց կտա լիցքի վրա ազդող Լորենցի ուժի ուղղությունը (նկ. 223):

Լորենցի ուժն ունի մի շարք առանձնահատկություններ: Նախ՝ այն ազդում է միայն շարժվող լիցքի վրա ( $v \neq 0$ ,  $q \neq 0$ ), ընդ որում, եթե լիցքը շարժվում է մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի վեկտորի երկայնքով ( $\alpha = 0$  կամ  $\alpha = 180^\circ$ ), ապա  $F_L = 0$ : Եվ, ամենակարևորը, քանի որ այդ ուժը միշտ ուղղահայաց է մասնիկի շարժման արագությանը, ապա այն աշխատանք չի կատարում, ուստի, կինետիկ էներգիայի թեղքման համաձայն, չի կարող փոփոխել մասնիկի կինետիկ էներգիան: Լորենցի ուժը միայն փոխում է լիցքավորված մասնիկի արագության ուղղությունը՝ նրան հաղորդելով կենտրոնաձիգ արագացում:



### Շարքեր և առաջադրանքներ

1. Ո՞ր ուժն են անվանում Լորենցի ուժ:
2. Գրե՛ք Լորենցի ուժի բանաձևը:
3. Ինչպե՞ս է որոշվում Լորենցի ուժի ուղղությունը:
4. Ո՞ր դեպքում է մագնիսական դաշտում շարժվող լիցքավորված մասնիկի վրա ազդող Լորենցի ուժը գրո:
5. Կարո՞ղ է արդյոք Լորենցի ուժը փոխել մասնիկի՝ ա) արագության մոդուլը, բ) արագության ուղղությունը:
6. Հիմնավորե՛ք, որ Լորենցի ուժն աշխատանք չի կատարում:
7. Էլեկտրոնը համասեռ մագնիսական դաշտում շարժվում է նկարում պատկերված հեղափոխով: Ինչպե՞ս է ուղղված մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի վեկտորը:



## §107. Լիցքավորված ՄԱՍՆԻԿԻ ՇԱՐՇՈՒՄԸ ՀԱՄԱՍԵՌ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ

Դիտարկենք  $m$  զանգվածով և  $q$  լիցքով մասնիկի շարժումը  $\vec{B}$  ինդուկցիայով համասեռ մագնիսական դաշտում: Լիցքավորված մասնիկի (էլեկտրոն, պրոտոն, իոն) զանգվածը շատ փոքր է, ուստի՝ նրա վրա ազդող ծանրության ուժը կարելի է անտեսել և հաշվի առնել միայն Լորենցի ուժը: Լիցքավորված մասնիկի շարժման բնույթը և հետագծի ձևը էապես կախված են մասնիկի սկզբնական  $\vec{v}_0$  արագության և մագնիսական ինդուկցիայի  $\vec{B}$  վեկտորների կազմած  $\alpha$  անկյունից:

1. Նախ դիտարկենք այն դեպքը, երբ մասնիկը մագնիսական դաշտ է մտնում ինդուկցիայի գծերին զուգահեռ ( $\vec{v}_0 \parallel \vec{B}$ ): Այդ դեպքում  $\alpha = 0$  կամ  $\alpha = 180^\circ$  և, հետևաբար,  $F_L = 0$ : Քանի որ մասնիկի վրա ուժ չի ազդում, ապա այն կատարում է ուղղագիծ հավասարաչափ շարժում (նկ. 224):



2. Եթե մասնիկը մագնիսական դաշտ է մտնում ինդուկցիայի գծերին ուղղահայաց ուղղությամբ ( $\vec{v}_0 \perp \vec{B}$ ), ապա  $\alpha = 90^\circ$ ,  $\sin \alpha = 1$ , հետևաբար՝  $F_L = q_0 v B$ : Քանի որ Լորենցի ուժն աշխատանք չի կատարում, ապա մասնիկի կինետիկ էներգիան, հետևաբար՝ նաև արագության մոդուլը, մնում են հաստատուն: Դրանից հետևում է, որ հաստատուն է մնում նաև Լորենցի ուժի մոդուլը: Այդ ուժը մասնիկին հաղորդում է  $a_n = v^2/R$  կենտրոնաձիգ արագացում՝ ստիպելով նրան շարժվել շրջանագծով (նկ. 225): Շրջանագծի  $R$  շառավիղը կարելի է որոշել Նյուտոնի երկրորդ օրենքի օգնությամբ.

$$F = ma_n \text{ կամ } q_0 v B = \frac{mv^2}{R}, \quad (10.15)$$

որտեղից ստանում ենք՝

$$R = \frac{mv}{q_0 B} = \frac{\rho}{q_0 B}, \quad (10.16)$$

այսինքն՝ մասնիկի հետագծի շառավիղն ուղիղ համեմատական է նրա իմպուլսի մոդուլին և հակադարձ համեմատական է մագնիսական ինդուկցիայի մոդուլին ու լիցքի մոդուլին:

Տեղադրելով այս արտահայտությունը պտտման պարբերության  $T = 2\pi R/v$  բանաձևի մեջ՝ կատանանք՝

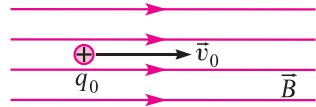
$$T = \frac{2\pi m}{q_0 B}, \quad (10.17)$$

համաձայն որի՝ պտտման պարբերությունը կախված չէ մասնիկի արագությունից: Տարբեր արագություններ, սակայն նույն  $q_0/m$  տեսակարար լիցքով մասնիկները պտտվում են տարբեր շառավիղներով շրջանագծերով, սակայն նրանց պտտման պարբերությունը նույնն է:

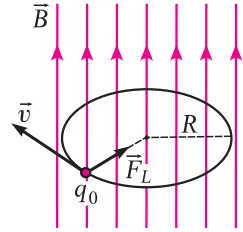
3. Վերջապես, դիտարկենք այն դեպքը, երբ մասնիկը համասեռ մագնիսական դաշտ է մտնում ուժագծերի նկատմամբ սուր կամ բութ անկյան տակ (նկ.226): Այս դեպքում մասնիկի շարժման հետագիծը պարույրագիծ է: Եթե մասնիկի սկզբնական արագությունը վերածենք մագնիսական ինդուկցիայի գծերին զուգահեռ  $v_{||} = v \cos \alpha$  և ուղղահայաց  $v_{\perp} = v \sin \alpha$  բաղադրիչների, ապա նրա բարդ շարժումը կարելի է ներկայացնել որպես 1-ին և 2-րդ կետերում քննարկված երկու շարժումների գումար: Մասնիկը մոդուլով հաստատուն  $v_{\perp}$  արագությամբ ինդուկցիայի գծերին ուղղահայաց հարթության մեջ պտտվում է  $R = mv_{\perp}/q_0 B = mv \sin \alpha / q_0 B$  շառավիղով շրջանագծով և միաժամանակ ինդուկցիայի գծերի երկայնքով կատարում է ուղղագիծ հավասարաչափ շարժում  $v_{||}$  արագությամբ:

Պարույրագծի քայլը, այսինքն՝ այն հեռավորությունը, որով մասնիկը տեղափոխվում է ինդուկցիայի գծերի երկայնքով մեկ պարբերության ընթացքում, կլինի՝

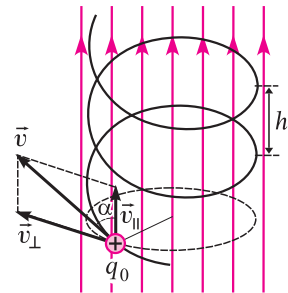
$$h = v_{||} T = \frac{2\pi m v \cos \alpha}{q_0 B}. \quad (10.18)$$



Նկ.224. Երբ  $\vec{v}_0 \parallel \vec{B}$ , մասնիկի շարժման հետագիծն ուղիղ գիծ է:



Նկ.225. Երբ  $\vec{v}_0 \perp \vec{B}$ , մասնիկի շարժման հետագիծը շրջանագիծ է:



Նկ.226. Երբ  $\vec{v}_0$  և  $\vec{B}$  վեկտորների կազմած անկյունը սուր կամ բութ է, մասնիկի շարժման հետագիծը պարույրագիծ է:



## Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Ինչպիսի՞նք շարժում է կատարում լիցքավորված մասնիկը համասեռ մագնիսական դաշտում, երբ նրա սկզբնական արագությունն ուղղված է ինդուկցիայի գծերի երկայնքով:
2. Ի՞նչ տեսք ունի համասեռ մագնիսական դաշտում լիցքավորված մասնիկի շարժման հետագիծը, եթե մասնիկի սկզբնական արագության և ինդուկցիայի վեկտորները՝ ա) փոխուղղահայայ են, բ) կազմում են սուր անկյուն, գ) կազմում են բութ անկյուն:
3. Համասեռ մագնիսական դաշտում լիցքավորված մասնիկի պտտման պարբերությունն ինչպե՞ս է կախված մասնիկի արագությունից:
4. Լիցքավորված մասնիկը համասեռ մագնիսական դաշտում պտտվում է շրջանագծով: Ինչպե՞ս կփոխվի շրջանագծի շառավիղը, եթե մասնիկի իմպուլսի մոդուլը մեծացնենք չորս անգամ:

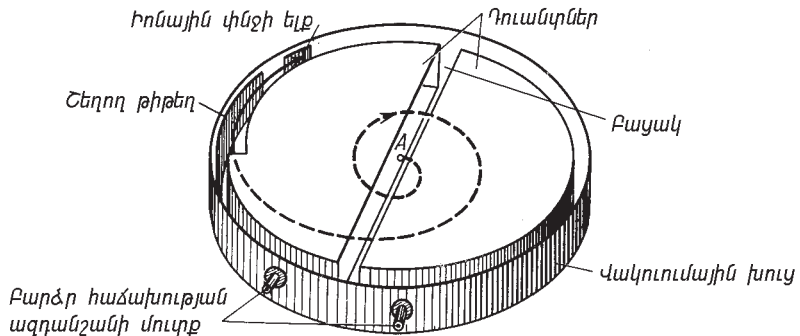
## § 104. ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԱՐԱԳԱՐԱՐՆԵՐ

Միկրոաշխարհում ընթացող երևույթներն ուսումնասիրելիս լայնորեն կիրառվում են մեծ էներգիաներով, լիցքավորված մասնիկների փնջերը: Այդպիսի փնջեր ստանում են բարդ սարքերի՝ արագարարների օգնությամբ: Արագարարները լինում են գծային և շրջանային: Երկու դեպքում էլ մասնիկների կինեմատիկ էներգիան մեծանում է էլեկտրական դաշտի կատարած աշխատանքի շնորհիվ. միայն առաջին դեպքում մասնիկները շարժվում են ուղղագիծ, իսկ երկրորդ դեպքում, Լորենցի ուժի ազդեցությամբ, շարժվում են շրջանագծով կամ պարույրագծով:

Լիցքավորված մասնիկների պարզագույն շրջանային արագարարը (ցիկլատրոն) առաջինը կառուցել են ամերիկացի ֆիզիկոսներ Էռնստ Լոուրենսը և Միլտոն Լիվինգստոնը 1931 թվականին, Կալիֆոռնիայի համալսարանում, որի համար արժանացել են Նոբելյան մրցանակի:

Ցիկլոտրոնի պարզագույն սխեման պատկերված է 227-րդ նկարում: Նրա հիմնական օղակը վակուումում տեղակայված, իրարից քիչ հեռացված երկու կիսազլանները՝ **դուանտներն** են (կիսազլաններն այդպես են անվանում, քանի որ դրանք նման են լատինական D տառին):

Հզոր էլեկտրամագնիսը, որի բևեռների միջև տեղակայված են դուանտները, կորացնում է մասնիկների հետագծերը՝ ստիպելով դրանց շարժվել դուանտների ներսում: Մասնիկների արագացումը կատարվում է այն ժամա-



Նկ. 227. Ցիկլոտրոնի կառուցվածքը

նակահատվածում, երբ դրանք հայտնվում են դուանտների միջև՝ բացակում, որտեղ դրանց վրա ազդում է բարձր հաճախությամբ գեներատորի ստեղծած էլեկտրական դաշտը: Վերջինիս փոփոխման հաճախությունը հավասար է մագնիսական դաշտում մասնիկի պտտման հաճախությանը:

Լիցքավորված մասնիկներն առաքվում են դուանտների կենտրոնին մոտ տեղակայված աղբյուրից: Էլեկտրական դաշտը գործում է միայն դուանտների միջև՝ բացակում: Մասնիկը, հայտնվելով բացակում, էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ արագանում է և սկսում է շարժվել ավելի մեծ շառավիղ ունեցող հետագծով: Դրանից հետո, երբ մասնիկը նորից հայտնվում է արագացնող բացակում, էլեկտրական դաշտը նորից մեծացնում է մասնիկի արագությունը, հետևաբար և հետագծի շառավիղը: Նկարագրված պրոցեսը կրկնվում է բազմիցս:

Եթե մասնիկները արագությունները զգալիորեն փոքր են լույսի արագությունից, պտտման պարբերությունը կախված չէ մասնիկի արագությունից և հետագծի շառավիղից (տե՛ս (10.17) բանաձևը), հետևաբար՝ մասնիկներն արագացնող տիրույթներում հայտնվում են հավասար ժամանակահատվածներից հետո: Ամեն անգամ մեծացնելով արագությունը՝ մասնիկները շարունակում են շարժվել ավելի մեծ շառավիղով, և նրանց հետագիծը բացվող պարույրագիծ է: Վերջին պարույրում միացվում է լրացուցիչ շեղող դաշտ, և արագացված մասնիկները դուրս են գալիս արագարարից:

Ցիկլոտրոնի թերությունն այն է, որ նրա մեջ լիցքավորված մասնիկները չեն կարող ձեռք բերել շատ մեծ էներգիաներ, քանի որ լույսի արագությանը մոտ արագությունների դեպքում սկսում է զգալի դառնալ մասնիկի պտտման պարբերության կախումը արագությունից: Այդ դեպքում արագության աճին զուգընթաց մասնիկը հերթական անգամ արագացնող տիրույթ է մտնում ավելի մեծ ուշադրումով, և քանի որ արագացնող դաշտը ժամանակից կախված փոփոխվում է, ապա այն կարող է ոչ միայն չարագացնել, այլև արգելակել մասնիկի շարժումը: Այդ պատճառով մեծ էներգիաներով մասնիկների փնջեր ստանալու համար կիրառվում են ավելի բարդ արագարարներ, օրինակ, էլեկտրոնային սինքրոտրոններ և պրոտոններն արագացնող սինքրոֆազատրոններ:

Արագարարները կարևոր նշանակություն ունեն միկրոաշխարհում ընթացող երևույթներն ուսումնասիրելու համար: Հզոր արագարանների կառուցումը կապված է տեխնիկական բարդ խնդիրների հետ, և ոչ բոլոր երկրներն են ունակ լուծելու այդ խնդիրները: 1967 թ. Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտում հայ անվանի ֆիզիկոս Արտեմ Ալիխանյանի նախաձեռնությամբ գործարկվել է 6 Գ-էՎ էներգիայով ( $1 \text{ Գ-էՎ} = 1,6 \cdot 10^{-10} \text{ Ջ}$ ) էլեկտրոնների արագարարը, որի հիման վրա կատարվել են տարրական մասնիկների ֆիզիկային առնչվող մի շարք արժեքավոր հետազոտություններ:



### Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Ի՞նչ սկզբունքով են աշխարհում լիցքավորված մասնիկների արագարարները: 2. Ի՞նչ կառուցվածք ունի ցիկլոտրոնը:

## § 105. ՆՅՈՒԹԻ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԸՍՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ: ԴԻԱ-, ՊԱՐԱ-, ՖԵՌՈՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

Ինչպես գիտեք, հոսանքն ստեղծում է մագնիսական դաշտ, ուստի՝ կարելի է ենթադրել, որ բնական մագնիսների ստեղծած դաշտերը նույնպես պայմանավորված են որոշակի հոսանքներով:

Հիմնվելով Էրստեդի՝ մագնիսական սլաքի վրա հոսանքակիր հաղորդչի ազդեցությունը ցուցադրող փորձերի վրա՝ Ամպերը ենթադրել է, որ Երկրի մագնիսականությունը պայմանավորված է նրա մեջ շրջապտույտ կատարող հոսանքներով: Այնուհետև, ընդհանրացնելով այդ գաղափարը, Ամպերն առաջ է քաշել այն վարկածը, որ ամեն մի մարմնի մագնիսական հատկությունները պայմանավորված են նրա մեջ գոյություն ունեցող տարրական հոսանքներով:

Նյութի կառուցվածքի մասին ժամանակակից պատկերացումները հաստատում են Ամպերի վարկածը: Իրոք, ատոմի ներսում յուրաքանչյուր էլեկտրոն, պտտվելով միջուկի շուրջը, առաջացնում է տարրական շրջանային հոսանք, որն ստեղծում է մագնիսական դաշտ: Մարմնի արդյունաբար մագնիսական դաշտը որոշվում է բոլոր այդպիսի տարրական հոսանքների ստեղծած միկրոդաշտերի վերադրմամբ:

Եթե տարրական հոսանքների հարթությունները դասավորվում են քառասյին ձևով, ապա նրանց ստեղծած միկրոդաշտերը միմյանց համակշռում են, և մարմինն արդյունաբար մագնիսական դաշտ չի ստեղծում:

Արտաքին մագնիսական դաշտում տեղադրելիս տարրական հոսանքները դասավորվում են որոշակի կարգով, ուստի՝ նրանց միկրոդաշտերի վերադրման հետևանքով ստեղծված մագնիսական դաշտի ինդուկցիան դառնում է գրոյից տարբեր. նյութը մագնիսանում է:

Մագնիսական դաշտի ինդուկցիան կախված է միջավայրի մագնիսական հատկություններից: Դիցուք՝ վակուումում հոսանքակիր հաղորդչի ստեղծած մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի վեկտորի մոդուլը տարածության որևէ կետում  $B_0$  է: Եթե այդ հաղորդչը տեղադրենք որևէ միջավայրում, ապա նրա ստեղծած դաշտի ազդեցությամբ միջավայրը կմագնիսանա և կստեղծի լրացուցիչ մագնիսական դաշտ: Կախված վերջինիս ինդուկցիայի վեկտորի ուղղությունից՝ այն կարող է ուժեղացնել կամ թուլացնել սկզբնական դաշտը:

Այն ֆիզիկական մեծությունը, որը բնութագրում է նյութի մագնիսական հատկությունները և ցույց է տալիս, թե մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի վեկտորի մոդուլը տվյալ համասեռ միջավայրում քանի անգամ է մեծ (կամ փոքր) վակուումում ունեցած արժեքից, կոչվում է մագնիսական թափանցելիություն.

$$\mu = \frac{B}{B_0}: \quad (10.19)$$

Այս բանաձևից հետևում է, որ համասեռ միջավայրում մագնիսական ինդուկցիան՝

$$B = \mu B_0: \quad (10.22)$$

Նյութերի մեծ մասի մագնիսական թափանցելիությունը քիչ է տարբերվում

1-ից: Արտաքին դաշտում դրանք շատ թույլ են մագնիսանում ( $B_0$ ): Օրինակ՝ օդի համար  $\mu = 1,00000038$ :

Այն նյութերը, որոնց մագնիսական թափանցելիությունը փոքր է մեկից՝  $\mu < 1$ , կոչվում են **դիամագնիսներ**: Դիամագնիսներ են, օրինակ, ցինկը ( $\mu = 0,999991$ ), ոսկին ( $\mu = 0,999961$ ) և այլն: Արտաքին մագնիսական դաշտի բացակայությամբ դիամագնիսների առանձին ատոմների մագնիսական դաշտը զրո է: Արտաքին մագնիսական դաշտում տեղադրելիս այդ նյութերի ատոմների էլեկտրոնները դաշտի ազդեցությամբ կատարում են լրացուցիչ պտտական շարժում, որի շնորհիվ ստեղծում են արտաքին մագնիսական դաշտը թուլացնող լրացուցիչ դաշտ:

Այն նյութերը, որոնց մագնիսական թափանցելիությունը մեծ է 1-ից՝  $\mu > 1$ , կոչվում են **պարամագնիսներ**: Պարամագնիսներ են, օրինակ, պլատինը ( $\mu = 1,00025$ ), ալյումինը ( $\mu = 1,000023$ ) և այլն: Ի տարբերություն դիամագնիսների՝ պարամագնիսների առանձին ատոմներում էլեկտրոնների շարժմամբ պայմանավորված մագնիսական դաշտը զրո չէ. յուրաքանչյուր ատոմ ստեղծում է իր սեփական մագնիսական դաշտը: Արտաքին դաշտում տեղադրելիս դրանք կողմնորոշվում են այնպես, որ ուժեղացնում են այն:

Նշենք, որ դիամագնիսական երևույթը հատուկ է բոլոր նյութերին, այդ թվում՝ նաև պարամագնիսներին: Սակայն պարամագնիսները, շնորհիվ նրանց ատոմների սեփական մագնիսական հատկությունների, պարամագնիսական երևույթը գերազանցում է դիամագնիսական երևույթը:

Որոշ նյութեր օժտված են 1-ից շատ մեծ մագնիսական թափանցելիությամբ: Այդպիսի նյութերն արտաքին մագնիսական դաշտում տեղադրելիս մագնիսանում են և ստեղծում դաշտեր, որոնք հարյուր և հազարավոր անգամ կարող են գերազանցել արտաքին դաշտը: Այդպիսի նյութերից են երկաթը, նիկելը, կոբալտը և մի շարք այլ պարզ նյութեր ու համաձուլվածքներ: Դրանց մագնիսական թափանցելիությունը փոխվում է  $10^2 \div 10^6$  սահմաններում: Օրինակ՝ պողպատի որոշ տեսակների համար  $\mu = 3000 \div 5000$ , իսկ երկաթի և նիկելի հատուկ համաձուլվածքի՝ սուպերմալոյի (80 % Ni, 15 % Fe, 5 % Mo) համար  $\mu = 10^6$ : Այդպիսի նյութերը կոչվում են **ֆեռոմագնիսներ**:

Ֆեռոմագնիսներում մագնիսական դաշտի ստեղծումը պայմանավորված է այնպիսի գործոններով, որոնք բացակայում են պարամագնիսներում և դիամագնիսներում: Եթե վերջիններիս ստեղծած մագնիսական դաշտերը պայմանավորված են ատոմի միջուկի շուրջ էլեկտրոնների պտույտով, ապա ֆեռոմագնիսներում մագնիսական դաշտը հիմնականում պայմանավորված է էլեկտրոնների սեփական մագնիսական հատկություններով: Որոշակի մոտավորությամբ էլեկտրոնը կարելի է համարել շատ փոքր չափեր ունեցող լիցքավորված գնդիկ, որը, բացի ուղեծրային շարժումից, կատարում է պտտական շարժում իր առանցքի շուրջը: Վերջինս բնութագրվում է «սպին» (անգլերեն «թու սփին»)՝ պտտվել բառից) կոչվող ֆիզիկական մեծությամբ: Ֆեռոմագնիսի մագնիսական դաշտն ստեղծվում է էլեկտրոնների այդպիսի շարժմամբ պայմանավորված տարրական դաշտերի վերադրումից:

Արտաքին դաշտը վերացնելիս, ի տարբերություն դիամագնիսների և պարամագնիսների, ֆեռոմագնիսները մնում են մագնիսացած, այսինքն՝ պահպանում են իրենց ստեղծած սեփական մագնիսական դաշտը:

Յուրաքանչյուր ֆեռոմագնիսի համար գոյություն ունի որոշակի ջերմաստիճան, որից բարձր ֆեռոմագնիսը կորցնում է իր մագնիսական հատկությունները: Այդ ջերմաստիճանը կոչվում է **Կյուրիի ջերմաստիճան** կամ **Կյուրիի կետ**: Կյուրիի ջերմաստիճանը երկաթի համար 1043 Կ է, իսկ կոբալտի համար՝ 1388 Կ:



### Շարքեր և առաջադրանքներ

**1.** Ինչո՞վ են պայմանավորված նյութի մագնիսական հատկությունները: **2.** Ո՞ր մեծությունն են անվանում նյութի մագնիսական թափանցելիություն: **3.** Ո՞ր նյութերն են կոչվում դիամագնիսներ, պարամագնիսներ և ֆեռոմագնիսներ: **4.** Ո՞ր ջերմաստիճանն է կոչվում Կյուրիի կետ:

### Խնդիրների լուծման օրինակներ

**1.**  $m = 0,2$  կգ զանգված,  $l = 0,3$  մ երկարություն և ուղղանկյուն հատույթ ունեցող հաղորդիչ ձողը դրված է հորիզոնական հարթության վրա, իսկ ուղղաձիգ ուղղված համասեռ մագնիսական դաշտի ինդուկցիան՝  $B = 0,04$  Տլ: Որոշել ձողի և հարթության միջև շփման  $\mu$  գործակիցը, եթե ձողը շարժվում է հավասարաչափ, երբ նրա միջով անցնող հոսանքի ուժը՝  $I = 40$  Ա: Հոսանքակիր հաղորդալարերի ազդեցությունն անտեսել:

**Լուծում:** Չողի վրա հորիզոնական հարթության մեջ, նրան ուղղահայաց ուղղությամբ ազդում է Ամպերի ուժը՝  $F_{\text{Ա}} = IB/\sin\alpha$ , որտեղ  $\alpha$ -ն մագնիսական ինդուկցիայի վեկտորի և ձողի կազմած անկյունն է: Դիտարկվող դեպքում  $\alpha = 90^\circ$ : Չողի՝ հավասարաչափ շարժվելու համար անհրաժեշտ է, որ Ամպերի ուժը մոտուլով հավասար լինի ձողի վրա ազդող սահքի շփման  $F_2 = \mu N = \mu mg$  ուժին.  $IB/\sin\alpha = \mu mg$ , որտեղից՝

$$\mu = \frac{IB/\sin\alpha}{mg} = 0,24:$$

Պատասխան՝ 0,24:

**2.** Էլեկտրոնը դադարի վիճակից, արագանալով էլեկտրական դաշտի  $U = 1000$  Վ պոտենցիալների տարբերությամբ տեղամասում, մտնում է մագնիսական դաշտ՝ ուղղահայաց ինդուկցիայի գծերին: Որոշել էլեկտրոնի հետագծի շառավիղը և պտտման պարբերությունը, եթե մագնիսական դաշտի ինդուկցիան՝  $B = 0,01$  Տլ:

**Լուծում:** Էլեկտրոնի ձեռք բերած կինետիկ էներգիան հավասար է էլեկտրական դաշտի կատարած աշխատանքին՝  $eU = m_e v^2/2$ , որտեղից  $v = \sqrt{2eU/m_e}$ : Մագնիսական դաշտում էլեկտրոնի վրա ազդող Լորենցի ուժն ուղղահայաց է էլեկտրոնի արագությանը և նրան հաղորդում է  $a = v^2/R$  կենտրոնաձիգ արագացում: Համաձայն Նյուտոնի երկրորդ օրենքի՝  $F_{\text{լ}} = m_e a$  կամ  $evB = m_e v^2/R$ , որտեղից  $R = m_e v/eB$ : Ստացված բանաձևի մեջ տեղադրելով արագության արտահայտությունը՝ էլեկտրոնի ուղեծրի շառավղի համար կստանանք՝

$$R = \frac{m_e}{eB} \sqrt{\frac{2eU}{m_e}} = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{2m_e U}{e}} = 0,01 \text{ մ:}$$

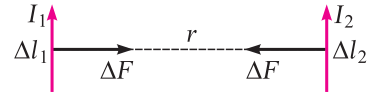
Էլեկտրոնի պատման պարբերությունը՝

$$T = \frac{2\pi m_e}{eB} = 3,6 \cdot 10^{-9} \text{վ:}$$

Պատասխան՝ 0,01 մ,  $3,6 \cdot 10^{-9}$  վ:

Խորացված

**3. Օգտվելով Բիո-Սավար-Լապլասի բանաձևից՝ ստացեք իրարից  $r$  հեռավորությամբ երկու զուգահեռ հոսանքակիր հաղորդիչների  $\Delta l_1$  և  $\Delta l_2$  երկարություններով փոքր ( $\Delta l_1, \Delta l_2 \ll r$ ) տեղամասերի փոխազդեցության ուժի բանաձևը, եթե դրանց մեջ հոսանքի ուժերը  $I_1$  և  $I_2$  են:**

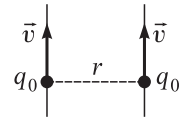


**Լուծում:** Ենթադրենք՝ հոսանքներն ունեն նույն ուղղությունը: Համաձայն (10.4) բանաձևի՝ առաջին տեղամասի ստեղծած մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի մոդուլը երկրորդ տեղամասի տիրույթում՝  $\Delta B_1 = \mu_0 I_1 \Delta l_1 / 4\pi r^2$  (դիտարկվող դեպքում  $\alpha = 90^\circ$ ): Համաձայն խցանահանի կանոնի՝  $\Delta \vec{B}_1$ -ն ուղղահայաց է նկարի հարթությանը և ուղղված է դիտողի դեպի նկարը:  $\Delta l_2$  տեղամասի վրա ազդող ուժը՝  $\Delta F = I_2 \Delta B_1 \Delta l_2$ : Տեղադրելով  $\Delta B_1$ -ի արտահայտությունը՝ կստանանք՝

$$\Delta F = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I_1 I_2 \Delta l_1 \Delta l_2}{r^2}:$$

Համաձայն ձախ ձեռքի կանոնի՝ այդ ուժն ուղղված է երկրորդ տեղամասից դեպի առաջին տեղամասը: Ենթադրենք որոշվում է առաջին տեղամասի վրա ազդող ուժը: Այն ունի նույն մեծությունը, սակայն ուղղված է հակառակ: Երբ հոսանքներն ունեն հակառակ ուղղություններ տեղամասերը նույն ուժով իրար վանում են:

**4. Միևնույն  $q_0$  լիցքով երկու մասնիկներ շարժվում են զուգահեռ ուղղված  $\vec{v}$  արագություններով: Որոշել այդ մասնիկների մագնիսական և էլեկտրական փոխազդեցության ուժերի հարաբերությունը:**



**Լուծում:** Համաձայն Կուլոնի օրենքի՝ մասնիկների էլեկտրական փոխազդեցության ուժը՝  $F_{էլ} = |q_0| |q_0| / 4\pi \epsilon_0 r^2$ : Առաջին լիցքի ստեղծած մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի կետում, որտեղ երկրորդ մասնիկն է, տրվում է (10.8) բանաձևով՝  $B = \mu_0 |q_0| v / 4\pi r^2$ , իսկ նրա վրա այդ դաշտի ազդող ուժը՝  $F_{մագ} = |q_0| v B = \mu_0 |q_0| |q_0| v^2 / 4\pi r^2$ : Մագնիսական և էլեկտրական փոխազդեցության ուժերի հարաբերությունը՝  $F_{մագ} / F_{էլ} = \epsilon_0 \mu_0 v^2$ : Հաշվի առնելով, որ  $\epsilon_0 \mu_0 = 1/c^2$ , որտեղ  $c$ -ն լույսի արագությունն է վակուումում, կստանանք՝  $F_{մագ} / F_{էլ} = (v/c)^2$ : Այսպիսով՝ երկու շարժվող լիցքերի մագնիսական փոխազդեցության ուժը  $(v/c)^2$  անգամ փոքր է նրանց էլեկտրական փոխազդեցության ուժից:

# ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՄԱԿԱԾՈՒՄ

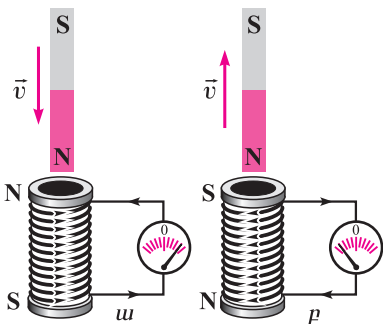
## § 106. ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՄԱԿԱԾՄԱՆ ԵՐԵՎՈՒՅԹԸ

Էրստեդի և Ամպերի փորձերը բացահայտել են էլեկտրական և մագնիսական երևույթների կապի միայն մի կողմը, այն է՝ էլեկտրական հոսանքը կամ շարժվող լիցքը ստեղծում է մագնիսական դաշտ:

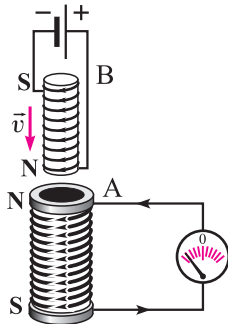
Ծանոթանալով Էրստեդի փորձերին՝ Ֆարադեյն իր առջև դրել է հակադարձ խնդիրը. եթե էլեկտրական հոսանքն ստեղծում է մագնիսական դաշտ, ապա հնարավոր չէ՞ արդյոք մագնիսական դաշտի օգնությամբ ստանալ էլեկտրական հոսանք: Մոտ տասը տարվա երկարատև հետազոտություններից հետո՝ 1831 թ., Ֆարադեյին հաջողվել է փորձով ապացույցել, որ ժամանակի ընթացքում փոփոխվող մագնիսական դաշտը հարողողիչ կոնտուրում ստեղծում է էլեկտրական հոսանք: Այդ երևույթը կոչվեց **էլեկտրամագնիսական մակաձում**:

Էլեկտրամագնիսական մակաձման երևույթի էությունը լուսաբանելու համար դիտարկենք հետևյալ փորձերը:

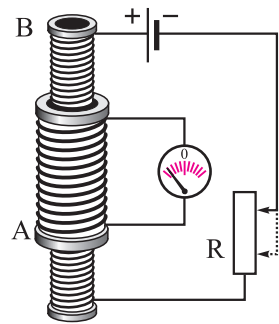
Մետաղալարե փաթույթով կոճի և փաթույթի ծայրերին միացված գալվանաչափի օգնությամբ կազմենք շղթա, որը չի պարունակում հոսանքի աղբյուր: Եթե կոճի մեջ մտցնենք հաստատուն մագնիս (նկ. 228, ա), ապա կնկատենք, որ մագնիսի շարժման ժամանակ գալվանաչափի սլաքը շեղվում է. կոճում հոսանք է առաջանում: Մագնիսը կոճի մեջ անշարժ պահելիս հոսանքը դադարում է:



**Նկ. 228.** Հաստատուն մագնիսը կոճի մեջ մտցնելիս (ա) կամ նրանից հանելիս (բ) կոճում հոսանք է առաջանում:



**Նկ. 229.** B կամ A կոճը շարժելիս A կոճում հոսանք է առաջանում:



**Նկ. 230.** B կոճում հոսանքի ուժը փոփոխելիս A կոճում հոսանք է առաջանում:



Կոճից մագնիսը հանելիս (նկ. 228,բ) գալվանաչափի սլաքը դարձյալ շեղվում է, սակայն արդեն հակառակ ուղղությամբ: Հոսանք առաջանում է նաև այն դեպքում, երբ շարժում ենք կոճը, իսկ մագնիսը պահում դադարի վիճակում:

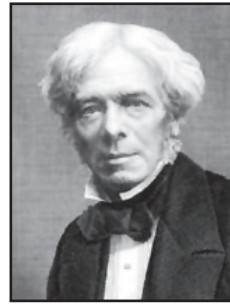
Մագնիսը շարժելիս կոճում մագնիսական դաշտը փոփոխվում է, հետևաբար՝ կարելի է ենթադրել, որ հոսանքի առաջացման պատճառը կոճում մագնիսական դաշտի փոփոխությունն է: Այս ենթադրությունն ստուգելու համար կատարենք մեկ փորձ ևս:

Մետաղալարե փաթույթով A կոճը միացնենք գալվանաչափին, իսկ B կոճը՝ հոսանքի աղբյուրին (նկ. 229) և դրանք տեղակայենք իրար մոտ: Երբ կոճերը միմյանց նկատմամբ անշարժ են, գալվանաչափը A կոճում հոսանք չի գրանցում, որքան էլ մեծ լինի B կոճով անցնող հոսանքի ուժը (հետևաբար՝ նաև նրա ստեղծած մագնիսական դաշտը): Եթե B կոճը շարժենք, ապա կնկատենք, որ գալվանաչափը հոսանք է գրանցում: Այդ հոսանքն առաջանում է միայն շարժման ժամանակ: Ընդ որում, որքան արագ է շարժվում կոճը, այնքան մեծ է հոսանքի ուժը: Հոսանք առաջանում է կոճը և՛ մոտեցնելիս, և՛ հեռացնելիս, սակայն այդ դեպքերում հոսանքներն ունեն հակառակ ուղղություններ: Հոսանք առաջանում է նաև այն դեպքում, երբ B կոճն ենք թողնում անշարժ և շարժում ենք A կոճը: Նշված երկու դեպքերում էլ A կոճում մագնիսական դաշտը փոփոխվում է:

Այժմ B կոճը տեղադրենք A կոճի մեջ և հոսանքի ուժը փոփոխենք ռեոստատի օգնությամբ (նկ. 230): Հոսանքի ուժի, հետևաբար՝ նաև նրա ստեղծած մագնիսական դաշտի ամեն մի փոփոխության ժամանակ գալվանաչափն A կոճում հոսանք է գրանցում: Այս փորձն ապացուցում է, որ հոսանքի առաջացման պատճառն իրականում ոչ թե մագնիսի շարժումն է, այլ մագնիսական դաշտի փոփոխությունը. առաջին և երկրորդ փորձերում մագնիսական դաշտը փոփոխվում է հաստատուն մագնիսի կամ հոսանքակիր կոճի շարժման, իսկ երրորդ փորձում՝ հոսանքի փոփոխության շնորհիվ:

Նկարագրված բոլոր փորձերն ունեն մեկ ընդհանուր առանձնահատկություն. հոսանքի աղբյուր չչարունակող փակ էլեկտրական շղթայում (կոնտուրում) հոսանք մակածվում է միայն այն դեպքում, երբ փոփոխվում է մագնիսական դաշտը, որտեղ շղթան է, իսկ թե ինչ ձևով է տեղի ունենում այդ փոփոխությունը, էական չէ: Օրինակ՝ 228-րդ նկարում պատկերված փորձում մագնիսական դաշտը փոփոխվում է հաստատուն մագնիսի շարժման, իսկ 230-րդ նկարում պատկերված փորձում՝ կոճում հոսանքի փոփոխության շնորհիվ:

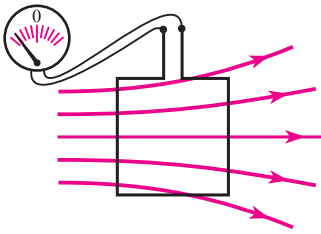
Նշենք սակայն, որ մագնիսական դաշտի փոփոխությունը հաղորդիչ կոնտուրում հոսանք է մակածում ոչ միշտ: Եթե գալվանաչափին միացված հարթ, հաղորդիչ կոնտուրն անհամասեռ մագնիսական դաշտում տեղափոխենք այնպես,



### Ջարադեյ Մաքլ

1791-1867

*Անգլիացի ֆիզիկոս և քիմիկոս, էլեկտրամագնիսական դաշտի մասին ուսմունքի հիմնադիր: Հայրնագործել է էլեկտրամագնիսական մակածման և էլեկտրոլիզի օրենքները: Էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի վերաբերյալ նրա գաղափարները մեծ ազդեցություն են ունեցել ֆիզիկայի զարգացման համար:*



**Նկ. 239.** Երբ մագնիսական ինդուկցիայի գծերը զուգահեռ են հաղորդիչ կոնտուրի մակերևույթին, նրա մեջ հոսանք չի մակածվում:

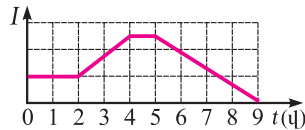
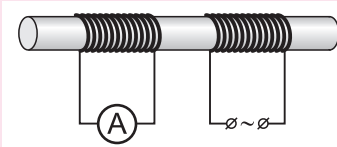
որ նրանով սահմանափակված մակերևույթը շարժման ընթացքում մնա ինդուկցիայի գծերին զուգահեռ, այսինքն՝ ինդուկցիայի գծերը չհատեն այդ մակերևույթը (նկ. 239), ապա նրա մեջ հոսանք չի առաջանա:

Ընդհանրացնելով նման փորձերի արդյունքները՝ Ֆարադեյը հանգել է այն եզրակացությանը, որ փակ հաղորդիչ կոնտուրում մակածման հոսանք առաջանում է միայն այն դեպքում, երբ կոնտուրով սահմանափակված մակերևույթը թափանցող մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի գծերի թիվը փոփոխվում է:



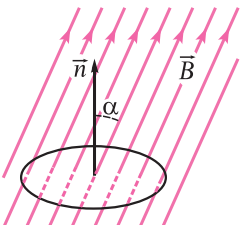
### Շարքեր և առաջադրանքներ

1. Ո՞րն է էլեկտրամագնիսական մակածման երևույթի էությունը:
2. Նկարագրեք որևէ փորձ, որի օգնությամբ կարելի է դիտել էլեկտրամագնիսական մակածման երևույթը:
3. Ո՞ր դեպքում է հաղորդիչ փակ կոնտուրում մակածվում էլեկտրական հոսանք:
4. Կարո՞ղ է արդյոք ժամանակի ընթացքում անփոփոխ համասեռ մագնիսական դաշտում շարժվող հաղորդիչ փակ կոնտուրում մակածվել էլեկտրական հոսանք:
5. Երկաթե միջուկի վրա տեղակայված է երկու կոճ: Աջ կոճում հոսանքի ուժը, ժամանակից կախված, փոխվում է նկարում պատկերված օրենքով: Ժամանակի ո՞ր պահերին ամպերաչափը ձախ կոճում հոսանք ցույց կտա:



## § 107. ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՇՈՍԷ

Էլեկտրամագնիսական մակածման երևույթը քանակապես նկարագրելու համար սահմանվում է մագնիսական հոսք կոչվող ֆիզիկական մեծությունը: Նախորդ



**Նկ. 232.** Համասեռ մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի վեկտորի հոսքը հարթ կոնտուրով սահմանափակված մակերևույթով

պարագրաֆում նշվեց, որ մակածման հոսանքը պայմանավորված է հաղորդիչ փակ կոնտուրով սահմանափակված մակերևույթը թափանցող մագնիսական ինդուկցիայի գծերի թվի փոփոխությամբ:

Դիտարկենք համասեռ մագնիսական դաշտում տեղակայված հարթ հաղորդիչ կոնտուր: Դիցուք՝ կոնտուրով սահմանափակված մակերևույթի մակերեսը  $S$  է, իսկ մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի  $\vec{B}$  վեկտորն այդ մակերևույթի  $\vec{n}$  նորմալի հետ կազմում է  $\alpha$  անկյուն (նկ. 232):

Մագնիսական հոսք կամ մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի հոսք որևէ հարթ մակերևույթով կոչվում է այն սկալյար մեծությունը, որը հավասար է ինդուկցիայի վեկտորի մոդուլի, այդ մակերևույթի մակերեսի և ինդուկցի-

այի վեկտորի ու մակերևույթի նորմալի կազմած անկյան կոսինուսի արտադրյալին՝

$$\Phi = BS \cos \alpha \quad (11.1)$$

Հաշվի առնելով, որ  $B_n = B \cos \alpha$  մեծությունը մագնիսական ինդուկցիայի վեկտորի՝ մակերևույթին ուղղահայաց բաղադրիչն է, (11.1) բանաձևը կարող ենք ներկայացնել նաև հետևյալ կերպ՝

$$\Phi = B_n S \quad (11.2)$$

Քանի որ մագնիսական դաշտը պատկերելիս ինդուկցիայի գծերի խտությունը սովորաբար ընտրվում է ինդուկցիայի մեծությանը համեմատական, ապա կարող ենք պնդել, որ որևէ մակերևույթով մագնիսական հոսքը համեմատական է այդ մակերևույթ թափանցող ինդուկցիայի գծերի թվին:

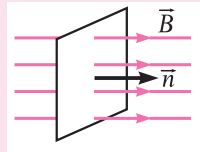
Միավորների ՄՀ-ում մագնիսական հոսքի միավորը վեբերն է (1 վբ՝ ի պատիվ գերմանացի ֆիզիկոս Վլիխելմ Վեբերի): **1 վբ մագնիսական հոսք առաջացնում է 1 Տ ինդուկցիայով համասեռ մագնիսական դաշտը մագնիսական ինդուկցիայի վեկտորին ուղղահայաց 1 մ<sup>2</sup> մակերես ունեցող հարթ մակերևույթով:**

(11.2) բանաձևից և սահմանումից հետևում է, որ 1 վբ = 1 Տ·մ<sup>2</sup>:

Եթե մագնիսական դաշտն անհամասեռ է, կամ կոնտուրով սահմանափակված մակերեսը հարթ չէ, ապա մակերևույթի տարբեր կետերում ինդուկցիայի վեկտորի մոդուլը և մակերևույթի նորմալի ու ինդուկցիայի վեկտորի կազմած անկյունը մակերևույթի կետից կետ փոփոխվում են: Այդ դեպքում մագնիսական հոսքը հաշվելու համար մակերևույթը պետք է բաժանել բավականաչափ փոքր տեղամասերի (այնքան փոքր, որ տվյալ տեղամասում ինդուկցիայի վեկտորի փոփոխությունը հնարավոր լինի անտեսել, իսկ տեղամասը համարել հարթ), (11.1) բանաձևով հոսքը հաշվել յուրաքանչյուր տեղամասով և ստացված արդյունքները գումարել:

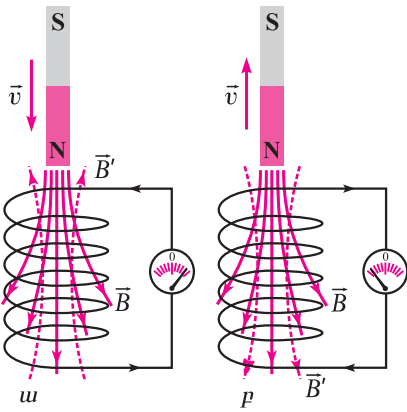
### Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Ո՞ր մեծությունն են անվանում մագնիսական հոսք: 2. Ի՞նչ միավորով է արտահայտվում մագնիսական հոսքը միավորների ՄՀ-ում: 3. Ո՞ր դեպքում է համասեռ մագնիսական դաշտի հոսքը փակ կոնտուրում գրո:
4. Ինչպե՞ս հաշվել մագնիսական հոսքն անհամասեռ մագնիսական դաշտի դեպքում: 5. Որքա՞ն է նկարում պարկերված շրջանակում մագնիսական հոսքի փոփոխությունը շրջանակը 180°-ով պտտելիս:



## § 108. ԼԵՆՑԻ ԿԱՆՈՆԸ

Այժմ պարզենք, թե ինչպես կարելի է որոշել մակածման հոսանքի ուղղությունը: Փորձերը ցույց են տալիս, որ փակ հաղորդիչ կոնտուրում մակածված հոսանքի ուղղությունը կախված է մագնիսական հոսքի փոփոխման վարքից: Օրինակ՝ 228-րդ նկարում պատկերված փորձում կոճում մակածված հոսանքի ուղղությունը կախված է այն հանգամանքից՝ մոտեցնում ենք արդյոք մագնիսը կոճին, թե՞ հեռացնում նրանից:



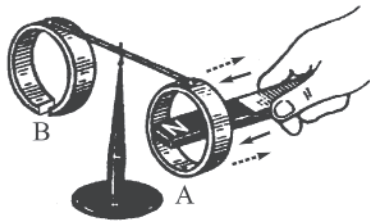
**Նկ. 233.** Մակաձված հոսանքն իր մագնիսական դաշտով հակազդում է այդ հոսանքն ստեղծող հոսքի փոփոխությանը:

թյունը (դրանք նշված են կետագծերով): Իսկ այդ ուղղությամբ մագնիսական դաշտ կառաջանա այն դեպքում, երբ կոճում հոսանքն ունենա ժամսլաքի պտտման հակառակ ուղղությունը:

Նման դատողություններով կարող ենք համոզվել, որ մագնիսը կոճից հեռանալիս մակաձման հոսանքն ունի ժամսլաքի պտտման ուղղությունը (նկ. 233,բ): Այս դեպքում կոճի՝ մագնիսին մոտ ծայրին առաջանում է մագնիսական հարավային բևեռ, և մագնիսը ձգում է կոճը:

Էլեկտրամագնիսական մակաձման բոլոր փորձերում դիտվում է հետևյալ ընդհանուր օրինաչափությունը. **փակ հաղորդիչ կոնտուրում ծագող մակաձման հոսանքն ունի այնպիսի ուղղություն, որ իր մագնիսական դաշտով հակազդում է այդ հոսանքն ստեղծող պատճառին:** Այս օրինաչափությունը հայտնաբերել է ռուսաստանցի ֆիզիկոս Էմիլի Լենցը և կոչվում է **Լենցի կանոն:**

Լենցի կանոնն էներգիայի պահպանման օրենքի դրսևորումն է էլեկտրամագնիսական մակաձման երևույթում: Իրոք, եթե նկարագրված փորձում մագնիսը կոճին մոտեցնելիս նրա մեջ մակաձված հոսանքն ունենար այնպիսի ուղղություն, որ կոճը ձգեր մագնիսը, ապա մագնիսը կշարժվեր արագացմամբ՝ մեծացնելով իր կինետիկ էներգիան: Կհետևեր, որ մակաձված հոսանքի հաշվին կոճում անջատվում է ջերմություն և միաժամանակ մագնիսի կինետիկ էներգիան աճում է, որը հակասում է էներգիայի պահպանման օրենքին:



**Նկ. 234.** Լենցի կանոնը ցուցադրող սարք

Երբ մագնիսը մոտեցնում ենք կոճին (ասենք՝ հյուսիսային բևեռով), այն վանվում է կոճից, իսկ հեռացնելիս՝ ձգվում: Այս փաստը լիովին բավարար է նշված դեպքում կոճում մակաձված հոսանքի ուղղությունը որոշելու համար: Իրոք, կոճին մոտեցնելիս մագնիսի վանվելը նշանակում է, որ մակաձման հոսանքի շնորհիվ կոճի՝ մագնիսին մոտ ծայրում առաջացել է հյուսիսային բևեռ (հիշենք, որ նույնանուն բևեռներն իրար վանում են): Քանի որ մագնիսական ինդուկցիայի գծերը դուրս են գալիս հյուսիսային բևեռից, ապա մակաձված հոսանքի ստեղծած մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի գծերը կու-

նենան 233, նկարում պատկերված ուղղությունը (դրանք նշված են կետագծերով): Իսկ այդ ուղղությամբ մագնիսական դաշտ կառաջանա այն դեպքում, երբ կոճում հոսանքն ունենա ժամսլաքի պտտման հակառակ ուղղությունը: Նման դատողություններով կարող ենք համոզվել, որ մագնիսը կոճից հեռանալիս մակաձման հոսանքն ունի ժամսլաքի պտտման ուղղությունը (նկ. 233,բ): Այս դեպքում կոճի՝ մագնիսին մոտ ծայրին առաջանում է մագնիսական հարավային բևեռ, և մագնիսը ձգում է կոճը:

Էլեկտրամագնիսական մակաձման բոլոր փորձերում դիտվում է հետևյալ ընդհանուր օրինաչափությունը. **փակ հաղորդիչ կոնտուրում ծագող մակաձման հոսանքն ունի այնպիսի ուղղություն, որ իր մագնիսական դաշտով հակազդում է այդ հոսանքն ստեղծող պատճառին:** Այս օրինաչափությունը հայտնաբերել է ռուսաստանցի ֆիզիկոս Էմիլի Լենցը և կոչվում է **Լենցի կանոն:**

Լենցի կանոնն էներգիայի պահպանման օրենքի դրսևորումն է էլեկտրամագնիսական մակաձման երևույթում: Իրոք, եթե նկարագրված փորձում մագնիսը կոճին մոտեցնելիս նրա մեջ մակաձված հոսանքն ունենար այնպիսի ուղղություն, որ կոճը ձգեր մագնիսը, ապա մագնիսը կշարժվեր արագացմամբ՝ մեծացնելով իր կինետիկ էներգիան: Կհետևեր, որ մակաձված հոսանքի հաշվին կոճում անջատվում է ջերմություն և միաժամանակ մագնիսի կինետիկ էներգիան աճում է, որը հակասում է էներգիայի պահպանման օրենքին:

Այն, որ Լենցի կանոնը ճիշտ է, կարելի է ցուցադրել հետևյալ սարքի օգնությամբ (նկ. 234): Հորիզոնական ձողը, որի ծայրին ամրացված են հոծ (A) և կտրվածք ունեցող (B) ալյումինե օղակներ, կարող է պտտվել ուղղաձիգ առանցքի շուրջը: Երբ հաստատուն մագնիսը մոտեցնում են B օղակին, սարքը չի պտտվում: Դա բացատրվում է նրանով, որ կտրվածքի պատճառով B օղակում մակաձման հոսանք չի առաջանում,

և քանի որ դրա հետ մեկտեղ այլումինը գործնականում մագնիսական հատկություններ չի դրսևորում, ապա մագնիսը չի փոխազդում B օղակի հետ:

Եթե մագնիսն անշարժ է, ապա A օղակը նրա հետ չի փոխազդում: Երբ մագնիսը մոտեցնում ենք A օղակին, վերջինս վանվում է նրանից (նկ. 234, հոծ սլաքներ), իսկ երբ փորձում ենք մագնիսը հեռացնել, օղակը ձգվում է դեպի այն (նկ. 234, կետագծով սլաքներ): Երկու դեպքում էլ A օղակում ծագած մակաձման հոսանքի ուղղությունը համապատասխանում է Լենցի կանոնին:

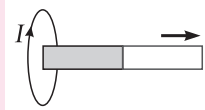
Լենցի կանոնը կարելի է ձևակերպել նաև այլ կերպ: Մագնիսը կոճին մոտեցնելիս նրա ստեղծած հոսքը կոճում աճում է: Այդ դեպքում, ինչպես երևում է 233, անկարից, մակաձման հոսանքի ստեղծած մագնիսական դաշտի  $\vec{B}$  վեկտորը կոճի ներսում հակառակ է ուղղված մագնիսի ստեղծած դաշտի ինդուկցիայի  $\vec{B}$  վեկտորին և խոչընդոտում է կոճի ներսում մագնիսական դաշտի աճը: Մագնիսն A կոճից հեռացնելիս նրա ստեղծած հոսքը կոճում փոքրանում է: Այդ դեպքում  $\vec{B}$  վեկտորն ունի  $\vec{B}$  վեկտորի ուղղությունը և խոչընդոտում է հոսքի փոքրացմանը:

Այսպիսով՝ երկու դեպքում էլ մակաձման հոսանքի մագնիսական դաշտը հակազդում է հոսանքն առաջացնող մագնիսական հոսքի փոփոխմանը: Հետևաբար՝ փակ կոնտուրում ծագող մակաձման հոսանքն ունի այնպիսի ուղղություն, որ նրա ստեղծած մագնիսական հոսքը կոնտուրի մակերևույթով ձգտում է համակշռել այդ հոսանքն առաջացնող մագնիսական հոսքի փոփոխությունը:



### Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Ձևակերպեք Լենցի կանոնը: 2. Նկարագրեք Լենցի կանոնը լուսաբանող որևէ փորձ:
3. Օգտվելով Լենցի կանոնից՝ պարկերեք կոճում մակաձման հոսանքի ուղղությունը, երբ մագնիսը մոտեցնում են կոճին:
4. Մագնիսը մետադեղ օղակից հավասարաչափ հեռացնելիս նրա մեջ մակաձմած հոսանքի ուղղությունը պարկերված է նկարում: Մագնիսի ո՞ր բևեռն է ավելի մոտ օղակին:



## § 109. ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՄԱԿԱԾՄԱՆ ՕՐԵՆԵՐԸ

Մակաձման հոսանքի ի հայտ գալը վկայում է, որ հաղորդիչ կոնտուրում առաջանում է որոշակի էլԸՈւ: Ֆարադեյի փորձերը ցույց են տվել, որ մակաձման հոսանքը, հետևաբար՝ նաև մակաձման էլԸՈւ-ն, առաջանում են միայն այն ժամանակ, երբ փակ կոնտուրով սահմանափակված մակերևույթով անցնող ինդուկցիայի գծերի թիվը փոփոխվում է: Բայց որևէ մակերևույթով անցնող ինդուկցիայի գծերի թիվը համեմատական է այդ մակերևույթով մագնիսական հոսքին, ուստի՝ կարելի է եզրակացնել, որ էլեկտրամագնիսական մակաձման էլԸՈւ-ի ծագման պատճառը մագնիսական հոսքի փոփոխությունն է:

Փորձերից հետևում է, որ որքան արագ է փոփոխվում մագնիսական հոսքը, այնքան մեծ է կոնտուրում մակաձմված էլԸՈւ-ն, այսինքն՝ մակաձման էլԸՈւ-ի մոդուլը համեմատական է հոսքի փոփոխության արագության  $|\Delta\Phi/\Delta t|$  մոդուլին՝

$$|\mathcal{E}| + \left| \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} \right| \quad (11.3)$$

Ներմուծելով համեմատականության գործակից՝ այդ կախումը կարող ենք արտահայտել հետևյալ հավասարումով.

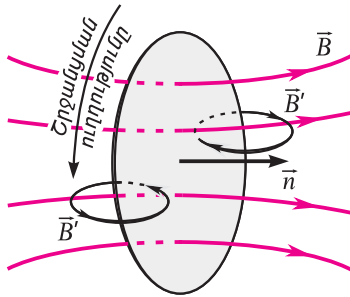
$$|\mathcal{E}| = k \left| \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} \right|: \quad (11.4)$$

Միավորների ՄՀ-ում համեմատականության գործակիցը՝  $k=1$ , ուստի՝ (11.4) հավասարումն ընդունում է հետևյալ տեսքը՝

$$|\mathcal{E}| = \left| \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} \right|: \quad (11.5)$$

(11.5) բանաձևի հիման վրա կարելի է ձևակերպել մագնիսական հոսքի միավորի՝ վեբերի (1 Վբ) և մեկ սահմանում՝ փակ կոնտուրով սահմանափակված մակերևույթով մագնիսական հոսքը հավասար է 1 Վբ-ի, եթե 1 վայրկյանում այդ հոսքի՝ մինչև զրո հավասարաչափ նվազման դեպքում կոնտուրում ծագում է 1 Վ մակածման էլՇՈւ:

(11.5) բանաձևը հնարավորություն է տալիս որոշելու էլեկտրամագնիսական մակածման էլՇՈւ-ի սողույրը: Այն ներկայացնենք այնպես, որ արտահայտի նաև մակածման հոսանքի ուղղությունը (կամ մակածման էլՇՈւ-ի նշանը), այսինքն՝ հաշվի առնի նաև Լենցի կանոնը: Դրա համար անհրաժեշտ է նախ ընտրել փակ կոնտուրի շրջանցման դրական ուղղություն:



Նկ. 235. Փակ կոնտուրում մակածված հոսանքի ուղղությունը

Այն կարելի է կապել կոնտուրով սահմանափակված մակերևույթի նորմալի հետ (նկ. 235): Որպես կոնտուրի շրջանցման դրական ուղղություն ընդունվում է խցանահանի բռնակի պտտման ուղղությունը, երբ խցանահանի սայրը համընթաց շարժվում է մակերևույթի նորմալի ուղղությամբ: Եթե մակածման հոսանքի ուղղությունը համընկնում է կոնտուրի շրջանցման դրական ուղղության հետ, ապա հոսանքի ուժը, ինչպես նաև մակածման էլՇՈւ-ն համարվում է դրական, հակառակ դեպքում՝ բացասական:

Դիցուք՝ մագնիսական ինդուկցիայի  $\vec{B}$  վեկտորն ուղղված է կոնտուրով սահմանափակված մակերևույթի նորմալի երկայնքով և ժամանակի ընթացքում աճում է: Այդ դեպքում մագնիսական հոսքի փոփոխման արագությունը՝  $\Delta\Phi/\Delta t > 0$ : Համաձայն Լենցի կանոնի՝ մակածված հոսանքի ստեղծած մագնիսական դաշտի  $\vec{B}'$  ինդուկցիան պետք է հակառակ ուղղված լինի  $\vec{B}$  վեկտորին, որպեսզի խոչընդոտի նրա աճը: Այստեղից հետևում է, որ մակածման հոսանքի ուղղությունը հակառակ է կոնտուրի շրջանցման դրական ուղղությանը, այսինքն՝ մակածման էլՇՈւ-ն ունի բացասական նշան՝  $\mathcal{E} < 0$ : Ուստի՝ (11.5) բանաձևում  $\Delta\Phi/\Delta t$  արտահայտության առաջ պետք է դրվի «մինուս» նշան: Երբ դաշտը նվազում է, ապա  $\Delta\Phi/\Delta t < 0$ : Դարձյալ Լենցի կանոնով որոշելով մակածման հոսանքի ուղղությունը՝ համոզվում ենք, որ այս դեպքում  $\mathcal{E} > 0$ : Հետևաբար՝ այս դեպքում ևս (11.5) բանաձևում  $\Delta\Phi/\Delta t$  արտահայտության առաջ պետք է դրվի «մինուս» նշան, որպեսզի  $\mathcal{E}$ -ն լինի դրական: Այսպիսով՝ բոլոր դեպքերում

$$\mathcal{E} = - \frac{\Delta\Phi}{\Delta t}: \quad (11.6)$$

Այս բանաձևն արտահայտում է էլեկտրամագնիսական մակածման օրենքը, համաձայն որի՝ **փակ կոնտուրում էլեկտրամագնիսական մակածման էլՇՈւ-ն հավասար է այդ կոնտուրով մագնիսական հոսքի փոփոխության արագությանը՝ վերցրած հակառակ նշանով:**

Մագնիսական հոսքի  $\Phi = BScos\alpha$  բանաձևից հետևում է, որ փակ կոնտուրով հոսքը կարելի է փոփոխել երեք տարբեր եղանակներով:

1. Մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի վեկտորի և դաշտում տեղադրված հարթ կոնտուրի մակերևույթի նորմալի կազմած  $\alpha$  անկյունը և կոնտուրի մակերևույթի  $S$  մակերեսը չեն փոխվում, փոխվում է միայն մագնիսական դաշտի մոդուլը: Այդ դեպքում մակածված էլՇՈւ-ն որոշվում է  $\mathcal{E} = -Scos\alpha \Delta B/\Delta t$  բանաձևով:

2. Մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի վեկտորը և նրա ու կոնտուրի մակերևույթի նորմալի կազմած  $\alpha$  անկյունը չեն փոխվում, փոխվում է միայն կոնտուրի մակերեսը: Այդ դեպքում մակածված էլՇՈւ-ն կարելի է որոշել  $\mathcal{E} = -Bcos\alpha \Delta S/\Delta t$  բանաձևով:

3. Մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի վեկտորը և կոնտուրի մակերեսը չեն փոխվում, փոխվում է միայն կոնտուրի մակերևույթի նորմալի և ինդուկցիայի վեկտորի կազմած  $\alpha$  անկյունը:

Գործնականում, որպես կանոն, մակածման հոսանք ստանում են ոչ թե մեկ փակ կոնտուրում, այլ մեծ թվով գալարներ պարունակող փաթույթում (կոճում): Այդ դեպքում, երբ մագնիսական հոսքի փոփոխման արագությունը բոլոր գալարներում նույնն է, մակածման էլՇՈւ-ն մեծանում է  $N$  անգամ, որտեղ  $N$ -ը փաթույթի գալարների թիվն է՝

$$\mathcal{E} = - N \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} : \tag{11.7}$$

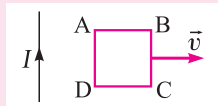
Էլեկտրամագնիսական մակածման օրենքը (11.6) տեսքով կարելի է օգտագործել միայն այն դեպքում, երբ մագնիսական հոսքի փոփոխման  $\Delta\Phi/\Delta t$  արագությունը հաստատուն մեծություն է, այսինքն՝ մագնիսական հոսքը փոփոխվում է հավասարաչափ: Հակառակ դեպքում մակածման էլՇՈւ-ն ժամանակի ընթացքում փոփոխվում է, և (11.6) բանաձևով որոշվում է էլՇՈւ-ի միջին արժեքը  $\Delta t$  ժամանակամիջոցում: ԷլՇՈւ-ի ակնթարթային արժեքը (արժեքը ժամանակի տվյալ պահին) որոշելու համար պետք է  $\Delta t$  ժամանակամիջոցը ձգտեցնել գրոյի: Այդ դեպքում, ինչպես հայտնի է մաթեմատիկայից,  $\Delta\Phi/\Delta t$  հարաբերությունը կձգտի մագնիսական հոսքի՝ ըստ ժամանակի  $\Phi'(\dot{\Phi})$  ածանցյալին: Հետևաբար՝ ընդհանուր դեպքում,

$$\mathcal{E} = - \Phi'(\dot{\Phi}) : \tag{11.8}$$



### Հարցեր և առաջադրանքներ

- Ձևակերպեք էլեկտրամագնիսական մակածման օրենքը:
- Գրեք փակ կոնտուրում մակածված էլՇՈւ-ի և նրա միջով մագնիսական հոսքի փոփոխման արագության կապի բանաձևը:
- Բացարժեք էլեկտրամագնիսական մակածման օրենքն արտահայտող բանաձևում առկա «միևնու» նշանի ֆիզիկական իմաստը:
- Ապացույցեք, որ մագնիսական հոսքն արտահայտվում է նաև 1 Վի միավորով:
- Մո՞ր դեպքում է կոնտուրում մակածված էլՇՈւ-ն մնում հաստատուն:
- ABCD ուղղանկյունաձև շրջանակը  $\vec{v}$  արագությամբ համընթաց շարժվում է / հոսանքի մագնիսական դաշտում: Ինչպե՞ս է ուղղված շրջանակում մակածված հոսանքը:





## § 110. ԼԱԲՈՐԱՏՈՐ ԱՃԽԱՏԱՆՔ 11

### Էլեկտրամագնիսական մակածման երևույթի ուսումնասիրումը

**Աշխատանքի նպատակը.** ուսումնասիրել էլեկտրամագնիսական մակածման երևույթը, հետևել կոճում մակածման հոսանքի առաջացմանը և համոզվել, որ տեղի ունի Լենցի կանոնը:

**Նյութեր և սարքեր.** հաստատուն հոսանքի աղբյուր, ռեոստատ, միլիամպերաչափ, պայտածև մագնիս, միջուկներով կոճեր, մագնիսական սլաք կամ կողմնացույց, անջատիչ, միացնող հաղորդալարեր:

#### Փորձի կատարման ընթացքը

1. Կոճերից մեկի մեջ մտցրեք երկաթե միջուկ՝ այն ամրացնելով մանեկով: Այդ կոճը միլիամպերաչափի, ռեոստատի և անջատիչի միջոցով միացրեք հոսանքի աղբյուրին: Միացրեք անջատիչը և մագնիսական սլաքով որոշեք հոսանքակիր կոճի մագնիսական բևեռները: Նշեք մագնիսական սլաքի խտորման ուղղությունը:
2. Շոթալից անջատեք ռեոստատը և անջատիչը, միլիամպերաչափը միացրեք կոճին՝ պահպանելով նրանց սեղմակների միացման կարգը:
3. Մագնիսը մտցրեք կոճի մեջ՝ միաժամանակ հետևելով միլիամպերաչափի սլաքին:
4. Կրկնեք դիտումը՝ մագնիսը կոճից հանելով:
5. Կրկնեք դիտումը՝ շրջելով մագնիսը:
6. Նկարեք փորձի սխեման և ստուգեք, որ յուրաքանչյուր դեպքում ճիշտ լինի Լենցի կանոնը:

## § 111. ՄՐՐԿԱՅԻՆ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՃՏ

Այժմ պարզենք, թե ինչի՞ շնորհիվ է փոփոխական մագնիսական դաշտում տեղադրված անշարժ փակ հաղորդիչ կոնտուրում առաջանում մակածման հոսանք, ի՞նչ ուժեր են ազատ լիցքակիրներին ստիպում շարժվել հաղորդչում:

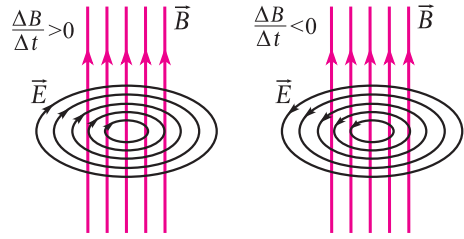
Այդ ուժերը չեն կարող լինել մագնիսական բնույթի, քանի որ մագնիսական դաշտն ազդում է միայն շարժվող լիցքերի վրա, մինչդեռ հաղորդիչն անշարժ է: Ճիշտ է, իրականում հաղորդիչ ներսում լիցքավորված մասնիկները կատարում են քառասային շարժում, սակայն նրանց միջին արագությունը, հետևաբար՝ նաև նրանց վրա մագնիսական դաշտի ազդող միջին ուժը զրո է:

Հաղորդչում մասնիկներին կարող են ուղղորդված շարժում հաղորդել էլեկտրական բնույթի ուժերը, որոնք ազդում են ինչպես անշարժ, այնպես էլ շարժվող լիցքերի վրա: Ուրպես այդպիսին չեն կարող լինել էլեկտրաստատիկ ուժերը, քանի որ, համաձայն նկարագրված փորձերի, մակածման հոսանք առաջանում է միայն մագնիսական դաշտի փոփոխության դեպքում, մինչդեռ էլեկտրաստատիկ ուժերը միշտ կարող են առկա լինել:



Վերլուծելով Ֆարադեյի փորձերը՝ Մաքսվելն առաջ է քաշել իր ժամանակի համար համարձակ ենթադրություն, որը հետագայում հաստատվել է բազմաթիվ փորձերով: Համաձայն Մաքսվելի ենթադրության՝ **ժամանակի ընթացքում փոփոխվող մագնիսական դաշտն ստեղծում է էլեկտրական դաշտ**, որը շարժման մեջ է դնում լիցքերը: Այս փաստը հարստացնում է մեր գիտելիքներն էլեկտրական դաշտի մասին: Այսինքն՝ էլեկտրական դաշտ ստեղծում են ոչ միայն լիցքերը, այլև փոփոխվող մագնիսական դաշտը, սակայն վերջինս իր հատկություններով էապես տարբերվում է էլեկտրաստատիկ դաշտից:

Փոփոխական մագնիսական դաշտի ստեղծած էլեկտրական դաշտն անմիջականորեն կապված չէ էլեկտրական լիցքերի հետ, որի պատճառով նրա ուժագծերը չունեն ո՛չ սկիզբ և ո՛չ էլ վերջ: Դրանք փակ գծեր են: Փակ ուժագծերով դաշտը, ինչպես գիտեք, կոչվում է մրրկային, հետևաբար՝ **ժամանակի ընթացքում փոփոխվող մագնիսական դաշտի ստեղծած էլեկտրական դաշտը մրրկային է**: 236-րդ նկարում պատկերված են այդպիսի դաշտի ուժագծերը՝ մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի մոդուլն աճելիս և նվազելիս:



**Նկ. 236.** Ժամանակի ընթացքում փոփոխվող մագնիսական դաշտն առաջացնում է մրրկային էլեկտրական դաշտ:

Ի տարբերություն էլեկտրաստատիկ դաշտի, որը պոտենցիալային է, մրրկային էլեկտրական դաշտի կատարած աշխատանքը փակ հետագծով լիցքը տեղափոխելիս գրո չէ, որի շնորհիվ էլ փակ հաղորդիչ կոնտուրում մակածվում է էլՇՈւ:

Մրրկային էլեկտրական դաշտի գաղափարը հնարավորություն է տալիս առավել հիմնարար եղանակով մեկնաբանելու էլեկտրամագնիսական մակածման երևույթը: Ժամանակի ընթացքում փոփոխվող մագնիսական դաշտը միշտ ստեղծում է մրրկային էլեկտրական դաշտ՝ անկախ այն հանգամանքից՝ այդ դաշտում հաղորդիչ կա՞, թե՞ ոչ: Հաղորդիչը միայն դաշտը հայտնաբերելու միջոց է, քանի որ մրրկային դաշտը շարժման մեջ է դնում հաղորդչում առկա ազատ լիցքակիրները՝ առաջացնելով մակածման հոսանք: Մակածման էլՇՈւ-ն պայմանավորված է մրրկային էլեկտրական դաշտի կատարած աշխատանքով: Միավոր դրական լիցքը փակ անշարժ կոնտուրով տեղափոխելիս մրրկային էլեկտրական դաշտի կատարած աշխատանքը մակածման էլՇՈւ-ն է:

Եթե հաղորդիչը փակ կոնտուր չի կազմում, ապա մրրկային էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ նրա մեջ տեղի է ունենում լիցքի վերաբաշխում, որի հետևանքով հաղորդչի ծայրերի միջև առաջանում է պոտենցիալների տարբերություն:



### Հարցեր և առաջադրանքներ

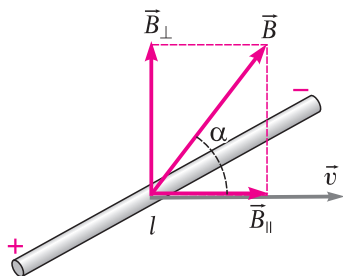
1. Ի՞նչ ուժեր են սրիպում շարժվել լիցքերին հաղորդչում մակածման հոսանք առաջանալիս:
2. Ո՞ր դաշտն են անվանում մրրկային:
3. Որո՞նք են մրրկային և էլեկտրաստատիկ դաշտերի տարբերությունները:

Մրրկային էլեկտրական դաշտի կիրառման հիանալի օրինակ է էլեկտրոնների մակաձայն արագարարը՝ բետատրոնը: Այն հզոր էլեկտրամագնիսի բևեռների միջև տեղադրված վակուումային խցիկ է: Որոշակի ժամանակամիջոցում, երբ մագնիսական դաշտը բացակայում է, խցիկի մեջ մտնում է էլեկտրոնների փունջ, որն ստացվում է ջերմաէլեկտրոնային առաքման շնորհիվ: Էլեկտրամագնիսի փաթույթի փոփոխական էլեկտրական հոսանքն առաջացնում է ժամանակի ընթացքում փոփոխվող մագնիսական դաշտ, որը մակաձում է մրրկային էլեկտրական դաշտ: Վերջինս արագացման խցիկում յուրաքանչյուր էլեկտրոնի վրա ազդում է  $eE$  ուժով: Էլեկտրոնների արագացումը տեղի է ունենում մագնիսական դաշտի աճման ժամանակահատվածում, երբ մրրկային էլեկտրական դաշտից ազդող ուժի ուղղությունը համընկնում է նրանց շարժման ուղղության հետ: Այդ ընթացքում էլեկտրոնների արագությունն անընդհատ աճում է և կարող է մոտենալ վակուումում լույսի արագությանը:

## § 112. ՄԱԿԱԾՄԱՆ ԷԼՇՈՒ-Ի ՇԱՐԺՎՈՂ ԸԱՂՈՐԴՉՈՒՄ

Գոյություն ունի մագնիսական դաշտում ԷԼՇՈՒ-ի առաջացման երկու մեխանիզմ: Երբ ժամանակի ընթացքում փոփոխվող մագնիսական դաշտում հաղորդչին անշարժ վիճակում է, նրա մեջ ԷԼՇՈՒ-ի առաջացման պատճառը մրրկային էլեկտրական դաշտի  $\mathbf{E}$  հայտ գալն է:

ԷԼՇՈՒ կարող է առաջանալ նաև այն դեպքում, երբ հաղորդչը շարժվում է ժամանակի ընթացքում անփոփոխ մագնիսական դաշտում: Այդ դեպքում ԷԼՇՈՒ-ի առաջացման պատճառը հաղորդչում ազատ լիցքերի վրա մագնիսական դաշտում ազդող Լորենցի ուժն է:



Նկ. 237. Համասեռ մագնիսական դաշտում շարժվող հաղորդչում առաջանում է մակաձման ԷԼՇՈՒ:

Ենթադրենք՝ երկարությամբ ուղիղ հաղորդչը  $\vec{v}$  արագությամբ շարժվում է ժամանակի ընթացքում անփոփոխ  $\vec{B}$  մագնիսական ինդուկցիայով համասեռ մագնիսական դաշտում (նկ. 237): Դիցուք՝ մագնիսական ինդուկցիայի  $\vec{B}$  վեկտորն ուղղահայաց է հաղորդչին և նրա  $\vec{v}$  արագության հետ կազմում է  $\alpha$  անկյուն:

Շարժվող հաղորդչում էլեկտրոնների անկանոն շարժման արագությանը գումարվում է հաղորդչի շարժման արագությունը: Քանի որ այդ շարժումը տեղի է ունենում մագնիսական դաշտում, ապա յուրաքանչյուր էլեկտրոնի վրա ազդում է լրացուցիչ

Լորենցի ուժ, որի ուղղությունը կարելի է որոշել ձախ ձեռքի կանոնով: Այդ ուժն էլեկտրոններին ստիպում է շարժվել հաղորդչի երկայնքով: Հաղորդչի այն ծայրում, որտեղ նրանք հավաքվում են, առաջանում է հավելյալ դաշտի բացասական լիցք, իսկ հակադիր ծայրում՝ էլեկտրոնների պակասորդ, որի հետևանքով այն լիցքավորվում է դրական լիցքով: Լիցքերի նման վերաբաշխման հետևանքով հաղորդչի ծայրերի միջև առաջանում է պոտենցիալների տարբերություն, իսկ ներսում՝ էլեկտրական դաշտ: Այդ դաշտը, ազդելով էլեկտրոնների վրա, խոչընդոտում է նրանց շարժումը: Քանի դեռ էլեկտրական ուժերը փոքր են, էլեկտրոնները շարունակվում են վերաբաշխվել, և էլեկտրական դաշտի լարվածությունը մեծանում է:

Հաղորդչի ծայրերի միջև պոտենցիալների որոշակի տարբերության դեպքում, երբ էլեկտրոնի վրա էլեկտրական դաշտի ազդող ուժը հավասարակշռվում է Լորենցի ուժով, էլեկտրոնների վերաբաշխումը դադարում է: Հաշվի առնելով, որ էլեկտրական դաշտում ազդող ուժի մոդուլը՝  $F_E = eE$ , իսկ մագնիսական դաշտում ազդող Լորենցի ուժի մոդուլը՝  $F_L = evB\sin\alpha$ , հավասարակշռության  $F_E = F_L$  պայմանից կստանանք՝

$$E = vB\sin\alpha: \quad (11.9)$$

Հաղորդչի ծայրերի միջև պոտենցիալների տարբերությունը (մակաձված էլՇՈւ-ն)՝  $\mathcal{E} = lE$  կամ՝

$$\mathcal{E} = vBl\sin\alpha: \quad (11.10)$$

**Մագնիսական դաշտում շարժվող հաղորդչում մակաձված էլՇՈւ-ն հավասար է հաղորդչի շարժման արագության, մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի մոդուլի, հաղորդչի երկարության, և արագության ու ինդուկցիայի վեկտորների կազմած անկյան սինուսի արտադրյալին:**

Խորացված

Ժամանակի ընթացքում անփոփոխ մագնիսական դաշտում շարժվող հաղորդչում մակաձված էլՇՈւ-ն կարելի է որոշել՝ օգտվելով մաս էլեկտրամագնիսական մակաձման օրենքն արտահայտող (11.6) բանաձևից:

Դիցուք՝ / երկարությամբ հաղորդչալարը  $\vec{v}$  արագությամբ սահում է նրա հետ փակ շղթա կազմող  $AC$  և  $A'C'$  հաղորդչալարերի վրայով (նկ.238): Շղթան տեղադրված է ժամանակի ընթացքում անփոփոխ, համասեռ մագնիսական դաշտում, որի ինդուկցիայի  $\vec{B}$  վեկտորն ուղղահայաց է շարժվող հաղորդչին և արագության  $\vec{v}$  վեկտորի հետ կազմում է  $\alpha$  անկյուն: Ժամանակի որևէ պահի կոնտուրով սահմանափակված մակերևույթով մագնիսական հոսքը՝

$$\Phi_1 = BS\cos(90^\circ - \alpha) = BS\sin\alpha, \quad (11.11)$$

որտեղ  $(90^\circ - \alpha)$ -ն կոնտուրի  $\vec{n}$  նորմալի և ինդուկցիայի  $\vec{B}$  վեկտորի կազմած անկյունն է, իսկ  $S$ -ը՝ կոնտուրով սահմանափակված մակերևույթի մակերեսը:  $\Delta t$  ժամանակ անց հաղորդչալարը կտեղափոխվի  $v\Delta t$ -ով, հետևաբար՝ կոնտուրի մակերեսը կփոքրանա  $lv\Delta t$ -ով: Այդ դեպքում՝

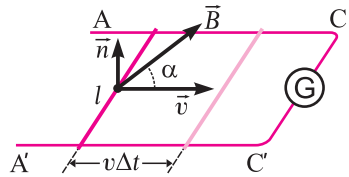
$$\Phi_2 = B(S - lv\Delta t)\sin\alpha, \quad (11.12)$$

ուստի  $\Delta t$  ժամանակամիջոցում հոսքի փոփոխությունը՝

$$\Delta\Phi = \Phi_2 - \Phi_1 = -vBl\sin\alpha: \quad (11.13)$$

Տեղադրելով այն մակաձման էլՇՈւ-ի  $\mathcal{E} = -\Delta\Phi/\Delta t$  բանաձևի մեջ՝ կստանանք՝

$$\mathcal{E} = vBl\sin\alpha: \quad (11.14)$$



**Նկ.238.** Հաղորդչի շարժվելիս փակ կոնտուրի մակերեսը նվազում է:

Նշենք, որ դիտարկվող դեպքում էլՇՈւ մակածվում է միայն շարժվող հաղորդչում, քանի որ կոնտուրի մնացած մասերն անշարժ են և, հետևաբար, նրանց մեջ լիքքավորված մասնիկների վրա ազդող Լորենցի ուժը գրո է:

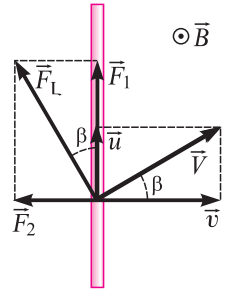
Այսպիսով՝ բերված դատողությունները y ույց են տալիս, որ  $\mathcal{E} = - \Delta\Phi/\Delta t$  առնչությունն էլեկտրամագնիսական մակածման էլՇՈւ-ի առավել ընդհանուր բանաձևն է և հնարավորություն է տալիս այն հաշվարկել ու բոլոր դեպքերում՝ անկախ նրա առաջացման մեխանիզմից: Չնայած մագնիսական դաշտի փոփոխության դեպքում էլՇՈւ-ի մակածումը պայմանավորված է մրրկային էլեկտրական դաշտով, իսկ հաստատուն մագնիսական դաշտում շարժվող հաղորդչում՝ Լորենցի ուժով, սակայն երկու դեպքում էլ այն որոշվում է  $\mathcal{E} = - \Delta\Phi/\Delta t$  (ավելի ճիշտ՝  $\mathcal{E} = - \Phi'(\hat{t})$ ) բանաձևով:



**Հարցեր և առաջադրանքներ**

1. Նկարագրեք համասեռ մագնիսական դաշտում շարժվող հաղորդչում էլՇՈւ-ի առաջացման մեխանիզմը:
2. Գրեք համասեռ մագնիսական դաշտում շարժվող հաղորդչում մակածված էլՇՈւ-ի բանաձևը:
3. Ո՞ր դեպքում համասեռ մագնիսական դաշտում շարժվող հաղորդչում էլՇՈւ չի մակածվում:

Մագնիսական դաշտում շարժվող հաղորդչում մակածված էլՇՈւ-ն պայմանավորված է լիքքերի վրա ազդող Լորենցի ուժով: Բայց չէ՞ որ Լորենցի ուժը միշտ ուղղահայաց է մասնիկի շարժման արագությանը, հետևաբար՝ նրա կատարած ընդհանուր աշխատանքը միշտ գրո է: Այդ դեպքում ո՞ր ուժի կատարած աշխատանքի շնորհիվ է առաջանում էլՇՈւ-ն: Հարցին պատասխանելու համար առավել մանրամասը դիտարկենք նկարում պատկերված դեպքը: Մագնիսական դաշտում  $\vec{v}$  արագությամբ շարժվելիս Լորենցի ուժի ազդեցությամբ լիքքավորված մասնիկները հաղորդչի երկայնքով ձեռք են բերում  $\vec{u}$  արագություն, հետևաբար՝ մասնիկների արդյունաբար արագությունը՝  $\vec{V} = \vec{v} + \vec{u}$ : Այդ դեպքում Լորենցի ուժը՝  $F_L = qVB$ , և ուղղահայաց է  $\vec{V}$  արագությանը: Այդ ուժը վերածենք հաղորդչի երկայնքով ուղղված  $F_1 = F_L \cos\beta$  և նրան ուղղահայաց  $F_2 = F_L \sin\beta$  բաղադրիչների: Հենց Լորենցի ուժի՝ հաղորդչի երկայնքով ուղղված  $F_1$  բաղադրիչի (այլ ոչ թե Լորենցի լրիվ ուժի) կատարած աշխատանքի շնորհիվ են լիքքերը տարանջատվում հաղորդչում, և նրա ծայրերին առաջանում է պոտենցիալների տարբերություն:



Գլիքը հաղորդչի մի ծայրից մյուսը տեղափոխելիս այդ բաղադրիչի կատարած աշխատանքը՝  $A_{լիքք} = F_1 l = qVB \cos\beta \cdot l = qvBl$ , հետևաբար՝  $\mathcal{E} = A_{լիքք}/q = vBl$ : Լորենցի ուժի մյուս՝  $F_2$  բաղադրիչը խոչընդոտում է հաղորդչի շարժումը, և այն հաղթահարելու համար արտաքին ուժերը պետք է կատարեն որոշակի աշխատանք:

**§ 113. ԻՆՔՆԱՍԱԿԱՆՈՒՄ: ԻՆՂՈՒԿՏԻԿՈՒԹՅՈՒՆ**

Յուրաքանչյուր հաղորդիչ կոնտուր, որի միջով հոսանք է անցնում, հայտնվում է այդ հոսանքի ստեղծած մագնիսական դաշտում: Երբ կոնտուրում հոսանքի ուժը փոփոխվում է, փոփոխվում է նաև այդ դաշտը: Մագնիսական դաշտի փոփոխությունը հանգեցնում է կոնտուրով մագնիսական հոսքի փոփոխության, որը կոնտուրում առաջացնում է մակածման էլՇՈւ:

Այն երևույթը, երբ կոնտուրով անցնող փոփոխական հոսանքն այդ նույն կոնտուրում ստեղծում է մակածման էլՇՈւ, կոչվում է ինքնամակածում, իսկ առաջացած էլՇՈւ-ն՝ ինքնամակածման էլՇՈւ:

Ինքնամակածման երևույթը փորձնական ճանապարհով հայտնագործել է ամերիկացի գիտնական Ջոզեֆ Հենրին: Ինքնամակածումը էլեկտրամագնիսական մակածման երևույթի մասնավոր դեպքն է: Ինքնամակածման էլՇՈւ-ի առաջացման պատճառը նույնպես մագնիսական դաշտի փոփոխությունն է: Միայն այս դեպքում այն առաջանում է ոչ թե արտաքին, այլ սեփական մագնիսական դաշտի փոփոխության պատճառով:

Ինքնամակածման երևույթը կարելի է ցույադրել հետևյալ փորձերով: 239-րդ նկարում պատկերված շղթայում հոսանքի աղբյուրին զուգահեռաբար միացված են A և B միատեսակ շիկացման լամպերը: A լամպին հաջորդաբար միացված է L կոճը, իսկ B լամպին՝ ռեոստատը, որի դիմադրությունը նախապես հավասարեցվում է կոճի դիմադրությանը: Եթե K բանալին փակենք, ապա B լամպը կլուսարձակի գրեթե ակնթարթորեն, իսկ A լամպի թելիկը կսկսի շիկանալ աստիճանաբար, և միայն որոշակի  $\tau$  ժամանակ անց նրա պայծառությունը կհասնի առավելագույն արժեքին (նկ. 240):

Դիտվող երևույթը բացատրվում է հետևյալ կերպ: Բանալին փակելիս հոսանքի ուժը յուրաքանչյուր լամպում գրո արժեքից պետք է աճի և ընդունի իր առավելագույն արժեքը: B լամպում դատելի է ունենում շատ արագ՝ գրեթե ակնթարթորեն: Իսկ A լամպի ճյուղում միացված կոճում առաջացած ինքնամակածման էլՇՈւ-ն, L-նյի կանոնի համաձայն, խոչընդոտում է A լամպում հոսանքի ուժի աճը: Ինքնամակածման էլՇՈւ-ն յուրահատուկ արգելակ է հոսանքի ուժի աճման համար, որը գործում է այնքան ժամանակ, քանի դեռ հոսանքի ուժը չի հասել իր առավելագույն արժեքին:

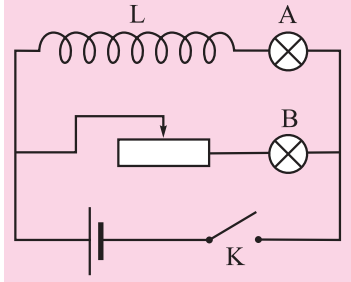
Ինքնամակածման երևույթը դիտվում է նաև շղթան անջատելիս: 241,ա նկարում պատկերված շղթայում, երբ K բանալին փակ է, ընդհանուր հոսանքի մի մասը ( $I_1$ ) անցնում է կոճի միջով, իսկ մյուս մասը ( $I_2$ )՝ լամպով: Բանալին բացելիս  $I_1$  հոսանքն սկսում է նվազել: Դրա հետևանքով կոճում առաջանում է



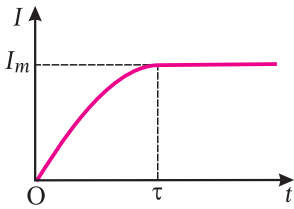
**Ջոզեֆ Հենրի**

1797-1878

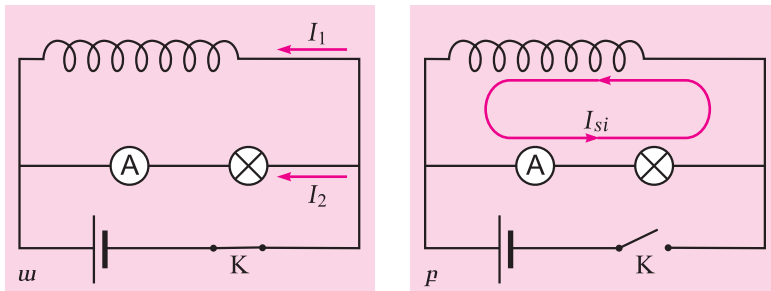
Ամերիկացի ֆիզիկոս, աշխարհագրագետը նվիրված են էլեկտրամագնիսականությանը: 1831թ. հայտնաբերել է էլեկտրամագնիսական մակածման երևույթը (Ֆարադեյն առաջինն է հրապարակել իր արդյունքները): Կառուցել է առաջին էլեկտրաշարժիչը, պարզել կոնդենսատորի լիցքաթափման փափառողական բնույթը:



**Նկ. 239.** Շղթան փակելիս B լամպն սկսում է լուսարձակել գրեթե ակնթարթորեն, իսկ A լամպը՝ որոշ ուշացումով:



**Նկ. 240.** A լամպում հոսանքի ուժի կախումը ժամանակից



**Նկ. 241.** Շղթան հոսանքի աղբյուրից անջատելիս նրա մեջ առաջանում է ինքնամակաձման հոսանք:

ինքնամակաձման հոսանք՝  $I_{si}$  (ցույցիչն անգլերեն «ինքնամակաձում» բառի հավանումն է), որը, ունենալով սկզբնական  $I_1$  հոսանքի ուղղությունը, ձգտում է պահպանել այն: Քանի որ հոսանքի աղբյուրն անջատված է շղթայից, ապա ինքնամակաձման հոսանքն ամբողջությամբ անցնում է լամպի միջով և հակառակ է ուղղված սկզբնական  $I_2$  հոսանքին (241, բ նկարում նրա ուղղությունը պատկերված է կորի վրա դրված սլաքով): Այդ հոսանքը որոշ դեպքերում կարող է էապես գերազանցել սկզբնական  $I_2$  հոսանքը, որի շնորհիվ լամպը լուսարձակում է կարճատև ու պայծառ:

Այժմ պարզենք, թե ինչից է կախված ինքնամակաձման էլՇՈւ-ն: Մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի  $B$  մոդուլը կամայական կետում ուղիղ համեմատական է այդ դաշտն առաջացնող / հոսանքի ուժին՝  $B \sim I$ : Քանի որ մագնիսական հոսքն ուղիղ համեմատական է  $B$ -ին, ապա կարող ենք պնդել, որ  $\Phi \sim B \sim I$ : Այսպիսով՝ եթե հաղորդիչ կոնտուրով անցնող հոսանքի ուժը  $I$  է, ապա նրա ստեղծած մագնիսական հոսքն այդ կոնտուրով ուղիղ համեմատական է անցնող հոսանքի ուժին՝

$$\Phi = LI: \tag{11.15}$$

Համեմատականության  $L$  գործակիցը կոչվում է կոնտուրի (հաղորդիչի) ինդուկտիվություն: Տվյալ կոնտուրի համար այն հաստատուն մեծություն է, հետևաբար՝ նրա միջով մագնիսական հոսքը կարող է փոփոխվել միայն հոսանքի ուժը փոփոխելիս, ուստի՝  $\Delta\Phi = L\Delta I$ : Տեղադրելով այս արտահայտությունն էլեկտրամագնիսական մակաձման օրենքի (11.6) բանաձևի մեջ՝  $\mathcal{E}$  ինքնամակաձման էլՇՈւ-ի համար կստանանք՝

$$\mathcal{E}_{si} = - L \frac{\Delta I}{\Delta t}: \tag{11.16}$$

$\Delta I / \Delta t$  մեծությունը շղթայում հոսանքի ուժի փոփոխման արագությունն է, հետևաբար՝ ինքնամակաձման էլՇՈւ-ն ուղիղ համեմատական է հոսանքի ուժի փոփոխման արագությանը:

(11.16) բանաձևից հետևում է, որ **ինդուկտիվությունը թվապես հավասար է ինքնամակաձման էլՇՈւ-ին, որը ծագում է կոնտուրում, երբ հոսանքի ուժը նրա մեջ 1 վայրկյանում հավասարաչափ նվազում է 1 Ա-ով:**

Փորձը ցույց է տալիս, որ ինդուկտիվությունը կախված է հաղորդիչի ձևից, չափերից և նրան շրջապատող միջավայրից: Ուղիղ հաղորդալարի ինդուկտիվությունը շատ փոքր է: Եթե նույն հաղորդալարից պատրաստենք փաթույթ (կոճ), ապա

նրա ինդուկտիվությունն էապես կմեծանա: Ինդուկտիվությունն էլ ավելի կմեծանա, եթե փաթույթի ներսում տեղադրենք պողպատե միջուկ:

(11.16) բանաձևը հնարավորություն է տալիս սահմանելու ինդուկտիվության միավորը: Քանի որ միավորների ՄՀ-ում էլՇՈւ-ն արտահայտվում է վոլտով, ժամանակը՝ վայրկյանով, իսկ հոսանքի ուժը՝ ամպերով, ապա ինդուկտիվության միավորը՝

$$6L_{\text{@}} = \frac{6\mathcal{E}_{st} \$6\Delta t_{\text{@}}}{6\Delta I_{\text{@}}} = 1 \frac{\text{Վ} \cdot \text{\$}}{\text{Ա}}: \quad (11.17)$$

Այս միավորը, ի պատիվ Ջ. Հենրիի, կոչվում է հենրի (1 Հն): **1 ՀՆ-ն այն կոնտուրի ինդուկտիվությունն է, որտեղ ծագում է 1 Վ ինքնամակածման էլՇՈւ, երբ նրա մեջ հոսանքի ուժը 1 վայրկյանում հավասարաչափ նվազում է 1 Ա-ով:**



### Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Ո՞ր երևույթն են անվանում ինքնամակածում:
2. Բերե՛ք ինքնամակածման երևույթը լուսաբանող փորձերի օրինակներ:
3. Գրե՛ք կոճով անցնող հոսանքի և այդ հոսանքի սրեղծած մագնիսական հոսքի կապի բանաձևը:
4. Ո՞ր մեծությունն են անվանում ինդուկտիվություն:
5. Ի՞նչ միավորով է արտահայտվում ինդուկտիվությունը միավորների ՄՀ-ում:
6. Ինչի՞ց է կախված հաղորդչի ինդուկտիվությունը:
7. Ինչպե՞ս կարելի է մեծացնել հաղորդչի ինդուկտիվությունը:
8. Գրե՛ք ինքնամակածման էլՇՈւ-ի բանաձևը:

## § 118. ՀՈՍԱՆՔԻ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՃՏԻ ԷՆԵՐԳԻԱՆ ԵՎ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ԽՏՈՒԹՅՈՒՆԸ

Շղթան փակելիս, որպեսզի հոսանքի ուժը հասնի իր առավելագույն արժեքին անհրաժեշտ է որոշակի աշխատանք կատարել: Իրոք, քանի դեռ հոսանքի ուժն աճում է, շղթայում մակածվում է էլՇՈւ, որը, համաձայն Լենցի կանոնի, խոչընդոտում է հոսանքի աճը: Հենց այդ աշխատանքի շնորհիվ է, որ հաղորդչում ծագում է էլեկտրական հոսանք, որն էլ իր շուրջն ստեղծում է մագնիսական դաշտ: Համաձայն էներգիայի պահպանման օրենքի՝ հոսանքի ստեղծած մագնիսական դաշտի էներգիան հավասար է այն ստեղծելու համար հոսանքի աղբյուրի կատարած աշխատանքին:

Շղթան բացելիս մագնիսական դաշտի էներգիան անջատվում է՝ փոխակերպվելով էներգիայի այլ տեսակի: Օրինակ՝ նախորդ պարագրաֆում նկարագրված փորձում (նկ. 241) շղթան անջատելույ հետո լամպը որոշ ժամանակ շարունակում է լուսարձակել, թեև այն հոսանքի աղբյուրից այլևս էներգիա չի ստանում: Այս դեպքում կոճի մագնիսական դաշտի էներգիան փոխակերպվում է լամպի թելիկի ջերմային էներգիայի:

Լենցի կանոնը ցույց է տալիս, որ ինքնամակածման երևույթը համանման է մեխանիկայում ինեռյիայի երևույթին: Օգտվելով այս հանգամանքից՝ ստանանք հոսանքի մագնիսական դաշտի էներգիայի բանաձևը:

Իներտության շնորհիվ մարմինը միանգամից չի կարող ձեռք բերել որոշակի արագություն: Որքան էլ մեծ լինի մարմնի վրա ազդող ուժը, նրա արագությունը փոփոխելու համար ժամանակ է պահանջվում: Դիշտ այդպես էլ շղթան փակելիս



ինքնամակաժաման երևույթի շնորհիվ հոսանքի ուժը չի կարող միանգամից ընդունել իր առավելագույն արժեքը, իսկ անջատելիս՝ անմիջապես հավասարվել գրոյի:

Նշված համանմանությունն ի հայտ է գալիս նույն այդ երևույթները նկարագրող մաթեմատիկական հավասարումներում: Իրոք, ուժի ազդեցությամբ մարմնի արագության փոփոխությունը նկարագրող հավասարումը (Նյուտոնի երկրորդ օրենք) համեմատելով հոսանքի փոփոխման հետևանքով կոնտուրում ծագած ինքնամակաժաման էլՇՈւ-ի բանաձևի հետ՝

$$F = m \left| \frac{\Delta v}{\Delta t} \right|, \quad \mathcal{E}_{si} = L \left| \frac{\Delta I}{\Delta t} \right|, \quad (11.18)$$

նկատում ենք, որ մաթեմատիկայի տեսանկյունից այդ երկու հավասարումները համարժեք են: Պարզապես ինքնամակաժաման դեպքում  $m$  զանգվածի դերը կատարում է կոնտուրի  $L$  ինդուկտիվությունը, իսկ  $v$  արագության դերը՝ / հոսանքի ուժը՝

$$m) L, \quad v) I: \quad (11.19)$$

Այս համանմանությունը հնարավորություն է տալիս գրելու մագնիսական դաշտի  $W_{\text{մագ}}$  էներգիայի բանաձևը: Այն պետք է նման լինի մարմնի կինետիկ էներգիայի  $E_{\text{կին}} = mv^2/2$  բանաձևին: Վերջինիս մեջ  $m$ -ը փոխարինելով  $L$ -ով, իսկ  $v$ -ն՝  $I$ -ով՝ կստանանք՝

$$W_{\text{մագ}} = \frac{LI^2}{2}: \quad (11.20)$$

(11.20) բանաձևը հիշեցնում է լիցքավորված կոնդենսատորի էլեկտրական դաշտի էներգիայի  $W_{\text{էլ}} = CU^2/2$  բանաձևը: Հոսանքի ուժի տրված արժեքի դեպքում որքան մեծ է կոնդի ինդուկտիվությունը, այնքան մեծ է կոնդի մագնիսական դաշտի էներգիան: Նմանապես, լարման որոշակի արժեքի դեպքում որքան մեծ է կոնդենսատորի էլեկտրաունակությունը, այնքան մեծ է նրա էլեկտրական դաշտի էներգիան: Կոնդենսատորը և կոնդը, համապատասխանաբար, էլեկտրական և մագնիսական էներգիաների կուտակիչներ են, իսկ էլեկտրաունակությունը և ինդուկտիվությունը՝ կոնդենսատորի և կոնդի՝ էներգիա կուտակելու հատկության բանակական բնութագրիչները: Թե՛ մեկը և թե՛ մյուսը կախված են հաղորդչի չափերից, միջավայրի հատկություններից, սակայն ոչ հաղորդչի նյութի տեսակից:

Խորագրված

**Մագնիսական դաշտի էներգիայի հաշվարկը:** Հոսանքի մագնիսական դաշտի էներգիայի (11.20) բանաձևը կարելի է ստանալ՝ օգտվելով էներգիայի պահպանման օրենքից: 241-րդ նկարում պատկերված շղթան հոսանքի աղբյուրից անջատելուց հետո լամպը շարունակում է լուսարձակել այնքան ժամանակ, քանի դեռ նրա մեջ հոսանքի ուժը  $I_0$ -ից չի նվազել մինչև զրո արժեքը: Այդ ընթացքում լիցքերին շարժում է հաղորդում նվազող մագնիսական դաշտի ստեղծած մրրկային էլեկտրական դաշտը, որը բնութագրվում է մակաժաման էլՇՈւ-ով: Մրրկային էլեկտրական դաշտի կատարած աշխատանքի շնորհիվ կոնդի մագնիսական դաշտի էներգիան փոխակերպվում է լամպի ջերմային և լուսային էներգիայի, հետևաբար՝ կոնդի մագնիսական դաշտի էներգիան հավասար է մրրկային էլեկտրական դաշտի կատարած աշխատանքին:  $\Delta t$  ժամանակամիջոցում շղթայում  $\Delta q = I \Delta t$  լիցք տեղափոխելիս մրրկային էլեկտրական դաշտի կատարած աշխատանքը՝  $\Delta A = \mathcal{E}_{si} \Delta q = \mathcal{E}_{si} I \Delta t$ : Հաշվի առնելով, որ  $\mathcal{E}_{si} = -L \Delta I / \Delta t$ , կստանանք՝



$\Delta A = -L/\Delta I$  և քանի որ  $\Phi = LI$ , ապա  $\Delta A = -\Phi\Delta I/I$ : Վերջինս դրական մեծություն է, քանի որ հոսանքը նվազում է՝  $\Delta I < 0$ : Մագնիսական հոսքի՝ հոսանքի ուժից կախումն արտահայտող գրաֆիկից (նկ. 242) հետևում է, որ բավականաչափ փոքր  $\Delta I$ -երի համար  $\Phi\Delta I$ -ն թվապես հավասար է գունավորված պատկերի մակերեսին, ուստի ամբողջ աշխատանքը, հետևաբար՝ և մագնիսական դաշտի էներգիան, հավասար կլինի գրաֆիկով սահմանափակված եռանկյան  $\Phi_0 I_0/2$  մակերեսին: Այսպիսով՝  $L$  ինդուկտիվությամբ կոճում / հոսանքի ստեղծած մագնիսական դաշտի էներգիան՝

$$W = \frac{\Phi I}{2} = \frac{LI^2}{2} = \frac{\Phi^2}{2L} \quad (11.21)$$

**Մագնիսական դաշտի էներգիայի խտությունը:** (11.21) բանաձևով որոշվում է հոսանքի մագնիսական դաշտի լրիվ էներգիան, որը, կախված հաղորդչի ձևից, որոշակի օրինաչափությամբ բաշխվում է տարածության մեջ: Քանի որ հաղորդչից հեռանալիս մագնիսական դաշտի ինդուկցիան փոքրանում է, ապա բնական է, որ էներգիայի բաշխումը տարածության մեջ համասեռ չէ: Ինչպես էլեկտրական, այնպես էլ մագնիսական դաշտի համար կարևոր բնութագրիչ է էներգիայի խտությունը, որը հավասար է միավոր ծավալում մագնիսական դաշտի էներգիային: Հաշվարկները ցույց են տալիս, որ այն որոշվում է հետևյալ բանաձևով.

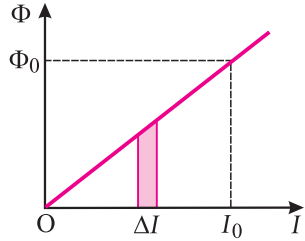
$$w_{\text{մագ}} = \frac{B^2}{2\mu\mu_0} \quad (11.22)$$

Ի տարբերություն (11.20) բանաձևի, որտեղ մագնիսական դաշտի էներգիան արտահայտված է այն ստեղծող աղբյուրի պարամետրերով՝  $L$  ինդուկտիվությամբ և նրա միջով անցնող / հոսանքի ուժով, էներգիայի խտությունն արտահայտվում է մագնիսական դաշտը բնութագրող  $\vec{B}$  ինդուկցիայով:

Եթե տարածության մեջ միաժամանակ առկա են և՛ էլեկտրական, և՛ մագնիսական դաշտեր, ապա էներգիայի խտությունը՝

$$w = \frac{\epsilon\epsilon_0 E^2}{2} + \frac{B^2}{2\mu\mu_0} \quad (11.23)$$

Այս արտահայտությունը ճիշտ է ինչպես հաստատում, այնպես էլ ժամանակի ընթացքում փոփոխվող էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի համար:



**Նկ. 242.** Մագնիսական դաշտի էներգիան գրաֆիկով սահմանափակված եռանկյան մակերեսն է:



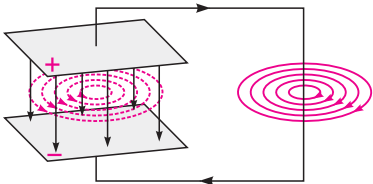
### Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Կոճ պարունակող շղթան աղբյուրից անջատելուց հետո նրա մեջ էլեկտրական լամպը ի՞նչ էներգիայի հաշվին է շարունակում որոշ ժամանակ լուսարձակել:
2. Ինքնամակածման երևույթը մեխանիկական ո՞ր երևույթին է համանման:
3. Գրեք հոսանքակիր կոճի մագնիսական դաշտի էներգիայի բանաձևը:
4. Ինչպե՞ս է փոխվում հոսանքակիր կոճի մագնիսական դաշտի էներգիան նրա մեջ պողպատե միջուկ մտցնելիս:
5. Ի՞նչ բանաձևով է որոշվում մագնիսական դաշտի էներգիայի խտությունը:

## § 115. ԷԼԵԿՏՐԱՍԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՅՏ

Նախորդ պարագրաֆներում շարադրված նյութը հնարավորություն է տալիս ընդհանրացնելու և ամբողջացնելու էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի մասին ունեցած մեր պատկերացումները: «Էլեկտրաստատիկա» բաժնում պարզեցինք, որ անշարժ լիցքերը տարածության մեջ ստեղծում են էլեկտրաստատիկ դաշտ: Մագնիսական երևույթներն ուսումնասիրելիս պարզվեց, որ հաստատուն հոսանքները կամ հավասարաչափ շարժվող լիցքերն ստեղծում են ժամանակի ընթացքում անփոփոխ մագնիսական դաշտ: Եվ վերջապես, էլեկտրամագնիսական մակաձևան երևույթը քննարկելիս, պարզվեց նաև, որ ժամանակի ընթացքում փոփոխվող մագնիսական դաշտը ծնում է մրրկային էլեկտրական դաշտ: Դրանով իսկ բացահայտվեց էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի կապը:

Վերլուծելով էլեկտրամագնիսական երևույթների կապը՝ Մաքսվելն առաջ է բաշել մի վարկած, ըստ որի՝ **ժամանակի ընթացքում փոփոխվող էլեկտրական դաշտն ստեղծում է մագնիսական դաշտ:** Այս վարկածի հիմքում ընկած է



**Նկ. 243.** Կոնդենսատորի շրջադիրների միջև փոփոխական էլեկտրական դաշտն առաջացնում է մագնիսական դաշտ:

էլեկտրական և մագնիսական երևույթների համաչափության գաղափարը. եթե փոփոխական մագնիսական դաշտն ստեղծում է էլեկտրական դաշտ, ապա ինչու՞ փոփոխական էլեկտրական դաշտը չի կարող ստեղծել մագնիսական դաշտ: Այս վարկածի ճշմարտացիությունը հետագայում ապացույցվել է բազմաթիվ փորձերով: Այսպես, օրինակ, 243-րդ նկարում պատկերված լիցքավորված կոնդենսատորը լիցքաթափվելիս մագնիսական դաշտ առաջանում է ոչ միայն հաղոր-

դալարերով անցնող հոսանքի շնորհիվ, այլև կոնդենսատորի շրջադիրների միջև գոյություն ունեցող փոփոխական էլեկտրական դաշտով: Հետևաբար՝ մագնիսական դաշտի աղբյուր կարող են լինել ոչ միայն շարժվող լիցքերը, այլև ժամանակի ընթացքում փոփոխվող էլեկտրական դաշտը:

Օգտվելով վերը նշված գաղափարներից և ընդհանրացնելով իր ժամանակի հայտնի փորձարարական և տեսական փաստերը՝ 19-րդ դարի 60-ական թվականներին Մաքսվելն ստեղծել է էլեկտրամագնիսական դաշտի ամբողջական և կատարյալ մի տեսություն, որն ամբողջ խորությամբ բացահայտել է էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի միջև առկա համաչափությունն ու միասնական բնույթը:

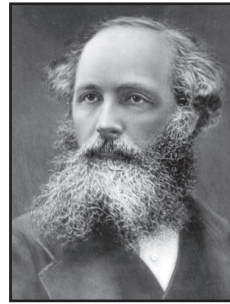
Համաձայն Մաքսվելի տեսության՝ **բնության մեջ գոյություն ունի էլեկտրամագնիսական դաշտ, իսկ էլեկտրական և մագնիսական դաշտերը դրա դրսևորման տարբեր ձևերն են:**

Տարածության յուրաքանչյուր կետում և ժամանակի յուրաքանչյուր պահին էլեկտրամագնիսական դաշտը բնութագրվում է  $\vec{E}$  և  $\vec{B}$  վեկտորներով: Երբ մագնիսական դաշտի ինդուկցիան գրո է ( $\vec{B} = 0$ ), իսկ էլեկտրական դաշտի լարվածությունը գրո չէ ( $\vec{E} \neq 0$ ) և ժամանակի ընթացքում այն չի փոխվում, ապա էլեկտրամագնիսական դաշտը դրսևորվում է էլեկտրաստատիկ դաշտի ձևով: Այդպիսի դաշտ ստեղծում են անշարժ լիցքերը:

Երբ էլեկտրական դաշտի լարվածությունը գրո է ( $\vec{E} = 0$ ), իսկ մագնիսական դաշտի ինդուկցիան գրո չէ ( $\vec{B} \neq 0$ ) և ժամանակի ընթացքում չի փոփոխվում, էլեկտրամագնիսական դաշտը դրսևորվում է մագնիսական դաշտի ձևով: Այդպիսի դաշտ ստեղծում են հաստատուն հոսանքները և բնական մագնիսները:

Եթե տարածության որևէ տիրույթում էլեկտրական դաշտի լարվածության ու մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի վեկտորները միաժամանակ գրո չեն և ժամանակի ընթացքում չեն փոփոխվում, ապա էլեկտրական և մագնիսական դաշտերը գոյություն ունեն միաժամանակ, սակայն միմյանցից անկախ են՝ մեկի գոյությունը պայմանավորված չէ մյուսով: Այդ դեպքում էլեկտրական դաշտը ստեղծում են միայն լիցքերը, իսկ մագնիսական դաշտը՝ հոսանքները:

Իսկ այն դեպքում, երբ  $\vec{E}$  և  $\vec{B}$  վեկտորները ժամանակից կախված փոփոխվում են, էլեկտրական և մագնիսական դաշտերն իրարից անկախ գոյություն ունենալ չեն կարող: Այդ դաշտերը փոխադարձաբար պայմանավորված են մեկը մյուսով և կազմում են մեկ միասնական էլեկտրամագնիսական դաշտ:



### Ջեյն Քլարկ Մաքսվել

1831-1879

*Անգլիացի ֆիզիկոս, դասական էլեկտրադինամիկայի սրբեղծող: Ցույց է տվել, որ լույսն ունի էլեկտրամագնիսական բնույթ և որ էլեկտրամագնիսական ալիքի տարածման արագությունը վակուումում հավասար է լույսի արագությանը: Մաքսվելը նաև վիճակագրական ֆիզիկայի հիմնադիրներից է: Հայտնաբերել է իդեալական գազի մոլեկուլների ըստ արագությունների բաշխման օրենքը:*

Խորացված

### Էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի հարաբերականությունը:

Էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի փոխադարձ կապն առավել ցայտուն դրսևորվում է դրանք հաշվարկման տարբեր համակարգերում դիտարկելիս:

Անշուշտ, անշարժ լիցքերն ստեղծում են միայն էլեկտրական դաշտ: Սակայն լիցքն անշարժ է միայն որոշակի հաշվարկման համակարգում: Հաշվարկման մեկ այլ համակարգում այն շարժվում է, հետևաբար՝ ստեղծում է և՛ էլեկտրական, և՛ մագնիսական դաշտ: Նմանապես, հաստատուն մագնիսին կապված հաշվարկման համակարգում կարելի է հայտնաբերել միայն մագնիսական դաշտ, իսկ էլեկտրական դաշտը բացակայում է, քանի որ մագնիսն էլեկտաչեզոք է: Սակայն մագնիսի նկատմամբ որոշակի արագությամբ շարժվող հաշվարկման համակարգում կարելի է հայտնաբերել նաև էլեկտրական դաշտ: Իրոք, մագնիսի նկատմամբ շարժվող համակարգում, որը մոտենում կամ հեռանում է մագնիսին, մագնիսական դաշտը ժամանակի ընթացքում փոփոխվում է, հետևաբար՝ առաջացնում է մրրկային էլեկտրական դաշտ:

Դիտարկենք ևս մեկ օրինակ: Երբ հաշվարկման որևէ համակարգում միևնույն արագությամբ իրար զուգահեռ շարժվում են երկու լիցքավորված մասնիկներ, ապա այդ համակարգում առկա է և՛ էլեկտրական, և՛ մագնիսական դաշտ, միջոց մասնիկների հետ կապված հաշվարկման համակարգում առկա է միայն էլեկտրական դաշտ, քանի որ այդ համակարգում լիցքերն անշարժ են: Նշենք նաև, որ երբ դիտարկվող մասնիկները նույն արագությամբ շարժվում են իրար ընդառաջ, ապա հնարավոր չէ ընտրել հաշվարկման այնպիսի համակարգ, որտեղ դաշտերից մեկը բացակայի:

Դիտարկված օրինակները ցույց են տալիս, որ ինչպես դադարը և շարժումն են հարաբերական, այնպես էլ էլեկտրական և մագնիսական դաշտերը: Ասել, թե տարածության որևէ կետում գոյություն ունի միայն էլեկտրական կամ միայն մագնիսական դաշտ, անիմաստ է, քանի չենք նշել, թե հաշվարկման որ համակարգի նկատմամբ են դիտարկվում այդ դաշտերը: Հաշվարկման որևէ համակարգում անշարժ մագնիսով էլեկտրական դաշտ չստեղծելը դեռևս չի նշանակում, որ էլեկտրական դաշտն ընդհանրապես բացակայում է: Ինչպես տեսանք, այն կարելի է հայտնաբերել մագնիսի նկատմամբ շարժվող կամայական համակարգում:

Միաժամանակ պետք է նշել, որ եթե հաշվարկման որևէ համակարգում էլեկտրական և մագնիսական դաշտերը բացակայում են, ապա դրանք բացակայում են նաև կամայական այլ հաշվարկման համակարգում: Այս փաստը ևս մեկ անգամ ապացույցում է էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի իրական լինելը, որ հաշվարկման համակարգի ընտրությամբ չի կարելի ոչնչից ստանալ էլեկտրական և մագնիսական դաշտեր:

Եթե էլեկտրական և մագնիսական դաշտերը հարաբերական են և հաշվարկման մի համակարգից մյուսին անցնելիս փոխվում են, ապա նույնը չի կարելի ասել էլեկտրական լիցքերի մասին: Էլեկտրական լիցքը կախված չէ մասնիկի շարժման արագությունից և հաշվակման բոլոր համակարգերում այն մնում է հաստատուն: Որպես ապացույց դիտարկենք էլեկտրաչեզոք որևէ մարմնի տաքացման պրոցեսը: Քանի որ էլեկտրոնի զանգվածը զգալիորեն փոքր է ատոմի միջուկի զանգվածից, ապա մարմինը տաքացնելիս էլեկտրոնների արագությունը շատ ավելի է աճում, քան միջուկներինը: Եթե մասնիկի լիցքը կախված լիներ արագությունից, ապա տաքացնելիս կխախտվեր մարմնում առկա բացասական և դրական լիցքերի հավասարության պայմանը և այն կդառնար լիցքավորված, որն իրականում չի դիտվում:

**Մաքսվելի հավասարումները:** Ինչպես Նյուտոնը, ընդհանրացնելով իր նախորդների գաղափարները, ձևակերպել է դասական մեխանիկայի հիմքում ընկած հայտնի երեք օրենքները, Մաքսվելը նույնպես, հենվելով իր ժամանակի տեսական և փորձարարական փաստերի վրա, համակարգել, խորացրել է դրանք և ստեղծել էլեկտրամագնիսական դաշտի տեսությունը: Մաքսվելը ցույց է տվել, որ էլեկտրամագնիսական երևույթները կարելի է ամբողջովին նկարագրել ընդամենը չորս վեկտորական հավասարումներով, որոնք ներկայումս կոչվում են **Մաքսվելի հավասարումներ:** Դրանք ներկայացնում են էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի բոլոր հիմնական օրենքները և էլեկտրամագնիսական դաշտի տեսության ընդհանրական հավասարումներն են:

Մաքսվելի հավասարումների ներկայացման համար պահանջվում է դիֆերենցիալ հաշվի իմացություն, ուստի, չանդրադառնալով մաթեմատիկական կողմին, դրանք դիտարկենք միայն ֆիզիկայի տեսանկյունից:

Մաքսվելի առաջին հավասարումն արտահայտում է Կուլոնի օրենքը կամ դրա վրա հիմնված Գաուսի թեորեմը: Այն հնարավորություն է տալիս հաշվարկելու անշարժ լիցքերի ստեղծած էլեկտրական դաշտի լարվածությունը լիցքերի կամայական բաշխման դեպքում:

Երկրորդ հավասարումը պնդում է, որ մագնիսական ինդուկցիայի գծերը փակ են, և բնության մեջ մագնիսական լիքեր գոյություն չունեն:

Համաձայն երրորդ հավասարման՝ ժամանակի ընթացքում փոփոխվող մագնիսական դաշտն ստեղծում է մրրկային էլեկտրական դաշտ: Այն արտահայտում է էլեկտրամագնիսական մակածման Ֆարադեյի օրենքը: Ի տարբերություն էլեկտրաստատիկ դաշտի, որը պոտենցիալային է, փոփոխական մագնիսական դաշտի ստեղծած էլեկտրական դաշտը մրրկային է, և փակ հետագծի վրա նրա աշխատանքը գրո չէ: Այդ պատճառով մրրկային էլեկտրական դաշտը նկարագրվում է առանձին հավասարումով:

Մաքսվելի չորրորդ հավասարումը պնդում է, որ մագնիսական դաշտ ստեղծում են ինչպես շարժվող լիքերը (էլեկտրական հոսանքը), այնպես էլ ժամանակի ընթացքում փոփոխվող էլեկտրական դաշտը:

Մաքսվելի տեսությունը ոչ միայն բացատրեց արդեն հայտնի բոլոր փաստերը, այլև կանխատեսեց նոր երևույթներ: Իր հավասարումների հիման վրա Մաքսվելը տեսականորեն կանխատեսեց էլեկտրամագնիսական ալիքների գոյությունը, որոնց հատկությունների տեսական ուսումնասիրությունը հանգեցրին լույսի էլեկտրամագնիսական տեսության ստեղծմանը:



### Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Ո՞ր դեպքում են էլեկտրական և մագնիսական դաշտերն իրարից անկախ: 2. Բացի էլեկտրական հոսանքից՝ Ի՞նչ այլ եղանակով կարելի է ստանալ մագնիսական դաշտ: 3. Բերե՞ք օրինակներ, որոնք արտահայտում են էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի հարաբերականությունը: 4. Ի՞նչ են արտահայտում Մաքսվելի հավասարումները:

Երկու շարժվող լիքերի փոխազդեցությունն ուսումնասիրելիս (տե՛ս X գլխի 4-րդ խնդրի լուծումը) պարզվեց, որ մագնիսական փոխազդեցության ուժը  $(v/c)^2$  անգամ փոքր է էլեկտրական փոխազդեցության ուժից՝  $F_{մագ} = F_{էլ}(v/c)^2$ : Այստեղից հետևում է, որ մագնիսական փոխազդեցությունը կարող է էլեկտրական փոխազդեցության կարգի լինել միայն այն ժամանակ, երբ շարժվող լիքերի արագությունը մոտ է լույսի արագությանը: Այդ դեպքում ինչպե՞ս է հոսանքակիր հաղորդչի շրջակայքում համեմատաբար հեշտ հայտնաբերվում մագնիսական դաշտը, այն դեպքում, երբ նրա մեջ լիքավորված մասնիկների ուղղորդված շարժման արագությունը շատ է փոքր է լույսի արագությունից: Պատճառն այն է, որ հաղորդչում մագնիսական դաշտն ստեղծվում է հսկայական թվով լիքակիրների ուղղորդված շարժմամբ: Միաժամանակ, հաղորդիչը, լինելով էլեկտրաչեզոք, էլեկտրական դաշտ չի ստեղծում, ուստի՝ մագնիսական փոխազդեցությունը դառնում է գերակշռելի:

Վերը բերված առնչությունից հետևում է նաև, որ մագնիսականությունը վակուումում լույսի արագության վերջավոր լինելու հետևանք է: Եթե այդ արագությունը լիներ անվերջ մեծ (փոխազդեցությունն իրականացվեր անվերջ մեծ արագությամբ), ապա մագնիսական փոխազդեցությունը բնության մեջ ընդհանրապես կբացակայեր:

### Խնդիրների լուծման օրինակներ

1. Կոճում հոսանքի ուժը  $\Delta I = 60$  մվ-ի ընթացքում հավասարաչափ փոխվեց  $\Delta I = -15$  Ա-ով, իսկ մեկ գալարով մագնիսական հոսքը՝  $\Delta \Phi = -0,03$  Վբ-ով: Այդ ընթացքում կոճում մակածված էլՇՈւ-ն՝  $\mathcal{E} = 30$  Վ: Որքա՞ն է կոճի գալարների թիվը և կոճի ինդուկտիվությունը:

**Լուծում:** Կոճում մակաձված էլԸՈւ-ն կարելի է որոշել՝ օգտվելով  $\mathcal{E} = -N\Delta\Phi/\Delta t$  բանաձևից, որտեղից  $N = \mathcal{E}\Delta t/\Delta\Phi = 60$ : Ինքնամակաձման էլԸՈւ-ի  $\mathcal{E} = -L\Delta I/\Delta t$  բանաձևից  $L = \mathcal{E}\Delta t/\Delta I = 0,12$  Հն:

Պատասխան՝ 60, 0,12 Հն

**2.**  $R=3$  Օմ դիմադրությամբ կոնտուրով շրջափակված մակերևույթով անցնող մագնիսական հոսքն ինչ-որ ժամանակամիջոցում հավասարաչափ նվազեց  $\Phi_1 = 5 \cdot 10^{-3}$  Վբ-ից մինչև  $\Phi_2 = 2 \cdot 10^{-3}$  Վբ: Ի՞նչ քանակությամբ լիցք անցավ այդ ժամանակամիջոցում կոնտուրի հաղորդչի լայնական հատույթով:

**Լուծում:** Քանի որ հոսքի փոփոխությունը՝  $\Delta\Phi = \Phi_2 - \Phi_1$ , ապա կոնտուրում մակաձված էլԸՈւ-ն՝  $\mathcal{E} = -\Delta\Phi/\Delta t = -(\Phi_2 - \Phi_1)/\Delta t$ : Հոսանքի ուժը կոնտուրում կորոշվի  $I = \mathcal{E}/R = (\Phi_1 - \Phi_2)/R\Delta t$  բանաձևով: Քանի որ  $I = \Delta q/\Delta t$ , ապա  $\Delta t$  ժամանակամիջոցում հաղորդչի լայնական հատույթով անցած լիցքը՝

$$\Delta q = I\Delta t = \frac{\Phi_1 - \Phi_2}{R} = 0,001 \text{ Կլ:}$$

Պատասխան՝ 0,001 Կլ

Խորագրված

**3.** Համասեռ մագնիսական դաշտում՝ ինդուկցիայի գծերին ուղահայաց հարթության մեջ, ի՞նչ անկյունային արագությամբ պետք է հավասարաչափ պտտել հաղորդիչ ձողն իր մի ծայրով անցնող առանցքի շուրջը, որպեսզի դրա ծայրերի միջև առաջանա  $\mathcal{E} = 0,3$  Վ լարում: Չողի երկարությունը  $l = 20$  սմ է, իսկ մագնիսական դաշտի ինդուկցիան՝  $B = 0,2$  Տ:

**Լուծում:**  $\Delta t$  ժամանակամիջոցում ձողի պտտման անկյունը՝  $\Delta\varphi = \omega\Delta t$ , իսկ գծած մակերեսը՝  $\Delta S = \pi l^2 \Delta\varphi / 2\pi = l^2 \omega \Delta t / 2$ : Հաշվի առնելով, որ  $\Delta\Phi = B\Delta S$ , ձողում մակաձված էլԸՈւ-ի մոդուլի համար կատանանք՝  $\mathcal{E} = \Delta\Phi/\Delta t = Bl^2\omega/2$ , որտեղից՝  $\omega = 2\mathcal{E}/Bl^2 = 75$  ռադ/վ:

Պատասխան՝ 75 ռադ/վ:

**4.**  $r$  շառավղով օղակաձև հաղորդալարը տեղադրված է համասեռ մագնիսական դաշտում այնպես, որ մագնիսական ինդուկցիայի վեկտորն ուղահայաց է հաղորդալարի հարթությանը, իսկ ինդուկցիայի մոդուլը ժամանակից կախված փոխվում է  $B = \alpha t$  օրենքով: Որոշել մրրկային էլեկտրական դաշտի լարվածությունը հաղորդալարում:



**Լուծում:** Մագնիսական դաշտի փոփոխության հետևանքով հաղորդալարում ծագող էլԸՈւ-ի մոդուլը՝  $\mathcal{E} = |\Delta\Phi/\Delta t| = S\Delta B/\Delta t = \alpha\pi r^2$ : Համաձայն սահմանման՝ էլԸՈւ-ն կողմնակի ուժերի կատարած աշխատանքն է միավոր դրական լիցքը փակ շրթայով տեղափոխելիս: Տվյալ դեպքում կողմնակի ուժը փոփոխական մագնիսական դաշտի շնորհիվ առաջացած մրրկային էլեկտրական դաշտի՝ հաղորդչի ազատ լիցքերի վրա ազդող ուժն է, հետևաբար՝  $\mathcal{E} = E \cdot 2\pi r$ , որտեղ  $E$ -ն մրրկային էլեկտրական դաշտի լարվածության մոդուլն է: Ստացված երկու հավասարումներից՝  $E = \alpha r/2$ :

Պատասխան՝  $\alpha r/2$ :

# ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐ ԵՎ ԱԼԻՔՆԵՐ

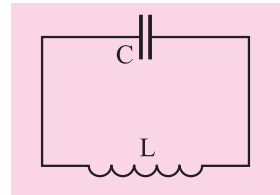
## § 116. ԱՋԱՏ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐԸ ՏԱՏԱՆՈՂԱԿԱՆ ԿՈՆՏՈՒՐՈՒՄ

10-րդ դասարանի ֆիզիկայի դասընթացում ծանոթացանք մեխանիկական տատանումներին՝ մեխանիկական մեծությունների (շեղում, արագություն և այլն)՝ ժամանակից կախված պարբերական փոփոխություններին:

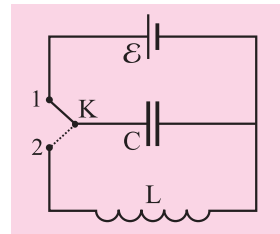
Որոշ էլեկտրական շղթաներում հնարավոր են լիցքի, լարման, հոսանքի ուժի և էլեկտրական ու մագնիսական այլ մեծությունների տատանումներ, որոնք կոչվում են **էլեկտրամագնիսական տատանումներ**: Այն շղթան, որտեղ կարող են ծագել ազատ, այսինքն՝ առանց արտաքին, պարբերաբար փոփոխվող էլՇՈւ-ի ազդեցության էլեկտրամագնիսական տատանումներ, կոչվում է **տատանողական կոնտուր**:

Տատանողական կոնտուրը, որպես կանոն, կազմված է  $C$  ունակությամբ կոնդենսատորից,  $L$  ինդուկտիվությամբ կոճից և  $R$  դիմադրությամբ հաղորդչից (դիմադրատարրից): Եթե կոնտուրը չի պարունակում դիմադրատարր, իսկ նրա հաղորդալարերի և կոճի գալարների դիմադրությունն այնքան փոքր է, որ կարելի է անտեսել, այն անվանում են **իդեալական տատանողական կոնտուր** (նկ.244): Նրա մեջ առաջացող ազատ տատանումները չեն մարում, քանի որ կոնտուրին հաղորդված էներգիան չի փոխարկվում հաղորդիչների մերքին էներգիայի և պահպանվում է (եթե անտեսենք նաև կոնտուրի էլեկտրամագնիսական ճառագայթման էներգիան):

Տատանողական կոնտուրին էներգիա հաղորդելու համար կարելի է, օրինակ, լիցքավորել կոնդենսատորը և այնուհետև այն միացնել կոճին (նկ.245): Եթե  $K$  փոխանջատիչը բերենք (1) դիրք՝ կոնդենսատորը միացնելով հոսանքի աղբյուրին, նրա ձախ շրջադիրք կլիցքավորվի դրական, իսկ աջը՝ բացասական լիցքով: Շրջադիրքների միջև կծագի էլեկտրական դաշտ, որի ուժագծերն ուղղված են ձախից աջ:  $K$  փոխանջատիչը փոխադրելով

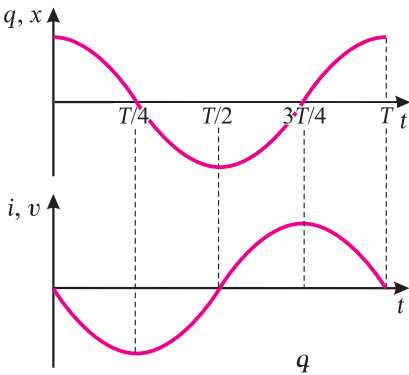
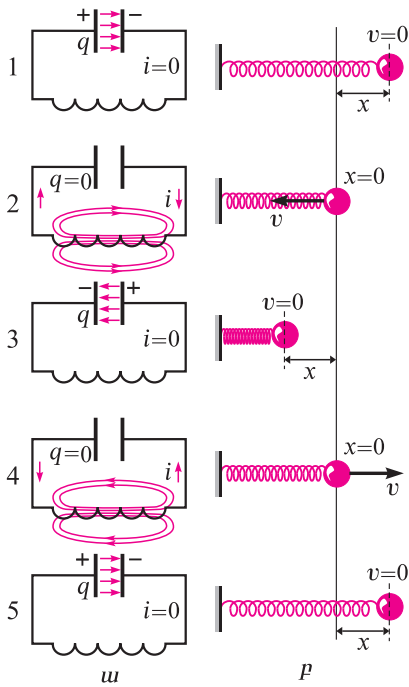


Նկ.244. Իդեալական տատանողական կոնտուր



Նկ.245. Փոխանջատիչի (1) դիրքում կոնդենսատորը լիցքավորվում է, (2) դիրքում՝ լիցքաթափվում կոճի միջով:





**Նկ. 246.** Էլեկտրամագնիսական և մեխանիկական տատանումների համամասնությունը: Ժամանակի միևնույն պահերի նշված են տատանողական կոնտուրի ( $w$ ) և գսպանակավոր ճոճանակի ( $p$ ) վիճակները,  $q$ ,  $q(t)$ ,  $x(t)$ , և  $i(t)$ ,  $v(t)$  կախումների գրաֆիկները:

(2)-րդ դիրք՝ կոնդենսատորը միացնենք կոնդին: Կոնդենսատորն սկսում է լիցքաթափվել, և տատանողական կոնտուրում ծագում է էլեկտրական հոսանք, որը կոնդում ստեղծում է մագնիսական դաշտ:

Կոնդենսատորի լիցքաթափմանը զուգընթաց հոսանքի ուժը կոնտուրում մեծանում է, որի հետևանքով փոփոխվում է կոնդի մագնիսական դաշտը: Այդ փոփոխությամբ պայմանավորված՝ կոնդի գալարներում մակածվում է մրրկային էլեկտրական դաշտ, որի լարվածությունը, ըստ Լենցի կանոնի, հակառակ է ուղղված գալարներում էլեկտրական դաշտի լարվածությանը: Դրա հետևանքով կոնդի գալարներում հոսանքն աճում է ոչ թե ակնթարթորեն, այլ աստիճանաբար: Այն պահին, երբ կոնդենսատորը լրիվ լիցքաթափված է, նրա մեջ էլեկտրական դաշտը, հետևաբար՝ մաս լարումը, դառնում են զրո: Բայց կոնտուրում հոսանքի ուժը, ինչպես նաև կոնդ թափանցող մագնիսական հոսքն այդ պահին հասնում են իրենց առավելագույն արժեքների (նկ. 246, կոնտուրի 2-րդ վիճակը):

Երբ էլեկտրական դաշտն անհետանում է, հաղորդալարերում ուղղորդված շարժումը պահպանվում է շնորհիվ էլեկտրոնների իներտության՝ հետզհետե, սակայն, նվազող արագությամբ: Ուստի՝ հոսանքի ուժը շրջալայնում նվազում է, որի հետևանքով նվազում է նաև կոնդի փաթույթով անցնող մագնիսական հոսքը: Նվազող մագնիսական հոսքը կոնդի գալարներում կրկին մակածում է հոսանք, որը, Լենցի կանոնի համաձայն, այս դեպքում համոդղված է կոնտուրի հոսանքին և խոչընդոտում է հոսանքի նվազմանը:

Կոնդենսատորի այդ շրջադիրն այժմ լիցքավորվում է դրական, իսկ ձախը՝ բացասական լիցքով, և նրանց միջև ծագում է էլեկտրական դաշտ, որի լարվածությունն ուղղված է աջից ձախ, իսկ կոնդենսատորի դուրս՝ կոնտուրի հոսանքի ուղղությամբ հակառակ: Այն պահին, երբ կոնդում մակածման հոսանքը դառնում է զրո, մագնիսական դաշտն անհետանում է, դրա հետ մեկտեղ դադարում է նաև կոնդենսատորի վերալիցքավորումը: Կոնդենսատորի ներսում էլեկտրական դաշտի լարվածությունն այժմ ուղղված է աջից ձախ, նրա մոդուլը, ինչպես և լարման մոդուլը,



հասնում են իրենց առավելագույն արժեքին (նկ. 246, ա, տատանողական կոնտուրի (3)-րդ վիճակը):

Դրանից անմիջապես հետո կոնդենսատորի էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ էլեկտրոնները ձախ շրջադիրից կսկսեն շարժվել դեպի աջ շրջադիրը, և շոթայում վերը նկարագրված բոլոր պրոցեսները կկրկնվեն, բայց հակառակ ընթացքով: Դրա հետևանքով կոնդենսատորի ձախ շրջադիրը նորից կլիցքավորվի դրական, իսկ աջը՝ բացասական լիցքով, որից հետո բոլոր դիտարկված երևույթները նույնությամբ կրկնվեն:

Այսպիսով՝ տատանողական կոնտուրում ազատ էլեկտրոնները պարբերաբար տեղաշարժվում են մերթ կոնդենսատորի աջ շրջադիրից դեպի ձախ, մերթ հակառակ ուղղությամբ, այսինքն՝ տեղի է ունենում ազատ էլեկտրոնների տատանողական շարժում: 246, ա նկարում պատկերված է տատանողական կոնտուրի հինգ վիճակ՝ յուրաքանչյուր քառորդ պարբերությունից հետո. 5-րդ վիճակը համընկնում է 1-ին վիճակի հետ:



### Շարժեր և առաջադրանքներ

1. Ո՞ր փափանցումներն են կոչվում էլեկտրամագնիսական: 2. Ի՞նչ է փափանողական կոնտուրը և ի՞նչ փարթերից է այն կազմված: 3. Ո՞ր փափանողական կոնտուրն են անվանում իդեալական: Ինչպիսի՞ փափանումներ են ծագում այդ կոնտուրում: Ինչու՞: 4. Որքա՞ն են կոնդենսատորի լարումը կոնտուրում, հոսանքի ուժը և կոճում մագնիսական հոսքը՝ ա)  $t=0$  և  $t=T$ , բ)  $t=T/4$ , գ)  $t=T/2$  դ)  $t=3T/4$  պահերին: 5. Ինչպե՞ս են փոփոխվում կոնդենսատորի մեջ էլեկտրական դաշտը, կոնդենսատորի լարումը, կոնտուրում հոսանքի ուժը և կոճում մագնիսական հոսքը պարբերության՝ ա) առաջին, բ) երկրորդ, գ) երրորդ, դ) չորրորդ քառորդի ընթացքում:

## ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՓՈՒՆԱԿԵՐՊՈՒՄՆԵՐԸ

## SUSԱՆՈՂԱԿԱՆ ԿՈՆՏՈՒՐՈՒՄ: ՄԵՒԱՆԻԿԱԿԱՆ

## § 117. ԵՎ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ SUSԱՆՈՒՄՆԵՐԻ ՀԱՄԱՆՄԱՆՈՒԹՅՈՒՆԸ: ԹՈՄՍՈՆԻ ԲԱՆԱՁԵՎԸ

Կոնտուրում տատանումները տեղի են ունենում ի հաշիվ  $W_c = q_m^2/2C$  էներգիայի, որ կոնդենսատորն ստացել էր հոսանքի աղբյուրից ( $q_m$ -ը կոնդենսատորի առավելագույն լիցքն է, տես նկ. 246, ա, 1-ին վիճակ): Պարբերության առաջին քառորդի ընթացքում կոնդենսատորը լիցքաթափվում է, նրա ձախ շրջադրի լիցքը նվազում է: Բնականաբար, նվազում է նաև էլեկտրական դաշտի էներգիան: Միաժամանակ, կոնտուրում հոսանքի ուժն աճում է, հետևաբար՝ աճում է նաև կոճի մագնիսական դաշտի էներգիան:  $t=T/4$  պահին կոնդենսատորը լրիվ լիցքաթափվում է, նրա էներգիան դառնում է զրո, իսկ կոճի էներգիան՝ հասնում առավելագույն արժեքի՝  $W_l = LI_m^2/2$ , որտեղ  $I_m$ -ն առավելագույն հոսանքի ուժն է (նկ. 246, ա, 2-րդ վիճակ): Պարբերության 2-րդ քառորդի ընթացքում կոնտուրում հոսանքի ուժը նվազում է, ուստի՝ նվազում է նաև կոճի մագնիսական դաշտի էներգիան: Բայց այդ ժամանակամիջոցում կոնդենսատորը վերալիցքավորվում է, և նրա ձախ շրջադրի լիցքը, դառնալով բացասական, սկսում է մոդուլով աճել, ուստի՝ աճում է նաև էլեկտրական դաշտի էներգիան: Պարբերության 3-րդ և 4-րդ քառորդների ըն-

թայքում այդ պրոյեկտները կրկնվում են: Այսպիսով՝ տատանողական կոնտուրում պարբերաբար տեղի է ունենում կոնդենսատորի էլեկտրական դաշտի էներգիայի փոխակերպում կոճի մագնիսական դաշտի էներգիայի և հակառակը:

Իդեալական տատանողական կոնտուրում էներգիայի կորուստները բացակայում են, ուստի՝ ժամանակի յուրաքանչյուր պահի էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի էներգիաների գումարը մնում է հաստատուն:  $t = 0$  պահին կոնդենսատորի էներգիան  $q_m^2/2C$  է, կոճի էներգիան՝ զրո, իսկ  $T/4$  պահին, հակառակը, կոնդենսատորի էներգիան զրո է, կոճի էներգիան՝  $LI_m^2/2$ , ուստի՝ էներգիայի պահպանման օրենքը կարող ենք գրել հետևյալ կերպ՝

$$\frac{q^2}{2C} + \frac{LI^2}{2} = \frac{q_m^2}{2C} = \frac{LI_m^2}{2} \quad (12.1)$$

(12.1) բանաձևում  $q$ -ն կոնդենսատորի լիքքի, իսկ  $i$ -ն կոնտուրում հոսանքի ուժի արժեքներն են ժամանակի կամայական  $t$  պահին:

Համեմատելով 246-րդ նկարում պատկերված տատանողական կոնտուրի և զսպանակավոր ճոճանակի վիճակները նույն պահերին՝ կգտնենք էլեկտրամագնիսական և մեխանիկական տատանումների նկարագրություններում համանման մեծություններ և հասկացություններ: Օրինակ՝  $t = 0$  պահին կոնդենսատորի լիքքն առավելագույնն է, իսկ կոճում հոսանքի ուժը զրո է: Այդ պահին առավելագույնն է զսպանակի երկարացումը, իսկ նրան ամրացված մարմնի արագությունը զրո է: Համեմատելով էներգիաները՝ նկատում ենք, որ կոնդենսատորի էլեկտրական դաշտի էներգիան ամենամեծն է, իսկ կոճի մագնիսական դաշտի էներգիան զրո է: Համանմանորեն,  $t = 0$  պահին առավելագույնն է զսպանակի պոտենցիալ էներգիան, իսկ մարմնի շարժման կինետիկ էներգիան զրո է: Հետևաբար՝ «համանման է» բառերի փոխարեն օգտագործելով ) նշանը, կարող ենք գրել՝

$$q) \ x, \ i) \ v_x, \ W_C) \ W_{\text{պոտ}}, \ W_L) \ W_{\text{կին}}:$$

$W_C) \ W_{\text{պոտ}}$ , այսինքն՝  $q^2/2C) \ kx^2/2$  համանմանությունից հետևում է, որ  $1/C) \ k: W_L) \ W_{\text{կին}}$ , այսինքն՝  $LI^2/2) \ mv^2/2$  համանմանությունից ստանում ենք՝  $L) \ m$ : Նշված համանման մեծություններն ամփոփված են 6-րդ աղյուսակում:

246, գ նկարում պատկերված գրաֆիկներից պարզորոշ երևում է, որ  $q(t)$  և  $i(t)$ , ինչպես նաև  $X(t)$  և  $v(t)$  տատանումների փուլերը տարբերվում են  $\pi/2$ -ով:

## Աղյուսակ 6

### Մեխանիկական և էլեկտրամագնիսական համանման մեծություններ

	Մեխանիկական մեծություններ	Էլեկտրամագնիսական մեծություններ
1	Մարմնի շեղում հավասարակշռության դիրքից ( $X$ )	Կոնդենսատորի լիքք ( $q$ )
2	Մարմնի արագություն ( $v_x$ )	Կոնտուրում հոսանքի ուժ ( $i$ )
3	Մարմնի զանգված ( $m$ )	Կոճի ինդուկտիվություն ( $L$ )
4	Զսպանակի կոշտություն ( $k$ )	Կոնդենսատորի ունակության հակադարձ մեծություն ( $1/C$ )
5	Զսպանակի պոտենցիալ էներգիա ( $W_{\text{պոտ}}$ )	Էլեկտրական դաշտի էներգիա ( $W_C$ )
6	Մարմնի կինետիկ էներգիա ( $W_{\text{կին}}$ )	Մագնիսական դաշտի էներգիա ( $W_L$ )

**Թոմսոնի բանաձևը:** Տատանողական կոնտուրում էլեկտրամագնիսական տատանումների պարբերությունը, բնականաբար, կախված է կոնտուրի ինդուկտիվությունից և ունակությունից: Իրոք, որքան մեծ է կոնտուրի ինդուկտիվությունը, այնքան, ըստ Լենցի կանոնի, ավելի դանդաղ է փոփոխվում նրանով անցնող հոսանքը: Մյուս կողմից՝ որքան մեծ է կոնդենսատորի ունակությունը, այնքան ավելի երկար ժամանակ է պահանջվում նրա լիցքավորման և լիցքաթափման համար:

Այժմ, օգտվելով ֆիզիկական մեծությունների չափայնություններից, տատանումների  $T$  պարբերությունն արտահայտենք  $L$  և  $C$  մեծությունների միջոցով:

Միավորների ՄՀ-ում ինդուկտիվության միավորը հենրին է՝  $1 Հն = 1 Վ \cdot վ / Ա$ , իսկ ունակության միավորը՝ ֆարադը՝  $1 Ֆ = 1 Ա / Վ = 1 Ա \cdot վ / Վ$ : Դժվար չէ նկատել, որ  $[L] \cdot [C] = 1 Հն \cdot 1 Ֆ = 1 վ^2 = [T]^2$ : Այսինքն՝  $LC$  արտադրյալն արտահայտվում է ժամանակի միավորի քառակուսով, իսկ  $\sqrt{LC}$  մեծությունը՝ ժամանակի միավորով: Նշանակում է՝  $\sqrt{LC}$  և  $T$  մեծություններն պետք է լինեն համեմատական՝  $T \sim \sqrt{LC}$ , կամ  $T = \gamma \sqrt{LC}$ , որտեղ  $\gamma$ -ն չափագուրկ գործակից է: Միավորների ՄՀ-ում  $\gamma = 2\pi$ , և

$$T = 2\pi \sqrt{LC}: \quad (12.2)$$

Տատանողական կոնտուրի սեփական տատանումների պարբերության (12.2) բանաձևը տեսականորեն արտածել է Թոմսոնը 1853 թվականին:

Էլեկտրամագնիսական տատանումների  $T$  պարբերությամբ որոշվում են այդ տատանումների  $\nu$  հաճախությունը և  $\omega_0$  շրջանային հաճախությունը՝

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{1}{2\pi \sqrt{LC}}, \quad \omega_0 = \frac{2\pi}{T} = \frac{1}{\sqrt{LC}}: \quad (12.3)$$

Թոմսոնի բանաձևը կարելի է «արտածել»՝ օգտվելով էլեկտրամագնիսական և մեխանիկական մեծությունների համանմանությունից: Չսպանակավոր ճոճանակի տատանումների պարբերության  $T = 2\pi \sqrt{m/k}$  բանաձևում  $k$  կոշտությունը փոխարինելով կոնդենսատորի ունակության  $1/C$  հսկադարձ մեծությամբ, իսկ մարմնի  $m$  զանգվածը՝ կոնտուրի  $L$  ինդուկտիվությամբ, կստանանք՝  $T = 2\pi \sqrt{LC}$ :



### Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Նկարագրեք իդեալական փոփոխական կոնտուրում էներգիայի փոխակերպումները:
2. Ժամանակի  $t$ -ը պահին է փոփոխական կոնտուրի էներգիան՝  $w$  միայն էլեկտրական,  $p$  միայն մագնիսական: 3. Գրեք իդեալական փոփոխական կոնտուրում էներգիայի պահպանման օրենքը: 4. Մեխանիկական փոփոխական բնութագրական  $n$ -ը մեծություններն են համապատասխանում էլեկտրամագնիսական փոփոխականները նկարագրող հետևյալ մեծություններին՝  $a$ ) լիցք ( $q$ ),  $p$ ) հոսանքի ուժ ( $j$ ),  $q$ ) ինդուկտիվություն ( $L$ ),  $n$ ) ունակություն ( $C$ ),  $b$ ) էլեկտրական դաշտի էներգիա ( $W_C$ ),  $q$ ) մագնիսական դաշտի էներգիա ( $W_L$ ): 5. Ի՞նչ մեծություններից է կախված փոփոխական կոնտուրի սեփական փոփոխականների պարբերությունը: Պատասխանը հիմնավորեք: 6. Թոմսոնի բանաձևն արտածեք չափայնությունների մեթոդով: 7. Գրեք փոփոխական կոնտուրի սեփական փոփոխականների հաճախության և շրջանային հաճախության բանաձևերը: 8. Թոմսոնի բանաձևն «արտածեք»՝ օգտվելով մեխանիկական և էլեկտրամագնիսական մեծությունների համանմանությունից:

**§ 118. ՏԱՏԱՆՈՂԱԿԱՆ ԿՈՆՏՈՒՐՈՒՄ  
ԼԻՑԻԻ, ՇՈՍԱՆՔԻ ՈՒԺԻ ԵՎ ԼԱՐՄԱՆ  
ԱԿՆԹԱՐԹԱՅԻՆ ԱՐԺԵՆՆԵՐԸ**

Ինչպես պարզեցինք, էլեկտրամագնիսական տատանումների ժամանակ կոճում առաջանում է ինքնամակաժման էլՇՈւ, որի պատճառը ժամանակի ընթացքում կոնտուրում հոսանքի փոփոխությունն է: Բայց կարելի է ենթադրել նաև, որ կոնտուրում հոսանքի առաջացման պատճառը կոճում ծագած ինքնամակաժման էլՇՈւ-ն է:

Փակ շղթայի համար Օհմի օրենքից հետևում է, որ շղթայի արտաքին տեղամասի լարումը հավասար է հոսանքի աղբյուրի էլՇՈւ-ին, եթե հոսանքի աղբյուրի ներքին դիմադրությունը կարելի է անտեսել: Հետևաբար՝ կոճը պատկերացնելով որպես հոսանքի աղբյուր, որը չունի ներքին դիմադրություն, իսկ կոնդենսատորը՝ որպես շղթայի արտաքին տեղամաս, Օհմի օրենքը կարող ենք գրել  $u_C = \mathcal{E}_L$  տեսքով, որտեղ  $u_C$ -ն կոնդենսատորի ակնթարթային լարումն է (շրջադիրների պոտենցիալների տարբերությունը),  $\mathcal{E}_L$ -ը՝ կոճում առաջացող ինքնամակաժման էլՇՈւ-ի ակնթարթային արժեքը: Քանի որ  $\mathcal{E}_L = -L\Delta i/\Delta t$ , իսկ  $u_C = q/C$ , ապա

$$\frac{\Delta i}{\Delta t} + \frac{q}{LC} = 0: \tag{12.4}$$

(12.4) առնչությունը կոչվում է **իդեալական տատանողական կոնտուրի հավասարում**:

Դժվար չէ համոզվել, որ (12.4) հավասարմանը բավարարող  $q$  լիցքը  $t$  ժամանակից կախված պետք է փոփոխվի սինուսի կամ կոսինուսի օրենքով, և որի արգումենտը պետք է լինի չափագուրկ: Այդպիսի չափագուրկ մեծություն է  $\omega_0 t$  արտադրյալը: Հետևաբար՝ ենթադրենք, որ

$$q = q_m \cos \omega_0 t, \tag{12.5}$$

և ենթադրության ճշտությունը ստուգենք (12.4) հավասարման միջոցով:

Ինչպես գիտեք, եթե տատանվող մարմնի  $x$  կորողինատը  $t$  ժամանակից կախված փոփոխվում է կոսինուսի օրենքով, ապա նրա ակնթարթային արագությունը կփոփոխվի սինուսի օրենքով (մինուս նշանով)՝ համեմատական լինելով տատանումների հաճախությանը: Հակառակը, եթե  $x$ -ը փոփոխվում է սինուսի օրենքով, ապա  $v = \Delta x/\Delta t$  արագությունը կփոփոխվի կոսինուսի օրենքով: Հետևաբար՝ հոսանքի ուժը և նրա փոփոխման արագությունը կարտահայտվեն

$$i = - q_m \omega_0 \sin \omega_0 t, \tag{12.6}$$

$$\frac{\Delta i}{\Delta t} = - q_m \omega_0^2 \cos \omega_0 t \tag{12.7}$$

բանաձևերով: (12.5) և (12.7) արտահայտությունները տեղադրելով (12.4) հավասարման ձախ մասում, կստանանք՝  $- q_m \omega_0^2 \cos \omega_0 t + q_m(1/LC) \cos \omega_0 t = 0$ , քանի որ  $\omega_0^2 = 1/LC$ : Այսպիսով՝ (12.5) արտահայտությունը (12.4) հավա-

սարման լուծումն է: Հետևաբար՝ տատանողական կոնտուրում հոսանքի ուժը ժամանակից կախված փոփոխվում է (12.6) բանաձևով: Նկատի ունենալով  $u = q/C$  առնչությունը՝ (12.5) բանաձևից կունենանք՝

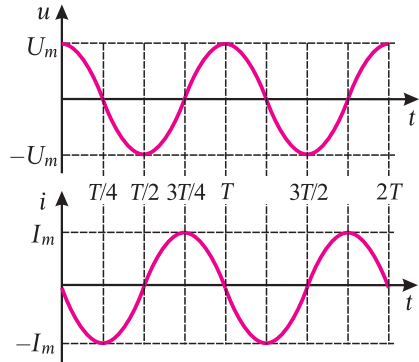
$$u = \frac{q_m}{C} \cos \omega_0 t = U_m \cos \omega_0 t, \quad U_m = \frac{q_m}{C}, \quad (12.8)$$

իսկ (12.6) բանաձևը կարող ենք ներկայացնել հետևյալ կերպ՝

$$i = -q_m \omega_0 \sin \omega_0 t = I_m \cos \left( \omega_0 t + \frac{\pi}{2} \right), \quad I_m = q_m \omega_0, \quad (12.9)$$

որտեղ  $U_m$ -ը և  $I_m$ -ը լարման և հոսանքի ուժի լայնության արժեքներն են:

(12.5), (12.8) և (12.9) բանաձևերից երևում է, որ տատանողական կոնտուրում լիցքի, լարման և հոսանքի ուժի տատանումները **ներդաշնակ տատանումներ** են: (12.5) և (12.9) բանաձևերի համեմատումը ցույց է տալիս, որ լարման և հոսանքի ուժի տատանումների փուլերն իրարից տարբերվում են  $\pi/2$ -ով:  $u(t)$  և  $i(t)$  կախման գրաֆիկները պատկերված են 247-րդ նկարում:



Նկ. 247.  $u(t)$  և  $i(t)$  կախումների գրաֆիկները

### ? Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Գրեք իդեալական փափաճողական կոնտուրի հավասարումը:
2. Գրեք իդեալական փափաճողական կոնտուրի  $q$  լիցքի,  $U$  լարման և  $i$  հոսանքի ուժի կախումը ժամանակից արտահայտող բանաձևերը:
3. Որքա՞ն է ա) լիցքի և լարման, բ) հոսանքի ուժի և լարման փափաճումների փուլերի տարբերությունը:
4. Կառուցեք  $u(t)$  և  $i(t)$  կախումները պարբերող գրաֆիկները:

## § 119. ՄԱՐՈՂ ԷԼԵԿՏՐՈՍԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐ: ԻՆՔՆԱՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐ

Յուրաքանչյուր իրական տատանողական կոնտուր օժտված է դիմադրությամբ, որը հաճախ անտեսել չենք կարող: Նշանակում է՝ ազատ էլեկտրամագնիսական տատանումներն իրական կոնտուրում վաղ թե ուշ մարում են, քանի որ կոնտուրին հաղորդված էլեկտրամագնիսական էներգիան աստիճանաբար նվազում է՝ փոխակերպվելով ջոուլյան ջերմության:

Գնահատենք, թե տատանողական կոնտուրում երբ կարելի է անտեսել ջերմային կորուստները: Դրա համար ենթադրենք, թե սկզբնական  $t=0$  պահին կոնտուրի էներգիան հավասար է կոճի մագնիսական դաշտի էներգիայի լայնության  $W_{\max} = LI_m^2/2$  արժեքին: Մեկ պարբերության ընթացքում կոնտուրում անջատված  $Q$  միջին ջերմաքանակը՝  $Q = \bar{P}RT < I_m^2 RT$ : Ակներև է, որ մարումը կարող ենք հաշվի չառնել, եթե այդ ժամանակամիջոցում ջեր-

մային կորուստները շատ փոքր լինեն կոնտուրի սկզբնական էներգիայի, այսինքն՝  $I_m^2 RT \ll LI_m^2/2$  կամ  $R \ll L/2T$ : Տեղադրելով  $T$ -ի արտահայտությունը՝  $T = 2\pi\sqrt{LC}$ , կստանանք՝

$$R \ll R_0 = \frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{L}{C}}, \quad (12.10)$$

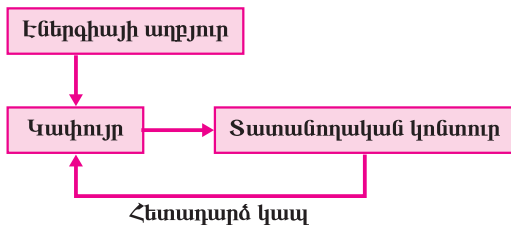
որն էլ հենց այն պայմանն է, երբ  $T$ -ն շատ անգամ գերազանցող  $\tau$  ժամանակի ընթացքում մարումը կարելի է հաշվի չառնել և տատանումները համարել գրեթե ներդաշնակ: Եթե  $R = R_0$  ապա  $L I_m^2/2 = I_m^2 RT$ , այսինքն՝ կոնտուրին հաղորդած սկզբնական էներգիան մեկ պարբերության ընթացքում փոխակերպվում է ջերմության, և կոնտուրում տատանումներ չեն ծագում:

Տատանողական կոնտուրում չմարող էլեկտրամագնիսական տատանումներ ստանալու համար անհրաժեշտ է լրացնել էլեկտրամագնիսական էներգիայի կորուստները: Օրինակ՝ մեկ պարբերության ընթացքում, էներգիայի աղբյուրից պետք է կոնտուրին հաղորդել այնքան էներգիա, որքան կոնտուրում ծախսվում է այդ նույն ժամանակամիջոցում:

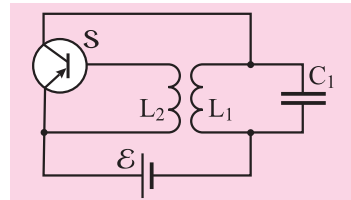
Այն տատանողական համակարգերը, որոնք իրենք են «կարգավորում» աղբյուրից «մատուցվող» էներգիայի քանակը, կոչվում են **ինքնատատանողական համակարգեր**, իսկ նրանց մեջ տեղի ունեցող չմարող տատանումները՝ **ինքնատատանումներ**:

Ինքնատատանումների պահպանման համար չեն պահանջվում էներգիայի արտաքին աղբյուրներ, քանի որ ինքնատատանողական համակարգը պարունակում է գալվանական տարրերի մարտկոց կամ հաստատուն հոսանքի այլ աղբյուր: Ինքնատատանումների հաճախությունը գործնականում հավասար է ինքնատատանողական համակարգի տատանողական կոնտուրի սեփական տատանումների հաճախությանը: Ինքնատատանողական համակարգը պարունակում է նաև **կափույր (քանալի)**, որը պարբերաբար բացում և փակում է էներգիայի մուտքը դեպի կոնտուր՝ լրացնելու համար կորուստները: Կափույրի աշխատանքը կառավարում է հենց տատանողական կոնտուրն այսպես կոչված **հետադարձ կապի** միջոցով: Հետադարձ կապ են անվանում որևէ պրոցեսի հետևանքների բաղդեցությունն այդ պրոցեսի ընթացքի վրա: Հետադարձ կապի իրականացման սխեման պատկերված է 248-րդ նկարում:

Որպես օրինակ ուսումնասիրենք չմարող էլեկտրամագնիսական տատանումների տրանզիստորային ինքնագեներատորի աշխատանքը (նկ. 249):



Նկ. 248. Հետադարձ կապի իրականացման սխեման



Նկ. 249. Չմարող էլեկտրամագնիսական տատանումների տրանզիստորային ինքնագեներատորի սխեման

Ե մարտկոցը ծառայում է որպես էներգիայի աղբյուր, որը լրացնում է  $L_1 C_1$  տատանողական կոնտուրում ջերմային կորուստները:  $S$  տրանզիստորն այն կափույրն է, որի միջոցով աղբյուրից էներգիան բաժին առ բաժին «մտնում» է տատանողական կոնտուր ժամանակի այնպիսի պահերի, որոնք որոշվում են այդ կոնտուրի ազատ տատանումների պարբերությամբ, իսկ  $L_2$  կոճն ապահովում է կոնտուրի և տրանզիստորի միջև հետադարձ կապը:

Ինքնագեներատորը ժամանակակից ռադիոտեխնիկական սարքերի հիմնական տարրերից է:



**Հարցեր և առաջադրանքներ**

1. Ինչո՞ւ են մարում ազատ էլեկտրամագնիսական տատանումներն իրական տատանողական կոնտուրում:
2. Ի՞նչ պայմանի առկայությամբ իրական տատանողական կոնտուրում ա) մարումը կարելի է անփոփոխել, բ) տատանումներ ընդհանրապես փոփոխել չեն ունենա:
3. Ի՞նչ է անհրաժեշտ տատանողական կոնտուրում չմարող տատանումներ ստանալու համար:
4. Ի՞նչն են անվանում հեղադարձ կապ: Ինչպե՞ս է իրականացվում հեղադարձ կապն ինքնագեներատորում:
5. Ի՞նչ դեր է խաղում տրանզիստորն ինքնատատանողական գեներատորի աշխատանքում:

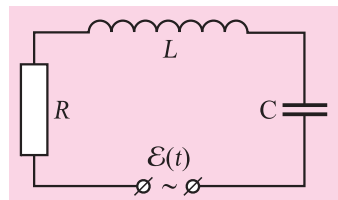
**120. ՀԱՐԿԱԴՐԱԿԱՆ ՏՍՏԱՆՈՒՄՆԵՐ: ՓՈՓՈԽԱԿԱՆ ԷԼՇՈՒ**

Չմարող մեխանիկական տատանումների օրինակ են հարկադրական տատանումները, երբ տատանվող մարմնի վրա ազդում է որոշակի պարբերությամբ փոփոխվող արտաքին ուժ, որի կատարած աշխատանքը լրացնում է համակարգի մեխանիկական էներգիայի կորուստները: Հարկադրական տատանումներ կատարելիս ճոճանակի տատանումները, չնայած շփման առկայության, շարունակվում են այնքան ժամանակ, քանի դեռ տատանվող մարմնի վրա արտաքին պարբերական ուժ է ազդում:

Տատանողական կոնտուրում նույնպես կարելի է ստանալ հարկադրական տատանումներ: Դրա համար անհրաժեշտ է արտաքին էներգիայի աղբյուրից պարբերաբար լրացնել տատանողական կոնտուրի էլեկտրամագնիսական էներգիայի կորուստները:

Դա կարելի է անել, տատանողական կոնտուրը միացնելով արտաքին հոսանքի աղբյուրին, որի էլՇՈՒ-ն, ժամանակից կախված, պարբերաբար փոփոխվում է (նկ. 250): Այս դեպքում, հոսանքի աղբյուրի էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ, կոնտուրով կանցնի պարբերաբար փոփոխվող տատանվող էլեկտրական հոսանք: Կոնտուրում էլեկտրական հոսանքի ուժի, լիքքի, լարման և այլ էլեկտրական ու մագնիսական մեծությունների այդպիսի տատանումներն անվանում են **հարկադրական**:

Դիտարկենք այնպիսի հարկադրական տատանումներ, երբ արտաքին հոսանքի աղբյուրի էլՇՈՒ-ն փոփոխվում է ներդաշնակո-



**Նկ. 250.** Արտաքին էլՇՈՒ-ին միացված տատանողական կոնտուր

րեն՝  $\mathcal{E}(t) = \mathcal{E}_m \sin \omega t$ , օրենքով: Հոսանքի աղբյուրը կոնտուրին միացնելիս (այլ կերպ ասած՝ ժամանակի  $t=0$  պահից սկսած) կոնտուրում ծագում են ազատ էլեկտրոնների տատանողական շարժումներ՝ ազատ էլեկտրամագնիսական տատանումներ՝ որոշակի  $\omega'$  շրջանային հաճախությամբ: Ազատ տատանումների հետ միաժամանակ, արտաքին հոսանքի աղբյուրի փոփոխական էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ, այդ էլեկտրոնները կատարում են նաև հարկադրական տատանումներ: Սակայն,  $\tau$  ժամանակ անց, որն անվանում են **ռելաքսացիայի ժամանակ**, կոնտուրում ազատ տատանումները մարում են, և մնում են միայն հոսանքի աղբյուրի էլՇՈւ-ի տատանումների  $\omega$  հաճախությամբ **կայունացված** (հաստատուն լայնություն) հարկադրական տատանումները:



**Շարքեր և առաջադրանքներ**

1. Ո՞ր փափանկումներն են անվանում հարկադրական: 2. Սկարագրե՞ք այն պրոցեսները, որ Կրեդի կունենան փափանողական կոնտուրում՝ այն փոփոխական էլՇՈւ-ով հոսանքի աղբյուրին միացնելիս:

**§ 121. ՓՈՓՈՒՍԱԿԱՆ ՇՈՍԱՆՔ, ՆՐԱ ՍՏԱՑՈՒՄԸ**

Էլեկտրական շղթաներում հարկադրական տատանումներն անվանում են **փոփոխական հոսանք**: Փոփոխական հոսանք ստեղծելու համար էլեկտրական շղթան հարկավոր է միացնել հոսանքի աղբյուրին, որի էլՇՈւ-ն ժամանակի ընթացքում պարբերաբար փոփոխվում է: Այդպիսի հոսանքի աղբյուրներն անվանում են **փոփոխական հոսանքի զեներատորներ**: Գործնականում փոփոխական հոսանքի զեներատորների էլՇՈւ-ի ժամանակային փոփոխությունները տեղի են ունենում ներդաշնակորեն՝ սինուսի կամ կոսինուսի օրենքով: Էլեկտրական շղթաներում այդ զեներատորների ստեղծած փոփոխական հոսանքի ուժը, ժամանակից կախված, նույնպես փոփոխվում է ներդաշնակության օրենքով, ուստի՝ փոփոխական հոսանքն անվանում են նաև սինուսադային: Այն տարբերում են փոփոխվող հոսանքից, երբ հոսանքի այս կամ այն բնութագիրը (օրինակ՝ հոսանքի ուժը) ժամանակից կախված փոփոխվում է կամայական ձևով՝  $i = i(t)$ :

Փոփոխական հոսանքի զեներատորի աշխատանքը հասկանալու համար նախ պարզենք, թե ինչ է տեղի ունենում, երբ հաղորդիչ շրջանակը հաստատուն  $\omega$  անկյունային արագությամբ պտտվում է  $\vec{B}$  ինդուկցիայով համասեռ մագնիսական դաշտում (նկ. 251):

Դիցուք՝ շրջանակով սահմանափակված հարթ մակերևույթի մակերեսը  $S$  է, իսկ մագնիսական դաշտի  $\vec{B}$  ինդուկցիայի վեկտորն այդ հարթության  $\vec{n}$  նորմալի հետ կազմում է  $\alpha$  անկյուն: Քանի որ  $\omega = \alpha/t$ , ապա  $\alpha = \omega t$ , ուստի՝ շրջանակ քափանցող  $\Phi$  մագնիսական հոսքը ժամանակի ընթացքում փոփոխվում է

$$\Phi = BS \cos \alpha = BS \cos \omega t \tag{12.11}$$

օրենքով: Շրջանակում մակաձված էլՇՈւ-ն՝  $\mathcal{E} = -\Delta\Phi/\Delta t$ , հետևաբար՝  $\mathcal{E}$ -ի հա-



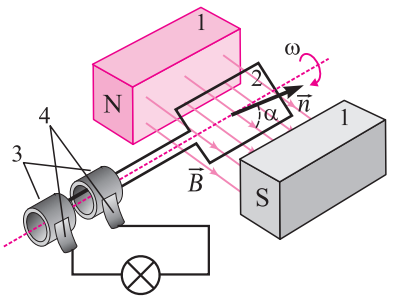
մար կատանանք (ինչպես (12.6) արտահայտությունից էինք ստացել (12.7)-ը՝

$$\mathcal{E} = BS\omega \sin \omega t = \mathcal{E}_m \sin \omega t, \quad (12.12)$$

որտեղ  $\mathcal{E}$ -ի տատանումների լայնությանից արժեքը՝  $\mathcal{E}_m = BS\omega$ : Այսպիսով՝ մակածան  $\mathcal{E}$ -ն ժամանակից կախված փոփոխվում է ներդաշնակորեն՝  $\omega$  շրջանային հաճախությամբ: (12.12) բանաձևն արտահայտում է այդ  $\mathcal{E}$ -ի ակնթարթային արժեքը:

Այսպիսով՝ համասեռ հաստատուն մագնիսական դաշտում պտտվող հաղորդիչ շրջանակում մակածվում է մրրկային էլեկտրական դաշտ, որը, ազդելով շրջանակի ազատ էլեկտրոնների վրա, ստիպում է նրանց կատարել ներդաշնակ տատանողական շարժում: Շրջանակում ծագում են հարկադրական էլեկտրամագնիսական տատանումներ: Շրջանակի էլեկտրոնների վրա մրրկային էլեկտրական դաշտի ազդող ուժերը կողմնակի ուժեր են:

Եթե շրջանակը փակ չէ, նրա ծայրերի միջև ստեղծվում է պոտենցիալների տարբերություն, որը նույնպես ժամանակից կախված տատանվում է ներդաշնակորեն: Եթե այդ ծայրերը հպողակների և սահող խոզանակների միջոցով միացվեն էլեկտրական շղթային (նկ. 251), ապա մակածված էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ շղթայի հաղորդալարերում կծագեն ազատ էլեկտրոնների ներդաշնակ հարկադրական տատանումներ  $\omega$  շրջանային հաճախությամբ, այլ կերպ ասած՝ շղթայով կանցնի փոփոխական հոսանք, ընդ որում, հոսանքի ուժը կփոփոխվի ներդաշնակորեն՝ նույն հաճախությամբ: 251-րդ նկարում պատկերված սարքը փոփոխական հոսանքի պարզագույն գեներատորն է:



**Նկ. 251.** Փոփոխական հոսանքի պարզագույն գեներատոր. 1. մագնիս, 2. շրջանակ, 3. հպողակներ, 4. խոզանակներ

Էլեկտրոնների հարկադրական տատանումների  $\nu = \omega/2\pi$  հաճախությունն անվանում են նաև **փոփոխական հոսանքի հաճախություն**: Հայաստանի Հանրապետությունում և եվրոպական երկրներին մեծ մասում փոփոխական հոսանքի հաճախությունը 50 Հց է: Փոփոխական հոսանքի աղբյուրը էլեկտրական շղթաների սխեմաներում ցույց է տրվում  $\ominus$  նշանով:

Գործնականում փոփոխական հոսանքի գրեթե բոլոր գեներատորներում փոփոխական  $\mathcal{E}$ -ն մակածվում է ոչ թե շրջանակի (կամ փաթույթի), այլ մագնիսի (կամ էլեկտրամագնիսի) պտտմամբ: Հիմնական պատճառն այն է, որ պտտվող հպողակների և խոզանակների միջոցով անհնար է գեներատորից ստանալ բարձր լարումներ, քանի որ այդ դեպքում հպումից առաջանում է ուժեղ կայծային պարպում, որը հանգեցնում է հավող մասերի շատ արագ մաշման: Այդ պատճառով գեներատորներում, որպես կանոն, պտտվում է անշարժ շրջանակի փաթույթի (**ստատոր**) ներսում տեղավորված մագնիսը (**ռոտոր**):



## Շարքեր և առաջադրանքներ

1. Ի՞նչ է փոփոխական հոսանքը: Ինչպե՞ս են կոչվում փոփոխական հոսանքի աղբյուրները:
2. Ի՞նչ պայմաններում է շրջանակում ծագում ժամանակի ընթացքում ներդաշնակության օրենքով փոփոխվող մակածման էլՇՈւ: 3. Ինչպե՞ս է փոփոխվում շրջանակ թափանցող մագնիսական հոսքը: 4. Որքա՞ն է շրջանակում մակածման էլՇՈւ-ի տարանունների շրջանային հաճախությունը: 5. Ի՞նչ բանաձևով է որոշվում շրջանակում մակածված էլՇՈւ-ն: 6. Ինչպե՞ս են միացնում պարզագույն գեներատորի շրջանակի ծայրերն արտաքին էլեկտրական շղթային: 7. Ի՞նչ օրենքով է փոփոխվում հոսանքի ուժը գեներատորին միացված շղթայում: 8. Ինչու՞ գործնականում փոփոխական հոսանք ստանալիս պարտեցնում են ոչ թե շրջանակը, այլ շրջանակի փաթույթի ներսում տեղավորված մագնիսը:

## 122. ԼԱՐՄԱՆ ԵՎ ՀՈՍԱՆՔԻ ՈՒԺԻ ԳՈՐԾՈՂ ԱՐԺԵՔՆԵՐ: ԱԿՏԻՎ ԴԻՍԱԴՐՈՒԹՅՈՒՆ

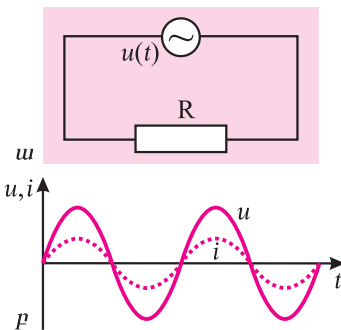
Եթե փոփոխական հոսանքի աղբյուրի ներսում (օրինակ՝ մագնիսական դաշտում պտտվող շրջանակում) էլՇՈւ-ն փոփոխվում է ներդաշնակորեն՝  $\mathcal{E} = \mathcal{E}_m \sin \omega t$  օրենքով, ապա գեներատորի սեղմակների միջև լարումը նույնպես կփոփոխվի ներդաշնակորեն՝

$$u = U_m \sin \omega t, \quad (12.11)$$

որտեղ  $U$ -ն՝ լարման ակնթարթային, իսկ  $U_m$ -ը լայնության չափ է:

Դիցուք՝ էլեկտրական շղթան, որի ծայրերին կիրառված է (12.11) բանաձևով արտահայտվող փոփոխական լարում, կազմված է միացնող հաղորդալարերից և  $R$  դիմադրությամբ հաղորդչից (նկ. 252): Հաղորդչի ներսում էլեկտրական դաշտի լարվածությունը նույնպես կփոփոխվի ներդաշնակության օրենքով: Էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ շղթայում երևան կգա փոփոխական էլեկտրական հոսանք:

Շղթայի հաղորդալարերի և հաղորդչի ազատ էլեկտրոնների վրա էլեկտրական դաշտի ազդեցությունը, ինչպես գիտեք, տարածվում է էլեկտրամագնիսական դաշտի տեղափոխման  $c = 3 \cdot 10^8$  մ/վ արագությամբ: Հետևաբար՝ էլեկտրական



**Նկ. 252.** ա. Դիմադրատարր պարունակող շղթա, բ. դիմադրատարրում հոսանքի ուժի և լարման ակնթարթային արժեքների կախումը ժամանակից պատկերող գրաֆիկները

շղթայի յուրաքանչյուր տեղամասում հոսանքի ուժի ակնթարթային արժեքը գործնականում կլինի նույնը, ինչ շղթայի սկզբնամասում է: Իրոք,  $\nu = 50$  Հց հաճախությամբ հոսանքի ուժի տատանումների պարբերությունը՝  $T = 0,02$  վ: Սկզբնամասից / հեռավորությամբ տեղամասեր էլեկտրական դաշտի ազդեցությունը կհասնի  $\tau = //c$  ժամանակում: Օրինակ՝ եթե  $l = 300$  մ, ապա  $\tau = 300 : (3 \cdot 10^8)$  վ =  $10^{-6}$  վ = 1 մկվ: Այսպիսով՝  $\tau \ll T$ , ուստի՝ կարելի է համարել, որ ժամանակի յուրաքանչյուր պահի հոսանքի ուժի արժեքը շղթայի կամայական հատույթում նույնն է (քանի որ  $\tau$  ժամանակում հոսանքի ուժի փոփոխություններն այնքան աննշան են, որ կարելի է հաշվի չառնել): Այդպիսի հոսանքներն անվանում են **քվազիստացիոնար**: Հետևաբար՝

Օհմի օրենքը, որն ստացվել է հաստատուն հոսանքի համար, ճիշտ է նաև փոփոխական հոսանքի ուժի և լարման համար, եթե փոփոխական հոսանքը քվազիստացիոնար է: Այդ պատճառով (12.11) հավասարության երկու կողմն էլ բաժանելով շղթայի  $R$  դիմադրությանը՝ կունենանք՝

$$i = \frac{U}{R} = \frac{U_m}{R} \sin \omega t = I_m \sin \omega t, \quad (12.12)$$

որտեղ  $I_m$ -ը հոսանքի ուժի տատանումների լայնույթն է՝

$$I_m = \frac{U_m}{R}: \quad (12.13)$$

(12.12) բանաձևից երևում է, որ երբ փոփոխական հոսանքի գեներատորին միացված շղթան պարունակում է միայն դիմադրատարր, ապա շղթայում հոսանքի ուժի և դիմադրատարրի ծայրերի միջև լարման տատանումների փուլերը համընկնում են: Այդ դեպքում փոփոխական հոսանքի ակնթաթային հզորությունը՝

$$p = iU = I_m U_m \sin^2 \omega t: \quad (12.14)$$

Ինչպես հայտնի է, հզորությունը թվապես հավասար է այն էներգիային, որը միավոր ժամանակում փոխակերպվում է մի տեսակից մյուսին կամ հաղորդվում է աղբյուրից սպառիչին: Ուստի՝ կարևոր է իմանալ, թե որքան էներգիա կփոխակերպվի կամ կսպառվի որոշակի ժամանակամիջոցում: Փոփոխական հոսանքի պարագայում նպատակահարմար է պարզել, թե էլեկտրական էներգիայի ի՞նչ քանակ է սպառվում, օրինակ, մեկ պարբերության ընթացքում: Դրա համար հարկավոր է գտնել փոփոխական հոսանքի միջին հզորությունը մեկ պարբերությունում: (12.14) առնչությունից կարող ենք գրել՝

$$\overline{p} = \overline{iU} = \overline{I_m U_m \sin^2 \omega t} = I_m U_m \overline{\sin^2 \omega t} \quad (12.15)$$

Եռանկյունաչափությունից հայտնի  $\sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha = 1$  հավասարությունից հետևում է, որ եթե  $\sin^2 \alpha$ -ն փոխարինենք  $\cos^2 \alpha$ -ով և հակառակը, ապա դրանից հավասարությունը չի խախտվի: Նշանակում է՝ մեկ պարբերությունում  $\overline{\sin^2 \alpha} = \overline{\cos^2 \alpha}$ , այսինքն՝  $\overline{\sin^2 \alpha} = \overline{\cos^2 \alpha} = 1/2$  և՛  $\overline{p} = I_m U_m / 2$ : Հետևաբար, նկատի ունենալով (12.13) առնչությունը, միջին հզորության համար կստանանք՝

$$\overline{p} = \frac{1}{2} R I_m^2 = R_C \frac{I_m^2}{\sqrt{2}}: \quad (12.16)$$

Սահմանենք «փոփոխական հոսանքի ուժի գործող արժեք» ֆիզիկական մեծությունը: Դիտարկենք  $R$  դիմադրությամբ հաղորդչում մույն  $\Delta t$  ժամանակամիջոցում ջերմության անջատման երևույթը, երբ հաղորդչով մախ՝ անցնում է հաստատուն հոսանք, իսկ այնուհետև՝ փոփոխական հոսանք: Համաձայն Ջոուլ-Լենցի օրենքի՝  $Q_1 = I^2 R \Delta t$ ,  $Q_2 = \overline{I^2} R \Delta t$ , որտեղ  $Q_1$ -ը հաստատուն, իսկ  $Q_2$ -ը՝ փոփոխական հոսանք անցնելիս անջատված ջերմաքանակներն են,  $I$ -ն՝ հաստատուն հոսանքի ուժի քառակուսին,  $\overline{I^2}$ -ը՝ փոփոխական հոսանքի ուժի ակնթաթային արժեքի քառակուսու միջինը  $\Delta t$  ժամանակամիջոցում: Հավասարեցնելով  $Q_1$  և  $Q_2$  ջերմաքանակները՝ կստանանք՝

$$I = \sqrt{\overline{I^2}}: \quad (12.17)$$

Մեկ պարբերության ընթացքում փոփոխական հոսանքի ուժի ակնթարթային արժեքի քառակուսու միջինի քառակուսի արմատն անվանում են փոփոխական հոսանքի ուժի գործող արժեք: (12.17) բանաձևից հետևում է, որ փոփոխական հոսանքի ուժի գործող արժեքը հավասար է այն հաստատուն հոսանքի ուժին, որի դեպքում հաղորդչում նույն ժամանակամիջոցում անջատվում է նույն ջերմաքանակը, ինչ փոփոխական հոսանք անցնելիս:

Փոփոխական հոսանքի միջին հզորությունը մեկ պարբերության ընթացքում՝

$$\bar{p} = R\bar{I}^2 = RI^2: \quad (12.18)$$

Համադրելով (12.16) և (12.18) բանաձևերը՝ նկատում ենք, որ

$$I = \frac{I_m}{\sqrt{2}}, \quad (12.19)$$

այսինքն՝ փոփոխական հոսանքի ուժի գործող արժեքը  $\sqrt{2}$  անգամ փոքր է նրա լայնության արժեքից:

Հանգումորեն՝ փոփոխական հոսանքի լարման և էլՇՈւ-ի գործող արժեքները նույնպես  $\sqrt{2}$  անգամ փոքր են իրենց լայնության արժեքներից՝

$$U = \frac{U_m}{\sqrt{2}}, \quad \mathcal{E} = \frac{\mathcal{E}_m}{\sqrt{2}}: \quad (12.20)$$

Նկատենք, որ փոփոխական հոսանքի շղթաներում չափիչ սարքերը չափում են համապատասխան մեծությունների գործող արժեքները: Օրինակ՝ փոփոխական հոսանքի ամպերաչափը ցույց է տալիս հոսանքի ուժի գործող արժեքը, վոլտաչափը՝ լարման գործող արժեքը, և այլն:

Կորագված

**Ակտիվ դիմադրություն:** Դիմադրատարր պարունակող շղթային հաղորդված էներգիան անընդհատ նվազում է՝ փոխակերպվելով դիմադրատարրի ներքին էներգիայի, որի հետևանքով կոնտուրում ջերմություն է անջատվում: Կոնդենսատորում և կոճում էլեկտրամագնիսական էներգիան ջերմության չի փոխակերպվում:

Այն սպառիչը, որն էլեկտրամագնիսական էներգիան փոխակերպում է ներքին էներգիայի, անվանում են **ակտիվ սպառիչ**, իսկ նրա էլեկտրական դիմադրությունը՝ **ակտիվ դիմադրություն**:

Փոփոխական հոսանքի ոչ մեծ հաճախությունների դեպքում սպառիչի ակտիվ դիմադրությունը կախված չէ հաճախությունից և գործնականում համընկնում է հաստատուն հոսանքի շղթաների սպառիչների էլեկտրական դիմադրությանը (այսպես կոչված **օհմական դիմադրությանը**): Այդ պատճառով էլ սպառիչի ակտիվ դիմադրությունը նշանակում են նույն տառով:

Սպառիչի ակտիվ դիմադրությունը կարող ենք որոշել (12.18) բանաձևից՝ սպառիչում անջատված միջին հզորությունը բաժանելով այդ սպառիչով անցնող փոփոխական հոսանքի ուժի գործող արժեքի քառակուսու վրա՝

$$R = \frac{\bar{p}}{I^2}: \quad (12.21)$$



## Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Գրե՛ք լարման ակնթաղթային արժեքն արտահայտող բանաձևը: 2. Ո՞ր փոփոխական հոսանքն են անվանում քվազիստացիոնար: 3. Ինչպե՞ս են կապված փոփոխական հոսանքի ուժը և լարումը միայն դիմադրապարր պարունակող շղթայում: 4. Ի՞նչ բանաձևով է արտահայտվում միայն դիմադրապարր պարունակող շղթայում փոփոխական հոսանքի ակնթաղթային հզորությունը: 5. Սրապե՛ք մեկ պարբերության ընթացքում միջին հզորության կախումը փոփոխական հոսանքի ուժի և լարման լայնույթներից: 6. Սահմանե՛ք փոփոխական հոսանքի ուժի և լարման գործող արժեքները: 7. Փոփոխական հոսանքի լուսավորման ցանցում լարման գործող արժեքը 220Վ է: Որքա՞ն է լարման լայնույթն այդ ցանցում: 8. Փոփոխական հոսանքի ուժի և լարման ո՞ր արժեքներն են չափում ամպերաչափով և վոլտաչափով: 9. Ո՞ր մեծությունն են անվանում սպառիչի ակտիվ դիմադրություն: Ինչո՞վ են իրարից տարբերվում ակտիվ և օհմական դիմադրությունները: Ի՞նչ բանաձևով է որոշվում սպառիչի ակտիվ դիմադրությունը:

Խորացված

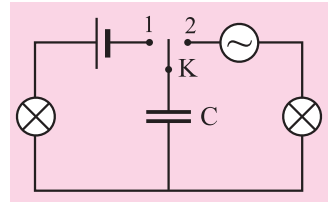
## § 123. ՈՒՆԱԿԱՅԻՆ ԴԻՄԱԴՐՈՒԹՅՈՒՆ

Դիտարկենք 253-րդ նկարում պատկերված էլեկտրական շղթան: Շղթան կազմված է  $C$  ունակությամբ կոնդենսատորից և երկու միանման լամպերից: Երբ  $K$  փոխանջատիչի (1) դիրքում կոնդենսատորը հաջորդաբար միացվում է հաստատուն հոսանքի աղբյուրին, կոնդենսատորին հաջորդաբար միացված լամպը չի վառվում, ուրեմն՝ շղթայի կոնդենսատոր պարունակող տեղամասով հաստատուն հոսանքը չի անցնում: Իսկ երբ  $K$  փոխանջատիչի (2) դիրքում կոնդենսատորը միացվում է փոփոխական հոսանքի գեներատորի շղթային, աջ լամպը լուսարձակում է, այսինքն՝ շղթայի կոնդենսատոր պարունակող տեղամասով փոփոխական հոսանքն անցնում է: Բայց ինչպե՞ս է հոսանք անցնում շղթայով. չե՞ որ կոնդենսատորի շրջադիրներն իրարից բաժանող դիէլեկտրիկով ազատ էլեկտրոններն անցնել չեն կարող:

Կոնդենսատորով էլեկտրական հոսանքի անցումը պայմանավորված չէ ազատ էլեկտրոնների ուղղորդված շարժմամբ: Փոփոխական էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ կոնդենսատորը պարբերաբար լիցքավորվում և լիցքաթափվում է: Այդ ընթացքում շղթայով (աջ լամպով) անցնում է հոսանք, քանի որ շղթայի հաղորդալարերի ազատ էլեկտրոնները փոփոխական էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ կատարում են տատանողական շարժում: Այդ փոփոխական հոսանքն էլ շիկացնում է լամպի թելիկը:

Եթե կոնդենսատորի շրջադիրների միջև լարումը փոփոխվում է ներդաշնակորեն՝  $u = U_m \cos \omega t$  (նկ. 254, ա), ապա կոնդենսատորի լիցքը նույնպես փոփոխվում է ներդաշնակորեն՝

$$q = Cu = CU_m \cos \omega t = q_m \cos \omega t, \quad q_m = CU_m, \quad (12.22)$$



Նկ. 253. փոխանջատիչի (1) դիրքում ձախ լամպը չի լուսարձակում, իսկ (2) դիրքում աջ լամպը լուսարձակում է:

իսկ հոսանքի ուժի  $i = \Delta q / \Delta t$  ակնթարթային արժեքը, համաձայն (12.7) առնչության, կլինի՝

$$i = - q_m \omega \sin \omega t = q_m \omega \cos \omega t + \frac{\pi}{2} j = I_m \cos \omega t + \frac{\pi}{2} j, \quad (12.23)$$

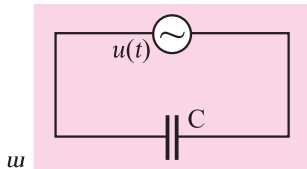
որտեղ

$$I_m = q_m \omega = \omega C U_m \quad (12.24)$$

մեծությունը հոսանքի ուժի տատանումների լայնությանին արժեքն է:

(12.22) և (12.23) արտահայտություններից հետևում է, որ կոնդենսատորի շրջադիրների միջև լարումը և շղթայում փոփոխական հոսանքի ուժը ըստ փուլի, տարբերվում են  $\pi/2$ -ով (նկ. 254, բ):

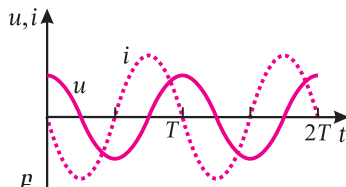
(12.24) արտահայտությունը մնան կլինի Օհմի օրենքի բանաձևին, եթե  $1/(\omega C)$  մեծությունը համարենք «կոնդենսատորի դիմադրություն փոփոխական հոսանքին»: Այն անվանում են **ունակային դիմադրություն**՝



$$X_C = \frac{1}{\omega C}: \quad (12.25)$$

Հետևաբար՝ շղթայի՝ կոնդենսատոր պարունակող տեղամասի համար «Օհմի օրենքը» կգրվի հետևյալ կերպ՝

$$I_m = \frac{U_m}{X_C}: \quad (12.26)$$



**Նկ. 254.** ա. Կոնդենսատոր պարունակող շղթա, բ.  $u(t)$  և  $i(t)$  կախումների գրաֆիկները

Նկատի առնելով (12.19) և (12.20) առնչությունները՝ «Օհմի օրենքն» արտահայտող բանաձևը կարող ենք գրել մաս հոսանքի ուժի և լարման գործող արժեքների համար՝  $I = U/X_C$ : Սակայն այդպիսի բանաձևով չի կարելի արտահայտել հոսանքի ուժի և լարման ակնթարթային արժեքների միջև կապը:

Ժամանակի տվյալ պահին կոնդենսատորի շրջադիրների միջև լարումը համապատասխանում է ոչ թե այդ նույն  $t$  պահին, այլ քառորդ պարբերություն առաջ՝  $t - T/4$  պահին հոսանքի ուժի արժեքին (նկ. 254, բ):

Ունակային դիմադրությունը հակադարձ համեմատական է փոփոխական հոսանքի հաճախությանը. որքան մեծ է հաճախությունը, այնքան փոքր է կոնդենսատորի շրջադիրներին լիցքի կուտակման ժամանակը, և, հետևաբար, ավելի «քիչ» լիցք է հասցնում կուտակվել այդ ընթացքում և խոչընդոտել շղթայով հոսանքի անցումը:

Շղթայում ակնթարթային հզորությունը՝

$$p_C = ui = - U_m I_m \sin \omega t \cos \omega t = - \frac{1}{2} U_m I_m \sin 2\omega t, \quad (12.27)$$

իսկ նրա տատանումների հաճախությունը երկու անգամ ավելի մեծ է, քան լարման կամ հոսանքի ուժի տատանումներինը: Դրա հետևանքով պարբերության առաջին քառորդում հզորությունը դրական է, երկրորդ քառորդում՝ բացասական և այսպես շարունակ: Հետևաբար՝ ամբողջ պարբերության ընթաց-

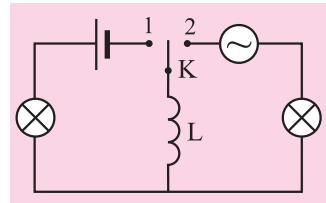
քում հզորության միջին արժեքը գրո է: Այս արդյունքը կարելի է բացատրել մաս հետևյալ կերպ: Արտաքին հոսանքի աղբյուրի կատարած աշխատանքի հաշվին կոնդենսատորը լիցքավորվում է և նրա շրջադիրների միջև կուտակվում է էլեկտրական դաշտի էներգիան, այնուհետև, այդ էներգիայի հաշվին, ստեղծվում է հակառակ ուղղությամբ լիցքաթափման հոսանք: Ուստի՝ մեկ պարբերության ընթացքում հոսանքի աշխատանքը և միջին հզորությունը գրո են:

### Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Բացարժեք փոփոխական հոսանքի անցումը շղթայի՝ կոնդենսատոր պարունակող տեղամասով: 2. Որքա՞ն է հոսանքի ուժի և կոնդենսատորի լարման տարանջատման փուլերի փարբերությունը: 3. Գրե՞ք միայն կոնդենսատոր պարունակող շղթայում հոսանքի ուժի և լարման լայնության արժեքների կապն արտահայտող առնչությունը: 4. Գրե՞ք ունակային դիմադրության բանաձևը: Ինչի՞ց է կախված այն: 5. Չափանությունների մեթոդով ապացուցե՞ք, որ ունակային դիմադրությունն արտահայտվում է օհմով: 6. Շղթայի անջարհիչը կարելի է պարկերացնել որպես կոնդենսատոր: Բայց այդ դեպքում ինչպե՞ս է, որ անջարհիչը շար հուսալիորեն անջարում է շղթան: 7. Որքա՞ն է միայն կոնդենսատոր պարունակող շղթայում փոփոխական հոսանքի միջին հզորությունը: Բացարժեք:

## § 124. ԻՆԴՈՒԿՏԻՎ ԴԻՍԱՂՈՒԹՅՈՒՆ

Կազմենք էլեկտրական շղթա  $L$  կոճիքի և երկու միատեսակ լամպերից (նկ. 255):  $K$  փոխանջատիչի (1) դիրքում շղթային միացվում է հաստատուն հոսանքի մարտկոցը, ձախ լամպը և կոճը, իսկ (2) դիրքում՝ փոփոխական հոսանքի գեներատորը, աջ լամպը և կոճը: Փոխելով փոխանջատիչի դիրքերը՝ նկատում ենք, որ ձախ լամպն ավելի պայծառ է վառվում, քան աջը: Բացի այդ՝ աջ լամպի լուսարձակումն ավելի է թուլանում, երբ կոճի մեջ մտցնում ենք երկաթե միջուկ: Ինչու՞: Չէ՞ որ կոճի ակտիվ դիմադրությունը բոլոր դեպքերում նույնն է:



Նկ. 255. փոխանջատիչի (1) դիրքում ձախ լամպն ավելի ուժեղ է լուսարձակում, քան (2) դիրքում՝ աջ լամպը:

Լամպի լուսարձակման ուժգնության թուլացումը նշանակում է, որ փոփոխական հոսանքի շղթայում, կոճի առկայությամբ, հոսանքի ուժի գործող արժեքն ավելի փոքր է, քան հաստատուն հոսանքի ուժն այդ նույն շղթայում (ենթադրելով, որ երկու դեպքում էլ շղթային տրվող լարումը նույնն է): Հետևաբար, կարելի է ասել, որ փոփոխական հոսանքի շղթայում կոճը, բացի ակտիվ դիմադրությունից, օժտված է մաս հավելյալ դիմադրությամբ, որը, ինչպես փորձում պարզեցինք, կախված է կոճի ինդուկտիվությունից, և այդ պատճառով կոչվում է **ինդուկտիվ դիմադրություն**:

Կոճի՝ ինդուկտիվ դիմադրությամբ օժտված լինելու հատկությունը բացատրելու համար դիտարկենք կոճ պարունակող շղթա, որի ծայրերը միացված են փոփոխական հոսանքի գեներատորի սեղմակներին, որոնց միջև լարումը  $u(t)$  է (նկ. 256, ա): Սեղմակներին կուտակված լիցքերը կոճի շղթայում

ստեղծում են փոփոխական էլեկտրական դաշտ, որը շղթայում ստեղծում է փոփոխական հոսանք:

Եթե կոճի ակտիվ դիմադրությունը զրո է, ապա, համաձայն լրիվ շղթայի համար Օհմի օրենքի, ժամանակի կամայական պահի կոճի ծայրերին կիրառված լարումը հավասար է կոճի գալարների երկայնքով մակաձված  $\mathcal{E}_L$  էլԸՈւ-ին՝ հակառակ նշանով՝  $U = -\mathcal{E}_L$ : Տեղադրելով  $\mathcal{E}_L$ -ի արտահայտությունը՝ ստանում ենք՝

$$u(t) = L \frac{\Delta i}{\Delta t}: \quad (12.28)$$

Եթե գեներատորից շղթային արվող լարումը փոփոխվում է

$$u(t) = U_m \cos \omega t \quad (12.29)$$

օրենքով, ապա (12.28) բանաձևից կստանանք՝

$$\frac{\Delta i}{\Delta t} = \frac{U_m}{L} \cos \omega t: \quad (12.30)$$

Ինչպես գիտեք, եթե որևէ մեծություն ժամանակից կախված տատանվում է սինուսի օրենքով, ապա այդ մեծության փոփոխման արագությունը տատանվում է կոսինուսի օրենքով և, բացի այդ, համեմատական է տատանումների  $\omega$  հաճախությանը: Ուրեմն՝ որպեսզի  $\Delta i / \Delta t$ -ն փոփոխվի համաձայն (12.30) առնչության, անհրաժեշտ է, որ հոսանքի ուժը փոփոխվի  $i = I_m \sin \omega t$  օրենքով: Այդ դեպքում նրա փոփոխման արագությունը՝

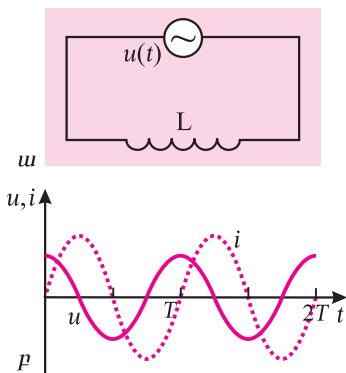
$$\frac{\Delta i}{\Delta t} = I_m \omega \cos \omega t: \quad (12.31)$$

(12.30) և (12.31) բանաձևից հետևում է, որ  $I_m = U_m / \omega L$ : Այս արտահայտությունը համեմատելով հաստատուն հոսանքի համար Օհմի օրենքի հետ, նկատում ենք, որ

$$X_L = \omega L \quad (12.32)$$

մեծությունը խաղում է նույն դերը, ինչ տեղամասի դիմադրությունը, այսինքն՝  $X_L$ -ը հենց կոճի ինդուկտիվ դիմադրությունն է:

$X_L$ -ի և  $\omega$ -ի համեմատական լինելը կարելի է բացատրել հետևյալ դատողություններով: Որքան մեծ է  $\omega$ -ն, այնքան արագ է փոփոխվում կոճով անցնող հոսանքի ուժը, հետևաբար՝ կոճ թափանցող մագնիսական հոսքը և կոճում ստեղծվող մակաձման հոսանքի ուժը: Համաձայն Լենցի կանոնի, երբ կոճում հոսանքն աճում է, մակաձման հոսանքը պետք է հակառակ ուղղված լինի այդ հոսանքին, որի հետևանքով արդյունաբար հոսանքի ուժն ավելի փոքր լայնությանին արժեք կունենա: Ընդ որում,  $\omega$ -ի աճին զուգընթաց հոսանքի ուժի լայնությանին արժեքը նվազում է, հետևաբար՝  $X_L$ -ն աճում է:



Նկ. 256. ա. Կոճ պարունակող շղթա, բ. կախման գրաֆիկները



Շղթայում ակնթարթային հզորությունը՝

$$p_L = ui = U_m I_m \sin \omega t \cos \omega t = \frac{1}{2} U_m I_m \sin 2\omega t, \quad (12.33)$$

այսինքն՝ հզորության տատանումների հաճախությունը, ինչպես և կոնդենսատոր պարունակող շղթայում, երկու անգամ ավելի մեծ է, քան լարման (կամ հոսանքի ուժի) տատանումներինը: Հետևաբար՝ մեկ պարբերության ընթացքում հզորության միջին արժեքն այս դեպքում ևս զրո է:

Եթե (12.29) արտահայտությունը ներկայացնենք սինուս ֆունկցիայով՝

$$u = U_m \cos \omega t = U_m \sin \left( \omega t + \frac{\pi}{2} \right), \quad (12.34)$$

և համեմատենք հոսանքի ուժի  $i = I_m \sin \omega t$  արտահայտության հետ, կտեսնենք, որ լարման և հոսանքի ուժի տատանումների փուլերը տարբերվում են  $\pi/2$ -ով: Երբ հոսանքի ուժը, աճելով, դառնում է զրո, լարումն այդ պահին հասնում է իր առավելագույն արժեքին, և ապա սկսում նվազել: Երբ հոսանքի ուժը դառնում է առավելագույն, լարումը զրո է, և այդպես շարունակ:  $u(t)$  և  $i(t)$  կախման գրաֆիկները պատկերված են 256,բ նկարում:

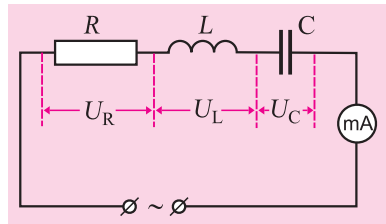


**Հարցեր և առաջադրանքներ**

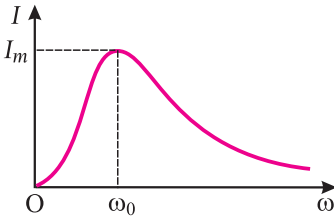
1. Ի՞նչ փորձով կարելի է համոզվել, որ փոփոխական հոսանքի շղթայում կոճն օժտված է հավելյալ դիմադրությամբ: Ինչու՞ են այդ հավելյալ դիմադրությունն անվանում ինդուկտիվի:
2. Գրե՞ք շղթայի՝ ինդուկտիվության կոճ պարունակող փեղամասում հոսանքի ուժի և լարման տատանումները նկարագրող բանաձևերը: Որքա՞ն է այդ տատանումների փուլերի տարբերությունը:
3. Գրե՞ք միայն կոճ պարունակող շղթայում հոսանքի ուժի և լարման լայնության արժեքների կապն արտահայտող առնչությունը:
4. Գրե՞ք կոճի ինդուկտիվ դիմադրության բանաձևը:
5. Չափայնությունների մեթոդով ապացույցե՞ք, որ ինդուկտիվ դիմադրության միավորն օհմն է:
6. Որքա՞ն է միայն կոճ պարունակող շղթայում փոփոխական հոսանքի միջին հզորությունը:

**§ 125. ԼԱՐՈՒՄՆԵՐԻ ՈՆԶՈՆԱՆՍ: ՕՇՄԻ ՕՐԵՆԵՐԸ ՓՈՓՈԽԱԿԱՆ ՇՂԹԱՆԵՐԻ ԾՂԹԱՅԻ ՇԱՄԱՐ**

Հավաքենք էլեկտրական շղթա՝ հաջորդաբար միացված ինդուկտիվության կոճից, կոնդենսատորից, դիմադրատարից, միլիամպերաչափից (նկ.257): Շղթան միացնենք փոփոխական հոսանքի ցածր լարման գեներատորին, որի էլՇՈւ-ի տատանումների հաճախությունը կարելի է փոփոխել: Փոփոխելով գեներատորի հաճախությունը՝ կառույցենք  $I(\omega)$  կախման գրաֆիկը, որը կոչվում է **ռեզոնանսային կոր** (նկ.258):  $\omega$ -ի այն արժեքը, որի դեպքում ռեզոնանսային կորն ունի մաքսիմում, այսինքն՝ հոսանքի ուժի գործող  $I$  արժեքն առավելագույնն է, կոչվում է **ռեզոնանսային հաճախություն**:



**Նկ.257.** Հաջորդաբար միացված դիմադրատարը (R), կոճ (L) և կոնդենսատոր (C) պարունակող (RLC) շղթա



**Նկ. 258.** RLC շղթայի ռեզոնանսային կորը

Այդ դեպքում ասում են, որ RLC շղթայում տեղի ունի էլեկտրամագնիսական տատանումների ռեզոնանս:

Այժմ վերլուծենք փորձի արդյունքները: Համեմատելով (12.27) և (12.33) բանաձևերը՝ նկատում ենք, որ  $\rho_C$  և  $\rho_L$  հզորությունները տարբերվում են միայն նշանով, ընդ որում, մեկ պարբերության ընթացքում  $\rho_C = \rho_L = 0$ : Ի՞նչ է սա նշանակում:

Ինչպես տեսաք, դիմադրատարրում անջատված հզորության միջին արժեքը մեկ պարբերության ընթացքում զրո չէ, իսկ կոնդենսատորում և կոնդուկտորություն չի անջատվում, այսինքն՝ էլեկտրամագնիսական էներգիան ներքին էներգիայի չի փոխակերպվում: Տեղի է ունենում միայն կոնդենսատորի էլեկտրական դաշտի էներգիայի փոխակերպում կոնդուկտիվության դաշտի էներգիայի և հակառակը: Հետևաբար՝  $\rho_C$  և  $\rho_L$  հզորությունների՝ նշանով իրարից տարբերվելը նշանակում է միայն, որ կոնդենսատորի էներգիայի նվազումն ուղեկցվում է կոնդուկտիվության աճով և հակառակը: Այդ նկատի ունենալով՝ դիմադրատարրում անջատված հզորությունն անվանում են **ակտիվ հզորություն**, իսկ կոնդենսատորի կամ կոնդուկտիվությունները՝ **ռեակտիվ**:

Այսպիսով՝ հոսանքի աղբյուրից RLC շղթային տրված լրիվ էներգիան բաշխվում է դիմադրատարրի և **ռեակտիվ տարրերի**՝ կոնդուկտիվության միջև, այսինքն՝ շղթայի  $\rho$  լրիվ հզորությունը  $\rho_a$  ակտիվ և  $\rho_r$  ռեակտիվ հզորությունների գումարն է՝  $\rho = \rho_a + \rho_r$ :

Էներգիայի բաշխման համամասնությունը կախված է շղթային կիրառված  $u(t) = U_m \cos \omega t$  լարման տատանումների  $\omega$  հաճախությունից: Հաճախության որոշակի արժեքի դեպքում  $\rho_r$  ռեակտիվ հզորությունը դառնում է զրո: Այդ հաճախությունն էլ հենց ռեզոնանսային հաճախությունն է: Կարող ենք պատկերացնել, որ ռեզոնանսային հաճախությամբ էլեկտրամագնիսական տատանումների դեպքում շղթան ռեակտիվ տարրեր՝ կոնդուկտիվ և կոնդենսատոր, չի պարունակում: Ուրեմն՝  $\rho_a$  ակտիվ հզորությունը հավասար է միայն դիմադրատարր պարունակող շղթայում անջատված հզորությանը: Երբ շղթային կիրառված լարումը փոփոխվում է  $u(t) = U_m \cos \omega_{\text{ռեզ}} t$  օրենքով, հոսանքի ուժը փոփոխվում է  $i(t) = I_m \cos \omega_{\text{ռեզ}} t$  օրենքով, այնպես որ ակտիվ հզորությունը՝  $\rho_a = ui = I_m U_m \cos^2 \omega_{\text{ռեզ}} t$ : Օգտվելով նաև  $\rho_r = 0$  դեպքում  $U_m = RI_m$  տեսքով ներկայացվող Օհմի օրենքից՝ կստանանք՝  $\rho_a = RI_m^2 \cos^2 \omega_{\text{ռեզ}} t$ :

Այժմ որոշենք ռեզոնանսային հաճախությունը: Քանի որ ռեզոնանսի դեպքում ռեակտիվ հզորությունը զրո է, մագնիսական և էլեկտրական էներգիայի արժեքները ռեզոնանսային հաճախությամբ տատանումների ժամանակ իրար հավասար են՝  $L i^2 / 2 = C u^2 / 2$  և  $i = u / \sqrt{LC}$ : Մյուս կողմից, համաձայն (12.3) և (12.32) բանաձևերի,

$$\sqrt{\frac{L}{C}} = \sqrt{\frac{L^2}{LC}} = \frac{L}{\sqrt{LC}} = \omega_0 L = X_L,$$

որտեղ  $X_L$ -ը կոնդուկտիվ դիմադրությունն է, երբ  $\omega = \omega_0$ :

Հանգումներն կարող ենք ապացույցել, որ

$$\sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{1}{\omega_0 C} = X_C:$$

Այսպիսով՝ հաջորդական RLC շղթայում ռեզոնանս դիտվում է, երբ կոնդիթորները դիմադրությունը հավասար է կոնդենսատորի ունակային դիմադրությանը՝  $X_L = X_C$ , իսկ ռեզոնանսային հաճախությունը հավասար է կոնտուրի սեփական տատանումների հաճախությանը՝  $\omega_{\text{ռեզ}} = \omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ :

RLC շղթայում տատանողական պրոցեսները նկարագրելու համար էլեկտրատեխնիկայում սահմանում են  $X = X_L - X_C$  մեծությունը, որն անվանում են **ռեակտիվ դիմադրություն**: Այնհայտ է, որ ռեզոնանսի դեպքում, երբ  $\omega = \omega_0$ ,  $X = 0$ : Երբ շղթային կիրառված լարման տատանումների հաճախությունը մեծ է ռեզոնանսայինից՝  $\omega > \omega_0$ , ապա  $\omega^2 > 1/LC$ , այսինքն՝  $\omega L > 1/\omega C$ ,  $X_L > X_C$  և  $X > 0$ : Այդ դեպքում ասում են, որ շղթայի ռեակտիվ դիմադրությունն ունի ինդուկտիվ բնույթ: Հակառակը, երբ  $\omega < \omega_0$ , ապա  $X_L < X_C$ , և ռեակտիվ դիմադրությունն ունակային բնույթի է: Ռեակտիվ դիմադրության սահմանումից հետևում է, որ եթե շղթան պարունակում է միայն դիմադրատարր և կոնդ, այսինքն՝  $X_C = 0$ , ապա  $X = X_L$  իսկ եթե միայն դիմադրատարր և կոնդենսատոր, այսինքն՝  $X_L = 0$ , ապա  $X = -X_C$ :

Գիյուք՝ RLC շղթային կիրառված լարումը փոփոխվում է  $u = U_m \cos \omega t$  օրենքով: Շղթայում ռեակտիվ դիմադրության առկայությամբ հոսանքի ուժի տատանումները փոփոխվում են լարման տատանումներից՝

$$i = I_m \cos(\omega t + \varphi),$$

որտեղ  $\varphi$ -ն լարման և հոսանքի ուժի տատանումների փուլերի տարբերությունն է: Շղթայի ակնթարթային հզորությունը՝

$$p = ui = U_m I_m \cos \omega t \cos(\omega t + \varphi) = \frac{1}{2} U_m I_m \cos(2\omega t + \varphi) + \cos \varphi,$$

իսկ միջին հզորությունը մեկ պարբերության ընթացքում՝

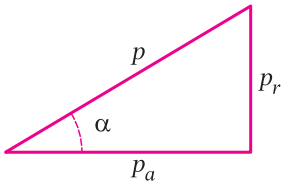
$$\bar{p} = \frac{1}{2} U_m I_m \overline{\cos(2\omega t + \varphi)} + \overline{\cos \varphi} = \frac{1}{2} U_m I_m \cos \varphi,$$

քանի որ  $\overline{\cos(2\omega t + \varphi)} = 0$ ,  $\overline{\cos \varphi} = \cos \varphi$ : Նկատի ունենալով, որ  $\bar{p} = p_a$ ,  $U_m I_m = \sqrt{2} U \sqrt{2} I = 2UI$ , որտեղ  $p_a$ -ն ակտիվ հզորությունն է,  $U$ -ն և  $I$ -ն՝ լարման և հոսանքի ուժի գործող արժեքները, կստանանք՝

$$p_a = UI \cos \varphi = p \cos \varphi: \quad (12.35)$$

$p = UI$ -ն գեներատորից շղթային արված լրիվ հզորությունն է: (12.35) առնչությունը հիմք է տալիս ենթադրելու, որ եթե կառուցենք ուղղանկյուն եռանկյուն, որի ներքնաձիգը թվապես  $p$  է, իսկ սուր անկյուններից մեկը՝  $\varphi$ , ապա այդ եռանկյան էջերից մեկը հավասար կլինի  $p_a$ -ի (նկ. 259): Բնական է կարծել, որ մյուս էջը թվապես հավասար է  $p_r$  ռեակտիվ հզորությանը՝  $p_a = p \sin \varphi$ : Գրելով Պյութագորասի թեորեմը՝  $p_a^2 + p_r^2 = p^2$ , ստանում ենք՝

$$\sqrt{p_a^2 + p_r^2} = p: \quad (12.36)$$



Նկ. 259. «Հորորությունների» եռանկյուն

Ինչպես գիտեք, ակտիվ հորորությունը՝  $\rho_a = RI^2$ : Բնական է ենթադրել, որ ռեակտիվ և լրիվ հորորությունները ևս կարող են ներկայացվել նույն տեսքով, այն է՝  $\rho_r = XI^2$ ,  $\rho = ZI^2$ , որտեղ  $X$  մեծությունը ռեակտիվ դիմադրությունն է, իսկ  $Z$ -ը կոչվում է շղթայի լրիվ դիմադրություն: Տեղադրելով (12.36) բանաձևի մեջ՝ կունենանք՝  $\sqrt{R^2 I^4 + X^2 I^4} = ZI^2$ , որտեղից լրիվ դիմադրությունը՝

$$Z = \sqrt{R^2 + X^2} = \sqrt{R^2 + (X_L - X_C)^2} = \sqrt{R^2 + \omega L - \frac{1}{\omega C}}^2 : \quad (12.37)$$

$\rho = UI$  և  $\rho = ZI^2$  առնչություններից հետևում է, որ  $UI = ZI^2$ , որտեղից

$$I = \frac{U}{Z} \text{ կամ } I_m = \frac{U_m}{Z} : \quad (12.38)$$

(12.38) բանաձևն Օհմի օրենքն է փոփոխական հոսանքի շղթայի տեղամասի համար:  $\rho_a = \rho \cos \varphi$  առնչությունից՝

$$\cos \varphi = \frac{\rho_a}{\rho} = \frac{RI^2}{ZI^2} = \frac{R}{Z} : \quad (12.39)$$

$\cos \varphi$  արտադրիչը ցույց է տալիս, թե գեներատորից շղթային տրվող լրիվ հորորության  $n^{\circ}$  մասն է փոխակերպվում ոչ էլեկտրամագնիսական էներգիայի:  $\cos \varphi$ -ն անվանում են **հորորության գործակից**:



### Շարքեր և առաջադրանքներ

1. Ո՞ր երևույթն են անվանում ռեզոնանս RLC շղթայում: Ի՞նչ է ռեզոնանսային կորը: Ո՞ր հաճախությունն է կոչվում ռեզոնանսային:
2. Ո՞ր հորորությունն են անվանում ակտիվ և ո՞րը՝ ռեակտիվ:
3. Էներգիայի ի՞նչ փոխակերպումներ են տեղի ունենում RLC շղթայի՝ ա) դիմադրաբարրում, բ) կոչում, գ) կոնդենսատորում:
4. Ինչպե՞ս է բաշխվում գեներատորի՝ RLC շղթային տրված էլեկտրամագնիսական էներգիան:
5. Որքա՞ն է RLC շղթայի ռեզոնանսային հաճախությունը:
6. Ո՞ր մեծությունն է կոչվում ռեակտիվ դիմադրություն:
7. Ապացույցե՛ք, որ RLC շղթայում ռեզոնանսի ժամանակ ռեակտիվ դիմադրությունը զրո է:
8. Ի՞նչ բնույթ ունի ռեակտիվ դիմադրությունը, երբ RLC շղթայում տափանումների հաճախությունը ռեզոնանսային հաճախությունից՝ ա) մեծ է, բ) փոքր է:
9. Ի՞նչ բանաձևով է որոշվում շղթայի՝ ա) ակտիվ հորորությունը, բ) ռեակտիվ հորորությունը, գ) լրիվ հորորությունը:
10. Գրե՛ք RLC շղթայի լրիվ դիմադրության բանաձևը:
11. Գրե՛ք Օհմի օրենքի բանաձևը փոփոխական հոսանքի շղթայի տեղամասի համար:
12. Ո՞ր մեծությունն են անվանում հորորության գործակից: Գրե՛ք հորորության գործակիցի բանաձևը: Ի՞նչ ֆիզիկական իմաստ է արտահայտում հորորության գործակիցը:

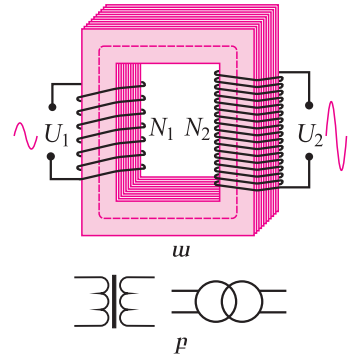
## ՏՐԱՆՏՖՈՐՄԱՏՈՐ. ԿԱՌՈՒՑՎԱԾԸ

# §126. ԵՎ ԱՅՆԱՏԱՆԵՔԻ ՍԿԶՐՈՒՆԸ: ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՎԱՂՈՐԴՈՒՄԸ

Մինևույն լարման ցանցին միացված տարբեր էլեկտրական սարքեր հաճախ հաշվարկված են լինում տարբեր լարումների համար, ուստի՝ գործնական նշանակություն է ձեռք բերում տարբեր լարումներ ստանալու նպատակով փոփոխական

հոսանքի ձևափոխումը: Այն սարքը, որը տրված լարումով փոփոխական հոսանքը ձևափոխում է նույն հաճախությամբ, մեկ այլ լարումով փոփոխական հոսանքի, անվանում են տրանսֆորմատոր:

**Տրանսֆորմատորի կառուցվածքը:** Պարզագույն տրանսֆորմատորի հիմնական մասերն են փոքր տեսակարար դիմադրությամբ, մեկուսացված հաղորդալարերի երկու փաթույթները (կոճերը), որոնք հագցված են պողպատե միջուկին: Փոփոխական հոսանքի աղբյուրին միացվող փաթույթն անվանում են **առաջնային**, իսկ սպառիչին միացվողը՝ **երկրորդային**: Տրանսֆորմատորի կառուցվածքը և պայմանական նշանը պատկերված են 260-րդ նկարում:



**Նկ. 260.** Տրանսֆորմատոր. ա. կառուցվածքը, բ. պայմանական նշանները

Տրանսֆորմատորի առաջնային փաթույթով փոփոխական հոսանք անցնելիս նրա շուրջն ստեղծվում է փոփոխական մագնիսական դաշտ: Քանի որ փաթույթներն ընդհանուր միջուկ ունեն, ապա այդ մագնիսական դաշտի ուժագծերը թափանցում են մաս երկրորդային փաթույթ, որի գալարներով անցնող մագնիսական հոսքը նույնպես փոփոխվում է: Դրա հետևանքով երկրորդային փաթույթում ստեղծվում է մակաձման  $\mathcal{E}_2$ -ն, որի փոփոխման հաճախությունը նույնն է, ինչ փոփոխական հոսանքինը: Եթե ենթադրենք, որ երկու փաթույթներն էլ թափանցում են նույն թվով մագնիսական ուժագծեր, ապա դրանից կհետևի, որ և՛ առաջնային, և՛ երկրորդային փաթույթի յուրաքանչյուր գալարով անցնող մագնիսական  $\Phi$  հոսքը նույնն է: Հետևաբար՝ առաջնային և երկրորդային փաթույթներով անցնող մագնիսական հոսքերը կլինեն՝  $\Phi_1 = N_1 \Phi$ ,  $\Phi_2 = N_2 \Phi$ , որտեղ  $N_1$ -ն առաջնային փաթույթի գալարների թիվն է,  $N_2$ -ը՝ երկրորդային գալարների:

Էլեկտրամագնիսական մակաձման օրենքից առաջնային և երկրորդային փաթույթներում մակաձմված  $\mathcal{E}_1$ -ների համար կստանանք՝

$$\mathcal{E}_1 = - N_1 \frac{\Delta \Phi}{\Delta t} \quad \text{և} \quad \mathcal{E}_2 = - N_2 \frac{\Delta \Phi}{\Delta t}, \quad (12.40)$$

որտեղից հետևում է, որ

$$\frac{\mathcal{E}_1}{\mathcal{E}_2} = \frac{N_1}{N_2}. \quad (12.41)$$

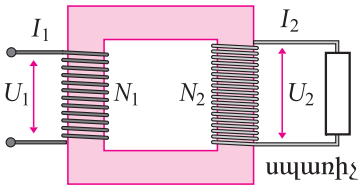
Ենթադրենք՝ երկրորդային փաթույթին սպառիչ միացված չէ (ասում են, որ տրանսֆորմատորն աշխատում է **պարսպ ընթացքով**): Առաջնային փաթույթը կարող ենք դիտել որպես  $L_1$  ինդուկտիվությամբ կոճից և  $R_1$  ակտիվ դիմադրությամբ դիմադրատարրից կազմված շղթա, որի ծայրերը միացված են փոփոխական հոսանքի գեներատորի սեղմակներին, որոնց միջև լարումը  $U_1$  է: Գեներատորից այդ շղթային տրվող լարումը բաշխվում է դիմադրատարրի և կոճի միջև՝  $U_1 = U_{R1} + U_{L1}$  որտեղ  $U_{R1} = I_1 R_1$ ,  $U_{L1} = -\mathcal{E}_1$ : Հետևաբար՝  $U_1 = I_1 R_1 - \mathcal{E}_1$ : Քանի որ  $R_1 = 0$ , ապա կարող ենք համարել, որ  $U_1 = -\mathcal{E}_1$ :

Երկրորդային փաթույթում հոսանք չի անցնում՝  $I_2 = 0$ , ուստի՝  $U_2 = I_2 R_2 - \mathcal{E}_2$

հավասարությունից ստանում ենք՝  $U_2 = -\mathcal{E}_2$ : Այդ պատճառով (12.41) հավասարությունը կարելի է փոխարինել

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{N_1}{N_2} \quad (12.42)$$

մոտավոր հավասարությամբ:  $k = N_1/N_2$  մեծությունն անվանում են **տրանսֆորմատորի գործակից**: Ըստ (12.42) բանաձևի՝ եթե  $k > 1$ , ապա  $U_2 < U_1$  այսինքն՝ լարումը փոքրանում է: Այդպիսի տրանսֆորմատորը կոչվում է **ցածրացնող**: Եթե  $k < 1$ , ապա  $U_2 > U_1$  և տրանսֆորմատորը կոչվում է **բարձրացնող**:



**Նկ. 261.** Տրանսֆորմատորը բեռնավորման ռեժիմում

Եթե երկրորդային փաթույթին միացված է սպառիչ, կամ, ինչպես ասում են, տրանսֆորմատորն աշխատում է **բեռնավորման ռեժիմում**, նրա երկրորդային փաթույթի շղթայով անցնում է փոփոխական հոսանք (նկ. 261): Այդ հոսանքը միջուկում առաջացնում է լրացուցիչ փոփոխական մագնիսական հոսք, որը, համաձայն Լենցի կանոնի, պետք է փոքրացնի միջուկում մագնիսական

հոսքի փոփոխությունները: Քանի որ այդ հոսքը թափանցում է երկու փաթույթներն էլ, ապա առաջնային փաթույթում արդյունաբար մագնիսական հոսքի տատանումների լայնության փոքրացումն իր հերթին պետք է փոքրացնի նրա մեջ մակածված  $\mathcal{E}_1$  ԷԼՇՈՒ-ն: Սակայն դա հնարավոր չէ, քանի որ ժամանակի ամեն մի պահի  $U_1 = -\mathcal{E}_1$ , ուստի՝ սպառիչի միացումից անմիջապես հետո հոսանքի ուժն առաջնային փաթույթում աճում է այնքան, որ վերականգնվի մագնիսական հոսքի տատանումների լայնության նախկին արժեքը:

Այսպիսով՝ պարապ ընթացքի ժամանակ տրանսֆորմատորը գեներատորից վերցնում է չնչին էներգիա, որը ծախսվում է տրանսֆորմատորի առաջնային փաթույթը տաքացնելու համար: Երբ տրանսֆորմատորը բեռնավորված է, գեներատորից վերցված էլեկտրաէներգիան, համաձայն էներգիայի պահպանման օրենքի, հավասար է սպառիչի ծախսած և կորուստների վրա ծախսված էներգիաների գումարին: Ժամանակակից տրանսֆորմատորների օգտակար գործողության գործակիցը շատ մեծ է: Այն հասնում է մինչև 99%-ի: Դա նշանակում է, որ փոփոխական հոսանքի աղբյուրից առաջնային փաթույթի ստացած հզորությունը գրեթե ամբողջությամբ փոխանցվում է երկրորդային փաթույթին միացված սպառիչին՝  $U_1 I_1 = U_2 I_2$ , որտեղից

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{I_2}{I_1} \quad (12.43)$$

Այս բանաձևից հետևում է, որ տրանսֆորմատորի միջոցով լարումը բարձրացնելով որոշակի անգամ, նույնքան անգամ փոքրացնում ենք հոսանքի ուժը և հակառակը:

Իրականում բոլոր տրանսֆորմատորներում առկա են էներգիայի կորուստներ: Իսկապես, հոսանք անցնելիս փաթույթները տաքանում են: Տաքանում է նաև տրանսֆորմատորի պողպատե միջուկը՝ պայմանավորված **մրրկային** կամ **Ֆուկոյի հոսանքներով**: Այդպես են անվանում այն հոսանքները, որոնք սովորաբար ծագում են հոծ հաղորդիչներում, երբ դրանք հատում են ժամանակից կախված

փոփոխվող մագնիսական դաշտի ուժագծերը: Հոծ հաղորդչի ակտիվ դիմադրությունը բավականաչափ փոքր է, ուստի՝ մեծ է այդ հաղորդչով անցնող մրրկային հոսանքի ուժը, և այդ պատճառով հաղորդչում անջատվում է զգալի ջերմաքանակ: Մրրկային հոսանքների ուժը նվազեցնելու համար տրանսֆորմատորի միջուկը սովորաբար պատրաստում են պողպատի բարակ շերտերից, որոնք իրարից մեկուսացված են լաբով կամ այլ մեկուսիչ նյութով:

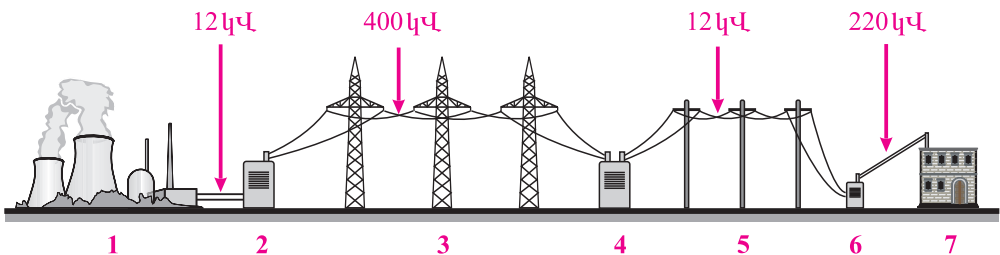
**Էլեկտրական էներգիայի հաղորդումը:** Էլեկտրաէներգիան արտադրվում է էլեկտրակայաններում, որոնք սովորաբար կառուցվում են վառելիքի կամ ջրային պաշարների աղբյուրներին մոտ վայրերում: Էլեկտրաէներգիան էլեկտրակայաններից սպառողին հաղորդելիս հաղորդալարերը տաքանում են, և հաղորդվող էներգիայի մի մասը «կորչում» է: Համաձայն Ջոուլ-Լենցի օրենքի՝ այդ կորուստները որոշվում են

$$Q = I^2 R t \quad (12.44)$$

բանաձևով, որտեղ  $I$ -ն հոսանքի ուժի գործող արժեքն է,  $R = \rho l / S$ -ը՝ հաղորդալարերի դիմադրությունը: Եթե հաղորդալարերը շատ երկար են, դիմադրությունը դառնում է շատ մեծ, կորուստները մեծանում են, և էլեկտրաէներգիայի հաղորդումը դառնում է տնտեսապես ոչ շահավետ: (12.44) բանաձևից հետևում է, որ կորուստները կարելի է փոքրացնել, եթե փոքրացվի հաղորդալարերի դիմադրությունը կամ նրանց միջով անցնող հոսանքի ուժի գործող արժեքը:

Դիմադրությունը կարելի է փոքրացնել՝ մեծացնելով հաղորդալարի լայնական հատույթի մակերեսը և օգտագործելով փոքր տեսակարար դիմադրությամբ հաղորդիչներ: Սակայն տնտեսական և տեխնիկական առումներով դա նպատակահարմար չէ, քանի որ հաղորդալարերը կծանրանան, և մեծ քանակությամբ մետաղ կծախսվի: Ուստի՝ ավելի նպատակահարմար է փոքրացնել հոսանքի ուժը: Քանի որ հոսանքի հզորությունն ուղիղ համեմատական է հոսանքի ուժի և լարման արտադրյալին, ապա հաղորդվող հզորությունը պահպանելու համար անհրաժեշտ է բարձրացնել լարումը հաղորդման գծերում, որն արվում է բարձրացնող տրանսֆորմատորների միջոցով:

Քայքայ բարձր լարումների դեպքում սպառիչներին հասած էլեկտրաէներգիան անհնար է անմիջականորեն օգտագործել: Տարբեր սպառիչներ նախատեսված են



**Նկ. 262.** Էլեկտրաէներգիայի հաղորդման սխեման: 1. Ջերմաէլեկտրակայան, 2. ենթակայան (բարձրացնող տրանսֆորմատոր), 3. էլեկտրաէներգիայի հաղորդման բարձրավոլտ գիծ, 4. ենթակայան (ցածրացնող տրանսֆորմատոր), 5. էլեկտրահաղորդման ցածրավոլտ գիծ, 6. ցածրացնող տրանսֆորմատոր, 7. սպառիչ

տարբեր լարումների համար: Օրինակ՝ կենցաղային էլեկտրասարքերը հիմնականում նախատեսված են 220 Վ լարման համար, էլեկտրաշարժիչները՝ 220 Վ, 380 Վ, 600 Վ և այլ լարումների համար, ուստի՝ էլեկտրաէներգիա օգտագործելուց առաջ գծի ծայրերում լարումը ցածրացնելու անհրաժեշտություն է առաջանում, որն արվում է արդեն ցածրացնող տրանսֆորմատորների միջոցով:

Էլեկտրաէներգիայի հաղորդման և բաշխման սխեման պատկերված է 262-րդ նկարում:



### Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Ո՞ր սարքն են անվանում տրանսֆորմատոր: 2. Ի՞նչ կառուցվածք ունի պարզագույն տրանսֆորմատորը: 3. Ո՞ր մեծությունն են անվանում տրանսֆորմացիայի գործակից: 4. Ինչու՞ պարապ ընթացքի ռեժիմում տրանսֆորմատորը գրեթե էներգիա չի սպառում: 5. Ինչպե՞ս է էներգիան տրանսֆորմատորի առաջնային փաթույթից հաղորդվում երկրորդային փաթույթին: 6. Գրե՞ք բեռնավորված տրանսֆորմատորի առաջնային և երկրորդային փաթույթներում հոսանքի ուժերի և լարումների կապն արտահայտող բանաձևը: 7. Ինչպե՞ս կարելի է նվազեցնել մեծ հեռավորություններով էլեկտրաէներգիան հաղորդելիս անխուսափելի ջերմային կորուստները:

## § 127. ԼԱՐՈՐԱՏՈՐ ԱՇԽԱՏԱՆՔ 12

### Տրանսֆորմատորի կառուցվածքի և աշխատանքի ուսումնասիրումը

**Աշխատանքի նպատակը.** որոշել տրանսֆորմատորի առաջնային փաթույթի գալարների թիվը:

**Անհրաժեշտ պարագաներ.** լաբորատոր տրանսֆորմատոր, 12 Վ լարման փոփոխական հոսանքի աղբյուր, վոլտաչափ, մեկուսացված հաղորդալարեր:

#### Փորձի կատարման ընթացքը

1. Հետազոտվող տրանսֆորմատորի միջուկին փաթաթեք երկրորդային փաթույթ՝ բաղկացած 20÷40 գալարից:
2. Տրանսֆորմատորի առաջնային փաթույթի ծայրերը միացրեք  $U_1=12$  Վ լարմանը փոփոխական հոսանքի աղբյուրին:
3. Չափեք երկրորդային փաթույթի ծայրերի միջև  $U_2$  լարումը:
4.  $U_1/U_2 = N_1/N_2$  բանաձևից որոշեք առաջնային փաթույթի գալարների  $N_1$  թիվը՝  $N_1 = N_2 U_1/U_2$ :
5. Հաշվեք տրանսֆորմացիայի գործակիցը՝  $k = N_1/N_2$ :

## § 128. ԷԼԵԿՏՐԱՍԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԱԼԻՔՆԵՐ: ԷԼԵԿՏՐԱՍԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԱԼԻՔԻ ԷՆԵՐԳԻԱՆ

Դուք արդեն որոշ պատկերացում ունեք էլեկտրամագնիսական դաշտի մասին: Գիտեք, որ էլեկտրամագնիսական դաշտ կարող է գոյություն ունենալ լիցքավորված մասնիկների շուրջը: Բայց եթե լիցքավորված մասնիկներն անշարժ են, կամ շարժվում են առանց արագացման (ինչպես, օրինակ, հաղորդալարով հաս-



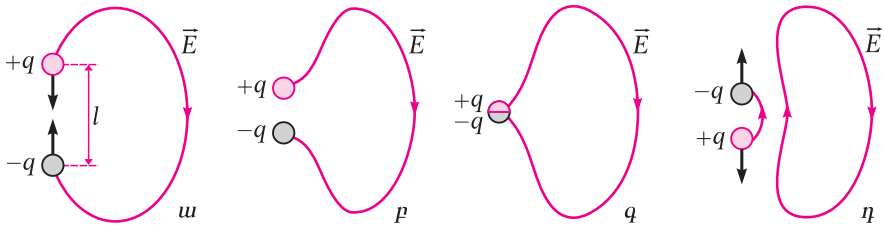
տատուն հոսանք անցնելիս), ապա նրանց ստեղծած էլեկտրամագնիսական դաշտը ժամանակի ընթացքում չի փոփոխվում: Այն անխզելիորեն կապված է լիցքավորված մասնիկների հետ և նրանցից անջատ գոյություն ունենալ չի կարող: Այդ դաշտի միջոցով է իրականացվում անշարժ կամ հավասարաչափ շարժվող լիցքավորված մասնիկների փոխազդեցությունը: Էլեկտրական և մագնիսական դաշտերը, որոնք կոչվում են էլեկտրամագնիսական դաշտի բաղադրիչներ և բնութագրվում են, համապատասխանաբար,  $\vec{E}$  լարվածությամբ և  $\vec{B}$  ինդուկցիայով, միասնական էլեկտրամագնիսական դաշտի մասնավոր դրսևորումներն են ( $\vec{E} \neq 0, \vec{B} = 0$  կամ  $\vec{E} = 0, \vec{B} \neq 0$  վիճակներ):

Իսկ ինչպիսի՞ն կլինի էլեկտրամագնիսական դաշտը, եթե **լիցքավորված մասնիկները շարժվեն արագացումով**: Հարցին պատասխանելու համար քննության առնենք լիցքավորված մասնիկների անհավասարաչափ շարժման մի մասնավոր դեպք՝ տատանողական շարժումը:

Փոփոխական հոսանքի շղթաներում, ռադիոտեխնիկական սարքերում (օրինակ՝ ալեյիրներում և ալեհավաքներում) էլեկտրոնները ներդաշնակ տատանումներ են կատարում հաղորդչի դրական իոնների նկատմամբ: Տատանվող **էլեկտրոնից և մոդուլով նույն լիցքով դրական իոնից կազմված համակարգն անվանում են տարրական տատանակ**: Ալեյիրի (ալեհավաքի) էլեկտրամագնիսական դաշտը տարրական տատանակների էլեկտրամագնիսական դաշտերի վերադրում է:

Դիցուք՝ տարրական տատանակի լիցքերի միջև հեռավորությունը ժամանակի ընթացքում փոփոխվում է ներդաշնակորեն՝  $l = l_m \cos \omega t$  օրենքով, որտեղ  $l_m$ -ը լիցքերի առավելագույն հեռավորությունն է: Այնքան է, որ տատանակի շուրջն ստեղծված էլեկտրամագնիսական դաշտի  $\vec{E}$  և  $\vec{B}$  վեկտորները նույնպես կտատանվեն ներդաշնակորեն՝ նույն  $\omega$  շրջանային հաճախությամբ: Ընդ որում, էլեկտրամագնիսական դաշտի էլեկտրական բաղադրիչը լիցքերի և մակածված (փոփոխական մագնիսական դաշտի ստեղծած) էլեկտրական դաշտերի վերադրում է, իսկ մագնիսական բաղադրիչը՝ հոսանքով պայմանավորված և մակածված (փոփոխական էլեկտրական դաշտի ստեղծած) մագնիսական դաշտերի: Մակածված էլեկտրամագնիսական դաշտն այլևս կապված չէ տատանակին և ստեղծվում է էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի ժամանակային փոփոխությունների հետևանքով: Պարզելու համար, թե ինչպես է էլեկտրամագնիսական դաշտը «պոկվում» տատանակից, դիտարկենք տատանակի լիցքերի փոխադարձ դիրքերը ժամանակի որոշակի պահերի (նկ. 263):

Ժամանակի  $t = 0$  պահին  $q$  և  $-q$  լիցքերի հեռավորությունն առավելագույնն է՝  $l = l_m$ , և այդ պահին բացասական լիցքը ստորին դիրքում է (նկ. 263, ա), իսկ հոսանքի ուժը գրո է՝  $l = 0$ : Այնուհետև դրական և բացասական լիցքերն սկսում են մոտենալ իրար (նկ. 263, բ):  $t = T/4$  պահին  $q$  և  $-q$  լիցքերի դիրքերը կհամընկնեն, և տատանակին կապված էլեկտրական դաշտի ուժազոծերը կփակվեն՝ «պոկվելով» տատանակից: Ուժազոծը կունենա 263, գ նկարում պատկերված օղակի տեսքը, որը նշանակում է, որ տատանակից պոկված էլեկտրական դաշտն արդեն ունի մրրկային բնույթ: Հաջորդ քառորդ պարբերության ընթացքում, երբ էլեկտրոնը շարժվում է վերև, իսկ դրական իոնը՝ ներքև, առաջանում է նոր ուժազոծ (նկ. 263, դ), որը  $t = 3T/4$  պահին դարձյալ պոկվում է տատանակից և այսպես շարունակ:



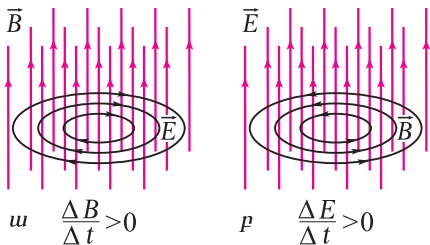
Նկ. 263. Տարրական տատանակի լիցքերի դիրքերը ժամանակի տարբեր պահերին

Մրրկային էլեկտրական դաշտ առաջանում է նաև, երբ տատանակի լիցքերի շարժմանը (այսինքն՝ հոսանքով) պայմանավորված՝ ծագում է փոփոխական մագնիսական դաշտ, որը, ինչպես գիտեք, նույնպես ստեղծում է մրրկային էլեկտրական դաշտ: Այդ մակաձված էլեկտրական դաշտի ուժագծերի ուղղությունը (այսինքն՝  $\vec{E}$  վեկտորի ուղղությունը)  $\Delta\vec{B}$  վեկտորի հետ կապված է ձախ պտուտակի կանոնով (նկ. 264,ա):

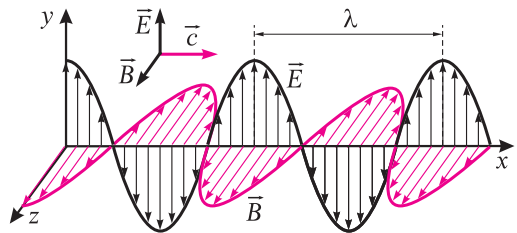
Էլեկտրական դաշտի փոփոխմամբ առաջացած մագնիսական դաշտի  $\vec{B}$  ինդուկցիան, սակայն,  $\Delta\vec{E}$ -ի հետ կապված է աջ պտուտակի կանոնով (նկ. 264, բ): Այսպիսով՝ տատանվող լիցքերը շրջապատող տարածության մեջ առաջացնում են մեկը մյուսին փոխակերպվող էլեկտրական և մագնիսական դաշտեր, այսինքն՝ փոփոխական էլեկտրամագնիսական դաշտ: Որևէ կետում էլեկտրական (մագնիսական) դաշտի փոփոխությունը մակաձում է մագնիսական (էլեկտրական) դաշտ հարևան կետերում, ուստի՝ էլեկտրամագնիսական դաշտը չի մնում «իր տեղում», այլ տեղափոխվում է տարածության մեջ՝ «հեռանալով» տատանակից: Լիցքերից «անջատված» և տարածության մեջ տեղափոխվող փոփոխական էլեկտրամագնիսական դաշտն անվանում են **էլեկտրամագնիսական ալիք**:

265-րդ նկարում «պատկերված» է  $Ox$  առանցքի ուղղությամբ տարածվող էլեկտրամագնիսական ալիք, որի լարվածության  $\vec{E}$  վեկտորն ուղղված է  $Oy$ , իսկ ինդուկցիայի  $\vec{B}$  վեկտորը՝  $Oz$  առանցքի երկայնքով: Ալիքի «պատկերից» երևում է, որ տարածության յուրաքանչյուր կետում, որով անցնում է էլեկտրամագնիսական ալիքը, էլեկտրամագնիսական  $\vec{E}$  և  $\vec{B}$  վեկտորներն ուղղահայաց են ոչ միայն իրար ( $\vec{E} \perp \vec{B}$ ), այլ նաև ալիքի տարածման ուղղությանը: Այլ կերպ ասած՝ **էլեկտրամագնիսական ալիքը լայնական է**:

Էլեկտրամագնիսական ալիքում էլեկտրական և մագնիսական դաշտերը մեկը մյուսին «ստեղծում» են միայն ալիքի տարածման ուղղությամբ՝ «առջևի» կետերում, իսկ անցած («հետևի») կետերում ոչնչացնում են իրար:



Նկ. 264. Փոփոխական մագնիսական (էլեկտրական) դաշտը ստեղծում է մրրկային էլեկտրական (մագնիսական) դաշտ:



Նկ. 265. Էլեկտրամագնիսական ալիքի տարածական գրաֆիկը («ակնբարբային լուսանկարը»)

**Էլեկտրամագնիսական ալիքի էներգիան:** Էլեկտրամագնիսական դաշտը, հետևաբար՝ նաև էլեկտրամագնիսական ալիքը, օժտված են էներգիայով, որն անվանում են **էլեկտրամագնիսական էներգիա:** Բնականաբար, էլեկտրամագնիսական դաշտի հետ, նրա տարածման ուղղությամբ «տեղափոխվում» է նաև էլեկտրամագնիսական էներգիան: Վակուումում տարածվող էլեկտրամագնիսական ալիքի էներգիայի խտությունը տրվում է (11.23) բանաձևով:

Տարրական տատանակի արձակած էլեկտրամագնիսական ալիքների հզորությունը, համաձայն Մաքսվելի տեսության, համեմատական է լիցքավորված մասնիկի արագացման քառակուսուն՝  $p \sim a^2$ :  $l = l_m \cos \omega t$  օրենքով տատանվող լիցքի արագությունը՝  $v = \Delta l / \Delta t = -l_m \omega \sin \omega t$ , արագացումը՝  $a = \Delta v / \Delta t = -l_m \omega^2 \cos \omega t$ : Հետևաբար՝ միջին հզորությունը՝  $\overline{p} \sim \overline{a^2} \sim \omega^4$ : Այսպիսով՝ տատանակի արձակած էլեկտրամագնիսական ալիքների միջին հզորությունը համեմատական է տատանումների հաճախության 4-րդ աստիճանին:



### Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Ի՞նչ է փարրական փարփանակը: Ինչպիսի՞ր էլեկտրական և մագնիսական դաշտեր են առաջանում փարփանակի շուրջը:
2. Ինչն՞ով է փարբերվում ա) մակածված էլեկտրական դաշտը փարփանակի լիցքերի սրեղծած էլեկտրական դաշտից, բ) մակածված մագնիսական դաշտը փարփանակի լիցքերի շարժմամբ (հոսանքով) սրեղծված մագնիսական դաշտից:
3. Պարբերության մասերով արտահայտված՝ ժամանակի ո՞ր պահերին է էլեկտրական դաշտը «պոկվում» փարփանակից, երբ լիցքերի հեռավորությունը փոփոխվում է կոսինուսի օրենքով:
4. Ի՞նչ է էլեկտրամագնիսական ալիքը:
5. Գրե՞ք էլեկտրամագնիսական ալիքի էներգիայի խտության բանաձևը:
6. Ինչպե՞ս է կախված փարփանակի արձակած էլեկտրամագնիսական ալիքների հզորությունը փարփանումների հաճախությունից:

## § 129. ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ՓՈՐՁՆԱԿԱՆ ՐԱՅՏՆԱԳՈՐԾՈՒՄԸ

Ինչպես գիտեք, էլեկտրամագնիսական ալիքների աղբյուր կարող է լինել լիցքավորված մասնիկների (օրինակ՝ էլեկտրոնների) տատանողական շարժումը: Տատանողական կոնտուրում էլեկտրոնների տատանողական շարժման հետևանքով պարբերաբար փոփոխվում են կոնդենսատորի էլեկտրական և կոճի մագնիսական դաշտերը: Կոնդենսատորի էլեկտրական դաշտի փոփոխությունից նրա շրջադիրների միջակա տարածությունում մակածվում է մագնիսական դաշտ, իսկ կոճի մագնիսական դաշտի փոփոխմամբ նրա գալարներում մակածվում է մրկայալին էլեկտրական դաշտ:

Այսպիսով՝ ժամանակի յուրաքանչյուր պահի տատանողական կոնտուրում միաժամանակ առկա են իրար հետ անխաղճիորեն կապված փոփոխական էլեկտրական և մագնիսական դաշտեր, այսինքն՝ էլեկտրամագնիսական դաշտ: Սակայն այդ դաշտը կենտրոնացված է տարածության սահմանափակ տիրույթում կամ կոնդենսատորի շրջադիրների, կամ կոճի գալարների միջև, և այդ պատճառով չի կարող ազատորեն «տեղափոխվել» տարածության մեջ: Ուստի՝ մեր դիտարկած տատանողական կոնտուրն անվանում են **փակ**: Փակ տատանողական կոնտուրը գործնականում չի արձակում էլեկտրամագնիսական ալիքներ:

Տատանողական կոնտուրում ստեղծվող էլեկտրամագնիսական դաշտը կոնտուրից անջատելու և տարածության մեջ «տեղափոխելու» համար, տատանողական կոնտուրը պետք է դարձնել **բաց**: 266-րդ նկարում ցույց է տրված, թե ինչպես կարելի է փակ տատանողական կոնտուրը դարձնել բաց: Բաց տատանողական կոնտուրում էլեկտրամագնիսական դաշտն արդեն զբաղեցնում է կոնտուրը շրջապատող տարածությունը, շնորհիվ որի այն պահերին, երբ այդ դաշտը խզում է կապը լիցքերի հետ, լիովին դառնում է «ազատ» և կարող է հեռանալ իրեն ստեղծող

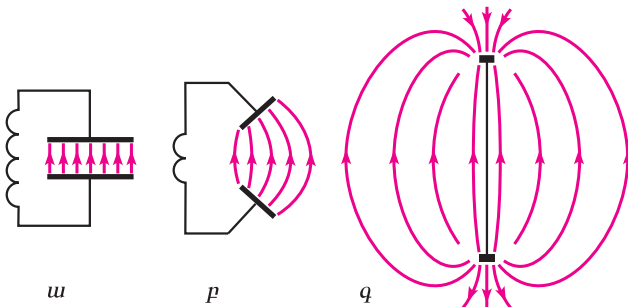


**Հերց Հայնրիխ Ռուդոլֆ**

1857-1894

Գերմանացի ֆիզիկոս, էլեկտրադինամիկայի հիմնադիրներից: Փորձով ապացույցել է էլեկտրամագնիսական ալիքների գոյությունը և հետազոտել դրանց հարկությունները: Հայտնաբերել է ֆոտոէֆեկտի երևույթը, ուսումնասիրել կաթոդային ճառագայթների հարկությունները, ցվել առաձգական գնդերի բախման փոսությունը:

Էլեկտրամագնիսական ալիքներ ստանալու համար Հերցը ստեղծել է մի սարք, որը բաց տատանողական կոնտուր էր և ներկայումս կոչվում է **Հերցի տատանակ**: Այն բաղկացած էր պղնձե երկու ուղիղ ձողերից, որոնց ծայրերին ամրացված էին մետաղե գնդեր: Չողերն իրարից բաժանված էին այսպես կոչված կայծային արանքով և միացված էին ինդուկցիոն կոճին (նկ. 267), որից գնդերը լիցքավորվում էին: Չողերը (գնդերի հետ միասին) օժտված էին որոշակի ինդուկտիվությամբ:



**Նկ. 266.** Փակ տատանողական կոնտուրի (w) ձևափոխումը բացի (q)

կոնտուրից և տեղափոխվել տարածության մեջ: Այլ կերպ ասած՝ **բաց տատանողական կոնտուրն էլեկտրամագնիսական ալիքների աղբյուր է**:

Բայց արձակված էլեկտրամագնիսական ալիքների (կամ, ինչպես ասում են, **էլեկտրամագնիսական ճառագայթման**) միջին հզորությունը համեմատական է տատանումների հաճախության 4-րդ աստիճանին՝  $\bar{p} + \omega^4$ : Քանի որ տատանողական կոնտուրի սեփական հաճախությունը՝  $\omega = 1/\sqrt{LC}$ , ապա ճառագայթման հզորությունը մեծացնելու համար հարկավոր է փոքրացնել կոնդենսատորի ունակությունը և կոճի ինդուկտիվությունը: Այդ պատճառով էլ բաց տատանողական կոնտուրի կոճի փաթույթն «ուղղում» են (դրա շնորհիվ նվազում է L-ը), իսկ կոնդենսատորի թիթեղների մակերեսը՝ փոքրացնում (նվազում է C-ն):

Էլեկտրամագնիսական ալիքներն առաջին անգամ փորձնականորեն հայտնաբերել է գերմանացի ֆիզիկոս Հայնրիխ Հերցը 1887 թվականին:

Գնդերը տարանուն լիցքերով լիցքավորելիս, նրանց միջև բավականաչափ մեծ լարման դեպքում, կայծային արանքում առաջանում էր պարպում, տատանակի շղթան փակվում էր, և պարպման ընթացքում շղթայում ծագում էին էլեկտրամագնիսական տատանումներ:

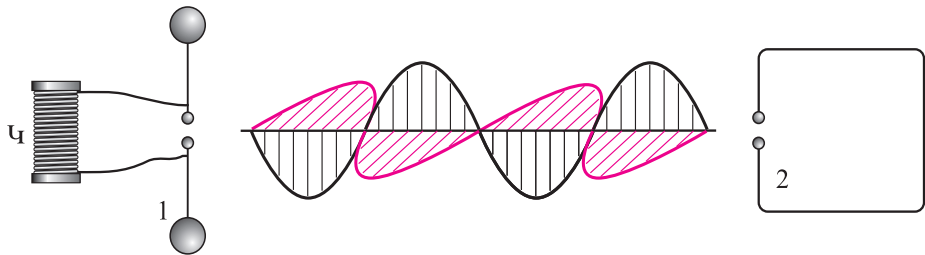
Մարման պատճառով լարումը նվազում էր, և պարպումը դադարում էր: Գնդերի ամեն մի վերալիքբավորումից հետո, երբ լարումը դառնում էր պարպման լարմանը հավասար, դարձյալ կայծ էր առաջանում:

Էլեկտրամագնիսական ալիքները գրանցելու համար Հերցը ճառագայթող տատանակից որոշակի հեռավորությամբ տեղադրեց մետաղալարե բաց գալար, որի ծայրերի միջև նույնպես կար կայծային արանք (նկ. 267): Ընդունիչ տատանակին հասած էլեկտրամագնիսական ալիքները վերջինիս կայծային արանքում առաջացնում էին պարպում, և ընդունիչ տատանակում ծագում էին հարկադրական տատանումներ: Փոփոխելով ընդունիչի չափերն այնպես, որ նրա սեփական տատանումների հաճախությունը համընկներ էլեկտրամագնիսական ալիքի հաճախությանը, ընդունիչի որոշակի դիրքերում նրա ծայրերի միջև լարումը բավարար էր դառնում կայծ առաջացնելու համար: Դճառագայթող տատանակի յուրաքանչյուր կայծն այդ դեպքում ուղեկցվում էր ընդունիչում առաջացող կայծով:

Հաշվելով ընդունիչ տատանակի  $L$  ինդուկտիվությունը և  $C$  ունակությունը՝  $T = 2\pi\sqrt{LC}$  բանաձևով՝ Հերցը որոշել է էլեկտրամագնիսական ալիքի պարբերությունը: Այնուհետև, չափելով ընդունիչի այն երկու հարևան դիրքերի հեռավորությունը, որոնց դեպքում ընդունիչի գնդերի միջև կայծային պարպում էր առաջանում, Հերցը կարողացել է որոշել նաև էլեկտրամագնիսական ալիքի  $\lambda$  երկարությունը և  $v = \lambda/T$  բանաձևով հաշվել է էլեկտրամագնիսական ալիքի տարածման արագությունը: Հերցի հաշվարկներով՝  $v = 300000$  կմ/վ  $= 3 \cdot 10^8$  մ/վ: Դրանով իսկ նաև փորձնականորեն ապացուցվեց, որ փոփոխական էլեկտրամագնիսական դաշտը տարածվում է վերջավոր արագությամբ:

Հերցի փորձերից մի քանի տասնամյակ առաջ Մաքսվելը տեսականորեն ապացուցել էր, որ էլեկտրամագնիսական ալիքների արագությունը վակուումում՝  $v = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0} = 3 \cdot 10^8$  մ/վ: Հերցի փորձերը փայլուն կերպով հաստատեցին Մաքսվելի տեսական հաշվարկների ճշտությունը:

1851 թվականին ֆրանսիացի ֆիզիկոս Արման Ֆիզոն, փորձով չափելով լույսի արագությունը, ստացել է  $c = 3 \cdot 10^8$  մ/վ արժեքը: Ուրեմն, էլեկտրամագնիսական ալիքի և լույսի արագությունները համընկնում են՝  $v = c$ : Մաքսվելն այդ արագությունների համընկնելը պատահական չի համարել. դա նրան հանգեցրել է այն եզրակացության, որ լույսն էլեկտրամագնիսական ալիք է: Ավելին, Մաքսվելն այդ պատկերացումների հիման վրա կարողացել է նաև տեսականորեն բացատրել լույսի հատկությունները:



Նկ. 267. Հերցի փորձի սխեման. ինդուկցիոն կոճ ( $U$ ), ճառագայթիչ (1), ընդունիչ տատանակ (2)



## Շարքեր և առաջադրանքներ

1. Ինչո՞ւ փակ փարպանողական կոնփուրը չի կարելի օգտագործել էլեկտրամագնիսական ալիքների ճառագայթելու համար: 2. Ի՞նչ է բաց փարպանողական կոնփուրը: 3. Նկարագրե՞ք, թե ինչպես է Հերցը փորձնականորեն հայտնաբերել էլեկտրամագնիսական ալիքները: 4. Ինչպե՞ս է Հերցը որոշել էլեկտրամագնիսական ալիքների փարածման արագությունը: Որքա՞ն է այդ արագությունը: 5. Ի՞նչ է վկայում էլեկտրամագնիսական ալիքների և լույսի արագությունների համընկնումը:

Խորագրված

## § 130. ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԱԼԻՔԻ ՀԱՎԱՍԱՐՈՒՄԸ

Դիտարկենք վակուումում տեղափոխվող էլեկտրամագնիսական դաշտ, որի  $\vec{E}$  լարվածությունը կամ  $\vec{B}$  ինդուկցիան կախված են միայն մեկ տարածական կոորդինատից՝  $x$ -ից, և  $t$  ժամանակից, ընդ որում,  $\vec{E}$  և  $\vec{B}$  վեկտորներից յուրաքանչյուրն ուղղահայաց է այն ուղղին, որի երկայնքով տարածվում է այդ դաշտը, ինչպես նաև  $\vec{E} \perp \vec{B}$ : Այդպիսի էլեկտրամագնիսական դաշտն անվանում են **հարթ էլեկտրամագնիսական ալիք**:

Այն մակերևույթը, որը տարածության՝ ալիքով ընդգրկված տիրույթը բաժանում է ալիքով դեռևս չընդգրկված տիրույթից, անվանում են **ալիքային մակերևույթ** կամ **ալիքի ճակատ**: Բնականաբար, հարթ էլեկտրամագնիսական ալիքի ճակատը հարթություն է: Միևնույն ալիքային մակերևույթի բոլոր կետերում էլեկտրամագնիսական դաշտի  $\vec{E}$  և  $\vec{B}$  վեկտորները տատանվում են միատեսակ ձևով, այսինքն՝ նրանց տատանումների փուլերը նույնն են: Այն ուղիղը, որն ուղղահայաց է ալիքային մակերևույթին, կոչվում է **ճառագայթ**: Ասում են, որ ալիքը տարածվում է ճառագայթի երկայնքով:

Դիցուք՝ կոորդինատային  $O$  սկզբնակետում էլեկտրամագնիսական ալիքի  $\vec{E}$  լարվածության մոդուլը փոփոխվում է  $E = E_0 \cos \omega t$  ներդաշնակության օրենքով: Քանի որ էլեկտրամագնիսական ալիքը տարածվում է վերջավոր արագությամբ, ապա  $O$  սկզբնակետից  $x$  հեռավորությամբ կետում նույնպես կժագեն ներդաշնակ տատանումներ, բայց որոշ  $\Delta t$  ժամանակ անց: Այդ ժամանակն անհրաժեշտ է, որ էլեկտրամագնիսական դաշտն  $O$  կետից հասնի  $X$  կոորդինատով կետը, այսինքն՝  $\Delta t = x/c$ : Հետևաբար՝ երկրորդ կետում էլեկտրական դաշտի լարվածության տատանումները տեղի կունենան

$$E = E_y = E_0 \sin \omega (t - \Delta t) = E_0 \sin \omega \left( t - \frac{x}{c} \right) \quad (12.45)$$

օրենքով: Այս հավասարումն  $x$  առանցքի երկայնքով տարածվող հարթ էլեկտրամագնիսական ալիքի հավասարումն է: Նույն հավասարումը կարելի է գրել նաև մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի համար՝

$$B = B_z = B_0 \sin \omega \left( t - \frac{x}{c} \right): \quad (12.45)$$

(12.45) և (12.46) հավասարումներից, ինչպես նաև 265-րդ մկարում պատկերված էլեկտրամագնիսական ալիքի տարածական գրաֆիկից երևում է, որ  $\vec{E}$  և  $\vec{B}$  վեկտորներն իրենց առավելագույն արժեքներին հասնում են միաժա-

մանակ տարածության միևնույն կետերում, և նույն կերպ էլ դառնում են զրո:

265-րդ նկարից նկատում ենք նաև, որ ալիքի տարածման ուղղությունը  $\vec{E}$  և  $\vec{B}$  վեկտորների ուղղությունների միջոցով կարելի է որոշել խցանահանի կանոնով: **Եթե խցանահանի բռնակը պտտենք  $\vec{E}$  վեկտորի ուղղությունից դեպի  $\vec{B}$  վեկտորի ուղղությունը փոքր պտտման անկյունով, ապա խցանահանի սայրի համընթաց շարժման ուղղությունը կհամընկնի էլեկտրամագնիսական դաշտի տեղափոխման ուղղությանը:**

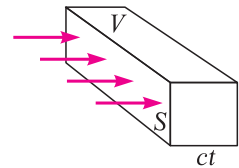
Էլեկտրամագնիսական ալիքի կարևոր բնութագիր է **ալիքի ուժգնությունը**, որն ալիքի տարածմանն ուղղահայաց միավոր մակերեսով հարթակով միավոր ժամանակում անցնող միջին էներգիան է: Ալիքի ուժգնությունը նշանակելով  $J$  տառով՝ կարող ենք գրել՝

$$J = \frac{\overline{W}}{St}, \quad (12.47)$$

որտեղ  $\overline{W}$ -ը  $t$  ժամանակում  $S$  մակերեսով հարթակով անցնող միջին էլեկտրամագնիսական էներգիան է: (12.47) բանաձևից հետևում է, որ ալիքի ուժգնությունն արտահայտվում է  $V/m^2$  միավորով:

Էլեկտրամագնիսական ալիքի ուժգնությունը համեմատական է ալիքի էներգիայի միջին խտությանը: Իրոք, (12.47) բանաձևի համաձայն՝  $\overline{W} = JSt$ : Այդ էներգիան պարփակված կլիմի  $V$  ծավալում՝  $V = Sct$  (նկ. 268): Հետևաբար՝  $\overline{W} = \overline{w}V = \overline{w}Sct$ , ուստի  $\overline{w}Sct = JSt$ , որտեղից՝

$$J = \overline{w}c: \quad (12.48)$$



**Նկ. 268.**  $t$  ժամանակում էլեկտրամագնիսական ալիքի էներգիան «գրառեցնում» է  $V$  ծավալ



### Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Ո՞ր էլեկտրամագնիսական ալիքն են անվանում հարթ: 2. Գրեք հարթ էլեկտրամագնիսական ալիքի հավասարումը: 3. Ի՞նչ է ալիքային մակերևույթը: Ի՞նչ հատկություն ունեն այդ մակերևույթի կետերը: 4. Ո՞ր ուղիղն են անվանում ճառագայթ: 5. Որքա՞ն է էլեկտրամագնիսական ալիքի էլեկտրական և մագնիսական բաղադրիչների տարաբանումների փուլերի տարբերությունը: 6. Ինչպե՞ս են որոշում հարթ էլեկտրամագնիսական ալիքի տարածման ուղղությունը  $\vec{E}$  և  $\vec{B}$  վեկտորների ուղղությունների միջոցով: 7. Սահմանե՞ք էլեկտրամագնիսական ալիքի ուժգնությունը: Ի՞նչ միավորով է այն չափվում: 8. Գրե՞ք էլեկտրամագնիսական ալիքի ուժգնության և ալիքի էներգիայի միջին խտության կապն արտահայտող բանաձևը:

## § 131. ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ:

Հերյը ոչ միայն ստացել և գրանցել է էլեկտրամագնիսական ալիքներ, այլ նաև պարզել դրանց հիմնական հատկությունները:

**Էլեկտրամագնիսական ալիքների անդրադարձումը և բեկումը:** Ղառագայթիչ և ընդունիչ տատանակները տեղադրելով մետաղե էկրանի առջևում



և հետևում՝ Հերցը հայտնաբերել է, որ էլեկտրամագնիսական ալիքները մետաղե էկրանով չեն անցնում:

Մետաղի մակերևույթին ընկնող էլեկտրամագնիսական ալիքի փոփոխական էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ մետաղի ազատ էլեկտրոնները կատարում են հարկադրական տատանումներ՝ ստեղծելով էլեկտրամագնիսական ալիքի հաճախությամբ փոփոխական հոսանք: Տատանվող էլեկտրոններն արձակում են էլեկտրամագնիսական ալիքներ, որոնց հաճախությունը նույնն է, ինչ ընկնող ալիքներինը: Այսպիսով՝ մետաղի մակերևույթին ընկնող էլեկտրամագնիսական ալիքների էներգիայի մի մասը փոխակերպվում է ջուլյան ջերմության, քանի որ մետաղն օժտված է ակտիվ դիմադրությամբ, իսկ մնացած մասն անդրադառնում է:

Մետաղե էկրանը փոխարինելով դիէլեկտրիկով (օրինակ՝ ապակիով)՝ Հերցը նկատել է, որ էլեկտրամագնիսական ալիքների փոքր մասն է անդրադառնում, իսկ մեծ մասն անցնում է դիէլեկտրիկով: Եթե ալիքի հաճախությունը զգալիորեն տարբերվում է դիէլեկտրիկի ատոմների և մոլեկուլների սեփական տատանումների հաճախությունից (այսինքն՝ բացակայում է ռեզոնանսը), ապա դիէլեկտրիկը կարող է թափանցիկ լինել էլեկտրամագնիսական ալիքների համար: Այդուհանդերձ, դիէլեկտրական միջավայրով անցնելիս, որպես կանոն, փոխվում է էլեկտրամագնիսական ալիքի տարածման ուղղությանը: Այդ երևույթը, որին արդեն ծանոթ եք, անվանում են ալիքների բեկում:

**Էլեկտրամագնիսական ալիքների ինտերֆերենցիա:** Ինչպես բոլոր տիպի ալիքներին, էլեկտրամագնիսական ալիքներին նույնպես բնորոշ է ինտերֆերենցիայի երևույթը:

**Տատանումների միևնույն հաճախությամբ երկու կամ ավելի ալիքների վերադրումից ստացվող արդյունաբար ալիքի լայնության մեծացման կամ փոքրացման երևույթն անվանում են ալիքների ինտերֆերենցիա:** Ինտերֆերենցիայի հետևանքով արդյունաբար ալիքի տատանումների լայնությամբ տարածության տարբեր կետերում ունի տարբեր արժեքներ:

Դիտարկենք էլեկտրամագնիսական ալիքների ինտերֆերենցիայի երևույթը:

Դիցուք՝ տարածվում են միևնույն հաճախությամբ և միևնույն լայնությամբ երկու էլեկտրամագնիսական ալիքներ: Տարածության կամայական կետում էլեկտրամագնիսական ալիքի, օրինակ, էլեկտրական դաշտի արդյունաբար լարվածությունն առանձին ալիքների էլեկտրական դաշտերի լարվածությունների վեկտորական գումարն է: Եթե այդ ալիքների լարվածության վեկտորները գուրգահեռ են, ապա արդյունաբար ալիքի լարվածությունը հավասար կլինի պարզապես վերադրվող ալիքների լարվածությունների գումարին՝  $E = E_1 + E_2$ : (12.45) բանաձևում նշանակելով  $\omega X/v = \varphi$ , էլեկտրամագնիսական ալիքների համար կստանանք  $E_1 = E_0 \cos(\omega t - \varphi_1)$ ,  $E_2 = E_0 \cos(\omega t - \varphi_2)$  հավասարումները, հետևաբար՝

$$\begin{aligned} E &= E_0 \cos(\omega t - \varphi_1) + E_0 \cos(\omega t - \varphi_2) = \\ &= 2E_0 \cos \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2} \cos \omega t - \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2} = E_m \cos \omega t - \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}, \end{aligned}$$



որտեղ  $E_m = 2E_0 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)/2$ -ն արդյունարար ալիքի տատանումների լայնույթն է, որը կախված է ալիքների փուլերի  $\varphi_1 - \varphi_2$  շեղումից:

Ալիքի ուժգնությունը համեմատական է նրա լայնույթի քառակուսուն՝

$$J + E_m^2 = 4E_0^2 \cos^2 \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2} = 4E_0^2 \frac{1 + \cos(\varphi_1 - \varphi_2)}{2} = \quad (12.49)$$

$$= 2E_0^2 + 2E_0^2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2),$$

որը կարող է ինչպես մեծ լինել  $2E_0^2$ -ույ, այնպես էլ՝ փոքր: Սա էլ հենց ինտերֆերենցի երևույթն է: Եթե վերադրվող ալիքների փուլերի տարբերությունը՝  $\varphi_1 - \varphi_2 = 2m\pi$ ,  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ , ապա արդյունարար ալիքի ուժգնությունը կլինի առավելագույնը ( $2E_0^2$ ): Հակառակը, եթե  $\varphi_1 - \varphi_2 = (2m+1)\pi$ , ապա արդյունարար ալիքի ուժգնությունը զրո է:

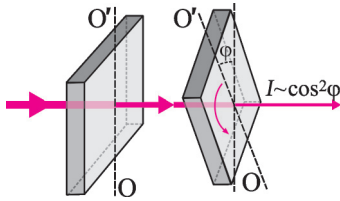
**Էլեկտրամագնիսական ալիքների դիֆրակցիան:** Դիֆրակցիա են անվանում այն երևույթը, երբ ալիքները, հանդիպելով արգելքների, շրջանցում են դրանք՝ թափանցելով երկրաչափական ստվերի տիրույթ: Եթե էլեկտրամագնիսական ալիքների ճանապարհին դնենք մետաղե էկրան, որի չափերն ալիքի երկարության կարգի են, ապա փորձով կարելի է էլեկտրամագնիսական ալիքներ գրանցել նաև էկրանի հետևում՝ նրա ստվերի տիրույթում: Դիֆրակցիայի երևույթ դիտվում է նաև այն ժամանակ, երբ էլեկտրամագնիսական ալիքները, անցնելով ճեղքերի միջով, շեղվում են ուղղագիծ տարածման ուղղությունից: Որքան փոքր է ճեղքի լայնությունը, այնքան էլեկտրամագնիսական ալիքներն ավելի շատ են շեղվում ուղղագիծ ուղղությունից: Առավել ցայտուն դիֆրակցիան դրսևորվում է այն դեպքում, երբ ճեղքի լայնությունը փոքր է ալիքի երկարությունից:

**Էլեկտրամագնիսական ալիքների քնեռացումը:** Ինտերֆերենցի և դիֆրակցիայի երևույթները դիտվում են ինչպես լայնական, այնպես էլ երկայնական ալիքների տարածման ընթացքում: Բայց լայնական ալիքներին բնորոշ է մի հատկություն, որով օժտված չեն երկայնական ալիքները: Այդ հատկությունն անվանում են **քնեռացում**:

Ինչպես գիտեք, էլեկտրամագնիսական ալիքները լայնական են: Եթե ալիքի  $\vec{E}$  վեկտորի տատանումները տեղի են ունենում միևնույն հարթության՝ մեջ, ապա ասում են, որ էլեկտրամագնիսական ալիքը քնեռացված է, իսկ այդ հարթությունն անվանում են **քնեռացման հարթություն**:

Էլեկտրամագնիսական ալիքի քնեռացումն ուսումնասիրում են **քնեռիչներ** կոչվող սարքերով: Դրանք սովորաբար անիզոտրոպ բյուրեղներ են, որոնք էլեկտրամագնիսական ալիքների փնջից առանձնացնում են **քնեռացված ալիքներ**: Իսկ այն սարքերը, որոնք հնարավորություն են տալիս պարզելու քնեռացման հարթության դիրքը, անվանում են **վերլուծիչներ**: Վերլուծիչը նույն քնեռիչն է, միայն թե նրա միջով անցկայանում են քնեռացված ալիքներ:

Դիցուք՝ չքնեռացված էլեկտրամագնիսական ալիքների փունջն ընկնում է քնեռիչի նիստին: Բնեռիչով անցնելիս փնջի ուժգնությունը նվազում է, քանի որ փնջում մնում են միայն որոշակի քնեռացման հարթությամբ ալիքներ:



**Նկ. 269.** Էլեկտրամագնիսական ալիքների փնջի անցումը բևեռիչով և վերլուծիչով

րը: Բևեռիչի այդ դիրքը նշված է  $OO'$  առանցքով (նկ. 269), որը, ակներև է, ընկած է բևեռիչով անցած ալիքի բևեռացման հարթության մեջ:

Եթե բևեռացված ալիքների այդ «նոսրացված» փունջը, որի ուժգնությունը  $I_0$  է, ընկնում է վերլուծիչի նիստին, որի  $OO'$  առանցքը բևեռացման հարթության նկատմամբ թեքված է  $\varphi$  անկյունով, ապա վերլուծիչով անցնելուց հետո ալիքների լայնույթը փոքրանում է  $\cos\varphi$  անգամ:

Քանի որ ալիքի ուժգնությունը համեմատական է նրա լայնույթի քառակուսուն, ապա վերլուծիչով անցնելուց հետո փնջի ուժգնությունը՝

$$I = I_0 \cos^2 \varphi: \quad (12.50)$$

(12.50) առնչությունն անվանում են Մալյուսի օրենք՝ ի պատիվ ֆրանսիացի ֆիզիկոս Էտիեն Մալյուսի (1775-1812): Եթե վերլուծիչի և բևեռիչի բևեռացման հարթություններն իրար ուղղահայաց են ( $\varphi = 90^\circ$ ), ապա էլեկտրամագնիսական ալիքներն այդ համակարգով չեն անցնում: Այդ փորձով հանդգնում ենք, որ էլեկտրամագնիսական ալիքները, իրոք, լայնական են:



### Հարցեր և առաջադրանքներ

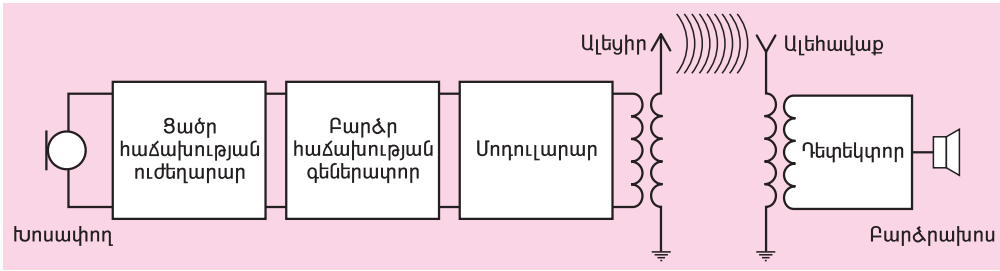
1. Ի՞նչ փորձով կարելի է համոզվել, որ էլեկտրամագնիսական ալիքները մեքաղեթ թիթեղով չեն անցնում: Մեքաղի մակերևույթին ընկնող էլեկտրամագնիսական ալիքներն ամբողջությամբ են անդրադառնում, թե՞ ոչ: Ինչու՞:
2. Ո՞ր երևույթն են անվանում ալիքների ինտերֆերենց:
3. Ինչպե՞ս է կախված արդյունաբար ալիքի ուժգնությունը վերադրվող ալիքների փափրանումների փուլերի շեղումից: Ե՞րբ է արդյունաբար ալիքի ուժգնությունը՝ ա) առավելագույնը, բ) նվազագույնը:
4. Ո՞ր երևույթն են անվանում դիֆրակցիա: Ե՞րբ է դիտվում դիֆրակցիան:
5. Ո՞ր սարքերն են անվանում բևեռիչներ: Ինչու՞ է բևեռիչով անցնելուց հետո էլեկտրամագնիսական ալիքների փնջի ուժգնությունը նվազում:
6. Ի՞նչ է վերլուծիչը: Գրե՞ք Մալյուսի բանաձևը: Ինչի՞ց է կախված վերլուծիչով անցած բևեռացված էլեկտրամագնիսական ալիքների փնջի ուժգնությունը: Ե՞րբ է նշված փնջի ուժգնությունը գրո:

## § 132. ՈԱԴԻՈՎԱԴԻ ՍԿԶՐՈՒՆԵԸ

Մաքսվելի կանխատեսած և Հերցի հայտնաբերած էլեկտրամագնիսական ալիքների տեխնիկական կիրառություններից կարևորագույնը դրանց օգտագործումն է ռադիոկապի նպատակներով:

Ռադիոյի հայտնագործման սկզբնական շրջանում կապն իրականացվում էր միայն փոքր հեռավորությամբ վայրերի միջև, Մորզեի այբուբենի (պայմանական նշանների՝ կետերի և գծիկների համակարգ) միջոցով: Էլեկտրոնային լամպի հայտնագործումից հետո էլեկտրոնային ուժեղարարների օգնությամբ հաջողվեց զգալիորեն մեծացնել ռադիոկապի հեռավորությունը: Ռադիոյի զարգացման հաջորդ փուլում հնարավոր դարձավ խոսքի, երաժշտության հաղորդումը:

Ռադիոկապի իրականացման բլոկ-սխեման պատկերված է 270-րդ նկարում: Հաղորդիչ կայանում ձայնային ալիքի ճնշման տատանումները խոսափողի մի-

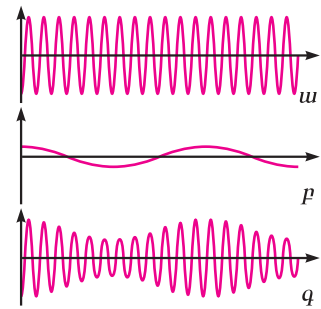


Նկ. 270. Ռ-ադիոկապի իրականացման բլոկ-սխեման

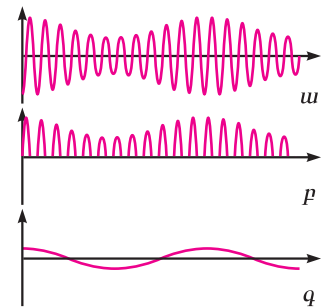
ջուրով փոխակերպվում են էլեկտրական տատանումների: Քանի որ ձայնային ազդանշանները ցածր հաճախությամբ տատանումներ են, այդպիսի հաճախությունների դեպքում կոնտուրը չի ճառագայթում, ուստի՝ ռադիոկապ իրականացնելու համար անհրաժեշտ է օգտագործել բարձր հաճախությամբ տատանումներ: Այդպիսի տատանումներ հաղորդիչ կայանում ստեղծում է բարձր հաճախության գեներատորը: Այդ տատանումներն էլ հենց ալեկտրի միջոցով արձակվում են տարածության մեջ: Դրանք յուրահատուկ «փոխադրամիջոց» են ձայնային ազդանշանների համար: Չայնային ազդանշանը հաղորդելու համար բարձր հաճախությամբ տատանումների որևէ բնութագիր, օրինակ, լայնույթը, փոփոխում են կամ, ինչպես ասում են, **մոդուլում** են ձայնային հաճախությամբ էլեկտրական տատանումների փոփոխման օրենքով: Վերջինս կատարվում է մոդուլող սարքի՝ մոդուլարարի օգնությամբ: Մոդուլումից հետո տատանումներն ուժեղացվում են և ալեկտրի միջոցով ճառագայթվում:

271,ա նկարում պատկերված են գեներատորի ստեղծած բարձր հաճախության տատանումները, 271,բ նկարում՝ ձայնային հաճախության տատանումները, իսկ 271,գ նկարում՝ ըստ լայնույթի մոդուլված բարձրհաճախային տատանումների գրաֆիկները:

Ռ-ադիոընդունիչում ալեհավարի ընդունած տատանումներից վերականգնվում են ձայնային հաճախության տատանումները: Չայնային ազդանշանին համապատասխանող ցածր հաճախության էլեկտրական տատանումների վերականգնման այդ պրոցեսը կոչվում է **դեմոդուլում**, իսկ այդ իրականացնող սարքը՝ **դեմոդուլոր**: Դեմոդուլումով ստացված ազդանշանը, ուժեղացնելուց հետո, հաղորդում են բարձրախոսին, որի օգնությամբ այն փոխակերպվում է ձայնի: 272,ա նկարում պատկերված են ռեզոնանսային տատանողական կոնտուրի ընդունած բարձր հաճախությամբ մոդուլված տատանումների, 272,բ նկարում՝ դեմոդուլված տատանումները,



Նկ. 271. ա. Բարձր հաճախության տատանումներ, բ. ցածր (ձայնային) հաճախության տատանումներ, գ. մոդուլված տատանումներ



Նկ. 272. ա. Մոդուլված տատանումներ, բ. դեմոդուլված տատանումներ, գ. ցածր (ձայնային) հաճախության տատանումներ

իսկ 274,գ նկարում՝ վերականգնված ցածր (ձայնային) հաճախությամբ տատանումների գրաֆիկները:

**Հեռուստատեսություն:** Ռադիոալիքների միջոցով է կատարվում նաև պատկերների հեռահաղորդումը՝ հեռուստատեսությունը:

Հաղորդող կայանում պատկերը հատուկ սարքի՝ **իկոնոսկոպի** միջոցով փոխակերպվում է էլեկտրական ազդանշանների: Իկոնոսկոպի ստացված ազդանշաններով մոդուլված բարձրհաճախային տատանումներն ալեցիրն առաքում է տարածության մեջ: Այդ տատանումներն ընդունում է ալեհավաքը, ապա ընդունիչ սարքում՝ հեռուստայուլյում, դետեկտումից հետո ստացված տեսաազդանշանը հաղորդում է **կինեսկոպին**, որի էկրանին այն փոխակերպվում է տեսանելի պատկերի:



**Հովհաննես Ադամյան**

1879 -1932

*Հայ ճարտարագետ-գյուլարար: 1907 թ. հայրնագործել է երկգույն հեռուստատեսությունը: Գունավոր հեռուստատեսության գյուլարար (1925 թ.): Նա նաև լուսահեռագրության գյուլարի հեղինակն է:*

Գունավոր հեռուստատեսության գյուտարարը հայ նշանավոր ճարտարագետ Հովհաննես Ադամյանն է: 1925 թ. նա ներկայացրել է գունավոր հեռուստատեսության առաջին նախագիծը: Նույն թվականին Երևանի պետական համալսարանում նա պատրաստել և գործարկել է «Հեռատես» եռագույն հեռուստայուլյը:

Ադամյանի առաջարկած հեռուստատեսությունն առաջին անգամ կիրառվել է 1928 թ., Լոնդոնում, իսկ 1951-53 թթ. այն որպես գունավոր պատկերների հաղորդման կայուն համակարգ, ընդունվել է ԱՄՆ-ում:

**Ռադիոտեղորոշում:** Էլեկտրամագնիսական ալիքների՝ զանազան առարկաներից անդրադառնալու հատկությունը լայնորեն կիրառվում է այդ առարկաների դիրքը որոշելու համար: **Առարկաների դիրքի որոշումն էլեկտրամագնիսական ալիքների միջոցով անվանում են ռադիոտեղորոշում:**

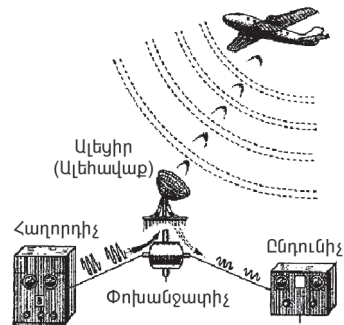
Ռադիոտեղորոշիչ սարքը կազմված է հաղորդող և ընդունող մասերից՝ ներառյալ ալեցիրը (ալեհավաքը) (նկ. 273):

Հաղորդող մասը գերբարձր հաճախության (0,1÷100 ԳՀյ) հզոր էլեկտրամագնիսական տատանումների զեներատոր է, որը միացված է ալեցիրին: Վերջինս արձակում է ուղղորդված էլեկտրամագնիսական ալիքներ: Հասնելով նպատակակետին՝ ալիքներն անդրադառնում են նրանից և վերադառնում դեպի ռադիոտեղորոշիչ: Ալեհավաքն անդրադարձած ռադիոալիքները «որսում» և ուղարկում է ընդունիչին, որտեղ այդ ալիքների առաջացրած հարկադրական տատանումներն ուժեղացվում և տրվում են տատանագրիչին:

Նպատակակետի հեռավորությունը որոշում են հետևյալ կերպ: Ռադիոտեղորոշիչի հաղորդիչը կարճատև իմպուլսների տեսքով էլեկտրամագնի-

ասկան ալիքներ է արձակում: Յուրաքանչյուր ինպուլսի տևողությունը մի քանի միկրովայրկյան է, իսկ ինպուլսների միջև ընկած ժամանակը (ընդհատումների ժամանակը)՝ մի քանի միլիվայրկյան: Հենց ընդհատումների ժամանակ էլ ընդունվում են անդրադարձած ռադիոալիքները:

Չափելով ռադիոալիքի՝ մինչև նպատակակետը հասնելու և վերադառնալու ընդհանուր  $t$  ժամանակը,  $r$  հեռավորությունը որոշում են  $r = ct/2$  առնչությամբ, որտեղ  $c$ -ն ռադիոալիքի (լույսի) արագությունն է:



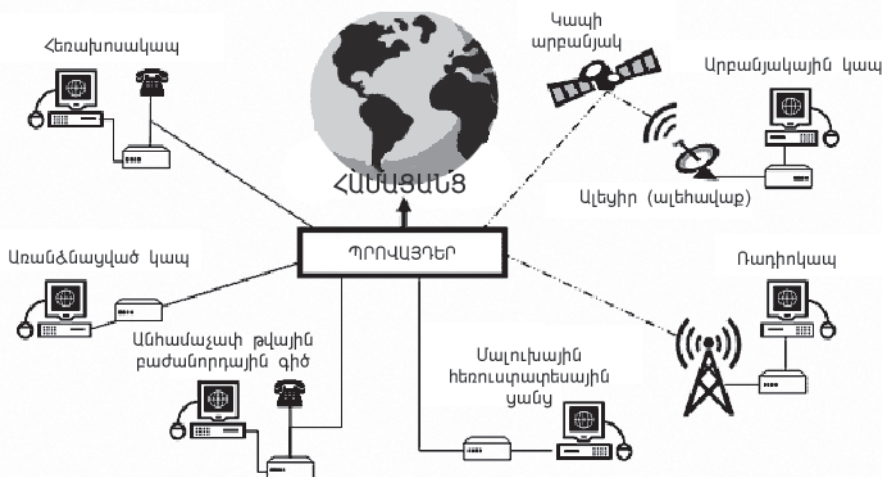
Նկ. 273. Ռադիոտեղորոշիչի կառուցվածքի սխեման

**Ինտերնետ:** Ինտերնետը (անգլերեն «համաշխարհային ցանց» բառերի հապավումն է, հայերեն՝ համացանց) հսկայական համակարգչային ցանց է, որը կապ է հաստատում աշխարհի տասնյակ միլիոնավոր համակարգիչների միջև, և որը տալիս է այդ ցանցին կցված համակարգիչների անհրաժեշտ տեղեկատվություն ստանալու հնարավորություն: Համացանցը բազմաթիվ տեղային համակարգչային ցանցերի, սարքավորումների (համակարգիչներ, կոմուտատորներ, սերվերներ, արբանյակներ) և կապուղիների (մալուխային կապ, ռադիոկապ, հեռախոսակապ) բարդ համակարգ է: Համացանցի սխեման պատկերված է 274-րդ նկարում:

Համացանցի բաղկացուցիչ տարրերից են **էլեկտրոնային փոստը** (E-mail), **նորությունների խումբը**, **FTP (File Transfer Protocol) ծառայությունները**: Հիմնական բաղկացուցիչ տարրը, սակայն, **www-ն**՝ (World Wide Web) **համաշխարհային սարդոստայնը**:

Քննարկենք այդ տարրերից մի քանիսը:

E-mail-ը համացանցի ամենահին ծառայություններից է, որի աշխատանքի սկզբունքը հետևյալն է: Դիցուք՝ դուք միացել եք ձեր տեղային ցանցին



Նկ. 274. Համացանցի աշխատանքի իրականացման սխեման

և նամակ եք ուզում ուղարկել ձեր ընկերոջը, որի համակարգիչը միացված է մեկ ուրիշ ցանցի: Ձեր հաղորդագրությունը տարածվում է իրար հետ կապված համակարգչային համակարգերի լաբիրինթոսով, մինչև հասնի հասցեատիրոջ համակարգչին: Դուք կարող եք ուղարկել ոչ միայն տեքստային հաղորդագրություններ, այլև դրանց կցել այլ տիպի տոմսածրարներ (ֆայլեր)՝ փաստաթղթեր, աղյուսակներ, գրաֆիկական, ձայնային և տեսաֆայլեր:

Համացանցից օգտվելու համար անհրաժեշտ են **մոդեմ** (միացույցիչ) և **պրովայդեր** (մատակարար): Մոդեմն այն սարքն է, որն իրականացնում է համակարգչից ստացվող՝ թվանշանային ազդանշաններով արտահայտված տվյալների վերածումը ձայնային ազդանշանների և դրանց հաղորդումը սովորական հեռախոսագծերով: Պրովայդերն այն ընկերությունն է, որը տրամադրում է համացանց, ինչպես նաև էլեկտրոնային փոստ և նորությունների խումբ:



### Հարցեր և առաջադրանքներ

1. Ինչու՞ ռադիոհաղորդումը չեն իրականացնում ցածրաճախային ռադիոալիքներով:
2. Ի՞նչ է մոդուլումը:
3. Ի՞նչ է դեբեկվումը:
4. Պարկերենք ռադիոկապի իրականացման բլոկ-սխեման:
5. Ինչպես են իրականացվում պարկերի հաղորդումն ու ընդունումը:
6. Ի՞նչ է ռադիոբեղորոշումը: Ինչպե՞ս է այն իրականացվում: Ինչպե՞ս են որոշում նպատակակետի հեռավորությունը:
7. Ի՞նչ է համացանցը: Ինչպե՞ս է իրականացվում նրա աշխարհանքը:
8. Ի՞նչ է անհրաժեշտ համացանցից օգտվելու համար:

### Ռադիոյի ստեղծման պատմությունից

Ավարտելով իր հետազոտությունները՝ Հերցը գրել է. «Ոչ մի հնարավորություն չեն տեսնում էլեկտրամագնիսական ալիքների գործնական օգտագործման համար»:

Մակայն Հերցի նշանավոր փորձերից արդեն մի քանի տարի անց Ալեքսանդր Պոպովը Ռուսաստանում ստեղծել է ռադիոհաղորդիչ և իրականացրել ռադիոկապ: Նրա ուղարկած աշխարհում առաջին ռադիոհեռագիրը (Մորզեի այբուբենով) բաղկացած էր երկու բառից՝ «Հայնրիխ Հերց»:

Գրեթե մույն ժամանակ իտալացի ճարտարագետ Գուլյելմո Մարկոնին արտոնագիր է ստացել էլեկտրամագնիսական ալիքների գործնական կիրառման համար: Մարկոնիի փորձերը սկիզբ են դրել ռադիոկապի լայնամասշտաբ ներդրմանը: 1901 թվականին նա ռադիոհեռագրային հաղորդում է իրականացրել Ատլանտյան օվկիանոսի վրայով: Ռադիոտեխնիկայի զարգացման, մասնավորապես ռադիոյի՝ որպես կապի միջոցի, գործնական օգտագործման համար Մարկոնին 1909 թ. արժանացել է Նոբելյան մրցանակի:

## § 133. ԼԱԲՈՐԱՏՈՐ ԱՃԽԱՏԱՆՔ 13

### Պարզագույն ռադիոընդունիչի հավաքում

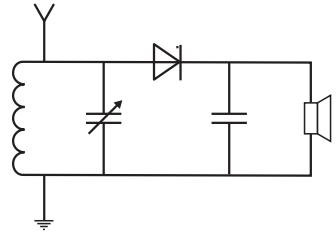
**Աշխատանքի նպատակը.** հավաքել դետեկտորային ռադիոընդունիչ՝ համաձայն նկարում պատկերված սխեմայի և համալարել՝ մոտակա ռադիոկապի հաղորդումներն ունկնդրելու համար:

**Անհրաժեշտ պարագաներ.** ինդուկտիվության կոճ, փոփոխական ունակու-

թյամբ կոնդենսատոր, դիոդ, բարձրախոս (ականջակալ), հաստատուն ունակությամբ (~ 1000 աՖ) կոնդենսատոր, հաղորդալարեր:

**Աշխատանքի կատարման կարգը**

1. Հավաքեք ռադիոընդունիչը՝ ըստ տված սխեմայի:
2. Փոփոխական ունակությամբ կոնդենսատորի բռնակը դանդաղ պտտելով՝ տատանողական կոնտուրի հաճախությունը համընկեցրեք հաղորդիչ կայանի արձակած հաճախության հետ (ռեզոնանս), և ունկնդրեք հաղորդումը:
3. Հավաքված ռադիոընդունիչը ցույց տվեք ուսուցչին:
4. Պատասխանեք հետևյալ հարցին. ի հաշիվ ի՞նչ էներգիայի է աշխատում դեպի կոնտուրային ռադիոընդունիչը. չէ՞ որ շղթայում հոսանքի աղբյուր չկա:



**Խնդիրների լուծման օրինակներ**

**1.** Տատանողական կոնտուրում կոնդենսատորի լիցքը փոփոխվում է  $q = 10^{-6} \sin 500 t$  օրենքով: Որոշել լիցքի տատանումների լայնույթը, շրջանային հաճախությունը, հաճախությունը, պարբերությունը, սկզբնական փուլը, հոսանքի ուժի կախումը ժամանակից և նրա լայնության արժեքը:

**Լուծում:** Կոնդենսատորի լիցքը փոփոխվում է  $q = q_m \sin(\omega_0 t + \varphi_0)$  օրենքով: Այս հավասարումը համեմատելով  $q = 10^{-6} \sin 500 t$  հավասարման հետ՝ նկատում ենք, որ լիցքի լայնույթը՝  $q_m = 10^{-6}$  Կլ, տատանումների սկզբնական փուլը՝  $\varphi_0 = 0$ , շրջանային հաճախությունը՝  $\omega_0 = 500$  ռադ/վ: Տատանումների հաճախության և պարբերության համար կստանանք՝  $\nu = \omega_0 / 2\pi = 79,6$  Հց,  $T = 1/\nu = 0,0126$  վ: Քանի որ հոսանքի ուժը՝  $i = \Delta q / \Delta t$ , ապա՝  $i = 10^{-6} \cdot 500 \cos 500 t = 5 \cdot 10^{-4} \cos 500 t$ : Վերջին բանաձևից հետևում է, որ  $I_m = 5 \cdot 10^{-4}$  Ա:

**Պատասխան՝**  $10^{-6}$  Կլ, 500 ռադ/վ, 79,6 Հց, 0,0126 վ,  $5 \cdot 10^{-4}$  Ա:

**2.** Տատանողական կոնտուրը բաղկացած է  $L = 0,2$  Հն ինդուկտիվությամբ կոնդենսատորի և  $C = 10^{-5}$  Ֆ էլեկտրատունակությամբ կոնդենսատորից: Այն պահին, երբ կոնդենսատորի լիցքը  $q = 10^{-5}$  Կլ, կոնոմ հոսանքի ուժը՝  $i = 0,01$  Ա: Որոշել հոսանքի ուժի առավելագույն արժեքը: Կորուստները հաշվի չառնել:

**Լուծում:** Կոնտուրի լրիվ էներգիան՝  $W = q^2 / 2C + Li^2 / 2$ : Մյուս կողմից՝  $W = LI_m^2 / 2$ : Համաձայն էներգիայի պահպանման օրենքի՝

$$\frac{LI_m^2}{2} = \frac{q^2}{2C} + \frac{Li^2}{2}, \text{ որտեղից՝ } I_m = \sqrt{\frac{q^2}{LC} + i^2} = 1,22 \cdot 10^{-2} \text{ Ա:}$$

**Պատասխան՝**  $1,22 \cdot 10^{-2}$  Ա:

**3.** Տրանսֆորմատորի առաջնային փաթույթը ցանցին միացնելիս նրա երկրորդային փաթույթում առաջանում է  $U = 30$  Վ լարում: Նույն ցանցին տրանսֆորմատորի երկրորդային փաթույթը միացնելիս առաջնային փաթույթում առաջանում է  $U = 120$  Վ լարում: Քանի՞ գալար է պարունակում առաջնային փաթույթը, եթե երկրորդային փաթույթի գալարների թիվը 1200 է:



**Լուծում:** Առաջնային փաթույթը ցանցին միացնելիս  $U_0/U = N_1/N_2$ , որտեղ  $U_0$ -ն ցանցի լարումն է, իսկ  $N_1$ -ն և  $N_2$ -ը՝ տրանսֆորմատորի առաջնային և երկրորդային փաթույթների գալարների թվերն են:

Երկրորդային փաթույթը ցանցին միացնելիս  $U_0/U' = N_2/N_1$ : Այս երկու հավասարումների աջ և ձախ մասերը բաժանելով իրար՝ կստանանք՝

$$(N_1/N_2)^2 = U'/U, \text{ որտեղից՝ } N_1 = N_2 \sqrt{U'/U} = 2400:$$

**Պատասխան՝** 2400:

**4. Կոնտուրը պարունակում է  $L = 0,03$  մՀն ինդուկտիվությամբ կոճ,  $C = 2,46$  նՖ ունակությամբ կոնդենսատոր և  $R = 1$  Օմ ակտիվ դիմադրությամբ դիմադրատարր: Ի՞նչ միջին հզորություն պետք է սպառի կոնտուրը, որպեսզի նրան մեջ պահպանվեն չմարող տատանումներ, որոնց դեպքում կոնդենսատորի առավելագույն լարումը՝  $U_m = 0,5$  Վ:**

**Լուծում:** Դիմադրատարրի առկայությամբ կոնտուրում անընդհատ անջատվում է ջերմաքանակ, որի հետևանքով կոնտուրի էներգիան անընդհատ նվազում է: Որպեսզի տատանումները լինեն չմարող, կոնտուրը դրսից անընդհատ պետք է էներգիա ստանա, ընդ որում, սպառվող միջին հզորությունը՝  $\bar{p} = W_T/T$ , որտեղ  $W_T$ -ն կոնտուրի էներգիայի կորուստն է մեկ պարբերության ընթացքում: Այդ վատնված էներգիան՝  $W_T = \bar{I}^2 RT$ : Քանի որ կոնտուրի էներգիան անընդհատ լրացվում է, ապա կոնտուրում տատանումները կլինեն այնպիսին, ինչպիսին ակտիվ դիմադրության բացակայությամբ, այսինքն՝ տատանումները կկատարվեն ներդաշնակության օրենքով՝  $i = I_m \sin(\omega_0 t + \alpha)$ , որտեղ  $I_m$ -ը հոսանքի ուժի տատանումների լայնության արժեքն է,  $\alpha$ -ն՝ սկզբնական փուլը,  $\omega_0$ -ն՝ սեփական տատանումների շրջանային հաճախությունը: Այդ դեպքում  $\bar{I}^2 = I_m^2/2$ : Քայսի այդ՝  $C U_m^2/2 = L I_m^2/2$  հավասարությունից ստանում ենք՝  $I_m = U_m \sqrt{C/L}$ : Հետևաբար՝ որոնելի հզորությունը՝  $\bar{p} = R U_m^2 C / 2L = 10^{-5}$  Վտ:

**Պատասխան՝**  $10^{-5}$  Վտ:

**5. Վակուումում  $X$  առանցքի երկայնքով տարածվում է հարթ էլեկտրամագնիսական ալիք: Ալիքի ուժգնությունը՝  $J = 20$  մկՎտ/մ<sup>2</sup>: Որոշել ալիքի էլեկտրական դաշտի լարվածության լայնությունը:**

**Լուծում:** Էլեկտրամագնիսական ալիքում էլեկտրական և մագնիսական դաշտերը հանդես են գալիս հավասար «իրավունքներով», ուստի՝ այդ դաշտերի էներգիայի միջին խտությունները պետք է հավասար լինեն՝  $\overline{W_E} = \overline{W_B}$ , որտեղ  $\overline{W_E}$ -ն էլեկտրական դաշտի էներգիայի միջին խտությունն է,  $\overline{W_B}$ -ն՝ մագնիսական դաշտի: Հետևաբար՝ էլեկտրամագնիսական ալիքի էներգիայի միջին խտությունը՝  $\overline{W} = 2\overline{W_E} = 2\varepsilon_0 \overline{E^2}/2 = \varepsilon_0 \overline{E^2}$ : Քանի որ հարթ ալիքում  $E = E_m \sin \omega(t - X/C)$ , ապա  $\overline{E^2} = E_m^2/2$ , ուստի՝  $\overline{W} = \varepsilon_0 E_m^2/2$ : Հետևաբար՝  $J = \overline{WC}$  բանաձևից՝  $J = \varepsilon_0 C E_m^2/2$ , որտեղից՝  $E_m = \sqrt{2J/\varepsilon_0 C}$ : Տեղադրելով  $J = 20 \cdot 10^{-6}$  Վտ/մ<sup>2</sup>,  $\varepsilon_0 = 1/(4\pi \cdot 9 \cdot 10^9)$  Ֆ/մ,  $C = 3 \cdot 10^8$  մ/վ, կստանանք՝  $E_m = 123$  մՎ/մ:

**Պատասխան՝** 123 մՎ/մ:



# ԽՆԴԻՐՆԵՐ

## ԳԼՈՒԽ I.

### ՄՈԼԵԿՈՒԼԱՅԻՆ-ԿԻՆԵՏԻԿ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՇԽՆԱԴՐՈՒՅԹՆԵՐԸ: ՄՈԼԵԿՈՒԼՆԵՐԻ ՉԱՓԵՐԻ, ԹՎԻ ԵՎ ՉԱՆԳՎԱԾԻ ԳՆԱՇԱՏՈՒՄԸ

1. Անոթում պարունակվում է 3 մոլ հելիում: Հելիումի քանի՞ մոլեկուլ կա անոթում:
2. Ոսկու մեջ հարևան ատոմների կենտրոնների հեռավորությունը  $2,9 \cdot 10^{-10}$  մ է: Քանի՞ ատոմ կտեղավորվի 0,1 մկմ հաստությամբ ոսկու թիթեղի հաստությամբ երկայնքով:
3. Որոշեք  $10^{-6}$  կգ ջրածնի մոլեկուլներից կազմված միաշար շղթայի երկարությունը՝ համարելով, որ դրանք դասավորված են կիպ: Ջրածնի մոլեկուլի տրամագիծը  $2 \cdot 10^{-10}$  մ է:
4. Գիտենալով Ավոգադրոյի հաստատունը, նյութի խտությունը և մոլային զանգվածը՝ արտածեք միավոր զանգվածով նյութում,  $m$  զանգվածով նյութում,  $V$  ծավալով նյութում մոլեկուլների թիվը հաշվարկելու բանաձև:
5. 20 սմ<sup>2</sup> մակերեսով մակերևույթը պատված է 1 մկմ հաստությամբ արծաթի շերտով: Արծաթի քանի՞ ատոմ կա այդ շերտում:
6. 301 մ<sup>3</sup> ծավալով սենյակում հատակին ընկավ  $10^{-4}$  գ զանգվածով օծանելիքի կաթիլ և լրիվ գոլորշիացավ: Օծանելիքի քանի՞ մոլեկուլ է ներծծվում մարդու թոքերի մեջ յուրաքանչյուր ներշնչման ժամանակ, եթե թոքերի ծավալը  $10^{-3}$  մ<sup>3</sup> է: Օծանելիքի մոլային զանգվածը 0,1 կգ/մոլ է:
7. Քանի՞ անգամ է մեծ կապարի ատոմի զանգվածը ալյումինի ատոմի զանգվածից, եթե ալյումինի ատոմների կոնցենտրացիան 1,836 անգամ մեծ է կապարի ատոմների կոնցենտրացիայից:
8. Որոշակի պայմաններում թթվածինն ունի 1,28 կգ/մ<sup>3</sup> խտություն: Ի՞նչ ծավալ կզբաղեցնի այդ պայմաններում 3 կմոլ թթվածինը:
9. 20 մ խորությամբ և 10 կմ<sup>2</sup> մակերեսով ջրամբարի մեջ գտնվում է 0,029 գ զանգվածով կերակրի աղի բյուրեղիկ: Աղի քանի՞ մոլեկուլ կա 2 սմ<sup>3</sup> ծավալով ջրում, եթե աղը, լուծվելով, հավասարաչափ է բաշխվել ջրամբարի ծավալում: Աղի մոլային զանգվածը 58 գ/մոլ է:
10. Հաշվեք Երկրի մթնոլորտում օդի մոլեկուլների թիվը՝ համարելով, որ մթնոլորտի ամբողջ բարձրությամբ ազատ անկման արագացումը հաստատուն է և հավասար  $10$  մ/վ<sup>2</sup>: Երկրի շառավիղը համարեք 6500 կմ, ճնշումը ծովի մակերևույթին՝  $10^5$  Պա, օդի մոլային զանգվածը՝ 0,029 կգ/մոլ:
11. Ի՞նչն է ավելի շատ ատոմ պարունակում՝ 1 կգ ալյումինը, թե՞ 1 կգ երկաթը:
12. Որքա՞ն են 1 լ ծավալով ջրի նյութի քանակը և մոլեկուլների թիվը:

## ԳԼՈՒԽ II.

### ԳԱՁԱՅԻՆ ՕՐԵՆՔՆԵՐԸ

13. 6 մ<sup>3</sup> տարողությամբ անոթը, որտեղ օդի ճնշումը  $10^5$  Պա է, բարակ խողովակով միացնում են 2 մ<sup>3</sup> տարողությամբ դատարկ անոթին: Ի՞նչ ճնշում կհաստատվի անոթներում, եթե պրոցեսն իզոթերմ է:
14. 2 մ<sup>3</sup> տարողությամբ անոթից օդը դուրս է մղվում պոմպով, որի գլանի տարողությունը 0,2 մ<sup>3</sup> է: Ի՞նչ ճնշում կհաստատվի անոթում երկու դուրսմղումից հետո, եթե սկզբնական ճնշումը  $4,84 \cdot 10^4$  Պա է: Ջերմաստիճանը հաստատուն է:

15. Ներքևի փակ, ուղղահիգ խողովակում օդը մթնոլորտի անջրպետված է 0,08 մ բարձրությամբ սնդիկի սյունով: Խողովակի լայնական հատույթի մակերեսը  $10^{-5} \text{ մ}^2$  է, օդի ծավալը՝  $6,6 \cdot 10^{-6} \text{ մ}^3$ : Ինչքա՞ն է կլինի օդի սյան բարձրությունը, եթե խողովակի մեջ ավելացվի ևս  $10,88 \cdot 10^{-3}$  կգ սնդիկ: Մթնոլորտային ճնշումը 720 մմ սնդ. սյան է: Ջերմաստիճանը հաստատուն է:
16. Երկու ծայրերը փակ, 1 մ երկարությամբ խողովակը լցված է օդով և տեղադրված է հորիզոնական դիրքով: Խողովակի մեջտեղում կա 0,2 մ երկարությամբ սնդիկի սյուն: Երբ խողովակը դրվում է ուղղահիգ դիրքով, սնդիկն իջնում է 0,1 մ-ով: Որոշե՞ք օդի սկզբնական ճնշումը խողովակում: Ջերմաստիճանը հաստատուն է:
17. Ինչքա՞ն է  $30^\circ\text{C}$  ջերմաստիճան ունեցող օդապարիկի ծավալի հարաբերությունը այն ծավալին, որն օդապարիկն ունի  $27^\circ\text{C}$  ջերմաստիճանում, եթե ճնշումը մնում է հաստատուն: Ռետինե թաղանթի ազդեցությունն անտեսել:
18. Ի՞նչ ջերմաստիճան (Ցելսիուսի սանդղակով) ուներ տվյալ զանգվածով իդեալական գազը, եթե հաստատուն ճնշման տակ  $22^\circ\text{C}$ -ով տաքացնելիս նրա ծավալը մեծացավ 2 անգամ:
19. Ի՞նչ ծավալ էր զբաղեցնում որոշակի զանգվածով իդեալական գազը  $47^\circ\text{C}$  ջերմաստիճանում, եթե իզոբար կերպով մինչև  $143^\circ\text{C}$  տաքացնելու հետևանքով նրա ծավալը մեծացավ  $0,45 \text{ մ}^3$ -ով:
20. Քանի՞ անգամ կմեծանա գազի ճնշումն էլեկտրալամպի բալոնում, եթե այն շղթային միացնելիս գազի ջերմաստիճանը  $15^\circ\text{C}$ -ից աճում է մինչև  $303^\circ\text{C}$ :
21. Որոշե՞ք փակ անոթում տվյալ զանգվածով իդեալական գազի սկզբնական ջերմաստիճանը (Ցելսիուսի սանդղակով), եթե գազը  $1^\circ\text{C}$ -ով տաքացնելիս նրա ճնշումն աճում է սկզբնական ճնշման  $0,4\%$ -ով:
22. Որոշակի զանգվածով իդեալական գազի ճնշումը  $27^\circ\text{C}$ -ում  $2 \cdot 10^5$  Պա է: Քանի՞ աստիճանով պետք է իզոխոր կերպով տաքացվի այդ գազը, որպեսզի նրա ճնշումը դառնա  $2,4 \cdot 10^5$  Պա:
23. Բալոնում որոշակի զանգվածով գազ է՝ մթնոլորտային ճնշման տակ: Կափույրը բացված վիճակում բալոնը տաքացվել է, որից հետո կափույրը փակվել է, և գազը հովացել է մինչև  $14^\circ\text{C}$ : Ցելսիուսի սանդղակով մինչև  $n^\circ$  ջերմաստիճանն է տաքացվել բալոնը, եթե գազի ճնշումն ընկել է մինչև մթնոլորտային ճնշման  $0,7$  մասը:
24. Նորմալ պայմաններում (ճնշումը՝  $10^5$  Պա, ջերմաստիճանը՝  $0^\circ\text{C}$ ) որոշակի զանգվածով իդեալական գազը զբաղեցնում է ինչ-որ ծավալ: Որքա՞ն է այդ գազի ջերմաստիճանը (Ցելսիուսի սանդղակով) մեկ այլ վիճակում, որտեղ նրա ծավալը սկզբնականից 3 անգամ փոքր է, իսկ ճնշումը՝ 4 անգամ մեծ:
25.  $7^\circ\text{C}$  ջերմաստիճանում և  $4,15 \cdot 10^5$  Պա ճնշման տակ իդեալական գազի խտությունը  $5 \text{ կգ/մ}^3$  է: Որոշե՞ք այդ գազի մոլային զանգվածը:
26.  $0,03 \text{ մ}^3$  տարողությամբ անոթում  $27^\circ\text{C}$  ջերմաստիճանում գազի ճնշումը, նրա արտահոսքի պատճառով, ընկավ  $4,15 \cdot 10^3$  Պա-ով: Գազի քանի՞ մոլեկուլ է դուրս եկել անոթից, եթե ջերմաստիճանը մնացել է հաստատուն:
27. Բալոնում կար  $27^\circ\text{C}$  ջերմաստիճան և  $1,2 \cdot 10^7$  Պա ճնշում ունեցող գազ: Գազի օգտագործման և մինչև  $-3^\circ\text{C}$  հովացման հետևանքով նրա ճնշումն ընկավ մինչև  $10^5$  Պա: Գազի սկզբնական զանգվածի  $n^\circ$  տոկոսը մնաց բալոնում:
28. Քանի՞ անգամ կաճի միատոմ իդեալական գազի ճնշումը, եթե նրա ծավալը փոքրանա 3 անգամ, իսկ մոլեկուլների միջին կինետիկ էներգիան մեծանա 2 անգամ:

29. Օդը համարելով իդեալական գազ՝ հաշվեք նորմալ պայմաններում մոլեկուլների կոնցենտրացիան:
30. Ապացույցեք, որ 1 մոլ նյութի քանակով իդեալական գազը նորմալ պայմաններում զբաղեցնում է 22,4 լ ծավալ:
31. Լայնական հատույթի  $S$  մակերեսով ապակե ուղղահիգ խողովակում  $\nu$  մոլ նյութի քանակով ջրածինը փակված է սնդիկի սյունով: Ջրածինը  $\Delta t$ -ով տաքացնելիս սնդիկի սյունը բարձրացավ  $h$ -ով: Որոշեք սնդիկի զանգվածը: Արտաքին ճնշումը հաստատուն է՝  $p_0 = const$ :
32.  $m$  զանգվածով և  $M$  մոլային զանգվածով իդեալական գազի վիճակը փոխվում է  $p^2 = aT$  օրենքով, որտեղ  $a$ -ն հայտնի հաստատուն գործակից է: Որոշեք գազի ճնշման կախումը ծավալից:
33. Գտեք թթվածին և ջրածին գազերի ճնշումների հարաբերությունը, եթե նրանց մոլեկուլների կոնցենտրացիաներն ու քառասային շարժման քառակուսային միջին արագությունները նույնն են:
34. Անոթի մեջ եթերը ներարկում են այնքան, մինչև որ նրա գոլորշու մոլեկուլների կոնցենտրացիան աճում է  $10^{23}$  մ<sup>-3</sup>-ով: Այդ ընթացքում անոթում ճնշումն աճում է 405 Պա-ով: Եթերի ջերմաստիճանը 27°C է: Օգտվելով այս տվյալներից՝ որոշեք Բուլցմանի հաստատունը:
35. 1 կգ զանգվածով գազի մոլեկուլների քառասային շարժման քառակուսային միջին արագությունը 400 մ/վ է, իսկ ճնշումը՝  $10^5$  Պա: Որոշեք գազի ծավալը:
36. Ապացույցեք, որ իդեալական գազի մոլեկուլների միջին քառակուսային արագությունը կարելի է ներկայացնել  $v_{p,ս.} = \sqrt{3p/\rho}$  բանաձևով, որտեղ  $\rho$ -ն գազի ճնշումն է,  $\rho$ -ն՝ խտությունը:
37. Որքա՞ն է 1000Կ ջերմաստիճանով և 1 կգ զանգվածով հելիումի մոլեկուլների համընթաց շարժման միջին կինետիկ էներգիան:
38. Անոթում, որի պատերը կարող են դիմանալ  $10^6$  Պա առավելագույն ճնշման, ջրածինը տաքացնում են մինչև  $2 \cdot 10^8$  Կ: Որքա՞ն է անոթում ջրածնի մոլեկուլների թույլատրելի կոնցենտրացիան:
- 39\*. Շտեռնի փորձում ներքին և արտաքին գլանների հեռավորությունը 2 սմ է: Ի՞նչ արագություն ունի արծաթի գոլորշու մոլեկուլը, եթե պատման հաճախության  $\nu = 150$  վ<sup>-1</sup> արժեքի դեպքում նրա անկյունային շեղումը 5,4° է:
40. Զանիօ՝ անգամ կփոխվի անոթում գազի մոլեկուլների միջին հեռավորությունը, եթե գազի 0,2 մասը բաց թողնվի անոթից, իսկ ճնշումը մեծանա 10 անգամ: Գազի ջերմաստիճանը մնում է հաստատուն:
41.  $V = 4$  լ տարողությամբ անոթում  $m_1 = 1$  գ թթվածնի և  $m_2 = 1$  գ ազոտի խառնուրդն է 0°C ջերմաստիճանում: Որոշեք խառնուրդի ճնշումը:
42. Օդը որոշակի մոտավորությամբ կարելի է համարել ազոտի (ըստ զանգվածի  $\eta_1 = 0,8$  մաս), թթվածնի ( $\eta_2 = 0,16$  մաս) և ածխաթթու գազի ( $\eta_3 = 0,04$  մաս) խառնուրդ: Որոշեք օդի արոյունարար մոլային զանգվածը:
43. Թթվածնի համար Վան դեր Վաալսի հավասարումն առավելագույնս ճիշտ է, երբ  $a = 0,14$  Նմ<sup>4</sup>/մոլ<sup>2</sup> և  $b = 3,2 \cdot 10^{-5}$  մ<sup>3</sup>/մոլ: Որոշեք գազի ճնշումը 0°C ջերմաստիճանում  $4 \cdot 10^{-4}$  մ<sup>3</sup>/մոլ մոլային ծավալի դեպքում: Հաշվումները կատարեք՝ ա) Վան դեր Վաալսի, բ) իդեալական գազի վիճակի հավասարման օգնությամբ:

\* Գունավոր քվերով նշված են խորացված հոսքի համար նախատեսված խնդիրները

**ԳՆՈՒՄ III.**  
**ՋԵՐՄԱՂԻՆԱՄԻԿԱՅԻ ՇԽՈՒՆՔՆԵՐԸ**

44. 10 կգ զանգվածով մարմինն առանց սկզբնական արագության ընկնում է 20 մ բարձրությունից: Որքանով է մեծանում մարմնի ներքին էներգիան գետնին հարվածելիս, եթե մարմնի տաքացման համար ծախսվում է նրա կինետիկ էներգիայի 10 %-ը:
  45. Ինչպե՞ս կփոխվի միատոմ իդեալական գազի ներքին էներգիան, եթե նրա ճնշումը մեծանա 2 անգամ, իսկ ծավալը փոքրանա 3 անգամ:
  46. Որոշեք միատոմ իդեալական գազի ներքին էներգիան, եթե նրա ծավալը  $V$ -է, ջերմաստիճանը՝  $T$ , իսկ մոլեկուլների կոնցենտրացիան՝  $n$ :
  47.  $4 \cdot 10^5$  Պա ճնշումով իդեալական գազն զբաղեցնում է  $0,02$  մ<sup>3</sup> ծավալ: Քանի՞ անգամ պետք է իզոբար կերպով մեծացվի գազի ծավալը, որ ընդարձակման աշխատանքը հավասար լինի  $4 \cdot 10^4$  Ջ-ի:
  48. Որոշակի քանակությամբ գազը տաքացվում է 300 Կ-ից մինչև 400 Կ ջերմաստիճանն այնպես, որ գազի ծավալը փոխվում է նրա բացարձակ ջերմաստիճանին համեմատական: Գազի սկզբնական ծավալը  $3 \cdot 10^{-3}$  մ<sup>3</sup> էր, իսկ վերջնական ճնշումը՝  $10^5$  Պա: Ի՞նչ աշխատանք կատարեց գազն այդ պրոցեսում:
  49.  $1 \rightarrow 2$  ընդարձակման հետևանքով իդեալական գազի ծավալը կրկնապատկվեց, ընդ որում, այդ պրոցեսում գազի ճնշման կախվածությունը ծավալից գծային էր: Այնուհետև գազն իզոբար սեղմման հետևանքով  $2 \rightarrow 3$  պրոցեսով վերադարձավ իր սկզբնական ծավալին (տես գծագիրը): Որոշեք ընդարձակման և սեղմման աշխատանքների հարաբերությունը:
- 
50. 2 կգ զանգվածով սառույցի ջերմաստիճանը մինչև  $0^\circ\text{C}$  բարձրացնելիս նրա ներքին էներգիան մեծացավ  $4,2 \cdot 10^4$  Ջ-ով: Որոշեք սառույցի սկզբնական ջերմաստիճանը (Յելսիուսի սանդղակով):
  51. Թեք հարթության գազաթիչ մինչև հիմքը սահելու ընթացքում մարմնի ջերմաստիճանը բարձրացավ  $0,4$  Կ-ով: Որոշեք թեք հարթության բարձրությունը, եթե մարմնի տաքացման համար ծախսվել է կորյրած պոտենցիալ էներգիայի 80 %-ը: Մարմնի նյութի տեսակարար ջերմունակությունը  $900$  Ջ/(կգ·Կ) է:
  52.  $11,2$  դմ<sup>3</sup> տարողությամբ հերմետիկ անոթում օդի ճնշումը  $10^5$  Պա է: Ի՞նչ ջերմաքանակ է անհրաժեշտ հաղորդել այդ օդին, որպեսզի նրա ճնշումը մեծանա 3 անգամ: Օդի մոլային ջերմունակությունը հաստատուն ծավալի դեպքում  $21$  Ջ/(մոլ·Կ) է:
  53.  $t_1 = 30^\circ\text{C}$  ջերմաստիճանի  $m_1 = 0,5$  կգ զանգվածով ջուր պարունակող կալորաչափի մեջ լցրեցին  $t_2 = 90^\circ\text{C}$  ջերմաստիճանի  $m_2 = 0,6$  կգ զանգվածով ջուր: Կալորաչափում ջերմաստիճանը դարձավ  $60^\circ\text{C}$ : Որոշեք կալորաչափի ջերմունակությունը:
  54.  $0^\circ\text{C}$  ջերմաստիճան ունեցող մեծ չափերով սառույցի մակերևույթին դրեցին մինչև  $100^\circ\text{C}$  ջերմաստիճանը տաքացրած 3 կգ զանգվածով պողպատե մարմին: Ի՞նչ զանգվածով սառույց կհալվի մինչև պողպատի ջերմաստիճանի  $0^\circ\text{C}$  դառնալը:
  55.  $2 \cdot 10^{-4}$  մ<sup>2</sup> լայնական հատույթի մակերեսով գլանում գազը տաքացնում են՝ հաղորդելով  $1,5 \cdot 10^5$  Ջ ջերմաքանակ, և գազն իզոբար կերպով ընդարձակում են: Որքանով փոխվեց գազի ներքին էներգիան, եթե ընդարձակման ժամանակ գազի ճնշումը  $2 \cdot 10^7$  Պա էր, իսկ մխոյը տեղաշարժվեց  $0,3$  մ-ով:

56.  $m$  զանգվածով և  $M$  մոլային զանգվածով իդեալական գազի ջերմաստիճանը բարձրանում է  $\Delta T$ -ով, ընդ որում, մի անգամ ճնշումը, մյուս անգամ՝ ծավալը մնում են հաստատուն: Ի՞նչ չափով կտարբերվեն առաջին և երկրորդ դեպքերում գազին հաղորդված ջերմաքանակները:
57. Քանի՞ անգամ է հաստատուն ճնշման դեպքում տրված զանգվածով գազին հաղորդված ջերմաքանակը մեծ ընդարձակման պրոցեսում գազի կատարած աշխատանքից: Գազի ջերմունակությունը հաստատուն ճնշման դեպքում  $C_p$  է, նյութի քանակը՝  $\nu$ :
58. Իդեալական գազն իզոխոր կերպով տաքացնելիս նրա ներքին էներգիան աճում է 2400 Ջ-ով, իսկ իզոբար կերպով տաքացնելիս՝ 800 Ջ-ով: Ի՞նչ աշխատանք է կատարում գազն իզոբար ընդարձակման ժամանակ, եթե երկու դեպքում էլ նրան հաղորդվում է նույն ջերմաքանակը:
59. Գտեք իդեալական ջերմամեքենայի սառնարանի բացարձակ ջերմաստիճանը, եթե ջեռույցի ջերմաստիճանը  $227^\circ\text{C}$  է, իսկ մեքենայի ՕԳԳ-ն 30% է:
60. Ջերմամեքենայի սառնարանին տրված ջերմաքանակի հարաբերությունը նույն ժամանակում կատարված աշխատանքին 3 է: Որոշեք մեքենայի ՕԳԳ-ն՝ արտահայտված տոկոսներով:
61. Իդեալական ջերմամեքենայի 270 Կ բացարձակ ջերմաստիճան ունեցող սառնարանին տրված ջերմաքանակի հարաբերությունը նույն ժամանակում նրա կատարած աշխատանքին 3 է: Որոշեք ջեռույցի բացարձակ ջերմաստիճանը:
62. Շոգետուրբին ներթափանցող գոլորշու ջերմաստիճանը  $250^\circ\text{C}$  է: Սառնարանի ջերմաստիճանը  $40,8^\circ\text{C}$  է, իսկ տուրբինի ՕԳԳ-ն՝ 24 %: Տուրբինի ՕԳԳ-ն որքանո՞վ է փոքր նույն ջերմաստիճանային պայմաններում աշխատող իդեալական ջերմամեքենայի ՕԳԳ-ից:
63. Որքա՞ն է իդեալական գազի մոլային ջերմունակությունը մի պրոցեսում, որի ընթացքում գազի ճնշումը համեմատական է նրա ծավալին, եթե գազի մոլային ջերմունակությունը հաստատուն ծավալի դեպքում  $C_V$  է:
64. Ինչպե՞ս կփոխվի տվյալ զանգվածով գազի ջերմաստիճանն ընդարձակման պրոցեսում, եթե նրա վիճակը փոփոխվում է՝ համաձայն  $pV^n = const$  հավասարման:
65. Կառույցը Կառնոյի ցիկլի դիագրամը  $T-S$  (ջերմաստիճան-էնտրոպիա) կոորդինատային հարթության մեջ:
66. 3,2 մ/վ սկզբնական արագությամբ մարմինը, սահելով խորդուբորդ մակերևույթով, կանգ է առնում: Գնահատեք տիեզերքի էնտրոպիայի փոփոխությունը, համարելով, որ բոլոր մարմիններն ունեն 293 Կ ջերմաստիճան:

#### ՉԵՐԻՄ IV

#### ՇԵՐՈՒԿՆԵՐԻ ԵՎ ՉԱՋԵՐԻ ՓՈՒՍԱԴԱՐՁ ՓՈՒՍԱԿԵՐՊՈՒՄՆԵՐԸ

67. Քանի՞ անգամ է  $100^\circ\text{C}$  ջերմաստիճանում հազեցած ջրի գոլորշու կոնցենտրացիան մեծ  $10^\circ\text{C}$  ջերմաստիճանում այդ նույն գոլորշու կոնցենտրացիայից:
68.  $10^{-3}$  մ<sup>2</sup> լայնական հատույթի մակերեսով գլանում, մխոցի տակ կա  $50^\circ\text{C}$  ջերմաստիճանի ջուր: Մխոցը հավում է ջրի մակերևույթին: Ի՞նչ զանգվածով ջուր կգոլորշիանա, եթե մխոցը 0,1 մ-ով բարձրացվի:
69. Սնդիկի հազեցած գոլորշու խտությունը  $20^\circ\text{C}$ -ում  $2 \cdot 10^{-5}$  կգ/մ<sup>3</sup> է: Որոշեք գոլորշու ճնշումն այդ ջերմաստիճանում:

- 70.** Ի՞նչ ծավալ է զբաղեցնում  $10^{-3}$  կգ զանգվածով հագեցած ջրի գոլորշին  $18^\circ\text{C}$  ջերմաստիճանում: Հագեցած գոլորշու ճնշումը  $18^\circ\text{C}$ -ում հավասար է  $15,5$  մմ սնդ. սյան:
- 71.**  $2 \cdot 10^{-3}$  մ<sup>3</sup> տարողությամբ անոթի մեջ, որտեղ ջերմաստիճանը  $20^\circ\text{C}$  է, իսկ ճնշումը՝  $760$  մմ սնդ. սյան, գրում են  $1,5$  գ չոր սառույց (պինդ ածխաթթու) և անոթը կիպ փակում: Կպայթի՞ր արդյոք անոթը, եթե նրա պատերը դիմանում են  $10^5$  Պա լրացուցիչ ճնշման:
- 72.**  $0,5$  լ տարողությամբ գազի բալոնը պարունակում է սենյակային ջերմաստիճանի  $300$  գ պրոպան ( $\text{C}_3\text{H}_8$ )  $1,6 \cdot 10^6$  Պա ճնշման տակ: Ի՞նչ կարելի է ասել բալոնում պրոպանի ազրեգատային վիճակի մասին:
- 73.** Որքա՞ն է հագեցած ջրի գոլորշու խտությունը  $100^\circ\text{C}$ -ում:
- 74.** Որոշեք օդի հարաբերական և բացարձակ խոնավությունները, եթե նրա մեջ ջրի գոլորշու մասնական ճնշումը  $1,4 \cdot 10^4$  Պա է, իսկ օդի ջերմաստիճանը՝  $60^\circ\text{C}$ :
- 75.**  $4$  մ<sup>3</sup> օդում  $16^\circ\text{C}$ -ում կա  $40$  գ ջրի գոլորշի: Որոշեք օդի հարաբերական խոնավությունը:
- 76.** Որոշեք օդի հարաբերական խոնավությունը սենյակում  $18^\circ\text{C}$  ջերմաստիճանում, եթե ցողի կետի ջերմաստիճանը  $10^\circ\text{C}$  է:

## ՉԼՈՒՄ V.

### ՇԵՂՈՒԿՆԵՐԻ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒԹԱՅԻՆ ԼԱՐՎԱԾՈՒԹՅՈՒՆԸ

- 77.** Սպիրտի կաթիլներն արտահոսում են ուղղաձիգ դրված խողովակից, որի ներքին տրամագիծը  $0,002$  մ է, ընդ որում, կաթիլները պոկվում են  $1$  վ պարբերությամբ: Քանի՞ վայրկյանում խողովակից կարտահոսի  $40,6$  գ սպիրտ:
- 78.** Պատրույգում ջուրը բարձրանում է մինչև  $15,8$  սմ: Որքա՞ն կբարձրանա սպիրտը նույն պատրույգում:
- 79.**  $6$  Ն/մ կոշտությամբ զսպանակից կախված անկշիռ օղակը հավում է հեղուկի մակերևույթին: Օղակի ներքին տրամագիծը  $2,6$  սմ է, արտաքինը՝  $2,7$  սմ: Օղակը հեղուկի մակերևույթից պոկվում է, երբ զսպանակը երկարում է  $5,3$  մմ-ով: Որոշեք այդ հեղուկի մակերևութային լարվածությունը:
- 80.** Բարոմետրական խողովակի ներքին տրամագիծը  $5$  մմ է: Ի՞նչ ուղղում պետք է մտցնել՝ այդ խողովակում սնդիկի սյան բարձրությամբ մթնոլորտային ճնշումը որոշելիս: Թրջումն անտեսել:
- 81.** Սնդիկով լցված ապակե անոթի հատակին կա մի փոքրիկ անցք: Այդ անցքի տրամագծի ի՞նչ առավելագույն արժեքի դեպքում սնդիկն անցքից չի թափվի, եթե սնդիկի սյան բարձրությունն անոթում  $2,5$  սմ է:
- 82.** Տաք ջրով լի անոթի մեջ իջեցվում է մազանոթ: Կփոփոխվի՞ր արդյոք ջրի մակարդակը մազանոթում տաք ջրի հովացման ընթացքում:
- 83.**  $R_1$  և  $R_2$  շառավիղներով օճառի երկու պղպջակներ միանում են իրար՝ կազմելով  $R_3$  շառավիղով մեկ պղպջակ: Գտեք օճառի թաղանթի մակերևութային լարվածությունը, եթե մթնոլորտային ճնշումը  $p_0$  է:
- 84.** Որոշեք ջրի  $r = 2 \cdot 10^{-3}$  մ շառավիղով կաթիլներից  $R = 2$  մ շառավիղով մեկ կաթիլ առաջանալիս անջատված էներգիան (պրոպեան իզոթերմ է): Ջրի մակերևութային լարվածությունը՝  $\sigma = 7,4 \cdot 10^{-2}$  Ն/մ:

85. Ջրում թրջվող խորանարդը լողում է ջրի մակերևույթին: Խորանարդի զանգվածը՝  $m = 2 \cdot 10^{-2}$  կգ, կողի երկարությունը՝  $a = 3$  սմ: Ջրի մակերևույթից ի՞նչ խորությամբ մակարդակում է խորանարդի ստորին միատը:
86. Ի՞նչ աշխատանք պետք է կատարել 12 սմ տրամագծով օճառի պղպշակ փշելու համար: Օճառի լուծույթի մակերևութային լարվածությունը  $4 \cdot 10^{-2}$  Ն/մ է:
87. Որոշեք հեղուկի մեջ իջեցված մազանոթներում հեղուկի մակարդակների տարբերությունը: Հեղուկի խտությունը  $0,8$  գ/սմ<sup>3</sup> է, մազանոթների ներքին տրամագծերը՝  $0,04$  սմ և  $0,1$  սմ, հեղուկի մակերևութային լարվածությունը՝  $22 \cdot 10^{-3}$  Ն/մ:
88. Մնդիկի 3 սմ շառավղով կաթիլը բաժանեցին երկու միատեսակ կաթիլների: Ի՞նչ աշխատանք կատարվեց մակերևութային շերտի էներգիան մեծացնելու համար: Մնդիկի մակերևութային լարվածությունը  $0,465$  Ն/մ է:
89. Ի՞նչ աշխատանք է կատարվում ջրի մոլեկուլը հեղուկի խորքից մակերևույթ տեղափոխելիս: Մոլեկուլի տրամագիծը  $4 \cdot 10^{-10}$  մ է, ջրի մակերևութային լարվածությունը՝  $0,073$  Ն/մ:
90. Մնդիկի կաթիլն ընկնելիս ունի 5 սմ շառավղով գնդի տեսք: Ընկնելով անոթի մեջ՝ այն բաժանվում է մոտավորապես մույն չափի 8 կաթիլի: Հաշվեք՝ ա) կաթիլի մակերևութային էներգիայի հարաբերությունը նրա պոտենցիալ էներգիային՝ անոթին հավելու պահին, բ) բաժանված կաթիլներից մեկի մակերևութային էներգիայի հարաբերությունը նրա պոտենցիալ էներգիային:
91. Ի՞նչ ճնշման տակ է օդը 4 սմ տրամագծով օճառի պղպշակում:
92.  $S = 400$  կմ<sup>2</sup> տարածքի մակերեսով քաղաքում տեղատարափ անձրևից առաջացավ  $h = 2$  սմ հաստությամբ ջրի շերտ: Հաշվել կաթիլների միացման հետևանքով անջատված ջերմաքանակը, եթե Երկրի մակերևույթին հասած կաթիլները, որոնց տրամագիծը՝  $D = 3$  մմ, առաջացել են  $d = 3 \cdot 10^{-3}$  մմ տրամագծով կաթիլներից:

## ԳԼՈՒԽ VI ՊԻՆԴ ՄԱՐՄԻՆՆԵՐ

93. 3 մ երկարությամբ և  $10^{-6}$  մ<sup>2</sup> հատույթի մակերեսով պողպատե լարի ծայրերին կիրառված են ձգող ուժեր, յուրաքանչյուրը՝ 200 Ն: Գտնել լարի բացարձակ երկարացումը, եթե պողպատի առաձգականության գործակիցը  $2 \cdot 10^{11}$  Պա է:
94. Մողուլով հավասար ի՞նչ ուժեր պետք է կիրառել  $5 \cdot 10^{-7}$  մ<sup>2</sup> հատույթի մակերես և 4,4 մ երկարություն ունեցող պողպատե լարի ծայրերին, որպեսզի այն երկարի 2 մմ-ով:
95. Բանի՞ անգամ կփոքրանա մետաղալարի բացարձակ երկարացումը, եթե այն փոխարինվի մույն նյութից պատրաստված, երկու անգամ ավելի երկար և երկու անգամ ավելի մեծ տրամագիծ ունեցող մետաղալարով: Բեռնվածքը երկու դեպքում էլ մույնն է:
96. 10 մ երկարություն և  $8 \cdot 10^{-7}$  մ<sup>2</sup> հատույթի մակերես ունեցող լարը 100 Ն ուժի ազդեցությամբ երկարել է 1 սմ-ով: Որոշեք լարի նյութի առաձգականության գործակիցը:
97. Ի՞նչ հատույթի մակերես պետք է ունենա 5 մ երկարությամբ պղնձե ձողը, որպեսզի 480 Ն բեռնվածքի դեպքում նրա երկարացումը չգերազանցի 1 մմ-ն: Կոլիմանա՞րդյոք ձողն այդ լարմանը, եթե այն խզվում է  $2,2 \cdot 10^8$  Պա արժեքի դեպքում:



- 98.** Մի ծայրով ամրացված 2 մմ տրամագծով մետաղալարից կախված է 10 կգ զանգվածով բեռ: Գտեք մետաղալարի մեխանիկական լարումը:
- 99.** Երկու մետաղալար, որոնց տրամագծերը տարբերվում են 3 անգամ, ենթարկվում են հավասար ձգող ուժերի ազդեցության: Համեմատեք նրանցում առաջացող լարումները:
- 100.** 2 մ երկարությամբ ալյումինե լարի ձգման ժամանակ նրա մեջ առաջացավ  $3,5 \cdot 10^7$  Պա մեխանիկական լարում: Գտեք լարի հարաբերական և բացարձակ երկարացումները:
- 101.** 3 մ երկարությամբ և 0,8 մմ տրամագծով ուղղահիգ լարի ազատ ծայրից կախեցին 5 կգ զանգվածով բեռ: Լարը երկարեց 0,6 մմ-ով: Որոշեք լարումը, լարի հարաբերական երկարացումը և առաձգականության մոդուլը:
- 102.** 1,2 մ երկարությամբ և 5 մմ<sup>2</sup> լայնական հատույթի մակերեսով պղնձե լարից կախեցին 10 կգ զանգվածով բեռ: Որոշեք լարի ձգման աշխատանքը: Պղնձի առաձգականության գործակիցը՝  $E = 118$  ԳՊա:

## ԳԼՈՒԽ VII. ԷԼԵԿՏՐՈՍՏԱՏԻԿԱ

- 103.**  $6 \cdot 10^{-9}$  Կլ,  $-4 \cdot 10^{-9}$  Կլ և  $7 \cdot 10^{-9}$  Կլ լիցքեր ունեցող երեք միատեսակ մետաղե գնդեր հպեցին իրար և հեռացրին: Որոշեք յուրաքանչյուր գնդի լիցքը հեռացնելուց հետո:
- 104.** Օդում իրարից 0,05 մ հեռավորությամբ ունեցող երկու կետային լիցքեր փոխազդում են  $1,2 \cdot 10^{-4}$  Ն ուժով: Հեղուկ դիէլեկտրիկում 0,1 մ հեռավորությամբ այդ լիցքերի փոխազդեցության ուժը  $1,5 \cdot 10^{-5}$  Ն է: Որոշեք հեղուկի դիէլեկտրական թափանցելիությունը:
- 105.** Երկու միատեսակ մետաղե գնդիկներ 0,2 մ երկարությամբ մեկուսիչ թելերով կախված են մի կետից: Երբ գնդիկներից յուրաքանչյուրին հաղորդեցին  $2 \cdot 10^{-9}$  Կլ լիցք, նրանք իրարից հեռացան 0,16 մ-ով: Որոշեք յուրաքանչյուր թելի լարման ուժը:
- 106.** Համասեռ էլեկտրական դաշտը պրոտոնին հաղորդում է ազատ անկման արագացմանը հավասար արագացում: Որոշեք այդ դաշտի լարվածությունը: Պրոտոնի լիցքի հարաբերությունը զանգվածին  $9,6 \cdot 10^7$  Կլ/կգ է:
- 107.**  $4 \cdot 10^{-9}$  Կլ և  $-9 \cdot 10^{-9}$  Կլ երկու կետային լիցքերի հեռավորությունը 0,6 մ է: Լիցքերը միացնող ուղղի վրա դրական լիցքից ի՞նչ հեռավորությամբ կետում էլեկտրական դաշտի լարվածությունը կլինի զրո:
- 108.** 2 մ կողմ ունեցող հավասարակողմ եռանկյան երկու գագաթներում տեղադրված են  $2 \cdot 10^{-8}$  Կլ և  $4 \cdot 10^{-8}$  Կլ կետային լիցքեր: Որոշեք էլեկտրական դաշտի լարվածությունը եռանկյան երրորդ գագաթում:
- 109.** Ի՞նչ աշխատանք կկատարի էլեկտրական դաշտը  $8 \cdot 10^{-2}$  Կլ լիցքը 2 Վ պոտենցիալ ունեցող կետից  $-8$  Վ պոտենցիալ ունեցող կետ տեղափոխելիս:
- 110.** Ի՞նչ արագություն ձեռք կբերի էլեկտրոնը  $10^4$  Վ/մ լարվածությամբ համասեռ էլեկտրական դաշտում ուժագծի երկայնքով  $9,1 \cdot 10^{-3}$  մ տեղափոխվելիս, եթե նրա սկզբնական արագությունը զրո է:
- 111.**  $3 \cdot 10^{-9}$  Կլ և  $-2 \cdot 10^{-9}$  Կլ կետային լիցքերի հեռավորությունն իրարից 0,2 մ է: Երկրորդ լիցքից այդ լիցքերը միացնող ուղղի վրա ի՞նչ հեռավորություն ունի այն կետը, որտեղ դաշտի պոտենցիալը զրո է:

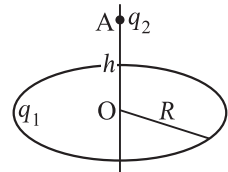


**112.** Հարթ կոնդենսատորի յուրաքանչյուր շրջադիրի մակերեսը  $0,052 \text{ մ}^2$  է: Օդում իրարից  $h^\circ$  հեռավորությամբ պետք է տեղադրել շրջադիրները, որպեսզի կոնդենսատորի էլեկտրաուճակությունը լինի  $4,6 \cdot 10^{-11} \text{ Ֆ}$ :

**113.** Դիէլեկտրիկով հարթ կոնդենսատորի լիցքը  $2,7 \cdot 10^{-4} \text{ Կլ}$  է: Թիթեղների հեռավորությունը  $2,3 \cdot 10^{-5} \text{ մ}$  է, իսկ կոնդենսատորի ուճակությունն առանց դիէլեկտրիկի՝  $10 \text{ նՖ}$ : Որքա՞ն է դաշտի լարվածությունը դիէլեկտրիկի ներսում, եթե նրա դիէլեկտրական թափանցելիությունը 7 է:

**114.**  $C$  էլեկտրաուճակությամբ հարթ օդային կոնդենսատորը միացված է հոսանքի աղբյուրին, որի սեղմակներում լարումն  $U$  է: Ինչպե՞ս կվտխվեն կոնդենսատորի էլեկտրաուճակությունը, լիցքը, կոնդենսատորի ներսում էլեկտրական դաշտի լարվածությունը և էներգիան, եթե, չանջատելով աղբյուրից, նրա շրջադիրների հեռավորությունը փոքրացնենք 2 անգամ:

**115.**  $q_1$  դրական լիցքը հավասարաչափ բաշխված է բարակ օղակով, որի շառավիղը  $R$  է: Օղակի  $O$  կենտրոնով անցնող և նրա հարթությանն ուղահայաց ուղղի  $A$  կետում տեղադրված է  $q_2$  դրական կետային լիցքը: Որոշե՛ք այդ կետային լիցքի վրա ազդող ուժի մոդուլը, եթե  $OA = h$ :



**116.** Նույն ծավալով և խտությամբ երկու լիցքավորված գնդիկներ, որոնք կախված են նույն երկարությամբ և նույն կետին ամրացված թելերից, իջեցնում են կերոսինի մեջ: Որքա՞ն է գնդիկների նյութի խտությունը, եթե թելերի տարամիտման անկյունը  $և'$  օդում,  $և'$  կերոսինում նույնն է: Կերոսինի խտությունը  $800 \text{ կգ/մ}^3$  է, դիէլեկտրական թափանցելիությունը՝ 2:

**117.** Առաստաղի միևնույն կետին ամրացված և միևնույն՝  $20 \text{ սմ}$  երկարությամբ երեք անկշռելի թելերից կախված են երեք միատեսակ մետաղե գնդիկներ՝  $200$ -ական միլիգրամ զանգվածով: Երբ գնդիկներից յուրաքանչյուրին հաղորդեցին նույն լիցքը, նրանք շեղվեցին այնպես, որ թելերն իրար հետ կազմեցին  $60^\circ$  անկյուն, իսկ ամեն թել ուղղաձիգի հետ՝  $30^\circ$  անկյուն: Որոշե՛ք գնդիկներից յուրաքանչյուրի լիցքի մոդուլը: Լիցքավորված գնդիկները համարեք կետային լիցքեր:

**118.** Մեկուսիչ թելից կախված  $25 \text{ Գլ}$  լիցքով գնդիկը հավասարաչափ լիցքավորված ուղղաձիգ անվերջ հարթության էլեկտրական դաշտում է: Որոշե՛ք թելի անկյունն ուղղաձիգի հետ, եթե հարթության լիցքի բաշխման մակերևութային խտությունը  $5 \cdot 10^{-5} \text{ Կլ/մ}^2$  է, գնդիկի զանգվածը՝  $7,2 \text{ մգ}$ :

**119.** Որոշե՛ք 1 Գլ կետային լիցքի վրա ազդող ուժը, եթե այն դրված է՝ ա)  $200 \text{ Գլ/մ}$  լիցքի գծային խտությամբ ուղիղ, շատ երկար լարից  $2 \text{ սմ}$  հեռու, բ)  $20 \text{ Գլ/մ}^2$  լիցքի մակերևութային խտությամբ հարթության էլեկտրական դաշտում:

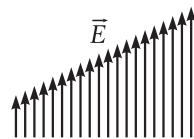
**120.** Երկու ուղիղ, զուգահեռ, շատ երկար, հավասարաչափ լիցքավորված լարերի հեռավորությունը  $10 \text{ սմ}$  է: Որոշե՛ք այդ լարերի դաշտի լարվածությունը նրանցից  $10 \text{ սմ}$  հեռավորությամբ կետում: Յուրաքանչյուր լարի լիցքի գծային խտությունը  $10^{-5} \text{ Կլ/մ}$  է:

**121.**  $3 \cdot 10^{-9} \text{ Կլ}$  կետային լիցքը  $2 \cdot 10^{-6} \text{ Կլ/մ}$  մոմենտով երկբևեռի էլեկտրական դաշտում է: Որոշե՛ք կետային լիցքի վրա ազդող ուժը, եթե լիցքը երկբևեռի՝ ա) առանցքի վրա է, բ) բազուկի միջնուղղահայացի վրա է: Կետային լիցքի հեռավորությունը երկբևեռից  $3 \text{ սմ}$  է:

**122.** Երկու համակենտրոն հաղորդիչ գնդոլորտներ, որոնց շառավիղներն  $r_1$  և  $r_2$  են ( $r_1 < r_2$ ), լիցքավորված են համապատասխանաբար,  $q_1$  և  $q_2$  լիցքերով: Նրանց

ընդհանուր կենտրոնի  $r_3$  հեռավորությամբ կետում ( $r_3 > r_2$ ) դրված է  $q_3$  լիցքը: Որոշեք  $q_3$  կետային լիցքի վրա ազդող ուժը, եթե  $q_1 = 2 \cdot 10^{-8}$  ԿԼ,  $q_2 = 3 \cdot 10^{-8}$  ԿԼ,  $q_3 = 4 \cdot 10^{-8}$  ԿԼ,  $r_3 = 3$  սմ:

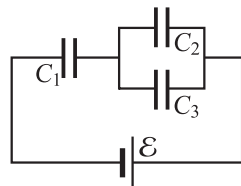
- 123.** Հնարավոր է արդյոք այնպիսի էլեկտրաստատիկ դաշտ, որի լարվածության վեկտորները տարածության բոլոր կետերում համադրված են, բայց ուժագծերին ուղղահայաց ուղղությամբ լարվածության մոդուլը փոփոխվում է գծային օրենքով (նկար):



- 124.** Հազար միատեսակ ջրի կաթիլներ, որոնք ունեն մասնավորապես լիցքեր, միաձուլվելով առաջացնում են մեկ մեծ կաթիլ: Մեծ կաթիլի էլեկտրական էներգիան քանի՞ անգամ է մեծ փոքր կաթիլների գումարային էներգիայի: Բոլոր կաթիլները համարել գնդաձև: Փոքր կաթիլների իրար միջև փոխազդեցության էներգիան հաշվի չառնել:

- 125.** 2 սմ շառավղով մետաղե գունդը կախեցին մեկուսիչ թելի ծայրից և նրան հարողեցին  $1,5 \cdot 10^{-7}$  ԿԼ լիցք: Այնուհետև թելով անցկացրին մեկ ուրիշ շիջված լիցքավորված հաղորդիչ գունդ՝ 1 սմ շառավղով և 0,1 գ զանգվածով: Թելի ներքին ծայրից հաշված որքա՞ն կրթարձրանա երկրորդ գունդը առաջինին հավելույց հետո: Էլեկտրաստատիկ մակածումը հաշվի չառնել:

- 126.**  $C_1 = 1$  մկՖ,  $C_2 = 2$  մկՖ և  $C_3 = 3$  մկՖ ունակությամբ երեք կոնդենսատոր միացված են այնպես, ինչպես ցույց է տրված նկարում: Շղթայի տարր կազմող հոսանքի աղբյուրի ԷԼՇՈՒ-ն՝  $\mathcal{E} = 12$  Վ: Որոշեք յուրաքանչյուր կոնդենսատորի լիցքը:



- 127.**  $a$  կողով կանոնավոր բառանիստի գազաթներում տեղադրված են միատեսակ  $q$  կետային լիցքեր: Որոշեք այդ կետային լիցքերի համակարգի փոխազդեցության պոտենցիալ էներգիան:

- 128.** Երեք միատեսակ  $q = -2 \cdot 10^{-8}$  ԿԼ կետային լիցքեր գետնոված են  $a = 10$  սմ կողմով կանոնավոր եռանկյան գագաթներում: Ի՞նչ աշխատանք է հարկավոր կատարել լիցքերից մեկը մինչև հանդիպակապ կողմի միջնակետ տեղափոխելու համար:

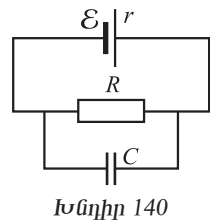
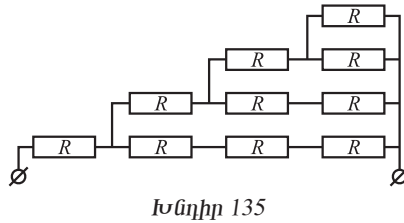
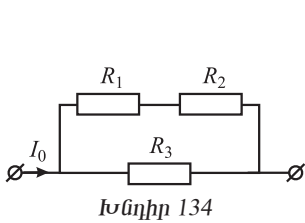
- 129.** Հավասարաարուն եռանկյան հիմքը երկու անգամ փոքր է սրույնից: Եռանկյան գագաթում տեղադրված է պրոտոն, իսկ հիմքի գագաթներում՝ մեկական էլեկտրոններ: Որքա՞ն է այդ համակարգի էլեկտրական փոխազդեցության պոտենցիալ էներգիան:

**ԳԼՈՒԽ VIII.  
ՆԱՍՏԱՏՈՒՆ ՆՈՍԱՆՔԻ ՕՐԵՆՔՆԵՐԸ**

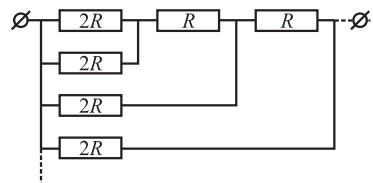
- 130.** Որոշեք 10 Օմ դիմադրությամբ հաղորդչի ծայրերին կիրառված լարումը, եթե 5 րոպեում նրա լայնական հատույթով անցնում է 120 ԿԼ լիցք:

- 131.** Որոշեք լամպի վոլֆրամե թելիկի  $t_2$  ջերմաստիճանը, եթե 220 Վ լարման դեպքում նրանով անցնող հոսանքի ուժը 0,68 Ա է, իսկ  $t_1 = 20^\circ\text{C}$  ջերմաստիճանում նրա դիմադրությունը 36 Օմ է: Վոլֆրամի դիմադրության ջերմաստիճանային գործակիցը  $4,6 \cdot 10^{-3} \text{ Կ}^{-1}$  է:

- 132.** Որոշել մեկ րոպեում 10 Օմ դիմադրությամբ հաղորդչում անջատված ջերմաքանակը, եթե յուրաքանչյուր վայրկյանում նրա միջով անցնում է 10 ԿԼ լիցք:

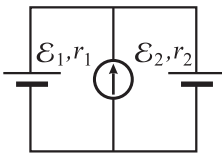


- 133.** Վերամբարձ կոունկի էլեկտրաշարժիչն աշխատում է 280 Վ լարումով: Հոսանքի ուժը նրա մեջ 20 Ա է: Որքա՞ն է կոունկի ՕԳԳ-ն, եթե 1 ս բեռը հավասարաչափ 19 մ բարձրացնելու համար պահանջվում է 50 Վ:
- 134.** Նկարում պատկերված շղթայում հաշվել ընդհանուր հոսանքի ուժը և հոսանքի ուժը  $R_3$  դիմադրությամբ տեղամասում: Շղթայի ծայրերին կիրառված լարումը 4,2 Վ է,  $R_1 = R_3 = 2$  Օմ,  $R_2 = 6$  Օմ:
- 135.** Հաշվել նկարում պատկերված շղթայի ընդհանուր դիմադրությունը:
- 136.** Հոսանքի ուժը շղթայում 2 Ա է: Որոշել հոսանքի աղբյուրի էլՇՈՒ-ն, եթե նրա ներքին դիմադրությունը 2 Օմ է, իսկ շղթայի արտաքին դիմադրությունը՝ 13 Օմ:
- 137.** Որքա՞ն են հոսանքի աղբյուրի էլՇՈՒ-ն և ներքին դիմադրությունը, եթե 14 Օմ դիմադրությամբ հաղորդչով այն փակելիս լարումն աղբյուրի սեղմակներին 28 Վ է, իսկ 29 Օմ դիմադրությամբ հաղորդչով փակելիս՝ 29 Վ:
- 138.** Հոսանքի աղբյուրի ներքին դիմադրությունն  $n$  անգամ փոքր է շղթայի արտաքին դիմադրությունից: Քանի՞ անգամ է լարումն աղբյուրի սեղմակներին փոքր աղբյուրի էլՇՈՒ-ից:
- 139.** 12,4 Օմ դիմադրությամբ հաղորդիչը միացված է 0,1 Օմ ներքին դիմադրություն և 6 Վ էլՇՈՒ ունեցող հոսանքի աղբյուրին: Ի՞նչ ջերմաքանակ կանջատվի շղթայի արտաքին տեղամասում և ամբողջ շղթայում 10 րոպեում:
- 140.** Նկարում պատկերված շղթայում 20 Օմ դիմադրությամբ հաղորդչին զուգահեռաբար միացված է  $5 \cdot 10^{-6}$  Ֆ էլեկտրաունակությամբ կոնդենսատոր: Որոշեք աղբյուրի էլՇՈՒ-ն, եթե նրա ներքին դիմադրությունը 2 Օմ է, իսկ կոնդենսատորի լիցքը՝  $10^{-5}$  Կլ:

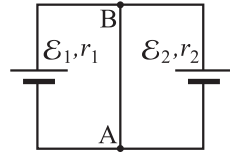


- 141.** Որոշեք ջրածնի ատոմում միջուկի շուրջը պտտվող էլեկտրոնի ստեղծած հոսանքի ուժը, եթե էլեկտրոնի ուղեծրի շառավիղը  $5,3 \cdot 10^{-11}$  մ է:
- 142.** Նկարում պատկերված շղթան կազմված է անվերջ թվով դիմադրություններից: Հաշվեք շղթայի ընդհանուր դիմադրությունը:
- 143.** Երեք մետաղե օղակներ միացված են իրար նկարում պատկերված տեսքով: Որքա՞ն է շղթայի դիմադրությունը՝  $R_{ab}$ -ն, եթե մեկ օղակի դիմադրությունը  $r$  է:
- 144.** Էլեկտրական շղթայում  $C = 10^{-3}$  Ֆ ունակությամբ կոնդենսատորը լիցքավորելուց հետո նրա  $d = 10^{-2}$  մ հեռավորությամբ շրջադիրների միջև լարումը  $U = 100$  Վ է: Կոնդենսատորի շրջադիրներն սկսում են իրար մոտեցնել  $v = 10$  սմ/վ արագությամբ: Որոշեք շղթայում ծագող հոսանքի ուժը շրջադիրները մոտեցնելու սկզբնական պահին:

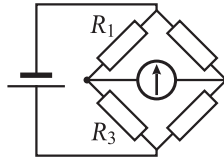




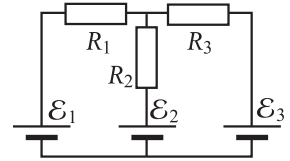
Խնդիր 145



Խնդիր 146



Խնդիր 147



Խնդիր 148

- 145.**  $\mathcal{E}_1$  և  $\mathcal{E}_2$  էլՇՈւ-ներով հոսանքի աղբյուրները միացված են նկարում ցույց տրված ձևով: Աղբյուրների  $r_1$  և  $r_2$  ներքին դիմադրությունների  $h^\circ$ -ն հարաբերակցության դեպքում գալվանաչափով անցնող հոսանքի ուժը կլինի զրո:
- 146.**  $\mathcal{E}_1$  և  $\mathcal{E}_2$  էլՇՈւ-ներով,  $r_1$  և  $r_2$  ներքին դիմադրություններով հոսանքի աղբյուրները շղթայում միացված են նկարում ցույց տրված ձևով: Գտեք հոսանքի ուժն աղբյուրներով և AB լարով, որի դիմադրությունը կարելի է անտեսել:
- 147.** Դիմադրությունների չափման կամրջակային սխեմայում (տես նկարը) գալվանաչափով հոսանք չի անցնում: Հոսանքի ուժն  $R_1$  դիմադրությամբ հաղորդչում 0,2 Ա է: Գտեք լարումը հոսանքի աղբյուրների սեղանկների միջև: Դիմադրատարների դիմադրություններն են՝  $R_1 = 2$  Օմ,  $R_3 = 1$  Օմ:
- 148.** Որոշել հոսանքի ուժերը շղթայի բոլոր տեղամասերում (տես նկարը), եթե  $\mathcal{E}_1 = 2$  Վ,  $\mathcal{E}_2 = 4$  Վ,  $\mathcal{E}_3 = 6$  Վ,  $R_1 = 4$  Օմ,  $R_2 = 6$  Օմ,  $R_3 = 8$  Օմ,  $r_1 = 0,5$  Օմ,  $r_2 = 1$  Օմ,  $r_3 = 1,5$  Օմ:

## ՉԼՈՒՄ IX.

### ԷԼԵԿՏՐՈՎԱՆ ԸՈՍԱՆՔԸ ՏԱՐԲԵՐ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐՈՒՄ

- 149.** Սենյակային ջերմաստիճանում հաղորդականության էլեկտրոնների կոնցենտրացիան գերմանիումում  $3 \cdot 10^{19} \text{ մ}^{-3}$  է: Ատոմների ընդհանուր թվի  $n^\circ$  մասն է կազմում հաղորդականության էլեկտրոնների թիվը: Գերմանիումի խտությունը 5400 կգ/մ<sup>3</sup> է, մոլային զանգվածը՝ 0,073 կգ/մոլ:
- 150.** Ֆոտոդիմադրատարը, որը մթության մեջ ունի  $25 \cdot 10^3$  Օմ դիմադրություն, հաջորդաբար միացրեցին  $5 \cdot 10^3$  Օմ դիմադրությամբ հաղորդչին: Երբ ֆոտոդիմադրատարը լուսավորեցին, նույն լարման դեպքում հոսանքի ուժը շղթայում մեծացավ 4 անգամ: Քանի՞ անգամ փոքրացավ ֆոտոդիմադրատարի դիմադրությունը:
- 151.** Որքա՞ն է նատրիումի էլեկտրաքիմիական համարժեքը:
- 152.** Ի՞նչ զանգվածով ջրածին անջատվեց, երբ աղաթթվի ջրային լուծույթով անցավ  $10^{20}$  էլեկտրոն:
- 153.** Որքա՞ն էլեկտրաէներգիա է անհրաժեշտ ծախսել 1 կգ զանգվածով ալյումին ստանալու համար, եթե էլեկտրոլիզն ընթանում է  $U = 10$  Վ լարման տակ, իսկ սարքի ՕԳԳ-ն 80% է: Ալյումինի մոլային զանգվածը 0,027 կգ/մոլ է, իսկ արժեքականությունը՝ 3:
- 154.** 250 մ<sup>3</sup> ծավալով օդապարհիկը պետք է լցվի 27°C ջերմաստիճան և  $2 \cdot 10^5$  Պա ճնշում ունեցող ջրածնով: Որքա՞ն լիցք պետք է անցնի էլեկտրոլիտային գոլումով ծծմբաթթվի թույլ լուծույթի էլեկտրոլիզի ժամանակ ջրածնի անհրաժեշտ քանակություն ստանալու համար:
- 155.** Հարթ կոնդենսատորը միացրին 6000 Վ լարում ունեցող աղբյուրին: Թիթեղների միջև  $h^\circ$ -ն հեռավորության դեպքում կոնդենսատորը կպարավի, եթե օդի իոնացումն սկսվում է  $3 \cdot 10^6$  Վ/մ լարվածության դեպքում:

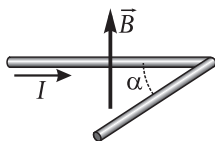
- 156.** Որոշեք էլեկտրոլիզի ժամանակ անջատված պղնձի զանգվածը, եթե ծախսվել է 5 կՎտ-ժ էներգիա: Գուռի սեղմակներին կիրառված լարումը 10 Վ է, սարքի ՕԳԳ-ն՝ 75 %, իսկ պղնձի էլեկտրաքիմիական համարժեքը՝  $3,3 \cdot 10^{-7}$  կգ/կլ:
- 157.** Դիողում էլեկտրոնն անողին է հասնում  $8 \cdot 10^6$  մ/վ արագությամբ: Որոշեք անողային լարումը:
- 158.** Էլեկտրոնաճառագայթային խողովակում էլեկտրոնների նեղ փունջը (ճառագայթը) արագացվում է 5 կՎ պոտենցիալների տարբերությամբ էլեկտրական դաշտում: Այնուհետև այդ փունջն ընկնում է ուղղահիգ շեղող թիթեղների միջակա տարածությունը, որտեղ էլեկտրական դաշտի լարվածությունը 40 կՎ/մ է: Որոշեք էլեկտրոնային ճառագայթի ուղղահիգ շեղումը թիթեղների միջակա տարածությունից անմիջապես դուրս գալիս, եթե յուրաքանչյուր թիթեղի երկարությունը 5 սմ է:
- 159.** Էլեկտրոնի ելքի աշխատանքը  $4,8 \cdot 10^{-19}$  Ջ է: Ի՞նչ արագությամբ է տվյալ մետաղից դուրս թռչում այն էլեկտրոնը, որի կինետիկ էներգիան նախքան մետաղից դուրս թռչելը  $10^{-18}$  Ջ է:
- 160.** Հարթ էլեկտրոդներ ունեցող էլեկտրոնային լամպով անցնող հոսանքի ուժը / է, իսկ լամպին կիրառված լարումը՝  $U$ : Ի՞նչ ուժով են ազդում լամպի անողին լամպում արագացվող էլեկտրոնները, եթե նրանց արագությունը կաթոդի մակերևույթի մոտակայքում զրո է:

## ԳԼՈՒԽ X. ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՅՏ

- 161.** Մագնիսական ինդուկցիայի գծերի նկատմամբ  $30^\circ$  անկյան տակ տեղադրված 2 մ երկարությամբ հաղորդալարի վրա, որով անցնում է 50 Ա հոսանք, համասեռ մագնիսական դաշտն ազդում է 5 Ն ուժով: Որոշեք մագնիսական ինդուկցիայի մոդուլը:
- 162.** Հաղորդչում, որի երկարությունը 0,08 մ է, հոսանքի ուժը 50 Ա է: Այն տեղադրված է 0,02 Տ ինդուկցիայով համասեռ մագնիսական դաշտում՝ ուղղահայաց ինդուկցիայի գծերին: Հաշվեք կատարված աշխատանքը, եթե հաղորդիչը ինդուկցիայի գծերին ուղղահայաց ուղղությամբ հավասարաչափ տեղափոխվել է 0,1 մ:
- 163.** Էլեկտրոնը շարժվում է 4 մՏ ինդուկցիայով համասեռ մագնիսական դաշտում: Հաշվեք նրա պտտման պարբերությունը:
- 164.** Էլեկտրոնը մտնում է 5 մՏ ինդուկցիայով համասեռ մագնիսական դաշտ՝ նրա ուժագծերի ուղղությանն ուղղահայաց և դաշտի ազդեցությամբ շարժվում 0,1 մ շառավիղ ունեցող շրջանագծով: Որոշեք էլեկտրոնի իմպուլսի մոդուլը:
- 165.** Էլեկտրոնը  $2 \cdot 10^{-2}$  Տ ինդուկցիայով մագնիսական դաշտում շարժվում է 0,01 մ շառավղով շրջանային ուղեծրով: Որքա՞ն է էլեկտրոնի կինետիկ էներգիան:
- 166.** Պրոտոնը մտնում է B ինդուկցիայով համասեռ մագնիսական դաշտ՝ ինդուկցիայի գծերին ուղղահայաց ուղղությամբ: Քանի՞ պտույտ կկատարի պրոտոնը t ժամանակամիջոցում:
- 167.** v արագությամբ շարժվող էլեկտրոնը ինդուկցիայի գծերի նկատմամբ  $\alpha$  անկյան տակ մտնում է B ինդուկցիայով համասեռ մագնիսական դաշտ և շարժվում պարույրագծով: Հաշվեք պարույրագծի շառավիղը և քայլը:

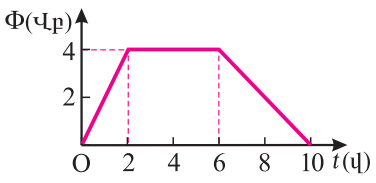
- 168.** Լիցքավորված մասնիկը շարժվում է հաստատուն  $900 \text{ մ/վ}$  արագությամբ: Ժամանակի որոշակի պահի  $A$  կետում նրա ստեղծած էլեկտրական դաշտի լարվածությունը  $600 \text{ Վ/մ}$  է, իսկ լարվածության վեկտորի և մասնիկի արագության կազմած անկյունը  $30^\circ$  է: Որքա՞ն է մասնիկի ստեղծած մագնիսական դաշտի ինդուկցիան  $A$  կետում, ժամանակի տվյալ պահին:
- 169.**  $0,02$  կգ զանգվածով և  $0,2 \text{ մ}$  երկարությամբ ուղիղ հաղորդիչը հորիզոնական դիրքով մեկուսիչ թելերով կախված է համասեռ մագնիսական դաշտում:  $0,25 \text{ Տ}$  ինդուկցիայով մագնիսական դաշտն ուղղված է ուղղահիգ: Հաղորդիչով անցնում է  $2 \text{ Ա}$  հոսանք: Թելերի զանգվածն անտեսել: Որքա՞ն է հաղորդիչ վրա ազդող Ամպերի ուժը, հավասարակշռության դիրքում թելերի շեղման անկյունն ուղղահիգից և յուրաքանչյուր թելի լարման ուժը:
- 170.**  $100 \text{ մմ}$  շառավղով շրջանաձև հաղորդալարում հոսանքի ուժը  $1 \text{ Ա}$  է: Որքա՞ն է մագնիսական դաշտի ինդուկցիան հաղորդալարի կենտրոնում:
- 171.** Որոշե՛ք ուղիղ, անվերջ երկար հոսանքակիր հաղորդչի ստեղծած մագնիսական դաշտի ինդուկցիան նրանից  $20 \text{ սմ}$  հեռավորությամբ կետում, եթե հոսանքի ուժը  $10 \text{ Ա}$  է:

- 172.**  $110 \text{ սմ}$  երկարությամբ հոսանքակիր հաղորդալարը ծռված է  $60^\circ$  անկյան տակ այնպես, որ անկյան մի կողմի երկարությունը  $30 \text{ սմ}$  է (տես նկարը): Հաղորդալարը տեղադրված է  $2 \cdot 10^{-2} \text{ Տ}$  ինդուկցիայով համասեռ մագնիսական դաշտում, որն ուղղահայաց է հաղորդալարի հարթությանը: Հաղորդալարով անցնում է  $10 \text{ Ա}$  հոսանք: Որքա՞ն է հաղորդալարի վրա մագնիսական դաշտում ազդող ուժը:



## ՉԼՈՒՄ XI. ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՄԱԿԱԾՈՒՄ

- 173.** Հաղորդալարի  $500$  գալար ունեցող կոճի լայնական հատույթով մագնիսական հոսքը  $0,005$  վայրկյանում հավասարաչափ նվազում է  $0,007$  Վբ-ից մինչև  $0,003$  Վբ: Հաշվե՛ք կոճում մակածված ԷԼՇՈՒՒ-ն:
- 174.** Հաղորդիչ կոնտուրում մագնիսական հոսքը  $0,05$  վայրկյանում հավասարաչափ նվազում է  $0,08$  Վբ-ով: Որոշե՛ք մակածման հոսանքի ուժը, եթե կոնտուրի դիմադրությունը  $0,2 \text{ Օմ}$  է:
- 175.** Լայնական հատույթի  $1,72 \cdot 10^{-6} \text{ մ}^2$  մակերես ունեցող պղնձե հաղորդալարից պատրաստված է  $0,1 \text{ մ}$  շառավղով օղակ: Օղակը տեղադրված է համասեռ մագնիսական դաշտում այնպես, որ նրա մակերևույթն ուղղահայաց է մագնիսական ինդուկցիայի վեկտորին: Հաշվե՛ք օղակում մակածման հոսանքի ուժը, եթե մագնիսական դաշտի ինդուկցիան փոփոխվում է  $1 \text{ Տ/վ}$  արագությամբ:
- 176.**  $0,2 \text{ մ}$  շառավղով հաղորդիչ օղակը, որի դիմադրությունը  $40 \text{ Օմ}$  է, տեղադրված է մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի վեկտորին ուղղահայաց հարթության մեջ: Ինդուկցիայի վեկտորի մոդուլը փոխվում է  $B = 10t \text{ (Տ)}$  օրենքով: Որոշե՛ք մակածման հոսանքի ուժը:
- 177.** Ճկուն հաղորդալարից պատրաստված է  $0,1 \text{ մ}$  կողմով քառակուսի, որի դիմադրությունը  $0,1 \text{ ՄՕմ}$  է: Շրջանակը տեղադրված է  $5 \text{ Տ}$  ինդուկցիայով համասեռ մագնիսական դաշտում այնպես, որ շրջանակի հարթությունն ուղղահայաց է մագնիսական ինդուկցիայի վեկտորին: Որքա՞ն լիցք կանցնի շրջանակով, եթե վերջինս, թողնելով հարթության մեջ, դարձնենք հավասարակողմ եռանկյուն:

- 178.** Որոշեք հորիզոնական ուղղությամբ 900 կմ/ժ արագությամբ թռչող ինքնաթիռի թևերի ծայրերի միջև առաջապատ փոտենցիալների տարբերությունը, եթե Երկրի մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի ուղղածիզ բաղադրիչը  $5 \cdot 10^{-5}$  Տ է, իսկ թևերի բացվածքը՝ 30 մ:
- 179.** Ռեոստատի օգնությամբ կոճում հոսանքի ուժը մեծացնում են 2 Ա/վ արագությամբ: Կոճի ինդուկտիվությունը 0,2 մՀն է: Ինչքա՞ն է ինքնամակածման էլԸՈՒ-ի մոդուլը:
- 180.** Որոշեք կոճի մագնիսական դաշտի էներգիան, եթե կոճում հոսանքի ուժը 10 Ա է, իսկ մագնիսական հոսքը՝ 0,5 Վբ:
- 181.** Նկարում պատկերված է փակ կոնտուր թափանցող մագնիսական հոսքի՝ ժամանակի կախումն արտահայտող գրաֆիկը: Կառույցը կոնտուրում մակածված էլԸՈՒ-ի՝ ժամանակի կախումն արտահայտող գրաֆիկը:
- 
- 182.** 100 գալար պարունակող կոճի առանցքը և մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի վեկտորն իրար գուգահեռ են:  $2 \cdot 10^{-3}$  վ-ի ընթացքում ինդուկցիայի վեկտորը 0,5 Տ-ից հավասարաչափ փոքրացավ մինչև 0,1 Տ, որի հետևանքով կոճում մակածվեց 8 Վ էլԸՈՒ: Որքա՞ն է կոճի գալարի լայնական հատույթի մակերեսը:
- 183.** 0,2 Տ ինդուկցիայով համասեռ մագնիսական դաշտում հաղորդիչ շրջանակը տեղադրված է այնպես, որ շրջանակի հարթությունն ուղղահայաց է մագնիսական ինդուկցիայի վեկտորին: Ի՞նչ անկյունով պետք է պտտել շրջանակը, որպեսզի նրանով անցնի  $8 \cdot 10^{-2}$  Վլ լիցք: Շրջանակի մակերեսը 0,4 մ<sup>2</sup> է, դիմադրությունը՝ 1,5 Օմ:
- 184.**  $5 \cdot 10^{-4}$  մ<sup>2</sup> փաթույթի լայնական հատույթի մակերեսով 100 գալար պարունակող կոճը տեղադրված է համասեռ մագնիսական դաշտում այնպես, որ գալարների հարթություններն ուղղահայաց են մագնիսական ինդուկցիայի վեկտորին: Կոճի հաղորդալարի ծայրերը միացված են 4 մկՖ ունակությամբ կոնդենսատորին: Մագնիսական դաշտի ինդուկցիան հավասարաչափ նվազում է 20 Տ/վ արագությամբ: Որքա՞ն լիցք կուտակվեց կոնդենսատորի շրջադիրներին:
- 185.** R շառավղով հաղորդիչ օղակը տեղադրված է համասեռ մագնիսական դաշտում այնպես, որ ինդուկցիայի գծերն ուղղահայաց են օղակի հարթությանը, իսկ ինդուկցիայի մոդուլը ժամանակի կախված փոխվում է  $B = \alpha t$  օրենքով, որտեղ  $\alpha$ -ն հաստատուն մեծություն է: Որքա՞ն է հաղորդչի ներսում մրրկային էլեկտրական դաշտի լարվածության մոդուլը:

## ԳԼՈՒԽ XII.

### ԷԼԵԿՏՐՈՍՏԱՏԻԿԱԿԱՆ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐ ԵՎ ԱԼԻԶՆԵՐ

- 186.** Քանի՞ անգամ կփոքրանա տատանողական կոնտուրում ծագած ներդաշնակ տատանումների հաճախությունը, եթե կոնդենսատորի էլեկտրաունակությունը մեծացվի 25 անգամ, իսկ կոճի ինդուկտիվությունը փոքրացվի 16 անգամ:
- 187.** Տատանողական կոնտուրի էլեկտրաունակությունը 50 պՖ է, իսկ նրա մեջ առաջապատ ներդաշնակ տատանումների հաճախությունը՝  $10^8$  Հց: Որոշեք կոնտուրի ինդուկտիվությունը:



188. Տատանողական կոնտուրը բաղկացած է 1 մկՖ էլեկտրաունակությամբ կոնդենսատորից և  $0,01 \text{ Հ}$  ինդուկտիվությամբ կոճից: Լիցքի տատանման լայնույթը  $0,1 \text{ մՎ}$  է: Հաշվեք հոսանքի ուժի տատանման լայնույթը:
189. Տատանողական կոնտուրի կոճի ինդուկտիվությունը  $0,2 \text{ Հ}$  է, իսկ հոսանքի ուժի ներդաշնակ տատանումների լայնույթը՝  $0,4 \text{ մԱ}$ : Որոշեք կոնդենսատորի էլեկտրական դաշտի և կոճի մագնիսական դաշտի էներգիաներն այն պահին, երբ հոսանքի ուժի ակնթարթային արժեքը  $2 \text{ անգամ}$  փոքր է լայնությանին արժեքից:
190.  $10 \text{ մկՖ}$  էլեկտրաունակությամբ կոնդենսատորը լիցքավորում են մինչև  $400 \text{ Վ}$  լարում և միացնում ինդուկտիվության կոճին, որտեղ ծագում են մարող տատանումներ: Որքա՞ն ջերմաքանակ կանջատվի կոնտուրում այն ժամանակամիջոցում, որի ընթացքում լարման տատանումների լայնույթը փոքրացել է  $2 \text{ անգամ}$ :
191. Լիցքավորված կոնդենսատորը միացրել են ինդուկտիվության կոճին: Միացնելուց ինչքա՞ն ժամանակ անց կոճի մագնիսական դաշտի էներգիան  $3 \text{ անգամ}$  ավելի մեծ կլինի, քան կոնդենսատորի էլեկտրական դաշտի էներգիան, եթե կոնտուրում ազատ տատանումների պարբերությունը  $24 \text{ մկվ}$  է:
192. Քանի՞ զալար ունի  $0,05 \text{ մ}^2$  մակերես ունեցող շրջանակը, եթե  $0,1 \text{ Տ}$  ինդուկցիայով համասեռ դաշտում  $20 \text{ վ}^{-1}$  հաճախությամբ պտտելիս նրանում էլՇՈՒԻ-ի լայնությանին արժեքը  $63 \text{ Վ}$  է:
193. Նեոնային լամպը բռնկվում է լարման խիստ որոշակի արժեքների դեպքում: Պարբերության  $n$ -ր մասի ընթացքում լամպը կլուսարձակի, եթե այն միացնենք այնպիսի ցանցի, որտեղ լարման գործող արժեքը հավասար է լամպի բռնկման լարմանը: Լամպը հանգչում է այն պահին, երբ լարումը, փոքրանալով, հավասարվում է բռնկման լարմանը:
194. Բաց տատանողական կոնտուրում հոսանքի ուժը, ժամանակից կախված, փոփոխվում է  $i = 0,1 \cos(6 \cdot 10^5 \pi t)$  օրենքով: Որոշեք կոնտուրի առաքած էլեկտրամագնիսական ալիքի երկարությունը:
195. Ուաղիոհաղորդիչ կայանի հաղորդիչ կոնտուրի կոճի ինդուկտիվությունը  $1 \text{ մկՀ}$  է: Ի՞նչ էլեկտրաունակությամբ կոնդենսատոր պետք է պարունակի կոնտուրը, որ հնարավոր լինի առաքել  $1 \text{ կմ}$  երկարությամբ ռադիոալիք:
196. Փոփոխական հոսանքի գեներատորից սնվող էլեկտրական վառարանի դիմադրությունը  $22 \text{ Օմ}$  է: Որոշեք այն ջերմաքանակը, որն անջատվում է վառարանում  $1 \text{ ժամ}$ ում, եթե հոսանքի ուժի լայնույթը  $10 \text{ Ա}$  է:
197. Ա վայրում տեղադրեցին բարձրացնող տրանսֆորմատոր, Բ վայրում՝ ցածրացնող: Մատուցող հաղորդալարերի դիմադրությունը  $15 \text{ Օմ}$  է: Ցածրացնող տրանսֆորմատորի տրանսֆորմացիայի գործակիցը  $10$  է, իսկ այդ տրանսֆորմատորի երկրորդային փաթույթի ապառած հզորությունը՝  $9,6 \text{ կՎտ}$  ( $80 \text{ Ա}$  հոսանքի ուժի դեպքում): Որոշեք լարումը բարձրացնող տրանսֆորմատորի երկրորդային փաթույթում:
198. Իդեալական տատանողական կոնտուրը համալարված է  $40 \text{ մ}$  երկարությամբ էլեկտրամագնիսական ալիքի վրա: Հարթ կոնդենսատորի շրջադիրների լիցքի մակերևութային խտության առավելագույն արժեքը՝  $2 \text{ մկԿլ/մ}^2$  է, իսկ շրջադիրների միջև հեռավորությունը՝  $5 \text{ մմ}$ : Կոնտուրի հոսանքի ուժի լայնույթը  $1 \text{ Ա}$  է:  $t = 0$  պահին հոսանքի ուժը գրո է: Որոշեք՝ էլեկտրամագնիսական ճառագայթման  $\nu$  հաճախությունը,  $t = 0$  պահից մինչև  $t = T/3$  պահը կոնտուրով



անցած  $q$  լիցքը և կոնդենսատորի էլեկտրական դաշտի  $W$  էներգիան  $t = T/6$  պահին:

- 199.** 0,2 մկՖ և 0,1 մկՖ ունակությամբ երկու կոնդենսատորներ 220 Վ լարմամբ և 50 Հց հաճախությամբ փոփոխական հոսանքի շղթայում միացված են հաջորդաբար: Որոշեք շղթայում հոսանքի ուժը և յուրաքանչյուր կոնդենսատորին կիրառված լարումը:
- 200.** Կոնդենսատորը և էլեկտրական լամպը հաջորդաբար միացված են 440 Վ լարմամբ և 50 Հց հաճախությամբ փոփոխական հոսանքի շղթային: Որքա՞ն է կոնդենսատորի ունակությունը, եթե լամպում հոսանքի ուժը 0,5 Ա է, իսկ լարումը՝ 110 Վ:
- 201.** Երկաթե միջուկով կոճը (դրոսել), որի ինդուկտիվությունը 2 Հն է, իսկ փաթույթի ակտիվ դիմադրությունը՝ 10 Օմ, նախ՝ միացնում են 20 Վ լարմամբ հաստատուն հոսանքի շղթային, ապա՝ 20 Վ լարմամբ և 400 Հց հաճախությամբ փոփոխական հոսանքի շղթային: Որոշեք կոճով անցնող հոսանքի ուժը յուրաքանչյուր դեպքում: Արդյունքը բացատրեք:
- 202.** 10 Օմ ակտիվ դիմադրություն ունեցող ինդուկտիվության կոճը միացված է 127 Վ և 50 Հց հաճախությամբ փոփոխական հոսանքի շղթային: Որոշեք կոճի ինդուկտիվությունը, եթե հայտնի է, որ կոճը սպառում է 400 Վտ հզորություն, իսկ լարման և հոսանքի ուժի փուլերի տարբերությունը 60° է:
- 203.** 1000 Հց հաճախությամբ փոփոխական հոսանքի շղթան կազմված է հաջորդաբար միացված 0,1 մկՖ ունակությամբ կոնդենսատորից և 0,5 Հն ինդուկտիվությամբ կոճից: Որոշեք շղթայի ռեակտիվ դիմադրությունը: Ի՞նչ հաճախության դեպքում է ռեակտիվ դիմադրությունը զրո:
- 204.** 220 վ լարմամբ և 50 Հց հաճախությամբ փոփոխական հոսանքի շղթայում հաջորդաբար միացված են 35 մկՖ ունակությամբ կոնդենսատորը, 100 Օմ ակտիվ դիմադրությամբ հաղորդիչը և 0,7 Հն ինդուկտիվությամբ կոճը: Որոշեք շղթայի հոսանքի ուժը և կոնդենսատորի, հաղորդչի և կոճի լարումները:
- 205.** 15 Օմ ակտիվ դիմադրությամբ և 52 մՀն ինդուկտիվությամբ կոճը և 120 մկՖ ունակությամբ կոնդենսատորը հաջորդաբար միացված են 50 Հց հաճախությամբ փոփոխական հոսանքի շղթային: Շղթային արված է 220 Վ լարում: Որոշեք շղթայում հոսանքի ուժը, ակտիվ հզորությունը և հզորության գործակիցը:
- 206.** Փոփոխական հոսանքի շղթային միացված են 5 Օմ դիմադրությամբ դիմադրատարրը, 0,5 մՀն ինդուկտիվությամբ կոճը և 0,15 մկՖ ունակությամբ կոնդենսատորը: Ի՞նչ հաճախության դեպքում տեղի կունենա ռեզոնանս: Որքա՞ն է ռեզոնանսի ժամանակ հոսանքի ուժը, եթե շղթային կիրառված է 380 Վ լարում:

# ԽՆԴԻՐՆԵՐԻ ՊԱՏԱՍԽԱՆՆԵՐ

## ՉԼՈՒԽ I

1.  $1,806 \cdot 10^{24}$ :
2. 345:
3.  $6,02 \cdot 10^{10}$  մ:
4.  $N_A/M$ ,  $mN_A/M$ ,  $\rho VN_A/M$ :
5.  $1,17 \cdot 10^{20}$ :
6.  $2 \cdot 10^{12}$ :
7. 7,68:
8.  $75$  մ<sup>3</sup>:
9.  $3,01 \cdot 10^6$ :
10.  $1,1 \cdot 10^{44}$ :
11. Ալյումինը:
12.  $55,6$  մոլ,  $3,3 \cdot 10^{25}$

## ՉԼՈՒԽ II

13.  $7,5 \cdot 10^4$  Պա:
14.  $4 \cdot 10^4$  Պա:
15. 0,6 մ:
16. 49980 Պա:
17. 1,01:
18.  $-251^\circ\text{C}$ :
19.  $1,5$  մ<sup>3</sup>:
20. 2:
21.  $-23^\circ\text{C}$ :
22.  $60^\circ\text{C}$ -ով:
23.  $137^\circ\text{C}$ :
24.  $91^\circ\text{C}$ :
25.  $0,028$  կգ/մոլ:
26.  $3,01 \cdot 10^{22}$ :
27. 1%:
28. 6:
29.  $2,65 \cdot 10^{25}$  մ<sup>-3</sup>:
31.  $m = \frac{\nu R \Delta T}{gh} - \frac{\rho_0 S}{g}$ :
32.  $\rho = \frac{\nu \Delta M}{mR}$ :
33. 16:
34.  $1,35 \cdot 10^{-23}$  Ջ/Կ:
35.  $0,53$  մ<sup>3</sup>:
37.  $3 \cdot 10^6$  Ջ:
38.  $3,6 \cdot 10^{20}$  մ<sup>-3</sup>:
39. 200 մ/վ:
40. Կփոքրամա 2 անգամ:
41.  $38$  կՊա:
42.  $\frac{1}{M} = \frac{\eta_1}{M_1} + \frac{\eta_2}{M_2} + \frac{\eta_3}{M_3}$ ,  
 $M = 0,029$  կգ/մոլ:
43.  $5,27 \cdot 10^6$  Պա,  
 $5,68 \cdot 10^6$  Պա:

## ՉԼՈՒԽ III

44. 196 Ջ-ով:
45. Կփոքրամա 1,5 անգամ:
46.  $(3/2) \cdot nk_B TV$ :
47. 6:
48. 100 Ջ
49.  $-1,5$ :
50.  $-10^\circ\text{C}$ :
51. 46 մ:
52.  $5,66$  կՋ:
53.  $420$  Ջ/կգ:
54.  $0,44$  կգ:
55.  $148,8$  կՋ-ով:
56.  $mR \Delta T/M$ :
57.  $C_p/(\nu R)$ :
58.  $1,6$  կՋ:
59. 350 Կ:
60. 25%:
61. 360 Կ:
62. 16 %-ով:
63.  $C = C_V + R/2$ :
64.  $T \sim V^{1-n}$ : ա) երբ  $n=1$ ,  
 $T = \text{const}$ ,  
բ) երբ  $n > 1$ ,  $T$ -ն նվազում է,  
գ) երբ  $n < 1$ ,  $T$ -ն աճում է:
66.  $0,025$  Ջ/Կ:

## ՉԼՈՒԽ IV

67. 63,6:
68. 8,3 մգ:
69. 0,24 Պա:
70.  $0,065$  մ<sup>3</sup>:
71. Ոչ, քանի որ  
ածխաթթու գազի  
մասնական ճնշումը՝  
 $p = 4,1 \cdot 10^4$  Պա  $< 10^5$  Պա:
72. Սենյակային  
ջերմաստիճանում  
( $T \approx 300$  Կ) բալոնում  
տրված ճնշումը  
կատեղծի մոտ 14 գ  
զանգվածով պրոպան  
գազը, հետևաբար՝ նրա  
մեծ մասը ( $\approx 286$  գ)  
հեղուկ վիճակում է:
73.  $0,598$  կգ/մ<sup>3</sup>:
74. 70%, 130 գ/մ<sup>3</sup>:
75. 73,5%:
76. 61 %:

## ՉԼՈՒԽ V

77. 2880 վ:
78.  $6,1$  սմ<sup>2</sup>:
79.  $0,191$  Ն/մ:
80. 2,8 մմ սնդ. սյան:
81.  $0,56$  մմ:
82. Հովացման ընթացքում  
մակարդակը  
կբարձրանա:
83.  $\sigma = \frac{\rho(R_3^3 - R_1^3 - R_2^3)}{4(R_1^2 + R_2^2 - R_3^2)}$ :
84.  $3,72$  մՋ:
85. 2,2 սմ:
86.  $3,6$  մՋ:
87.  $16,8 \cdot 10^{-3}$  մ:
88.  $1,37 \cdot 10^{-7}$  Ջ
89.  $9,2 \cdot 10^{-21}$  Ջ:
90. ա)  $E_{\text{մակ}}/E_{\text{պոտ}} = 0,4$ ,  
բ)  $E_{\text{մակ}}/E_{\text{պոտ}} = 1,6$ :
91. 80 Պա:
92.  $Q = 6Sh\sigma \cdot \frac{1}{d} - \frac{1}{D} =$   
 $= 1,16 \cdot 10^{12}$  Ջ:

## ՉԼՈՒԽ VI

93. 0,003 մ:
94.  $45,45$  Ն:
95. 2:
96.  $1,25 \cdot 10^4$  Պա:
97.  $2 \cdot 10^{-5}$  մ<sup>2</sup>:
98.  $3,12 \cdot 10^7$  Պա:
99.  $\sigma_1/\sigma_2 = 9$ :
100.  $5 \cdot 10^{-4}$ :
101.  $\sigma = 9,75 \cdot 10^6$  Պա,  
 $\Delta l/l = 2 \cdot 10^{-4}$ ,  
 $E = 4,88 \cdot 10^{11}$  Պա:
102.  $10^{-2}$  Ջ:

## ՉԼՈՒԽ VII

103. 3 մԿլ:
104. 2:
105.  $3,5$  մկՆ:
106.  $1,02 \cdot 10^{-7}$  Ն/Կլ:
107. 1,2 մ:
108.  $119$  Ն/Կլ:
109. 0,8 Ջ:
110.  $5,6 \cdot 10^6$  մ/վ:
111. 0,4 մ, 0,08 մ:
112. 1 սմ:
113.  $1,7 \cdot 10^8$  Վ/մ:

114. Թվարկված բոլոր մեծությունները կմեծանան 2 անգամ:
115.  $F = \frac{kq_1 q_2 h}{(r^2 + R^2)^{3/2}}$ :  
Ցույում: Օղակը մտովի բաժանեք  $n$  հավասար տարրերի այնպես, որ դրանցից յուրաքանչյուրը կարելի լինի համարել կետային լիցք:  $q_2$  կետային լիցքի վրա ազդող ուժն օղակի  $n$  տարրերի ազդեցության ուժերի վեկտորական գումարն է: Նկատի ունեցեք, որ  $q_2$  կետային լիցքի վրա օղակի՝ արանագծորեն հակադիր տարրերի ազդեցության ուժերի՝  $OA$  ուղղին ուղղահայաց բաղադրիչները հակադիր են և փոխչեզոքացնում են իրար:
116. 1600 կգ/մ<sup>3</sup>:
117. 54 մկ: Ցույում: Վանվելույ հետո գնդիկները կդասավորվեն կանոնավոր բառանիստի հիմքի գագաթներում: Գրեք յուրաքանչյուր գնդիկի վրա ազդող ուժերի՝ կուլոնյան վանողության ուժերի, ծանրության ուժի և թելի ձգման ուժի հավասարակշռության պայմանը, նկատի ունենալով, որ թելի ձգման ուժի ուղղաձիգ բաղադրիչը հավասարակշռվում է ծանրության ուժով, իսկ հորիզոնական բաղադրիչը՝ կուլոնյան ուժերի համագործով:
118. . 45°:
119. ա. 0,18 մՆ, բ. 1,13 մՆ:
120. 3,12 ՄՎ/մ:
121. ա. 4 Ն, բ. 2 Ն:
122. 20 մՆ: Ցույում: Օգտվեք Գաուսի թեորեմի՝ որպես օժանդակ փակ մակերևույթ դիտարկելով  $r_3$  շառավիղ ունեցող համակենտրոն գնդաձև լիցք:
123. Հնարավոր չէ:
124. 100 անգամ:
125. 21 սմ:
126. 10 մկԿլ, 4 մկԿլ, 6 մկԿլ:
127.  $6kq^2/a$ :
128.  $A=2kq^2/a=72$  մկՋ:
129. 0:

### ՉԼՈՒԽ VIII

130. 4 Վ:  
131. 1916 °C:  
132. 60 կՋ:  
133. 66,5 %:  
134. 2.625 Ա:  
135. 2,15R:  
136. 30 Վ:  
137. 30 Վ, 1 Օմ:  
138.  $(n+1)/n$ :  
139. 1714 Ջ, 1728 Ջ:  
140. 2,2 Վ:  
141. 1 մԱ:  
142. R:  
143.  $r/8$ :  
144.  $I = vCU/d = 1$  Ա:  
145.  $r_1/r_2 = \mathcal{E}_1/\mathcal{E}_2$ :  
146.  $I_1 = \mathcal{E}_1/r_1$ ,  $I_2 = \mathcal{E}_2/r_2$ ,  
 $I = (\mathcal{E}_1 r_2 - \mathcal{E}_2 r_1)/r_1 r_2$ :  
147.  $U = I_1(R_1 + R_3) = 0,6$  Վ:  
148.  $I_1 = 334$  մԱ,  $I_2 = 71$  մԱ,  
 $I_3 = 263$  մԱ:

### ՉԼՈՒԽ IX

149.  $6,7 \cdot 10^{-10}$ :  
150. 10:  
151.  $2,4 \cdot 10^{-7}$  կգ/Կլ:  
152. 166 մգ:  
153. 134 ՄՋ:  
154.  $3,86 \cdot 10^9$  Կլ:  
155. 2 մմ:  
156. 445 գ:  
157.  $C182$  Վ:  
158. 0,5 սմ:  
159.  $1,07 \cdot 10^6$  մ/վ:  
160.  $F = I \sqrt{\frac{2mU}{e}}$ :

### ՉԼՈՒԽ X

161. 0,1 Տլ:  
162. 8 մՋ:  
163. 8,9 մվ:  
164.  $8 \cdot 10^{-23}$  կգ·մ/վ:  
165.  $5,6 \cdot 10^{-16}$  Ջ:  
166.  $eBt/2\pi m_p$ :  
167.  $m\nu \sin\alpha/eB$ ,  $2\pi m\nu \cos\alpha/eB$ :  
168.  $3 \cdot 10^{-12}$  Տլ:  
169. 0,1 Ն, 45°, 0,07 Ն:  
170. 6,3 մկՏ:  
171. 10 մկՏ:  
172. 0,14 Ն:

### ՉԼՈՒԽ XI

173. 400 Վ:  
174. 8 Ա:  
175. 5 Ա:  
176. 31,4 մԱ:  
177. 120 մԿլ:  
178. 375 մՎ:  
179. 0,4 մՎ:  
180. 2,5 Ջ:  
182.  $4 \cdot 10^{-4}$  մ<sup>2</sup>:  
183. 120°:  
184. 4 մկԿլ:  
185.  $aR/2$ :

### ՉԼՈՒԽ XII

186. 1,25:  
187. 50 մՀն:  
188. 1 Ա:  
189. 12 մՋ, :4 մՋ  
190. 0,6 Ջ:  
191. 4 մկվ:  
192. 100:  
193. 0,5:  
194. 1 կմ:  
195. 0,28 մկՖ:  
196. 3,96 ՄՋ:  
197. 1,3 կՎ  
198.  $\nu = 7,5$  ՄՀչ,  $q = 32$  մԿլ,  
 $W = 3$  մկՖ:  
199. 4,6 մԱ, 73,4 Վ, 146,6 Վ:  
200. 3,74 մկՖ:  
201. 2 Ա, 4 մԱ: Երկրորդ դեպքում հոսանքի ուժը փոքր է, քանի որ մեծ է շղթայի լրիվ դիմադրությունը, որը պայմանավորված է կոճի ոչ միայն ակտիվ, այլ նաև ինդուկտիվ դիմադրությամբ:  
202. 56 մՀն:  
203. 1,5 կՕմ, 712 Հչ:  
204. 1,34 Ա, 121 Վ, 134 Վ, 295 Վ:  
205. 12 Ա, 2,2 կՎտ, 0,83:  
206. 18400 Հչ, 76 Ա:

**ՄՈՒԿՆԵՐԻ ԳՐԱՆՈՒԹՅԱՆ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԶԵՐՄԱՅԻՆ ԵՐԵՎԱՆԻ ԵՐԵՎԱՆԻ ԵՐԵՎԱՆԻ ԵՐԵՎԱՆԻ**

Ներածություն

5

**ԳԼՈՒԽ I**

**ՄՈՒԿՆԵՐԻ ԳՐԱՆՈՒԹՅԱՆ ԿՈՆԵՑՏԻԿ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ԸՆԴՈՒՆՄԵՆՆԵՐԸ**

§ 1. Մոլեկուլային-կինետիկ տեսության հիմնադրույթները: Մոլեկուլների չափերի, թվի և զանգվածի գնահատումը	7
§ 2. Նյութի բանալ: Ավոգադրոյի հաստատում	9
§ 3. Բրոունյան շարժում	12
§ 4. Դիֆուզիան գազերում, հեղուկներում և պինդ մարմիններում	15
§ 5. Դիֆուզիայի գործակից	17
§ 6. Մոլեկուլների փոխազդեցությունը	19
§ 7. Գազային, հեղուկ և պինդ մարմինների կառուցվածքը	22

**ԳԼՈՒԽ II**

**ԳԱԶԱՅԻՆ ՕՐԵՆՔՆԵՐ**

§ 8. Բոյլ-Մարիոտի օրենքը	26
§ 9. Գեյ-Լյուսակի օրենքը	28
§ 10. Շառլի օրենքը	30
§ 11. Լաբորատոր աշխատանք 1. Բոյլ-Մարիոտի օրենքի փորձնական հաստատումը	31
§ 12. Իդեալական գազ	32
§ 13. Բացարձակ ջերմաստիճան: Կելվինի սանդղակ	33
§ 14. Իդեալական գազի վիճակի հավասարումը	35
§ 15. Մոլեկուլային-կինետիկ տեսության հիմնական հավասարումը	37
§ 16. Շտեռնի փորձը: Գազի մասնիկների բաշխումն ըստ արագությունների: Մաքսվելի բաշխում:	42
§ 17. Իրական գազ: Վան դեր Վաալսի հավասարումը	47
§ 18. Մթնոլորտային ճնշման կախումը բարձրությունից: Բարոմետրական բանաձև	50

**ԳԼՈՒԽ III**

**ԶԵՐՄԱՅԻՆԱՍԻԿԱՅԻ ԸՆԴՈՒՆՄԵՆՆԵՐԸ**

§ 19. Մակրոհամակարգի ջերմադինամիկական նկարագրությունը	57
§ 20. Ջերմաստիճանի գաղափարը: Ջերմաստիճանի չափումը	59
§ 21. Ներքին էներգիա	61
§ 22. Աշխատանքը ջերմադինամիկայում	63
§ 23. Ջերմաքանակ	65
§ 24. Ջերմադինամիկայի առաջին օրենքը	68
§ 25. Ջերմադինամիկայի առաջին օրենքի կիրառումը տարբեր պրոցեսների նկատմամբ	72
§ 26. Ջերմաշարժիչների գործողության սկզբունքը: Ջերմաշարժիչի օգտակար գործողության գործակիցը (ՕԳԳ)	76
§ 27. Սառեցնող մեքենաներ	80
§ 28. Դարձելի և անդարձելի պրոցեսներ: Ջերմային պրոցեսների անդարձելիությունը	83
§ 29. Ջերմադինամիկայի II օրենքը: Նախնական պատկերացումներ էնտրոպիայի մասին	86
§ 30. Ջերմադինամիկայի II օրենքի վիճակագրական մեկնաբանությունը	89

**ԳԼՈՒԽ IV**

**ԸՆԴՈՒՆՄԵՆՆԵՐԻ ԵՎ ԳԱԶԵՐԻ ՓՈՒՆԱԴԱՐՁ ՓՈՒՆԱԿԵՐՊՈՒՄՆԵՐԸ**

§ 31. Գոլորշիացում և խտացում	94
§ 32. Հագեցած գոլորշի: Հագեցած գոլորշու հատկությունները	96

§ 33. Եռում: Եռման ջերմաստիճան	99
§ 34. Օդի խոնավությունը: Խոնավաչափներ	102

**ԳԼՈՒԽ V  
ՇԵՂՈՒԿՆԵՐԻ ՄԱԿԵՐԵԿՈՒԹԱՅԻՆ ԼԱՐՎԱՆՈՒԹՅՈՒՆԸ**

§ 35. Մակերևութային լարվածություն	107
§ 36. Մակերևութային լարվածության ուժ	109
§ 37. Թրջում: Մազական երևույթներ	112
§ 38. Հեղուկի կոր մակերևույթի առաջացրած ճնշումը: Լապլասի բանաձևը	115

**ԳԼՈՒԽ VI  
ՊԻՆԴ ՄԱՐՄԻՆՆԵՐ**

§ 39. Բյուրեղային մարմիններ	119
§ 40. Բյուրեղային մարմինների հալումը	122
§ 41. Ամորֆ մարմիններ: Հեղուկ բյուրեղներ	125
§ 42. Պինդ մարմինների դեֆորմացիաների տեսակները	128
§ 43. Լաբորատոր աշխատանք 2. Ռետինի առաձգականության գործակցի (Յունգի մոդուլի) որոշումը	134

**ԷԼԵԿՏՐԱԴԻՆԱՄԻԿԱՅԻ ՇՄՈՒՆՔՆԵՐԸ**

Ներածություն	136
--------------	-----

**ԳԼՈՒԽ VII  
ԷԼԵԿՏՐԱՍՏԱՏԻԿԱ**

§ 44. Էլեկտրական լիք: Լիքի պահպանման օրենքը: Լիքի ընդհատությունը, տարրական լիք	138
§ 45. Կուլոնի օրենքը: Էլեկտրական լիքի միավորը	140
§ 46. Էլեկտրաստատիկ դաշտ: Էլեկտրաստատիկ դաշտի լարվածություն: Համասեռ էլեկտրաստատիկ դաշտ	145
§ 47. Կետային լիքի էլեկտրական դաշտի լարվածությունը: Դաշտերի վերադրման սկզբունքը	147
§ 51. Էլեկտրական դաշտի ուժագծերը	148
§ 49. Երկբևեռի էլեկտրական դաշտի լարվածությունը	151
§ 50. Էլեկտրական լիքի ծավալային և մակերևութային խտություններ	153
§ 51. Լարվածության վեկտորի հոսք: Գաուսի թեորեմը	154
§ 52. Գաուսի թեորեմի կիրառությունները	157
§ 53. Լիքի տեղափոխման աշխատանքն էլեկտրաստատիկ դաշտում	161
§ 54. Պոտենցիալ, պոտենցիալների տարբերություն	163
§ 55. Էլեկտրաստատիկ դաշտի լարվածության և պոտենցիալների տարբերության կապը: Համապոտենցիալ մակերևույթներ	165
§ 56. Կետային լիքի էլեկտրական դաշտի պոտենցիալը: Հավասարաչափ լիքավորված գնդի էլեկտրական դաշտի պոտենցիալը	168
§ 57. Հաղորդիչներն էլեկտրաստատիկ դաշտում	171
§ 58. Դիէլեկտրիկներն էլեկտրաստատիկ դաշտում	174
§ 59. Երկբևեռի էլեկտրական էներգիան համասեռ էլեկտրական դաշտում	177
§ 60. Դիէլեկտրիկների բևեռացման մեխանիզմները	178
§ 61. Սեզնետաէլեկտրիկներ և էլեկտրետներ: Պիեզոէլեկտրական երևույթ	180
§ 62. Էլեկտրաուճակություն: Առանձնացված հաղորդչի էլեկտրաուճակությունը	183
§ 63. Կոնդենսատորներ: Հարթ կոնդենսատորի էլեկտրաուճակությունը	185
§ 64. Կոնդենսատորների հաջորդական և գուգահեռ միացումներ	187
§ 65. Լիքավորված կոնդենսատորի էներգիան: Էլեկտրական դաշտի էներգիան	188
§ 66. Լաբորատոր աշխատանք 3: Կոնդենսատորի ուճակության չափումը	190

**ՉԼՈՒԽ VIII  
ՆԱՍՏԱՏՈՒՆ ՆՈՍԱՆՔԻ ՕՐԵՆՔՆԵՐԸ**

§ 67. Էլեկտրական հոսանք	192
§ 68. Հաստատուն էլեկտրական հոսանք: Հոսանքի ուժ	194
§ 69. Օհմի օրենքը շղթայի տեղամասի համար: Էլեկտրական դիմադրություն	196
§ 70. Լարորատոր աշխատանք 4: Հաղորդչի նյութի տեսակարար դիմադրության որոշումը	199
§ 71. Դիմադրության կախումը ջերմաստիճանից	199
§ 72. Գերհաղորդականություն	200
§ 73. Հաղորդիչների հաջորդական և գուգահեռ միացումներ	202
§ 74. Լարորատոր աշխատանք 5: Հաղորդիչների հաջորդական և գուգահեռ միացումների ուսումնասիրումը	206
§ 75. Էլեկտրական հոսանքի աշխատանքն ու հզորությունը: Ջոուլ-Լենցի օրենքը	206
§ 76. Էլեկտրաշարժ ուժ	208
§ 77. Օհմի օրենքը լրիվ շղթայի համար	210
§ 78. Լարորատոր աշխատանք 6: Հոսանքի աղբյուրի ԷԼՇՈՒ-ի և ներքին դիմադրության որոշումը	213
§ 79. Հոսանքի աղբյուրների միացումներ	214
§ 80. Կիրխոֆի կանոնները: Ճյուղավորված էլեկտրական շղթաների հաշվարկներ	217

**ՉԼՈՒԽ IX  
ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՆՈՍԱՆՔԸ ՏԱՐՔԵՐ ՄԻՋԱԿԱՅՐԵՐՈՒՄ**

§ 81. Էլեկտրական հոսանքը մետաղներում	225
§ 82. Օհմի և Ջոուլ-Լենցի օրենքների արտածումն ըստ դասական էլեկտրոնային տեսության	227
§ 83. Լարորատոր աշխատանք 7: Էլեկտրական լամպի շիկայման թելիկի ջերմաստիճանի որոշումը	230
§ 84. Էլեկտրական հոսանքը կիսահաղորդիչներում	231
§ 85. Կիսահաղորդիչների խառնուկային էլեկտրահաղորդականություն	234
§ 86. Լարորատոր աշխատանք 8: Կիսահաղորդչային դիոդի վոլտամպերային բնութագրի ստացումը	236
§ 87. Էլեկտրոնախոռոչային (ո-ք) անցում	236
§ 88. Կիսահաղորդչային սարքեր դիոդ, տրանզիստոր	238
§ 89. Էլեկտրական հոսանքը էլեկտրոլիտների լուծույթում	241
§ 90. Ֆարադեյի օրենքն էլեկտրոլիզի համար	244
§ 91. Լարորատոր աշխատանք 9: Էլեկտրոնի լիցքի որոշումը էլեկտրոլիզի միջոցով	246
§ 95. Էլեկտրական հոսանքը գազերում	246
§ 93. Ոչ ինքնուրույն և ինքնուրույն պարպումներ	248
§ 94. Էլեկտրական հոսանքը վակուումում: Ջերմաէլեկտրոնային առաքում	251
§ 95. Երկէլեկտրոդ էլեկտրոնային լամպ: Էլեկտրոնաճառագայթային խողովակ	253

**ՉԼՈՒԽ X  
ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՃՏ**

§ 96. Մագնիսական փոխազդեցություն: Մագնիսական դաշտ: Մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի վեկտոր	258
§ 97. Մագնիսական ինդուկցիայի վեկտորի ուղղությունը: Մագնիսական ինդուկցիայի գծեր	261
§ 98. Հոսանքակիր հաղորդչի մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի բանաձևը	264
§ 103. Շարժվող լիցքի մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի բանաձևը	267
§ 100. Ամպերի ուժ	269
§ 101. Լարորատոր աշխատանք 10: Մագնիսական դաշտի ազդեցությունը հոսանքակիր հաղորդչի վրա	270

§ 102. Լորենցի ուժ	271
§ 103. Լիցքավորված մասնիկի շարժումը համասեռ մագնիսական դաշտում	272
§ 104. Լիցքավորված մասնիկների արագարարներ	274
§ 105. Նյութի մագնիսական հատկությունները: Դիա-, պարա-, ֆեռոմագնիսականություն	276

## **ՉԼՈՒՄ XI ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՄԱԿԱԾՈՒՄ**

§ 106. Էլեկտրամագնիսական մակածման երևույթը	280
§ 107. Մագնիսական հոսք	282
§ 108. Լենցի կանոնը	283
§ 109. Էլեկտրամագնիսական մակածման օրենքը	285
§ 110. Լաբորատոր աշխատանք 11: Էլեկտրամագնիսական մակածման երևույթի ուսումնասիրումը	288
§ 111. Մրրկային էլեկտրական դաշտ	288
§ 112. Մակածման ԷԼՇՈՒ-ն շարժվող հաղորդչում	290
§ 113. Ինքնամակածում: Ինդուկտիվություն	292
§ 118. Հոսանքի մագնիսական դաշտի էներգիան և էներգիայի խտությունը	295
§ 115. Էլեկտրամագնիսական դաշտ	298

## **ՉԼՈՒՄ XII ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՏՍՏԱՆՈՒՄՆԵՐ ԵՎ ԱԼԻՔՆԵՐ**

§ 116. Ազատ էլեկտրամագնիսական տատանումները տատանողական կոնտուրում	303
§ 117. Էներգիայի փոխակերպումները տատանողական կոնտուրում: Մեխանիկական և էլեկտրամագնիսական տատանումների համանմանությունը: Թոմսոնի բանաձևը	305
§ 118. Տատանողական կոնտուրում լիցքի, հոսանքի ուժի և լարման ակնթարթային արժեքները	308
§ 119. Մարող էլեկտրամագնիսական տատանումներ: Ինքնատատանումներ	309
§ 120. Հարկադրական տատանումներ: Փոփոխական ԷԼՇՈՒ	311
§ 121. Փոփոխական հոսանք, նրա ստացումը	312
§ 122. Լարման և հոսանքի ուժի գործող արժեքներ: Ակտիվ դիմադրություն	314
§ 123. Ունակային դիմադրություն	317
§ 124. Ինդուկտիվ դիմադրություն	319
§ 125. Լարումների ռեզոնանս: Օհմի օրենքը փոփոխական հոսանքի շղթայի համար	321
§ 126. Տրանսֆորմատոր. կառուցվածքը և աշխատանքի սկզբունքը: Էլեկտրական էներգիայի հաղորդումը	324
§ 127. Լաբորատոր աշխատանք 12: Տրանսֆորմատորի կառուցվածքի և աշխատանքի ուսումնասիրումը	328
§ 128. Էլեկտրամագնիսական ալիքներ: Էլեկտրամագնիսական ալիքի էներգիան	328
§ 129. Էլեկտրամագնիսական ալիքների փորձնական հայտնագործումը	331
§ 130. Էլեկտրամագնիսական ալիքի հավասարումը	334
§ 135. Էլեկտրամագնիսական ալիքների հատկությունները:	335
§ 132. Ուղիղկապի սկզբունքը	338
§ 133. Լաբորատոր աշխատանք 13: Պարզագույն ռադիոընդունիչի հավաքում ԽՆԴԻՐՆԵՐ ԽՆԴԻՐՆԵՐԻ ՊԱՏԱՍԽԱՆՆԵՐ	342 345 362

Հաստատված է  
ՀՀ կրթության և գիտության նախարարության կողմից

**ԷՂՈՒԱՐԴ ՂԱԶԱՐՅԱՆ  
ԱԼԲԵՐՏ ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ  
ԳԱԳԻԿ ՄԵԼԻՔՅԱՆ  
ԱՐՏԱՎԱԶԴ ՄԱՍՅԱՆ  
ՍՈՍ ՄԱԻԼՅԱՆ**

## **ՖԻԶԻԿԱ - 11**

**Շանրակրթական դպրոցի 11-րդ դասարանի դասագիրք  
ընդհանուր և բնագիտամաթեմատիկական հոսքերի համար**

Ձևավորումը, էջադրումը, նկարները՝  
Արթուր Հարությունյանի



**ԷՂԻԹ ՊՐԻՆՏ**  
հրատարակչություն

Թումանյան 12  
(37410) 520848  
(37410) 560841

Տպագրված է «Էղիթ Պրինտ» ՍՊԸ տպարանում:  
Թուղթը՝ օֆսեթ: Չափսը՝ 70x100 1/16:  
Տպագրական 23 մամուլ:  
Տպաքանակը՝ 34336: