

Ա. Մուրադյան | Պ. Պետրոսյան | Ս. Մխիթարյան
Լ. Գրիգորյան | Ժ. Խաչատրյան | Է. Զարաջյան

ԼԱԲՈՐԱՏՈՐ ՊԱՐԱՊՄՈՒՆԵՆԵՐԻ
ՈՂԵՑՈՒՅՑ

ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ ԵՎ
ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

**Ա. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ, Պ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ, Ս. ՄԽԻԹԱՐՅԱՆ,
Լ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Ժ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ, Է. ՔԱՐԱՋՅԱՆ**

**ԼԱԲՈՐԱՏՈՐ ՊԱՐԱՊՄՈՒՆՔՆԵՐԻ
ՈՒՂԵՑՈՒՅՑ**

Էլեկտրականություն և մագնիսականություն

ԵՐԵՎԱՆ
ԵՊՀ ՀՐԱՏԱՐԱԿԶՈՒԹՅՈՒՆ
2019

ՀՏԴ 537(07)
ԳՄԴ 22.33g7
Է 281

*Հրատարակության է երաշխավորել
ԵՊՀ ֆիզիկայի ֆակուլտետի
գիրական խորհուրդը*

Է 281 Լաբորատոր պարապմունքների ուղեցույց: Էլեկտրականություն և մագնիսականություն/ Ա. Մուրադյան, Պ. Պետրոսյան, Ս. Մխիթարյան, Լ. Գրիգորյան, Ժ. Խաչատրյան, Է. Քարաջյան: Եր., ԵՊՀ հրատ., 2019, 164 էջ:

Ձեռնարկն էլեկտրականության և մագնիսականության բոլոր հիմնական բաժինների, ներառյալ կիսահաղորդչային էլեմենտների, ուսումնասիրության լաբորատոր աշխատանքների ուղեցույց է: Յուրաքանչյուր աշխատանքի համար շարադրված է հակիրճ տեսական մաս, լաբորատոր չափումների կատարման կարգ, բերված են ինքնաստուգման հարցեր:

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

ՀՏԴ 537(07)
ԳՄԴ 22.33g7

ISBN 978-5-8084-2373-2

© ԵՊՀ հրատ., 2019
© Հեղ. խումբ, 2019

ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՇՂԹԱՆԵՐ ԵՎ ՉԱՓԻՉ ՍԱՐՔԵՐ

Էլեկտրաէներգիայի սպառիչներից, հոսանքի աղբյուրից, միացնող հաղորդալարերից, ինչպես նաև շղթայի տարբեր տեղամասերում միացված չափիչ սարքերից բաղկացած համակարգը կոչվում է Էլեկտրական շղթա:

Էլեկտրական շղթայի բոլոր տարրերը, ներառյալ միացնող հաղորդալարերը, օժտված են որոշակի դիմադրությամբ: Էլեկտրաէներգիայի անհարկի կորուստներից խուսափելու համար բոլոր միացնող հաղորդալարերն ընտրում են այնպես, որ դրանց էլեկտրական դիմադրություններն արհամարհելի փոքր լինեն միացվող սարքերի (ներառյալ չափիչ գործիքների) դիմադրություններից:

Էլեկտրական շղթայի աշխատանքը քննարկելու համար նախապես գծում են Էլեկտրական սխեմա՝ շղթայի ամեն մի տարրին վերագրելով որոշակի պայմանական նշան: Սխեման գծելիս հետևում են մի քանի պարզ կանոնների՝

ա) փոքր դիմադրություն ունեցող տեղամասերը, օրինակ՝ միացնող հաղորդալարերը, գծում են բարակ գծերով,

բ) բոլոր գծերը ձգտում են տանել հորիզոնական կամ ուղղահիգ՝ թղթի եզրերին զուգահեռ,

գ) հոսանքի աղբյուրը տեղադրում են գծագրի աջ մասում, իսկ շղթայի ելքը՝ ձախում,

դ) ցածր (գրոյական) պոտենցիալի գիծը տեղադրում են գծագրի ստորին մասում,

ե) միատեսակ պայմանական նշանները ձգտում են տեղադրել հավասար մակարդակների վրա,

զ) եթե խաչվող գծերը Էլեկտրական կապ ունեն, ապա դրանց հատման կետը նշում են,

է) շղթայի տարրերը համարակալում են՝ աջից դեպի ձախ և վերից վար:

Էլեկտրական շղթայի կարևոր տարրերն Էլեկտրաչափիչ գործիքները: Դրանցով ստուգում և վերահսկում են շղթայի աշխատանք-

քը: Էլեկտրական մեծությունները բացառապես գնահատվում են համապատասխան էլեկտրական հոսանքի ուժը չափելով (այսուհետ ըստ հարմարության «հոսանքի ուժ» փոխարեն կգրենք հոսանք): Օրինակ, լարում չափելու համար չափում են որոշակի դիմադրությունով անցնող հոսանքը, իսկ լարումը որոշվում է $U = IR$ բանաձևով:

Էլեկտրական հոսանքն օժտված է ջերմային, մագնիսական և քիմիական ազդեցություններով: Բոլորն էլ կիրառվում են էլեկտրաչափիչ սարքերում, սակայն գործնականում նախապատվություն է տրվում հոսանքի մագնիսական ազդեցությանը, որի դեպքում չափումն ավելի դյուրին է և աչքի է ընկնում բարձր զգայնությամբ:

Հոսանքների մագնիսական փոխազդեցության սկզբունքով կառուցված էլեկտրաչափիչ սարքերը կոչվում են *էլեկտրամեխանիկական*: Բոլոր էլեկտրամեխանիկական սարքերի աշխատանքը հիմնված է մագնիսական դաշտի և հոսանքակիր փաթույթի փոխազդեցության վրա: Ըստ կառուցվածքի՝ էլեկտրամեխանիկական սարքերը ստորաբաժանվում են մի քանի տեսակների՝ մագնիսաէլեկտրական, էլեկտրամագնիսական, էլեկտրադինամիկական և այլն:

1. *Մագնիսաէլեկտրական սարքեր*: Առանցքին ամրացված հոսանքակիր փաթույթը սլաքի հետ միասին պտտվում է անշարժ մագնիսի դաշտում (Նկ. 1):
2. *Էլեկտրամագնիսական սարքեր*: Առանցքին ամրացված մագնիսացված թիթեղը պտտվում է անշարժ հոսանքակիր փաթույթի՝ կոճի մագնիսական դաշտում (Նկ. 2):
3. *Էլեկտրադինամիկական սարքեր*: Առանցքին ամրացված հոսանքակիր փաթույթը պտտվում է անշարժ հոսանքակիր փաթույթի մագնիսական դաշտում (Նկ. 3):

Էլեկտրաչափիչ գործիքի շարժական մասի պտույտի պատճառը մագնիսական դաշտի կողմից նրա վրա ազդող *պրլուման մոմենտ*ն է՝

$$\vec{M} = [\vec{p}_m, \vec{B}],$$

որտեղ $\vec{p}_m$ -ը սարքի շարժական մասի մագնիսական մոմենտն է, իսկ $\vec{B}$ -ն՝ անշարժ մասի ստեղծած մագնիսական դաշտի *ինդուկցիայի վեկտոր*ն է:

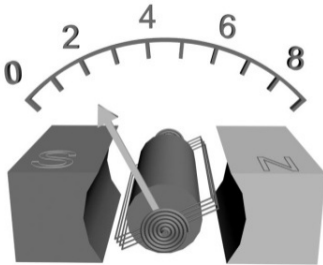
Հոսանքակիր փաթույթի (կոնտուրի) մագնիսական մոմենտ կոչվում է

$$\vec{p}_m = IS\vec{n}$$

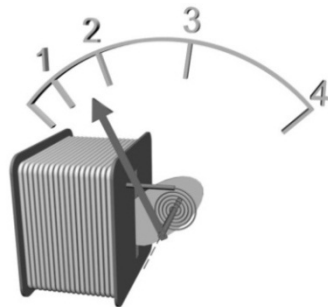
արտադրյալը, որտեղ I -ն փաթույթով անցնող հոսանքն է, S -ը կոնտուրի մակերեսն է, N -ը գալարների թիվն է, իսկ $\vec{n}$ -ը կոնտուրին տարված նորմալն է (Նկ. 4): Ինչպես տեսնում ենք, պտտման մոմենտը համեմատական է սարքի շարժական մասի հոսանքին՝

$$M_1 = k_1 I :$$

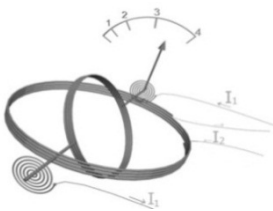
Մյուս կողմից՝ սարքի պտույտին հակազդում է հարթ, պարուրածն զսպանակի ոլորման մոմենտը, որը համեմատական է շարժական մասի պտտման անկյանը՝ $M_2 = k_2 \alpha$, որտեղ k_2 -ը զսպանակի *առաջգականության գործակիցն* է, իսկ α -ն՝ ոլորման անկյունը:



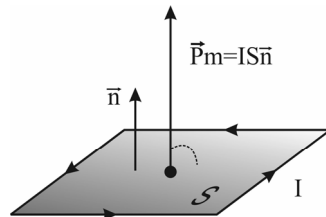
Նկ. 1



Նկ. 2



Նկ. 3



Նկ. 4

Պտույտը կանգ է առնում, երբ այդ մոմենտները հավասարվում են միմյանց՝ $M_1 = M_2$: Որտեղից տեսնում ենք, որ շրջանակի պտտման α անկյունը համեմատական է նրանով անցնող հոսանքին՝

$$\alpha = KI,$$

որտեղ $K = k_1/k_2$: K գործակիցը *կախված չէ* չափվող հոսանքից և, ըստ էության, գործիքի զգայնության բնութագրիչն է: Հետևաբար մագնիսաէլեկտրական սարքի սանդղակը *հավասարաչափ* է:

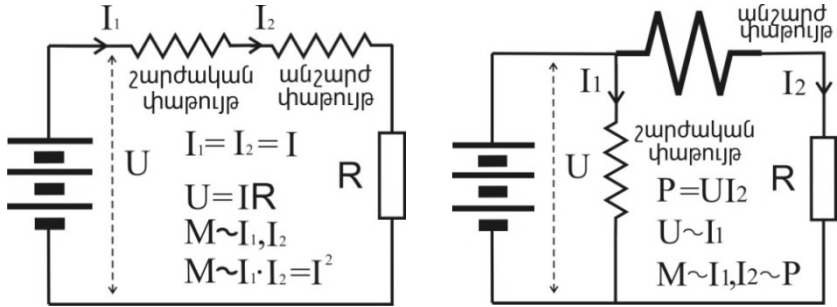
Այս սարքը չի կարող օգտագործվել փոփոխական հոսանքներ չափելու համար, քանի որ պտտման մոմենտը հոսանքի ուղղությունից կախված փոխում է իր նշանը, իսկ սարքի սլաքով շարժական մասն իներտության շնորհիվ հնարավորություն չի ունենալու հետևելու հոսանքի փոփոխությանը: Արդյունքում սլաքը մնալու է տեղում փոփոխական հոսանքի ամեն մի լայնության և հաճախության համար:

Այլ է իրավիճակը էլեկտրամագնիսական սարքերում: Այստեղ չափման ենթակա հոսանքն անցնելով կոճով ստեղծում է մագնիսական դաշտ, որի ազդեցության տակ երկաթյա միջուկը մագնիսանում և ձգվում մտնում է կոճի մեջ: Կոճի մագնիսական դաշտը ուղիղ համեմատական է հոսանքին: Երկաթե միջուկի մագնիսացումը ևս համարյա ուղիղ համեմատական է կոճով անցնող հոսանքին: Այդ պատճառով, մագնիսական փոխազդեցությամբ պայմանավորված, պտտման M_1 մոմենտը կլինի ոչ թե հոսանքին համեմատական, ինչպես մագնիսաէլեկտրական սարքերում էր, այլ հոսանքի քառակուսուն համեմատական՝ $M_1 = K_1 I^2$: Ուրեմն՝

$$\alpha = K' I^2 :$$

Իսկ քառակուսային ֆունկցիան գույգ է, որի հետևանքով պտտման մոմենտի նշանը անկախ է հոսանքի նշանից: Հետևաբար այս գործիքները կարող են չափել և հաստատուն և փոփոխական հոսանքներ, ընդ որում, այս չափիչ գործիքի սանդղակն *անհավասարաչափ* քառակուսային է:

Նույն իրավիճակն է մաս էլեկտրադինամիկական սարքերում: Այստեղ հոսանքի աղբյուրից եկող հոսանքը բաց է թողնվում երկու փաթույթներով էլ, այնպես որ



Նկ. 5

$$\alpha = K' I_1 I_2 :$$

Փաթույթները կարող են միացված լինել իրար հաջորդաբար կամ գուգահեռ, ինչպես պատկերված են Նկ. 5-ում համապատասխանաբար ձախից և աջից: Հաջորդաբար միացման դեպքում $I_1 = I_2 \equiv I$, այնպես որ գալիս ենք ճիշտ էլեկտրամագնիսականի դեպքին:

Չուգահեռ միացման դեպքում անշարժ փաթույթը պատրաստվում է հաստ մետաղալարից, ունենում է փոքր թվով գալարներ և հաջորդավար միացվում է չափման ենթակա տեղամասին: Նրանց դիմադրությունները բավարարում են $r_2 \ll R$ պայմանին: Շարժական փաթույթը պատրաստվում է բարակ հաղորդալարից, ունենում է մեծ թվով գալարներ և համապատասխան r_1 (ոչ փոքր) դիմադրություն: Հոսանքների $I_1 I_2$ արտադրյալի համար նկատենք, որ I_2 -ը չափման ենթակա R դիմադրությամբ տեղամասով անցնող հոսանքն է, իսկ $I_1 = U/r_1$, որտեղ U -ն $r_2 \ll R$ պայմանի շնորհիվ կարող է մեկնաբանվել որպես R -ի վրա եղած լարում: Տեղադրման արդյունքում ունենում ենք

$$\alpha = \frac{K'}{r_1} P,$$

որտեղ $P = I_2 U$ -ն չափման ենթակա տեղամասում ծախսված հզորությունն է: Այսպիսով, շարժական մասի պտտման անկյունը համեմատական է ծախսված հզորությանը: Գործիքի ցուցմանն աստիճանավորվում է Վատտերով և հավասարաչափ:

Պայմանական նշանների միջոցով (տես կից աղյուսակը) էլեկտրաչափիչ գործիքների հիմնական բնութագրիչները ներկայացնում են սարքի ցուցատախտակի վրա: Դրանք են.

1. Չափվող ֆիզիկական մեծության տեսակը, որի համար նախատեսված է տվյալ սարքը: Ընդ որում, գործիքն անվանվում է չափվող ֆիզիկական մեծության միավորով՝ ամպերմետր, վոլտմետր, օմմետր և այլն:

2. Սարքի կառուցվածքի առանձնահատկությունը:

3. Չափվող մեծության առավելագույն սահմանը:

4. Գործիքի *ճշգրտության դասը*, որը տրվում է բացարձակ սխալի և չափվող ֆիզիկական մեծության առավելագույն արժեքի հարաբերությամբ՝ արտահայտված տոկոսով:

5. Սարքի զգայնությունը կամ մեկ բաժանմունքի արժեքը: Զգայնություն կոչվում է սլաքի շեղման $d\alpha$ անկյան և այդ շեղումն առաջացնող ֆիզիկական մեծության փոփոխության հարաբերությունը՝

$$S = \frac{d\alpha}{dx},$$

իսկ մեկ բաժանմունքի արժեքը չափվող մեծության մեծագույն արժեքի և բաժանմունքների թվի հարաբերությունն է:

Էլեկտրաչափիչ գործիքները պարունակում են նաև օժանդակ հարմարանքներ աշխատանքը հարմարավետ դարձնելու և չափման սահմաններն ընդլայնելու համար:

Օրինակ, էլեկտրաչափիչ սարքի շարժական մասը սլաքի հետ միասին օժտված լինելով որոշակի զանգվածով, զսպանակի միջոցով հավասարակշռության դիրքին հասնելուց հետո սլաքը կարող է կատարել տատանումներ: Դրանց մարողը շարժական մասին ամրացված հոծ ալյումինե թիթեղ է, որում մագնիսական հոսքի փո-

փոխումից առաջացած *մակաժման հոսանքները* շարժման էներգիան փոխարկում են ջերմության, և տատանումներն արագ մարում են:

Չափման ենթակա էլեկտրական մեծությունները երբեմն փոխվում են սահմաններում, որոնք չեն տեղավորվում գործարանային տարրերակով սարքին հասանելի տիրույթում: Ցուցմակի բաժանումների վերանորմավորման ճանապարհով օգտագործման հնարավորություն ստանալու համար, դրանք լրացվում են նոր դիմադրություններով: Չափման տեղամասին զուգահեռ միացման դեպքում դրանք կոչվում են *շունչեր*:

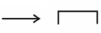
Չափումներ

1. Ծանոթացեք էլեկտրաչափիչ սարքերի աշխատանքի սկզբունքին և կառուցվածքին:

2. Կատարեք մի քանի փորձնական չափում: Արդյունքները գրանցեք:

3. Վոլտմետրը միացրեք հաստատուն հոսանքի աղբյուրին և բանաձևի օգնությամբ որոշեք նրա զգայնությունը:

4. ԷԼԵԿՏՐԱԶԱԹԻՉ ԳՈՐԾԻՔՆԵՐԻ ՊԱՅՄԱՆԱԿԱՆ ՆՇԱՆՆԵՐԸ

ՀՈՍԱՆՔ	Ամպերմետր	A
	Միկրոամպերմետր	μA
	Միլիամպերմետր	mA
	Գալվանոմետր	G
ԼԱՐՈՒՄ	Վոլտմետր	V
	Կիլովոլտմետր	kV
	Միլիվոլտմետր	mV
ԴԻՄԱԴՐՈՒԹՅՈՒՆ	Օմմետր	Ω
ՀԶՈՐՈՒԹՅՈՒՆ	Վատտմետր	W
	Կիլովատտմետր	kW
ՉԱՓՎՈՂ ՄԵՇՈՒԹՅԱՆ ԲՆՈՒՅԹԸ	Հաստատում	–, =
	Փոփոխական	$\sim$, $\approx$
	Հաստատում և փոփոխ.	$\approx$
ԳՈՐԾԻՔԻ ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՍԿԶԵՈՒՆՔԸ	Մագնիսաէլեկտրական	
	Էլեկտրամագնիսական	
	Էլեկտրադինամիկական	
ՃՇՏՈՒԹՅՈՒՆԸ	Տոկոս	0,5; 1; 2
ԱՇԽԱՏԱՆՔԱՅԻՆ ԴԻՐՔԸ	Ուղղաձիգ	
	Հոդիզոնական	
ԳՈՐԾԻՔԻ ԻՐԱՆԻ ԷԼԵԿՏ. ԱՄՐՈՒԹՅՈՒՆԸ	Վոլտ	 $2\ kV$
ԼԻՑՔ	Ամպեր-ժամ	Ah
ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԷՆԵՐԳԻԱ	Կիլովատ-ժամ	$kW\ h$

Ստուգման հարցեր

1. Ի՞նչ է էլեկտրական հոսանքը:
2. Ինչպիսի՞ Էլեկտրական մեծություններ գիտենք:
3. Ի՞նչ ազդեցություններ ունի էլեկտրական հոսանքը:
4. Ի՞նչ է ուժի մոմենտը:
5. Ի՞նչ է առաձգականության գործակիցը:
6. Ձևակերպել մոմենտների կանոնը:
7. Բացատրել մագնիսաէլեկտրական գործիքի աշխատանքը:
8. Բացատրել էլեկտրամագնիսական գործիքի աշխատանքը:
9. Բացատրել էլեկտրադինամիկական գործիքի աշխատանքը:
10. Ի՞նչ է զգայնությունը:
11. Ի՞նչ է շունտը և լրացուցիչ դիմադրությունը:
12. Ո՞րն է էլեկտրամագնիսական ինդուկցիայի երևույթը:

1. ԷԼԵԿՏՐԱՍՏԱՏԻԿ ԴԱՇՏ

Համաձայն մերձազդեցության սկզբունքի՝ լիցքավորված մարմինները (կարճ՝ լիցքերը) փոխում են իրենց շրջակա դատարկ տարածությունն ու այդտեղ ստեղծում են մատերիական միջավայր, որն անվանում են էլեկտրական դաշտ: Ուրեմն.

1. Դաշտ ստեղծողը լիցքերն են:

2. Դաշտը այլ լիցքերի վրա ազդելու կարողություն ունի:

Անշարժ լիցքի դաշտը կոչվում է էլեկտրաստատիկ:

Երբեմն ասում են, որ դաշտը մատերիայի գոյության յուրահատուկ ձև է:

Լիցքերը շարժվելիս ստեղծում են նաև մագնիսական դաշտ: Ժամանակի ընթացքում փոխվող էլեկտրական ու մագնիսական դաշտերի ընդհանրությանն անվանում են էլեկտրամագնիսական դաշտ, քանզի սրանցից որևէ մեկի փոփոխությունից ծնվում է մյուսը:

Էլեկտրամագնիսական դաշտն օժտված է էներգիայով և իմպուլսով ու տարածվում է վերջավոր արագությամբ, ինչը վակուումում հավասար է լույսի $c = 300000$ կմ/վ արագությանը (լույսն է՛լ ունի էլեկտրամագնիսական բնույթ):

Էլեկտրաստատիկ դաշտը, կարող է հայտնաբերվել միայն մեկ այլ լիցքով, ինչը կոչվում է *փորձնական լիցք*: Այս լիցքն է՛լ է դաշտ ստեղծում: Որպեսզի փորձնական լիցքի դաշտն իր գոյությամբ չփոխի ուսումնասիրվող դաշտը, անհրաժեշտ է, որ փորձնական լիցքը մեծությամբ լինի բավական փոքր: Դաշտի կետային բնութագրեր ապահովելու համար փորձնական լիցքից պահանջվում է ունենալ մաս հնարավորինս փոքր չափեր:

Էլեկտրամագնիսական դաշտի գաղափարը ֆունդամենտալ է, այսինքն չի բացատրվում ուրիշ, ավելի պարզ հասկացություններով և մյուս ֆիզիկական հասկացությունների պես ունի փորձում չափելի տարածական և ժամանակային բնութագրեր: Էլեկտրաստատիկ դաշտի համար սահմանվում են իրար համարժեք երկու համակարգեր՝ ուժային և էներգետիկ:

Դաշտի ուժային բնութագիր սահմանելիս ելնում են դաշտ ստեղծող Q անշարժ լիցքի (լիցքերի) կողմից վակուումում գտնվող անշարժ q փորձնական լիցքի վրա $\vec{F}$ ուժի առաջացման օրինաչափությունից: Փորձը ցույց է տալիս շատ գեղեցիկ օրինաչափություն, որ $\vec{F}$ ուժն ուղիղ համեմատական է q -ին: Ուրեմն $\vec{F}/q$ հարաբերությունն անկախ է q -ից և բնութագրվում է բացառապես առկա դաշտի փորձնական լիցքի տեղակայման կետում: Դա թույլ է տալիս

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{\vec{F}(\vec{r})}{q}$$

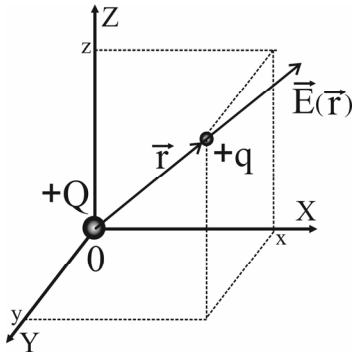
հարաբերությունը $q > 0$ ընտրությամբ սահմանել որպես դաշտի ուժային բնութագրիչ: Ինչպես և ուժը, այն վեկտորական մեծություն է և կոչվում է էլեկտրական դաշտի լարվածություն:

Տարածության տվյալ կետում էլեկտրական դաշտի լարվածությունը մեծությամբ հավասար է միավոր դրական կետային լիցքի վրա ազդող ուժին:

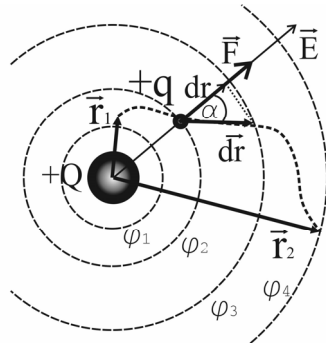
Հաշվենք վակուումում անշարժ Q կեպրային լիցքի ստեղծած դաշտի լարվածությունը նրանից r հեռավորության վրա: Փորձնական լիցքի վրա ազդող ուժը, համաձայն Կուլոնի օրենքի՝

$$\vec{F}(\vec{r}) = k \frac{Qq}{r^3} \vec{r} :$$

Այստեղ $k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$, $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Ֆարադ}}{\text{մետր}}$: Q -ն հաշվարկի համակարգի սկզբնակետում է, իսկ $\vec{r}$ -ը՝ q լիցքի գտնվելու շառավիղ-վեկտորը (Նկ. 1):



Նկ. 1



Նկ. 2

Դաշտի լարվածության սահմանումից ու Կուլոնի օրենքից հետևում է կետային լիցքի դաշտի լարվածության բանաձևը՝

$$\vec{E}(\vec{r}) = k \frac{Q}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r} :$$

Ինչպես և $\vec{F}$ ուժը, $\vec{E}$ լարվածությունն ուղղված է կետային լիցքից դեպի փորձնական լիցք շառավիղ վեկտորի ուղղությամբ (Նկ. 1):

Դաշտի համար փորձերը ընդհանրացնելուց բխում է վերադրման սկզբունքը, որը հնարավորություն է տալիս հաշվելու ցանկա-

ցած լիցքավորված ոչ կետային մարմնի (մարմինների) դաշտը: Համաձայն այդ սկզբունքի՝ լիցքերից յուրաքանչյուրը տարածության տրված կետում դաշտ է ստեղծում մնացած բոլոր լիցքերից անկախ, իսկ արդյունարար դաշտի լարվածությունը որոշվում է բոլորի ստեղծած դաշտերի լարվածությունների վեկտորական գումարով՝

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}_{Q_1}(\vec{r}) + \vec{E}_{Q_2}(\vec{r}) + \vec{E}_{Q_3}(\vec{r}) + \dots + \vec{E}_{Q_n}(\vec{r}):$$

Այսպիսով, որևէ լիցքավորված մարմնի դաշտի լարվածությունը տարածության տրված կետում որոշելու համար պետք է այդ մարմինը մտնող տրոհել այնքան փոքր մասերի, որ դրանք հնարավոր լինի համարել կետային, այնուհետև կետային լիցքի դաշտի լարվածության բանաձևով հաշվել յուրաքանչյուրի դաշտի լարվածությունը և վեկտորապես գումարել դրանք:

$\vec{r}$ շառավիղ վեկտորից $\vec{F} = f(r) \cdot \frac{\vec{r}}{r}$ օրենքով կախված ուժերը կոչվում են կենտրոնական ($f(r)$ -ը սկալյար ֆունկցիա է): Կենտրոնական ուժերը ուղղված են կամ ուժային կենտրոնին, կամ այդ ուղղությանը հակադիր:

Կենտրոնական ուժերի A աշխատանքը որևէ (կետային) մարմնի տեղափոխման ժամանակ կախված է մարմնի սկզբնական ու վերջնական դիրքերից և կախված չէ մարմնի շարժման հետագծի ձևից: Այսպիսի ուժերը կոչվում են կոնսերվատիվ, իսկ նրանց դաշտը՝ պոտենցիալային:

Պոտենցիալ էներգիա է կոչվում այնպիսի $W(\vec{r})$ ֆունկցիան, որի փոփոխությունը, նյութական կետը դաշտի $\vec{r}_1$ կետից $\vec{r}_2$ -ը տեղափոխվելիս հավասար է դաշտի ուժերի կատարած աշխատանքին միմուս նշանով՝

$$A_{12} = -(W(\vec{r}_2) - W(\vec{r}_1)) = -(W_2 - W_1):$$

Այս դրույթը կոչվում է պոտենցիալ էներգիայի թեորեմ:

Ուրեմն, էլեկտրաստատիկ դաշտը պոտենցիալային դաշտ է:

Ըստ տարրական աշխատանքի սահմանման՝ $\delta A = \vec{F} \cdot d\vec{r}$, հետևաբար, Q լիցքի դաշտում q լիցքը տեղափոխելու աշխատանքը որոշվում է (Նկ. 2)

$$A_{12} = \int_{r_1}^{r_2} \vec{F} \cdot d\vec{r} = \int_{r_1}^{r_2} k \frac{Qq}{r^2} dr = kQq \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$$

արտահայտությամբ: Իսկ եթե q լիցքը դաշտի կամայական $\vec{r}$ կետից տեղափոխվում է անվերջ հեռու ($\vec{r}_1 = \vec{r}$, $\vec{r}_2 \rightarrow \infty$), ապա՝

$$A = \int_r^\infty \vec{F} \cdot d\vec{r} = \int_r^\infty k \frac{Qq}{r^2} dr = kQq \frac{1}{r}:$$

Համեմատելով ստացված արտահայտությունները պոտենցիալ էներգիայի թեորեմի հետ՝ կարող ենք գրել՝

$$W_1 = kQq \frac{1}{r_1}, \quad W_2 = kQq \frac{1}{r_2}, \quad W = kQq \frac{1}{r}:$$

q լիցքի պոտենցիալ էներգիայի հարաբերությունը q -ի մեծությանը կախված է միայն դաշտ ստեղծող լիցքի մեծությունից և կարող է հանդիսանալ տարածության տվյալ կետում դաշտի բնութագրիչ: Այն էներգիական բնութագրիչ է և կոչվում է էլեկտրական դաշտի պոտենցիալ՝

$$\varphi(\vec{r}) = \frac{W(\vec{r})}{q}:$$

Էլեկտրաստատիկ դաշտի տրված կետի $\varphi(\vec{r})$ պոտենցիալը հավասար է այդ կետում միավոր դրական լիցքի պոտենցիալ էներգիային:

Կետային լիցքի պոտենցիալի արտահայտությունը՝

$$\varphi(r) = k \frac{Q}{r}:$$

Էլեկտրական դաշտում 1 կետից 2 կետ լիցքի տեղափոխման ժամանակ կատարված A_{12} աշխատանքը պոտենցիալով ընդհանուր դեպքում կգրվի հետևյալ ձևով՝

$$A_{12} = -q(\varphi_2 - \varphi_1) = q(\varphi_1 - \varphi_2):$$

Դաշտի երկու կետի պոտենցիալների տարբերություն կոչվում է այն աշխատանքը, որը կատարում է դաշտը միավոր դրական լիցքը մի կետից մյուսը տեղափոխելու ժամանակ:

Հաճախ երկու կետի պոտենցիալների տարբերությանն անվանում են երկու կետերի միջև U լարում: Ուրեմն՝

$$U = \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A_{12}}{q} = \frac{W_1 - W_2}{q};$$

Եթե լիցքը շարժվում է փակ հետագծով, այսինքն վերադառնում է սկզբնական դիրք ($\vec{r}_2 = \vec{r}_1$), ապա $\varphi_1 = \varphi_2$ և $A_{12} = 0$: Այսինքն, փակ հետագծով էլեկտրաստատիկ դաշտի աշխատանքը զրո է:

Եթե $\vec{r}_2$ կետը անվերջ հեռու կետն է, որի պոտենցիալը զրո է, կարող ենք ասել, որ դաշտի տվյալ կետի պոտենցիալը այն աշխատանքն է, ինչը կատարում է դաշտը միավոր դրական լիցքն այդ կետից անվերջություն տեղափոխելու ժամանակ:

Պոտենցիալի միավորը միավորների ՄՀ-ում Վոլտ է: Ըստ սահմանման՝

$$[\varphi] = \frac{[W]}{[q]} = \frac{1 \text{ Ջոուլ}}{1 \text{ Կուլոն}} = 1 \text{ Վոլտ (Վ)}:$$

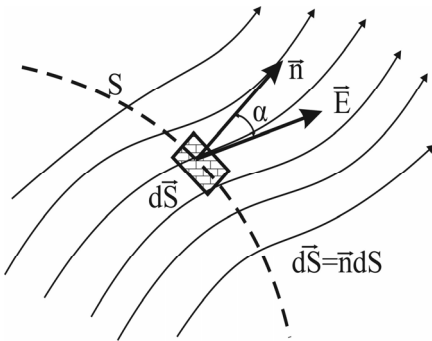
Էլեկտրական դաշտը հաճախ հարմար է լինում ներկայացնել ուժագծերի կամ համապոտենցիալ մակերևույթների միջոցով:

Ուժագիծն այն երևակայական գիծն է, որի ցանկացած կետում տարված շոշափողն ուղղված է դաշտի լարվածության ուղղությամբ: Ուժագծերը դուրս են գալիս դրական լիցքից, անընդհատ շարունակվում ու վերջանում բացասական լիցքի վրա կամ գնում անվերջություն: Դրանք լիցքերից դուրս չեն հատվում, քանի որ յուրաքանչյուր կետում դաշտն ունի մեկ ուղղություն:

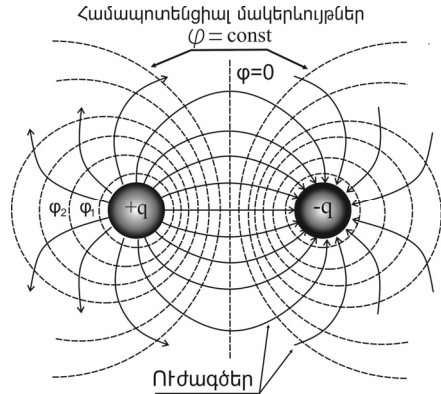
Ուժագծերը պատկերացում են տալիս նաև դաշտի լարվածության մեծության (մոդուլի) մասին: Դրանք ավելի խիտ են այնտեղ, որտեղ դաշտն ավելի ուժեղ է, ավելի կոնկրետ՝ ուժագծերի խտությունը (տվյալ կետում $\vec{E}$ -ին ուղղահայաց փոքր մակերեսը հատող ուժա-

գծերի թվի և այդ մակերեսի $\frac{dN}{dS} = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta N}{\Delta S}$ հարաբերության սահմանը)

համեմատական է $\vec{E}$ լարվածության վեկտորի մոդուլին (Նկ. 3):



Նկ. 3



Նկ. 4

$\vec{E} = \vec{E}(\vec{r})$ վեկտորական դաշտի համար սահմանվում է դաշտի լարվածության վեկտորի հոսք որևէ S մակերևույթով: Նրա վրա ընտրենք dS մակերեսի տարր և սահմանենք $d\vec{S}$ տարրական վեկտոր, որի մոդուլը dS մակերեսն է, իսկ ուղղությունը՝ dS -ին տարված $\vec{n}$ նորմալի ուղղությամբ՝ $d\vec{S} = dS \vec{n}$ (Նկ. 3): Այդ դեպքում *հոսքի տարր կոչվում է* $d\Phi = \vec{E} \cdot d\vec{S}$ *սկալյար արտադրյալը*: Այն համեմատական է dS մակերեսը հատող-անցնող ուժագծերի թվին:

Ամբողջ S մակերևույթով հոսքը կլինի բոլոր $d\Phi$ տարրերի գումարը (ինտեգրալը)՝

$$\Phi = \int_S \vec{E} d\vec{S} = \int_S E_n dS,$$

որտեղ E_n -ը $\vec{E}$ վեկտորի պրոյեկցիան է $\vec{n}$ -ի ուղղության վրա՝ $E_n = E \cos \alpha$:

Եթե S մակերևույթը փակ է, կամայական է և ընդգրկում է Q_S լիցք, ապա լրիվ հոսքը որոշվում է միայն այդ մակերևույթի ներսի լիցքերի գումարով և տրվում է

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{1}{\varepsilon_0} Q_S :$$

հավասարմամբ: Այն կոչվում է Գաուսի թեորեմ և ընդհանրացնում է Կուլոնի օրենքը, ներառելով վերադրման սկզբունքը և պահպանելով տեսքը նաև ժամանակի ընթացքում դանդաղ փոխվող դաշտերի ու լիցքերի համար:

Էլեկտրաստատիկ դաշտն ընդունված է ներկայացնել նաև համապատեցնելով մակերևութների միջոցով: *Համապտեցնելով մակերևութն այն կերպերի քաղաքությունն է, որոնց պոտենցիալները նույնն են:*

Ըստ պոտենցիալների տարբերության սահմանման՝ համապատեցնելով մակերևութի վրա լիցքի տարրական տեղափոխման աշխատանքը գրո է՝

$$\delta A = qd\varphi = 0, \text{ քանի որ } d\varphi = 0:$$

Մյուս կողմից, աշխատանքը $d\vec{l}$ տեղափոխության վրա որոշվում է՝

$$\delta A = \vec{F} \cdot d\vec{l} = q \vec{E} \cdot d\vec{l} = qEdl \cos\alpha,$$

որտեղ $d\vec{l}$ -ը համապատեցնելով մակերևութի վրա q լիցքի տարրական տեղափոխությունն է, իսկ α -ն՝ $d\vec{l}$ և $\vec{E}$ վեկտորների միջև անկյունն է: Ինչպես տեսնում ենք աշխատանքը կարող է գրո լինել միայն եթե $\cos\alpha = 0$ և կամ եթե $\alpha = 90^\circ$: Այսինքն, *համապտեցնելով մակերևութները և ուժագծերը* միշտ փոխադրահայաց են (Նկ. 4):

Եթե հաղորդչում ծագում է թեկուզ փոքր էլեկտրական դաշտ, ապա նրանում առկա ազատ լիցքակիրները սկսում են շարժվել և հավասարակշռվում են այնպիսի դիրքերում, որոնց դեպքում ազատ լիցքերի առաջացած ներքին դաշտը վերադրվելով արտաքին դաշտին, հաղորդիչի ներսում դաշտի լարվածությունը հավասարեցնում է գրոյի: Նույնիսկ հզոր դաշտերում, մինչ ստիպողական իոնացման և կայծի առաջացումը, դաշտի էկրանավորումը հաղորդիչում ազատ լիցքերի մեծ կոնցենտրացիաների հետևանքով պահպանվում է: Ար-

դյուրեքում էլեկտրաստատիկ դաշտում հաղորդիչի ամբողջ ծավալը համապոտենցիալ է, ներառյալ պարփակող մակերևույթը:

Դաշտի երկու բնութագրիչների՝ պոտենցիալի և լարվածության միջև բնականաբար որոշակի կապ գոյություն ունի: Բացահայտենք այն լիցքի անվերջ փոքր տեղափոխության վրա կատարված աշխատանքի օրինակով: Սի կողմից $dA = q\vec{E} \cdot d\vec{l} = qE_l dl$, մյուս կողմից $dA = -q d\varphi$ (Նկ. 5): Հավասարեցնելով միմյանց՝ կստանանք

$$E_l = -\frac{d\varphi}{dl},$$

որտեղ E_l -ը $\vec{E}$ վեկտորի պրոյեկցիան է $d\vec{l}$ վեկտորի ուղղության վրա:

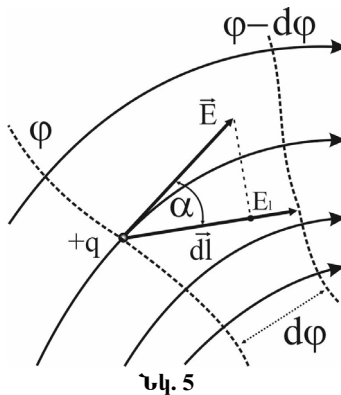
Դեկարդյան կոորդինատական համակարգում

$$d\vec{l} = \vec{i} dx + \vec{j} dy + \vec{k} dz$$

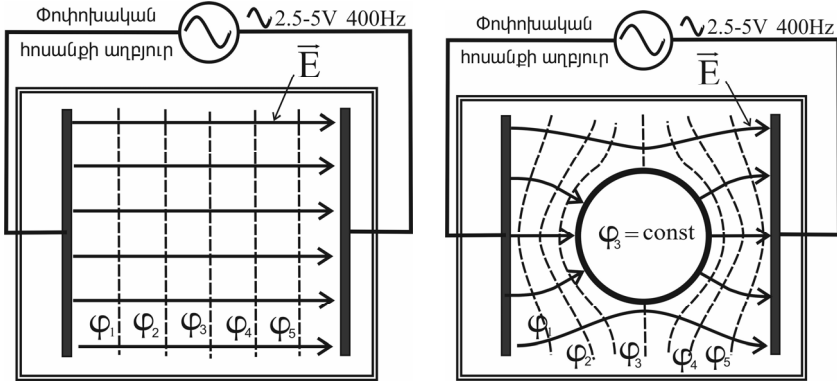
և վերին առնչությունը կարելի է գրել առանձին երեք ուղղությունների համար: Միավորելով կստանանք էլեկտրական դաշտի լարվածության արտահայտությունը դաշտի պոտենցիալի միջոցով՝

$$\vec{E} = \vec{i} E_x + \vec{j} E_y + \vec{k} E_z = -\left(\vec{i} \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial \varphi}{\partial z}\right) = -grad\varphi:$$

Առկա «—» նշանը ցույց է տալիս, որ դաշտի լարվածությունն ունի պոտենցիալի ամենաարագ նվազման ուղղությունը:



Էլեկտրական դաշտը կոչվում է համասեռ, եթե դաշտի լարվածությունն ամենուրեք նույնն է՝ $\vec{E} = const$: Համասեռ դաշտի ուժագծերը միմյանց զուգահեռ են և հավասարահեռ, իսկ համապոտենցիալ մակերևույթները ուժագծերին ուղղահայաց զուգահեռ հարթություններ են (Նկ. 6):



Նկ. 6

Համասեռ դաշտում լարվածության և պոտենցիալի կապն անհամեմատ պարզ է՝

$$E = \frac{\phi_1 - \phi_2}{\Delta l} = \frac{U}{\Delta l}:$$

Դաշտի լարվածություն միավորը՝

$$[E] = \frac{[U]}{[\Delta l]} = \frac{\text{վոլտ}}{\text{մետր}} \left(\frac{\text{V}}{\text{m}} \right):$$

Էլեկտրաստատիկայի հիմնական խնդիրը պահանջում է որոշել $\vec{E}(\vec{r})$ դաշտի լարվածությունը և $\phi(\vec{r})$ պոտենցիալը, եթե հայտնի են լիցքավորված մարմինների ձևը, չափերը, փոխադարձ դիրքերը և նրանց վրա լիցքերի բաշխումը:

Մաթեմատիկական տեսանկյունից խնդիրն ունի միարժեք լուծում, սակայն այդ գտնելը կոնկրետ պայմաններում հանդիպում է բազմաթիվ դժվարությունների, որոնք գալիս են մոդելավորման բար-

դություններով, ներառյալ միջավայրերի կառուցվածքային առանձնահատկությունները և այլն:

Մաթեմատիկական հաշվարկներն ամեն դեպքում կարիք ունեն փորձով ստուգման, առավել ևս որ որակյալ մոդելավորում հնարավոր է լինում իրականացնել խիստ սահմանափակ, մեծապես պարզեցված իրավիճակներում միայն: Դաշտի իրական բաշխման իմացությունը խիստ կարևոր է, քանի որ օգտագործվում է բազմաբնույթ էլեկտրոնային, իոնային սարքերի, էլեկտրոլիտային երևույթների հետազոտության և կիրառման համար:

Չափումներ

Այս աշխատանքով ծանոթանում ենք էլեկտրական դաշտի փորձնական ուսումնասիրության մեթոդներից մեկին: Աշխատանքը կատարվում է էլեկտրոլիտային գոտով: Այն ուղղանկյունաձև անոթ է, որի մեջ լցված է «թույլ հաղորդիչ» նյութ (խոնավ ավազ կամ ծորակի ջուր): Անոթում կարող են տեղադրվել տարբեր ձևի և չափերի մետաղյա հաղորդիչներ՝ էլեկտրոդներ: Արտաքին հոսանքի աղբյուրի միջոցով այդ էլեկտրոդների միջև կիրառում են որոշ լարում: Այնուհետև որոշում են համապատենցիալ մակերևույթների դիրքը միջէլեկտրոդային տարածքում:

Պոտենցիալների տարբերությունը որոշելու համար հարկ է շղթայի մեջ մտցնել փորձնական սարք՝ գալվանամետր, ականջակալ կամ որևէ այլ ցուցիչ, որոնք շղթայից էլեկտրական հոսանքի միջոցով սպառում են որոշ էներգիա: Այսինքն լիցքերն սկզբունքորեն չեն կարող անշարժ լինել, մինչդեռ մենք դիտարկում ենք էլեկտրաստատիկ դաշտ:

Այս բարդությունը հարթվում է հետևյալ կերպ: Էլեկտրոդի հաղորդականությունը անհամեմատ մեծ է, քան «թույլ հաղորդիչ» միջավայրինը: Հետևաբար էլեկտրոդի մակերևույթը մնում է համապատենցիալ ինչպես էլեկտրաստատիկ դաշտում է: Հոսանքի խտությունը խիստ փոքր է, ինչը բացառում է կապված լիցքերի ազդեցությունը:

Ցուցիչը գրանցում է պոտենցիալների տարբերության զրոյական արժեքը, որի հետևանքով նրա ազդեցությունը նվազագույնն է:

Փորձը կարող է կատարվել հաստատուն և փոփոխական հոսանքներով: Հաստատուն հոսանքի դեպքում էլեկտրոդները բևեռանում են և նրանց բևեռացման պոտենցիալները վերադրվում են չափվողին: Այդ պատճառով գերադասելի է փոփոխական հոսանքը, որը պետք է բավարարի քվազիստացիոնար լինելու պայմանին: Դաշտը պետք է այնքան դանդաղ փոփոխվի, որ շղթայի բոլոր տեղամասերում հոսանքի ակնթարթային արժեքները հասցնեն հավասարվել միմյանց: Քանի որ շղթայում էլեկտրամագնիսական գրգիռի տարածման արագությունը մոտ է լույսի արագությանը, ապա՝

$$cT \gg l, \text{ կամ } \tau \ll T,$$

որը դանդաղ փոփոխվելու կամ «քվազիստացիոնար» լինելու պայմանն է: Այստեղ $\tau = l/c$ էլեկտրամագնիսական ալիքի l միջէլեկտրոդային տարածությունն անցնելու ժամանակամիջոցն է, c -ն լույսի արագությունն է, իսկ T -ն՝ հոսանքի փոփոխման պարբերությունը:

Օրինակ, եթե համակարգի չափերը մեկ մետրի կարգի են, ապա համաձայն վերջին բանաձևի, քվազիստացիոնար կարող է համարվել մոյնիսկ 10^7 Hz (հերց) հաճախությամբ փոփոխվող հոսանքը:

1. Արևիկի ավազը խոնավացրե՛ք և հարթեցրե՛ք:
2. Էլեկտրոդները միացրե՛ք փոփոխական հոսանքի աղբյուրին:
3. Օգտվելով ականջակալից կամ զրոյական գալվանոմետրից՝ գտե՛ք համապոտենցիալ գծի կետերը: Դրա համար հեռախոսին միացրած փորձական կոնտակտներից մեկը տեղավորե՛ք ավազի մեջ՝ մի որևէ կետում, իսկ մյուս կոնտակտով գտե՛ք այդ կետի պոտենցիալին հավասար պոտենցիալ ունեցող կետերը: Դա համապատասխան է հեռախոսում ձայնի բացակայությանը կամ գալվանամետրի սլաքի զրոյական ցուցմունքին: Միացրե՛ք հավասար պոտենցիալով կետերը և գծե՛ք համապոտենցիալ գիծը: Տեղադրե՛ք կոնտակտներից մեկն այլ կետում՝ վերը նշված ձևով ստացե՛ք մի շարք համա-

պոտենցիալ գծեր:

4. Ստացված համապոտենցիալ գծերը գրանցե՛ք տետրում և դրանց ուղղահայացներ տանելով կառուցե՛ք ուժագծերի ընտանիքի պատկերը:
5. Դաշտը ուսումնասիրե՛ք սնամեջ մետաղյա գլանի ներսում: Դրա համար գլանը տեղավորե՛ք էլեկտրոդների միջև, չափումները կատարե՛ք վերը նշված ձևով: Համոզվե՛ք, որ այնտեղ $\vec{E} = 0$ և $\varphi = const$:

Ստուգման հարցեր

1. Ի՞նչ է էլեկտրաստատիկ դաշտը:
2. Ի՞նչ է էլեկտրաստատիկ դաշտի լարվածությունը:
3. Ի՞նչ է էլեկտրաստատիկ դաշտի պոտենցիալը:
4. Ի՞նչ է էլեկտրաստատիկ դաշտի ուժագիծը:
5. Ի՞նչ է համապոտենցիալ մակերևույթը:
6. Ո՞րն է էլեկտրաստատիկ դաշտի պոտենցիալային լինելու պայմանը:
7. Ապացուցե՛լ համապոտենցիալ մակերևույթների և լարվածության գծերի փոխուղղահայացությունը:
8. Ի՞նչ կապ կա դաշտի լարվածության և պոտենցիալի միջև:
9. Ո՞րն է քվադիպոլային երևույթը:
10. Ինչու՞ է էլեկտրաստատիկ դաշտում տեղադրված սնամեջ հաղորդիչի ներսում դաշտը բացակայում:

2. ԿՈՆԴԵՆՍԱՏՈՐՆԵՐ

Հաղորդիչների էլեկտրաունակությունը

Եթե հաղորդիչը լիցքավորված է, ապա կուլոնյան վանողական ուժերի շնորհիվ ազատ լիցքերը նրա վրա գտնվում են հնարավորինս մեծ հեռավորությունների վրա: Այդ է պատճառը, որ ազատ լիցքերը բաշխվում են հաղորդչի միայն արտաքին մակերևույթի վրա: Ընդ որում այդ բաշխումը կատարվում է այնպես, որ հաղորդչի ներսում լարվածությունը հավասարվում է զրոյի: Հաղորդչի վրա լիցքի հավասարակշռության դեպքում նրա մակերևույթը ներկայացնում է համապտենցիալ (էկվիպոտենցիալ) մակերևույթ:

Դիցուք՝ R շառավղով հաղորդիչ գունդը լիցքավորված է q լիցքով: Հաշվենք այդ գնդի ստեղծած էլեկտրաստատիկ դաշտի պոտենցիալը գնդի մակերևույթին, որը և կլինի գնդի պոտենցիալը: Հայտնի է, որ լիցքավորված հաղորդիչ գնդի էլեկտրաստատիկ դաշտի լարվածությունը

$$\vec{E} = k \frac{q}{r^2} \vec{r} \quad (r \gg R):$$

$$\text{Քանի որ } \vec{E} = -\text{grad } \varphi = -\left(\frac{d\varphi}{dr}\right) \vec{r}, \text{ կստանանք}$$

$$\varphi = -\int E_r dr = k \frac{q}{r} + C:$$

Ընդունելով, որ երբ $r \rightarrow \infty$, $\varphi(r) = 0$, կստանանք $C = 0$:

Լիցքավորված հաղորդիչ գնդի պոտենցիալն այսպիսով կլինի $\varphi = k \frac{q}{R}$: Տեսնում ենք, որ φ -ն ուղիղ համեմատական է q լիցքին, ինչը ճիշտ է կամայական ձև ունեցող հաղորդչի համար: Դա նշանակում է, որ հաղորդչի q լիցքի և նրա φ պոտենցիալի հարաբերությունը կախված չէ հաղորդչի լիցքի մեծությունից և տվյալ հաղորդչի համար հաստատուն մեծություն է: Այն անվանում են հաղորդչի **էլեկտրաունակություն** կամ պարզապես ունակություն և նշանակում C տառով:

Այսպիսով, առանձնացված հաղորդչի ունակություն կոչվում է հաղորդչի լիցքի և պոտենցիալի հարաբերությունը.

$$C = \frac{q}{\varphi}: \quad (2.1)$$

Ունակության միավորը ՄՀ-ում Ֆարադն է (1 Ֆ): 1 Ֆ-ն այն անանձնացված հաղորդչի ունակությունն է, որին 1 Վ լիցք հաղորդելիս պոտենցիալն աճում է 1 Վ-ով: Ունակությունը կախված չէ հաղորդչի զանգվածից, նյութի տեսակից, այլ կախված է նրա արտաքին ձևից և չափերից:

Հաղորդչի ունակությունը կախված է նաև շրջապատող միջավայրի դիէլեկտրիկ հատկություններից, շրջակայքում այլ մարմինների առկայությունից և դասավորությունից:

(2.1) բանաձևից հետևում է, որ նույն պոտենցիալն ունեցող երկու հաղորդիչներից մեծ լիցք կունենա այն հաղորդիչը, որի ունակությունը մեծ է: Այսինքն՝ նույն պոտենցիալների դեպքում մեծ ունակությամբ հաղորդչին ավելի մեծ լիցք կարելի է հաղորդել: Հետևաբար՝ ունակությունը բնութագրում է հաղորդչի լիցք կուտակելու հատկությունը:

Հաշվենք առանձնացված հաղորդիչ գնդի ունակությունը

$$C = \frac{q}{\varphi} = \frac{q}{k \frac{q}{R}} = \frac{R}{k} = 4\pi \varepsilon_0 R: \quad (2.2)$$

Նշենք, որ 1 Ֆ-ը շատ մեծ միավոր է: Օրինակ, (2.2) բանաձևում տեղադրելով $C = 1 \mathcal{F}$, $k = 9 \cdot 10^9 \frac{\text{Էր} \cdot \text{մ}^2}{\mathcal{C}^2}$, կստանանք $R = Ck = 9 \cdot 10^9 \text{ մ}$: Եթե նկատի ունենանք, որ Արեգակի շառավիղը $R_{\text{Ա}} = 7 \cdot 10^8 \text{ մ}$, ապա $R/R_{\text{Ա}} \approx 13$, այսինքն՝ $1 \mathcal{F}$ ունակությամբ հաղորդիչ գնդի շառավիղը մոտավորապես 13 անգամ մեծ է Արեգակի շառավիղից: Ուստի գործնականում օգտագործում են Ֆարադի մասերը՝ միկրոֆարադ ($1 \text{ մկ}\mathcal{F} = 10^{-6} \mathcal{F}$), նանոֆարադ ($1 \text{ ն}\mathcal{F} = 10^{-9} \mathcal{F}$) և պիկոֆարադ ($1 \text{ պ}\mathcal{F} = 10^{-12} \mathcal{F}$):

Կոնդենսատորներ

Մեկուսացված հաղորդիչները ունեն շատ փոքր ունակություններ: Նույնիսկ երկրագնդին հավասար չափեր ունեցող գունդը ունի $7 \cdot 10^{-4}$ Ֆ ունակություն: Այդ պատճառով մեծ քանակությամբ լիցքեր կուտակելու համար օգտագործում են կոնդենսատոր կոչվող սարքերը:

Կոնդենսատորներ կոչվում են երկու հաղորդիչներից կազմված այն համակարգերը, որոնք իրարից բաժանված են մեկ դիէլեկտրիկ շերտով: Այդ հաղորդիչները կոչվում են *կոնդենսատորների շրջադիրներ*: Կոնդենսատորը լիցքավորելու համար նրա մի շրջադիրը միացնում են հոսանքի աղբյուրի դրական բևեռին, մյուսը՝ բացասական բևեռին: Կարելի է նաև շրջադիրներից մեկը միացնել աղբյուրի բևեռին, իսկ մյուսը հողակցել: Երկու դեպքում էլ կոնդենսատորի շրջադիրների վրա կուտակվում են մոդուլով հավասար, տարբեր նշանով լիցքեր: Կոնդենսատորի լիցքը դա շրջադիրներից մեկի լիցքի բացարձակ մեծությունն է: Կոնդենսատորները լինում են հարթ, գնդային, գլանային և այլն:

Կոնդենսատորի շրջադիրների միջև եղած հեռավորությունը շատ անգամ փոքր է շրջադիրների գծային չափերից, ուստի էլեկտրական դաշտը գրեթե ամբողջովին կենտրոնացված է կոնդենսատորի ներսում: Այդ պատճառով կոնդենսատորից դուրս էլեկտրաստատիկ դաշտի լարվածությունը մեծ ճշտությամբ կարելի է համարել զրո: Հետևաբար՝ լիցքավորված կոնդենսատորը ոչ մի ազդեցություն չի ունենա 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 ունակություն կոչվում է նրա q լիցքի և շրջադիրների միջև U լարման հարաբերությունը.

$$C = \frac{q}{U} : \quad (2.3)$$

Ստանանք հարթ կոնդենսատորի ունակության բանաձևը: Դի-
ցուք, շրջադիրների միմյանց ծածկող մակերեսը S է, իսկ դրանց
վրայի լիցքը q : Քանի որ շրջադիրների միջև եղած հեռավորությունը
շատ անգամ փոքր է շրջադիրների չափերից, ապա դրանց համար
կիրառելով σ մակերևութային խտությամբ լիցքավորված անվերջ
հարթության դաշտի լարվածության բանաձևը, հարթ կոնդենսատորի
դաշտի լարվածության համար կստացվի

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon}, \quad (2.4)$$

որտեղ $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ֆ/մ էլեկտրական հաստատունն է, ε շրջա-
դիրների միջև եղած տարածությունը լցնող նյութի դիէլեկտրիկ թա-
փանցելիությունը:

Քանի որ հարթ կոնդենսատորի ներսում դաշտը կարելի է համա-
րել համասեռ, ապա էլեկտրական դաշտի լարվածության և լարման
կապը կարելի է գրել հետևյալ տեսքով՝

$$U = Ed = \frac{\sigma d}{\varepsilon_0 \varepsilon} = \frac{qd}{\varepsilon_0 \varepsilon S}, \quad (2.5)$$

որտեղ d շրջադիրների միջև բացակի մեծությունն է: Տեղադրելով
 U -ի արտահայտությունը (2.5)-ից (2.3)-ի մեջ կունենանք՝

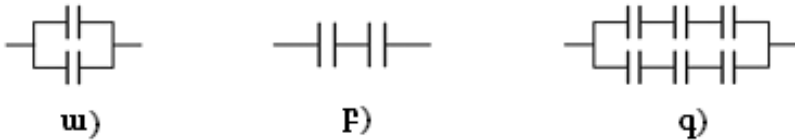
$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d} : \quad (2.6)$$

Այսպիսով, հարթ կոնդենսատորի ունակությունը ուղիղ համեմա-
տական է շրջադիրների միջև եղած դիէլեկտրիկի ε թափանցելիու-
թյանը, շրջադիրների S մակերեսին և հակադարձ համեմատական է
բացակի d մեծությանը:

Կոնդենսատորների հաջորդական և զուգահեռ միացումներ

Եթե կոնդենսատորի վրա լարումը շատ մեծացնենք, ապա նրա շրջադիրների միջև կայծ է բռնում, տեղի է ունենում պարպում և կոնդենսատորի դիէլեկտրիկ շերտը (փաստորեն կոնդենսատորը) շարքից դուրս է գալիս (ծակվում է): Այսինքն, կոնդենսատորը բնութագրվում է ոչ միայն ունակությամբ, այլ նաև աշխատանքային (թույլատրելի) լարումով: Որպեսզի տվյալ աշխատանքային լարման դեպքում հնարավոր լինի ստանալ տարբեր ունակություններ, կոնդենսատորները միացնում են իրար կազմելով մարտկոցներ: Գոյություն ունեն կոնդենսատորների հաջորդական, զուգահեռ և խառը միացումներ:

Զուգահեռ միացման դեպքում կոնդենսատորի մեկական շրջադիրները միացնում են մեկ կետում, իսկ մյուս շրջադիրները՝ մեկ այլ կետում (Նկ. 2.1ա):



Նկ. 2.1

Այս դեպքում բոլոր կոնդենսատորների համար U լարումը ընդհանուր է, այդ պատճառով կոմենանք՝

$$q_1 = C_1 U, \quad q_2 = C_2 U, \dots$$

Մարտկոցի գումարային լիցքը կլինի՝

$$q = \sum q_i = U \sum C_i :$$

Հետևաբար մարտկոցի ունակությունը կլինի

$$C = \frac{q}{U} = \sum C_i : \quad (2.7)$$

Այսինքն, գուգահեռ միացված կոնդենսատորների մարտկոցի ունակությունը հավասար է առանձին կոնդենսատորների ունակությունների գումարին: Ակնհայտ է, որ աշխատանքային լարումը մնալով նույնը, մարտկոցի ունակությունը կարող է զգալիորեն մեծանալ:

Հաջորդական միացման դեպքում կոնդենսատորները միացվում են հերթով մեկը մյուսի հետևից (Նկ. 2.1բ): Այս դեպքում բոլոր կոնդենսատորները ունենում են միատեսակ q լիցք, որը հավասար է մարտկոցի լիցքին: Հետևաբար կարող ենք գրել՝

$$U_1 = \frac{q}{C_1}, U_2 = \frac{q}{C_2}, \dots$$

Մարտկոցի լարումը հավասար կլինի առանձին կոնդենսատորների լարումների գումարին

$$U = \sum U_i = q \sum \frac{1}{C_i} :$$

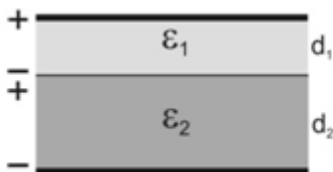
Այդ պատճառով մարտկոցի լրիվ ունակությունը կլինի

$$\frac{1}{C} = \sum \frac{1}{C_i} : \quad (2.8)$$

Այսինքն՝ հաջորդական միացման ժամանակ գումարվում են կոնդենսատորների ունակությունների հակադարձ մեծությունները: Ակնհայտ է, որ այս դեպքում մարտկոցի աշխատանքային լարումը կարող է զգալիորեն մեծ լինել, քան յուրաքանչյուր կոնդենսատորի լարումը: Նկ. 2.1գ-ում ներկայացված է կոնդենսատորների խառը միացում: Այդպիսի մարտկոցների ունակությունները հեշտությամբ կարելի է հաշվել՝ օգտվելով (2.7) և (2.8) բանաձևերից:

Վարժություն 1. Հարթ կոնդենսատորի և կոնդենսատորների մարտկոցի ունակության բանաձևերի ստուգումը

Աշխատանքի նպատակն է փորձնականորեն ստուգել (2.6), (2.7) և (2.8) բանաձևերը և այդ բանաձևերի օգնությամբ չափել տարբեր մեկուսիչների դիէլեկտրիկ թափանցելիությունները:



Նկ. 2.2

Ենթադրենք կոնդենսատորի բացակը լցված է d_1 և d_2 հաստությամբ և համապատասխանաբար ε_1 և ε_2 դիէլեկտրիկ թափանցելիությամբ շերտերով (Նկ. 2.2):

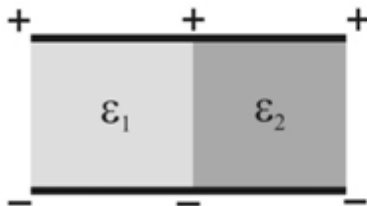
Քանի որ համակարգը կարելի է դիտել որպես հաջորդաբար միացված երկու կոնդենսատորներ, ապա

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} \quad \text{կամ} \quad \frac{1}{C} = \frac{d_1}{\varepsilon_o \varepsilon_1 S} + \frac{d_2}{\varepsilon_o \varepsilon_2 S},$$

հետևաբար՝

$$C = \frac{\varepsilon_o S}{\left(\frac{d_1}{\varepsilon_1} + \frac{d_2}{\varepsilon_2} \right)}:$$

Եթե հարթ կոնդենսատորը լցված է ε_1 և ε_2 թափանցելիությամբ դիէլեկտրիկներով, ինչպես ցույց է տրված Նկ. 2.3-ում, ապա այս դեպքում համակարգը կարելի է դիտել որպես զուգահեռ միացված երկու կոնդենսատորներ, հետևաբար՝



Նկ. 2.3

$$C = C_1 + C_2 \text{ կամ } C = \frac{\varepsilon_o \varepsilon_1 S}{d_1} + \frac{\varepsilon_o \varepsilon_2 S}{d_2} :$$

Չափումներ

1. Փոփոխելով հարթ կոնդենսատորի շրջադիրների միջև եղած d հեռավորությունը և ամեն անգամ չափելով C ունակությունը՝ համոզվեք, որ C -ն հակադարձ համեմատական է d -ին, այսինքն՝ $C \sim 1/d$:

2. Թողնելով շրջադիրների միջև եղած d հեռավորությունը հաստատուն՝ փոփոխեք շրջադիրների իրար ծածկող S մակերեսը և ամեն անգամ չափելով C ունակությունը՝ համոզվեք, որ C -ն ուղիղ համեմատական է S -ին՝ $C \sim S$:

3. Չափե՛ք կոնդենսատորի C_o ունակությունը առանց դիէլեկտրիկի:

4. Կոնդենսատորի շրջադիրների միջև հերթականությամբ զետեղե՛ք տարբեր թափանցելիությամբ դիէլեկտրիկներ: Չափելով C_1 ,

C_2 ունակությունները և օգտվելով $\varepsilon_1 = \frac{C_1}{C_o}$ և $\varepsilon_2 = \frac{C_2}{C_o}$ բանաձևե-

րից, որոշե՛ք այդ դիէլեկտրիկների ε_1 և ε_2 թափանցելիությունները:

5. C_1 և C_2 ունակությամբ կոնդենսատորները միացրե՛ք զուգահեռ և համոզվե՛ք, որ

$$C = C_1 + C_2 :$$

6. C_1 և C_2 ունակությամբ կոնդենսատորները միացրե՛ք հաջորդաբար և համոզվե՛ք, որ

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} :$$

Ստուգման հարցեր

1. Ո՞ր մեծությունն են անվանում առանձնացված հաղորդչի ունակություն և ինչի՞ց է այն կախված:

2. Ո՞րն է ունակություն միավորը ՄՀ-ում և ինչպե՞ս է այն սահմանվում:

3. Ո՞ր սարքերն են կոչվում կոնդենսատորներ:

4. Ո՞րն է հարթ կոնդենսատորի բանաձևը:

5. Որո՞նք են կոնդենսատորի հաջորդական և զուգահեռ միացված մարտկոցների ունակությունների բանաձևերը:

3. ՀԱՍՏԱՏՈՒՆ ՀՈՍԱՆՔ:

ՕՀՄԻ ՕՐԵՆՔԸ ԵՎ ԿԻՐԽՀՈՖԻ ԿԱՆՈՆՆԵՐԸ

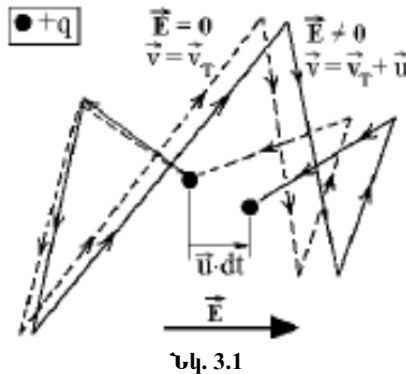
Հաստատուն էլեկտրական հոսանք

Էլեկտրահաղորդականությամբ, այսինքն էլեկտրական հոսանք հաղորդելու ունակությամբ, օժտված են բոլոր նյութերը: Սակայն առաջացած հոսանքները մշտական չեն պահպանվում, եթե անջատվում են հոսանքների առաջացման ազդակները: Իսկ դա նշանակում է, որ բոլոր նյութերը օժտված են նաև էլեկտրական հոսանքներին դիմադրելու հատկությամբ, կարճ՝ դիմադրությամբ:

Էլեկտրական հոսանքը լիցքավորված մասնիկների ուղղորդված շարժում է: Դրա իրականացման համար անհրաժեշտ է, որ առկա էլեկտրական լիցքերն ի վիճակի լինեն տեղափոխվելու էլեկտրական

դաշտի ազդեցության տակ: Մետաղներում, օրինակ, լիցքակիրներ են ազատ (հաղորդական էներգետիկ զոնայում գտնվող) էլեկտրոնները:

Անկախ էլեկտրական դաշտի առկայությունից, բոլոր հոսանքակիրները $\mathbf{v}_T$ արագություններով կատարում են ջերմային շարժումներ: Սենյակային ջերմաստիճաններում մետաղների ազատ էլեկտրոնների արագությունների մոդուլների միջինը $\langle v_T \rangle \approx 10^5$ մ/վ կարգի, բավականին մեծ մեծություն է: Սակայն ջերմային շարժումների քառասյնության շնորհիվ արագության վեկտորի միջին արժեքը դառնում է զրո: Այդ պատճառով, արտաքին էլեկտրական դաշտի բացակայության պայմաններում ($\mathbf{E} = 0$) բացակայում է նաև լիցքակիրների արդյունաբար տեղաշարժը որևէ ուղղությամբ, ինչպես պայմանականորեն ընդհատ փակ գծերի բեկյալով ցույց է տրված Նկ. 3.1-ում:



Արտաքին էլեկտրական դաշտը e լիցքով հոսանքակրի վրա համելում է $\mathbf{F} = e\mathbf{E}$ ուժ՝ բերելով (ինչպես նկարում պատկերված է հոծ գծերի բաց բեկյալով) $\mathbf{E}$ -ին համուղղված դրեյֆի: Այսինքն, առաջանում է էլեկտրական հոսանք:

Էլեկտրական հոսանքը գնահատվում է I սկալյար մեծությամբ,

որը կոչվում է հոսանքի ուժ: Եթե հոսանքակիր հաղորդչի S լայնական կտրվածքով dt ժամանակամիջոցում տեղափոխվել է dq լիցք, ապա

$$I = \frac{dq}{dt}: \quad (3.1)$$

Եթե հաղորդչում էլեկտրական դաշտի ազդեցության տակ տեղափոխվում են n դրական, n' բացասական լիցքերը, ապա հոսանքի ուժը կլինի՝

$$I = \frac{dq^+}{dt} + \frac{dq^-}{dt}, \quad (3.2)$$

քանի որ dq^- լիցքերի տեղափոխությունը դաշտին հակառակ ուղղությամբ համարվեք է նույնքան դրական լիցքերի տեղափոխությանը դաշտի ուղղությամբ:

Էլեկտրական հոսանքը հաղորդչի լայնական կտրվածքով ոչ միշտ է լինում հավասարաչափ բաշխված, ուստի այդ բաշխումը բնութագրելու համար մտցրել են հոսանքի խտության $\vec{j}$ վեկտորի գաղափարը: Այդ վեկտորի մեծությունը հավասար է dI հոսանքի ուժի հարաբերությանը լիցքակիրների ուղղորդված շարժման ուղղությանն ուղահայաց տեղադրված $dS_{\perp}$ մակերեսին՝

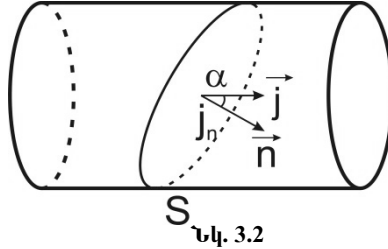
$$j = \frac{dI}{dS_{\perp}}, \quad (3.3)$$

իսկ նրա ուղղությունը համընկնում է դրական լիցքակիրների ուղղորդված շարժման ուղղության հետ: Եթե հայտնի է $\vec{j}$ -ն, ապա հեշտությամբ կարելի է գտնել I հոսանքի ուժը հաղորդչի կամայական S մակերեսով (Նկ. 3.2)՝

$$I = \int_S j_n dS: \quad (3.4)$$

Հոսանքի խտության վեկտորը կախված է լիցքերի կարգավոր-

ված (դրեյֆային) շարժման արագությունից (u), լիցքակիրների կոնցենտրացիայից (n) և մեկ լիցքակրի մեծությունից (e): Այդ առնչությունը ստանալու համար այն միջավայրում, որով հոսանք է անցնում, մտովի անջատենք անվերջ փոքր գլանային ծավալ, որի ծնիչը համընկնում է $\vec{u}$ վեկտորի ուղղության հետ:



Գլանի բարձրությունը սժ է, իսկ հիմքի մակերեսը dS : Այս գլանային ծավալում գտնվող բոլոր լիցքակիրները dt ժամանակամիջոցում կանցնեն (կհատեն) dS մակերեսը, իրենց հետ տեղափոխելով $dq = enudtdS$ լիցք: Այսինքն միավոր մակերեսով, միավոր ժամանակամիջոցում կտեղափոխվի $j = enu$ լիցք: Հետևաբար հոսանքի խտության վեկտորը կլինի՝

$$\vec{j} = en\vec{u}: \quad (3.5)$$

Եթե հոսանքի ուժը ժամանակի ընթացքում մնում է անփոփոխ, հոսանքը կոչվում է *հաստատուն*: Հաստատուն հոսանքի ուժը՝

$$I = \frac{q}{t}, \quad (3.6)$$

որտեղ q -ն t ժամանակամիջոցում հաղորդչի տրված S մակերեսով տեղափոխված լիցքն է:

Հոսանքի ուժի միավորը ՄՀ-ում հիմնական միավոր է, որ կոչվում է Ամպեր (1 Ա), իսկ լիցքի միավորը՝ Կուլոնը (1 Կ) ածանցյալ միավոր է: Դա այն լիցքն է, որը տեղափոխվում է տրված մակերեսով 1 վ-ում, եթե հաստատուն հոսանքի ուժը հաղորդչում հավասար է 1 Ա-ի:

Ստացված (3.5) առնչությունը թույլ է տալիս գնահատելու լիցքակիրների դրեյֆի u արագությունը: Որպես օրինակ վերցնենք պղնձե հաղորդալարը: Ազատ էլեկտրոնների կոնցենտրացիան պղնձում հավասար է ատոմների կոնցենտրացիային, ինչը կարելի է հաշվել $n = N/V = \nu N_A/V = m N_A/\mu V = \rho N_A/\mu$ կապի միջոցով, որտեղ $\rho = 8900$ կգ/մ³-ը խտությունն է, $N_A = 6.02 \cdot 10^{23}$ 1/մոլ-ը՝ Ավոգադրոյի թիվը, $\mu = 0.0635$ կգ/մոլ-ը՝ մոլային զանդվածը: Վերջիններիս տեղադրումով ստանում ենք $n \approx 8.5 \cdot 10^{28}$ 1/մ³ և համապատասխանաբար $u = j/en = I/enS \approx 7.4 \cdot 10^{-4}$ մ/վ, որ $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ Կլ և ընտրված են $S = 1$ մմ² և $I = 10$ Ա բնութագրական արժեքները: Դրեյֆի արագությունը կազմում է ջերմային արագությունների չնչին մասը և չի գերազանցում վայրկյանում մեկ միլիմետրը: Համաձայն այս պատկերացումների՝ հաղորդչի դիմադրությունը պայմանավորված է էլեկտրոնների ոչ առաձգական բախումներով իրենց հավասարակշռության դիրքերի շուրջ ջերմային տատանումներ կատարող բյուրեղային ցանցի իոնների հետ: Դրանց արդյունքում էլեկտրական դաշտի կողմից կատարված աշխատանքի չափով ձեռք բերված կինետիկ էներգիան էլեկտրոնները հաղորդում են ցանցին և դանդաղում՝ ձևավորելով դրեյֆի կարգավորված շարժման միջին արագությունը:

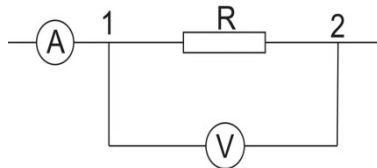
Էլեկտրական հոսանքի գոյության մասին կարելի է դատել այն ազդեցություններով, որոնք կարող են տեղի ունենալ, երբ հաղորդիչով հոսանք է անցնում: Հաղորդիչով հոսանք անցնելիս

1. այն տաքանում է, այսինքն հոսանքն ունի ջերմային ազդեցություն,
2. կարող է տեղի ունենալ նյութի քիմիական բաղադրության փոփոխություն, օրինակ՝ պղնձարջասպի ջրային լուծույթով հոսանք անցնելիս բացասական էլեկտրոդի վրա անջատվում է պղինձ,
3. մոտ տեղադրված մագնիսական սլաքը շեղվում է (կողմնո-

րոշվում է), այսինքն հոսանքը ունի մագնիսական ազդեցություն:

Օհմի օրենքը շղթայի համասեռ տեղամասի համար

Օհմը փորձով չափելով շղթայի համասեռ տեղամասի ծայրերին կիրառված U լարումը (Նկ. 3.3) և նրանով անցնող I հոսանքի ուժը, ցույց տվեց, որ հոսանքի ուժը ուղիղ



Նկ. 3.3

համեմատական է լարմանը.

$$I = \frac{1}{R}U = \frac{1}{R}(\varphi_1 - \varphi_2): \quad (3.7)$$

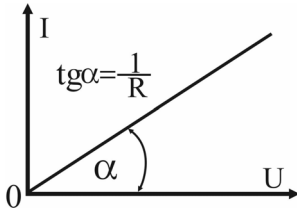
Այս արտահայտությունը ներկայացնում է Օհմի օրենքը: R -ը կոչվում է հաղորդչի **էլեկտրական դիմադրություն**, որի միավորը ՄՀ-ում 1 Օմն է: Դա այնպիսի հաղորդչի դիմադրությունն է, որի ծայրերին 1 Վ լարում կիրառելիս նրանով անցնում է 1 Ա հոսանք:

Դիմադրության մեծությունը կախված է հաղորդչի չափերից, ձևից, նյութի տեսակից: Համասեռ գլանաձև հաղորդչի համար այդ կախվածությունը ունի հետևյալ տեսքը՝

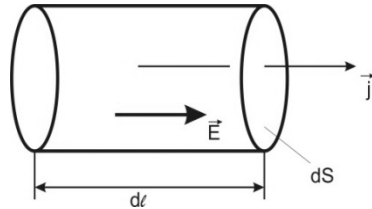
$$R = \rho \frac{l}{S}, \quad (3.8)$$

որտեղ l -ը հաղորդչի երկարությունն է, S -ը՝ լայնական կտրվածքի մակերեսը, իսկ ρ -ն՝ տեսակարար դիմադրությունը, որը կախված է նյութի տեսակից: Դա փաստացի այն դիմադրությունն է, որն ունի

տվյալ նյութից պատրաստված 1 մ^2 կտրվածքով 1 մ երկարությամբ հաղորդիչը: Հաղորդչում հոսանքի ուժի կախումը լարումից պատկերող գրաֆիկը կոչվում է հաղորդչի վոլտ-ամպերային բնութագիծ: Վոլտ-ամպերային բնութագծի անկյունային գործակիցը $1/R$ -ն է (Նկ. 3.4):



Նկ. 3.4



Նկ. 3.5

Ելնելով (3.8) բանաձևից՝ Օհմի (3.7) օրենքը կարելի է գրել մաս հոսանքակիր հաղորդչի առանձին կետի համար (կամ ինչպես ընդունված է ասել, դիֆերենցիալ տեսքով): Իրոք, եթե հոսանքակիր հաղորդչի ներսում մտովի առանձնացնենք մի տարրական գլան (Նկ. 3.5), որի dl ծնիչը լինի զուգահեռ $\vec{j}$ հոսանքի խտությանը (կամ $\vec{E}$ -ին), ապա նրա dS մակերեսով հոսող հոսանքի ուժը կլինի $j dS$, նրա ծայրերին կիրառված լարումը՝ $E dl$, իսկ դիմադրությունը՝ $\rho \frac{dl}{dS}$:

Տեղադրելով այս արժեքները (3.8) բանաձևի մեջ՝ կստանանք՝

$$j dS = \frac{ds}{\rho dl} E dl \quad \text{կամ} \quad j = \frac{E}{\rho} :$$

Քանի որ $\vec{j}$ և $\vec{E}$ ունեն մույն ուղղությունը (դրական լիցքակիրները միջինում շարժվում են դաշտի լարվածության ուղղությամբ), ուստի կարող ենք գրել՝

$$\vec{j} = \frac{1}{\rho} \vec{E} = \sigma \vec{E}, \quad (3.9)$$

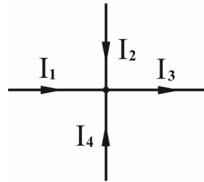
որը Օհմի օրենքն է գրված դիֆերենցիալ տեսքով: $\sigma = 1/\rho$ մեծությունը կոչվում է էլեկտրահաղորդականություն:

Կիրխոֆի կանոնները

Պարզագույն շղթան բաղկացած է հոսանքի աղբյուրից և նրան միացված արտաքին դիմադրությունից: Այդ շղթայի հաշվարկը՝ լարման անկումների ու հոսանքի ուժի որոշումը, կատարվում է Օհմի օրենքի միջոցով և դժվարություն չի առաջացնում:

Սակայն ավելի հաճախ հանդիպում են այնպիսի շղթաներ, որոնք պարունակում են բազմաթիվ հոսանքի աղբյուրներ և դիմադրություններ: Ընդ որում, դրանց միացումները կամայական են՝ խառը, գուգահեռ, հաջորդական կամ բոլորը միասին: Այդ շղթաները կոչվում են ճյուղավորված շղթաներ:

Ճյուղավորման կետ կամ հանգույց կոչվում է շղթայի երեք և ավելի հաղորդիչների միացման կետը (Նկ. 3.6): Իսկ շղթայի տեղամասը, որը կարելի է



Նկ. 3.6

շրջանցել փակ կորով, կոչվում է փակ կոնտուր: Առանց որոշակի կանոնակարգման այդպիսի շղթաների հաշվարկը գործնականում հնարավոր չէ: Այդ կանոնները կոչվում են Կիրխոֆի կանոններ: Նախ ձևակերպենք խնդիրը: Եթե տրված են շղթայի բոլոր բաղադրիչները, այսինքն՝ հոսանքի աղբյուրների էլեկտրաշարժ ուժերը, նրանց ներքին դիմադրությունները, հաղորդիչների և բեռնվածքների դիմադրությունները, ապա պահանջվում է որոշել այդ բաղադրիչներով անցնող

հոսանքները, լարման անկումները և պոտենցիալը՝ շղթայի ցանկացած կետում:

Հանգույց մտնող հոսանքին վերագրենք դրական նշան, իսկ դուրս եկողին՝ բացասական: Այդ դեպքում լիցքի պահպանման օրենքից հետևում է Կիրխոֆի առաջին կանոնը՝ հանգույցում ստացիոնար հոսանքների հանրահաշվական գումարը զրո է՝

$$\sum I_k = 0 ,$$

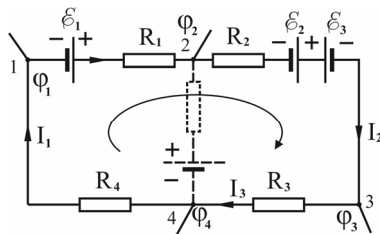
որտեղ k -ն հանգույցում միացված հաղորդիչների թիվն է: Այլ խոսքով, հանգույց մտնող հոսանքների գումարը հավասար է դուրս եկողների գումարին: Հակառակ դեպքում հանգույցում տեղի կունենա լիցքերի կուտակում կամ հոսակորուստ, որի հետևանքով կփոխվեն հանգույցի պոտենցիալը և հոսանքները:

Կիրխոֆի երկրորդ կանոնը փակ շղթայի համար Օհմի օրենքի ընդհանրացման արդյունքն է, իսկ վերջինս էներգիայի պահպանման օրենքի հետևանքն է.

Շղթայի կամայական փակ կոնտուրում գործող էլեկտրաշարժ ուժերի հանրահաշվական գումարը հավասար է այդ կոնտուրի դիմադրությունների վրա լարման անկումների հանրահաշվական գումարին՝

$$\sum_m \mathcal{E}_m = \sum_n I_n R_n :$$

Այստեղ m -ը՝ կոնտուրում գործող էլեկտրաշարժ ուժերի, իսկ n -ը դիմադրությունների թիվն է: Այս հավասարումը հիմնավորելու համար առանձնացնենք ճյուղավորված շղթայի որևէ տեղամաս՝ փակ կոնտուր (Նկ. 3.7):



Նկ. 3.7

1. Ընտրենք շրջանցման կամայական ուղղություն և հաջորդաբար համարակալենք հանգույցներն ու նրանց պոտենցիալները:
2. Անկախ հոսանքների իրական ուղղությունից, նշանակենք հոսանքները սլաքներով և համարակալենք:
3. Փակ կոնտուրի յուրաքանչյուր հատվածում գրենք Օհմի օրենքը անհամասեռ տեղամասի համար՝

$$\begin{aligned}I_1 R_1 &= \mathcal{E}_1 - (\varphi_2 - \varphi_1), \\I_2 R_2 &= \mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_3 - (\varphi_3 - \varphi_2), \\I_3 R_3 &= -(\varphi_4 - \varphi_3), \\I_4 R_4 &= -(\varphi_1 - \varphi_4): \end{aligned}$$

Գումարենք հավասարումները, կստանանք՝

$$I_1 R_1 + I_2 R_2 + I_3 R_3 + I_4 R_4 = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_3$$

կամ՝

$$\sum_{m=1}^3 \mathcal{E}_m = \sum_{n=1}^4 I_n R_n :$$

Կոնտուրի 3-4 և 4-1 տեղամասերում հոսանքի աղբյուրները բացակայում են, իսկ $\mathcal{E}_3$ -ով պայմանավորված պոտենցիալի աճը հակառակ է ուղղված կոնտուրի շրջանցման նախօրոք ընտրված ուղղությամբ, որի պատճառով այն գրվում է բացասական նշանով:

Եթե շղթան պարունակում է N հատ հանգույց ու M հատ անկախ վիակ կոնտուր, ապա Կիրխոֆի առաջին և երկրորդ կանոնների հիման վրա կարելի է գրել $N + M$ հատ հավասարումներից բաղկացած համակարգ: Սակայն, անկախ հավասարումների թիվը երկուսով պակաս է: Շղթայի N -րդ հանգույց մտնող կամ դուրս եկող հոսանքներն արդեն գրանցվել են նախորդ $N - 1$ հավասարումներում: Հետևաբար N -րդ հավասարումն անկախ չէ: Նույնը մաս կոնտուրների ընտրության դեպքում: Այնուհանդերձ մնացած $N + M - 2$ հատ գծային հավասարումների համակարգը լուծում է էլեկտրական շղթայի խնդիրը, քանի որ անհայտները մույնպես այդքան են:

Խոնիրը հաջողությամբ լուծելու համար անհրաժեշտ է հետևել մի քանի պարզ սկզբունքների: Նախ՝ շղթայի բոլոր փակ կոնտուրների շրջանցման ուղղությունները պետք է ընտրել նույնը: Երկրորդ կանոնի հավասարումները գրում են միայն այն կոնտուրների համար, որոնք չեն ստացվում արդեն հաշվարկվածների վերադրումից: Էլեկտրաշարժ ուժի նշանը պետք է ընտրել դրական, եթե նա շրջանցման ուղղությամբ բարձրացնում է պոտենցիալը, իսկ հակառակ դեպքում՝ բացասական:

Երբեմն հաշվարկի արդյունքում հոսանքների որոշ արժեքներ բացասական են ստացվում: Դա նշանակում է, որ հոսանքի իրական ուղղությունը հակառակ է նախապես ընտրվածին:

Կիրխոֆի կանոնները կիրառելի են նաև չափավոր արագությամբ փոփոխվող հոսանքների համար: Այդ հոսանքները կոչվում են *քվազիստացիոնար* (համարյա հաստատուն):

Հոսանքը քվազիստացիոնար է, եթե՝

$$T \gg \tau ,$$

որտեղ T -ն հոսանքի ուժի փոփոխման պարբերությունն է, իսկ τ -ն այն ժամանակն է, որի ընթացքում էլեկտրամագնիսական ազդանշանը տարածվում է շղթայի երկայնքով՝

$$\tau = \frac{l}{c},$$

որտեղ l -ը շղթայի բնութագրական երկարությունն է, իսկ c -ն՝ լույսի արագությունը:

Փոփոխական հոսանքի շղթայում լարման անկումները հաշվում են ոչ միայն ակտիվ, այլև ռեակտիվ (ունակային և ինդուկտիվ) դիմադրությունների վրա:

Չափումներ

Վարժություն 1. Օհմի օրենքի ստուգումը շղթայի տեղամասի համար:

1. Հավաքե՛ք էլեկտրական շղթա՝ համաձայն Նկ. 3.8 ա-ում բերված սխեմայի:

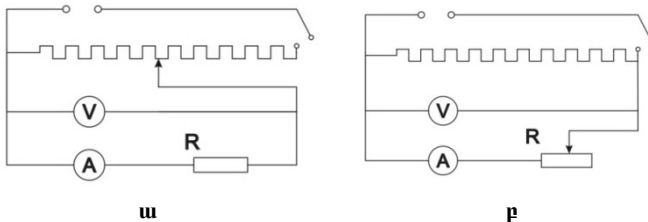
2. Պոտենցոմետրի սողնակի տարբեր դիրքերի համար գրանցե՛ք V-վոլտմետրի ցուցմունքները, որոնք կներկայացնեն հաստատուն R դիմադրության վրա կիրառված լարման համապատասխան արժեքները:

3. Լարման յուրաքանչյուր արժեքի համար A ամպերմետրի միջոցով գրանցե՛ք հոսանքի ուժի համապատասխան արժեքները, կառուցե՛ք հաղորդչի վոլտամպերային բնութագիծը և համոզվե՛ք, որ հաստատուն դիմադրության դեպքում, հոսանքի ուժը ուղիղ համեմատական է այդ դիմադրության վրա կիրառված լարմանը $I \sim U$: Այսինքն փորձով ստուգե՛ք Օհմի օրենքը շղթայի տեղամասի համար:

4. Հավաքե՛ք էլեկտրական շղթա՝ համաձայն Նկ. 3.8 բ-ում բերված սխեմայի:

5. Հաստատուն լարման արժեքի դեպքում, փոփոխելով R դիմադրությունը և ամեն անգամ չափելով I հոսանքը համոզվե՛ք, որ հաստատուն լարման դեպքում հոսանքի ուժը հակադարձ համեմատական է դիմադրությանը $I \sim 1/R$:

6. Հաշվի առնելով, որ հաղորդալարի S կտրվածքը և l երկարությունը նախօրոք հայտնի են, օգտվելով (3.8) բանաձևից, հաշվե՛ք հաղորդալարի նյութի տեսակարար դիմադրությունը:



Նկ. 3.8

Ստուգման հարցեր

1. Ձևակերպե՛ք Օհմի օրենքը շղթայի համասեռ տեղամասի համար:
2. Շղթայի ո՞ր տեղամասն է կոչվում անհամասեռ:
3. Ի՞նչ է լարման անկումը:
4. Ո՞րն է լարման միավորը, հոսանքի ուժի միավորը և դիմադրության միավորը:
5. Ի՞նչ է հաղորդչի վոլտամպերային բնութագիծը:
6. Ի՞նչ մեծություններից է կախված հաղորդչի դիմադրությունը:
7. Ինչի՞ն են անվանում տեսակարար դիմադրություն:
8. Ստացե՛ք Օհմի օրենքը դիֆերենցիալ տեսքով:

Վարժություն 2. Մետաղների դիմադրության ջերմաստիճանային կախման որոշումը:

Էլեկտրահաղորդակնությունը և նրա հակադարձ մեծությունը՝ տեսակարար դիմադրությունը, որպես հաղորդչի միջավայրի բնութագրիչ մեծություններ, կախված են ջերմաստիճանից, ինչը կիրառական կարևոր նշանակություն ունի: Ջերմաստիճանի ճշգրիտ չափումները հաճախ կատարվում են դիմադրության թերմոմետրերի (թերմոռեզիստորների) միջոցով, որոնց ջերմաստիճանային կախվածությունը մանրագնին աստիճանավորվում է հատուկ թերմոստատերում: Այսպիսի թերմոմետրերը հարմար են օգտագործման համար, ունեն չափումների լայն դիապազոն: Պլատինային թերմոռեզիստորները, օրինակ, կիրառվում են ջերմաստիճանային -263 -ից մինչ $+1000^{\circ}\text{C}$ տիրույթում: Չափումների ճշտությունը մի քանի հարյուրերորդական աստիճան է:

Ջերմաստիճանի փոփոխության համեմատաբար մեղ ինտերվալում (և ոչ շատ ցածր ջերմաստիճաններում) մետաղների տեսակարար դիմադրությունը նկարագրվում է

$$\rho(t) = \rho_0 (1 + \alpha t)$$

գծային կախվածությամբ, որտեղ t -ն չափվում է Ցելսիուսի սանդղակով: Նման կախվածությամբ օժտված է լինում նաև համասեռ տաքացվող ամբողջական հաղորդչի դիմադրությունը՝

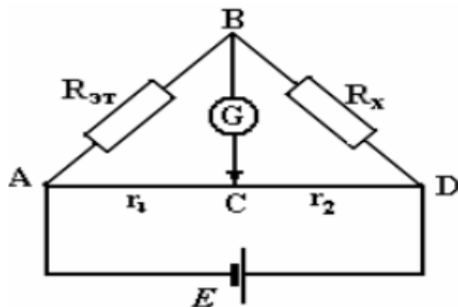
$$R(t) = R_0 (1 + \alpha t): \quad (3.10)$$

Նկատենք, որ մաքուր մետաղների մեծամասնության համար դիմադրության α ջերմաստիճանային գործակիցը մոտ է $1/273$ $1/(^{\circ}\text{C})$ թվին: Իրականում օգտագործվող դիմադրությունները, սակայն, պատրաստված են լինում համաձուլվածքներից և դրանց ջերմաստճանային գործակիցները շեղված են «խդեալական» արժեքից:

Լաբորատոր փորձում α գործակցի որոշումը ելնում է (3.10) բանաձևից: Նկատի է առնվում նաև այն, որ 0°C -ի ստացումը տեխնիկապես ավելի աշխատատար է, քան սենյակայինից որոշ չափով տաքացումը: Այս պատճառով չափումները կատարվում են սենյակային t_1 և ապա $t_2 > t_1$ ջերմաստիճաններում: Հարաբերելով համապատասխան (3.10) բանաձևերը փնտրվող մեծության համար՝ ստանում ենք՝

$$\alpha = \frac{R_2 - R_1}{R_1 t_2 - R_2 t_1}: \quad (3.11)$$

Դիմադրությունների արժեքները չափելու ուղղակի ճանապարհը կլինեի վոլտմետրի և ամպերմետրի ցուցմունքների անմիջական հարաբերության միջոցով: Սակայն բարձր ճշտություն ապահովելու համար նպատակահարմար է հավասարակշիռ կամրջակի սխեմայի օգտագործումը (Նկ. 3.9):



Նկ. 3.9

AD տեղամասը կազմում է ռեոստատը շարժական C սողնակով: Հավասարակշռության վիճակում C-ն գտնվում է այնպիսի դիրքում, որ գալվանամետրով հոսանք չի անցնում: Դա տեղի է ունենում, երբ

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{R_{etalon}}{R_x},$$

որտեղ R_{etalon} -ը հայտնի էտալոնային դիմադրությունն է, որի միջոցով ուզում ենք արտահայտել մեզ անհայտ R_x դիմադրությունը: Ռեոստատի համասեռության հետևանքով r_1 և r_2 դիմադրությունները համեմատական են տեղամասերի երկարություններին, այնպես որ անհայտ դիմադրությունը կարտահայտվի էտալոնային միջոցով՝ համաձայն

$$R_x = R_{etalon} \frac{l_2}{l_1} \quad (3.12)$$

առնչությամբ:

Այսպիսով, անհայտ դիմադրության արտահայտումը հայտնի դիմադրության միջոցով բերվում է երկարությունների չափման, ապահովելով բարձր ճշտություն վոլտ-ամպերային չափման նկատմամբ:

Կարելի է ցույց տալ, որ երկարությունների չափման որոշակի Δx բացարձակ սխալի պայմաններում $\Delta R_x / R_x$ հարաբերական

սխալը կլինի միևնույն, եթե $l_1 = l_2$: Դա նշանակում է, որ որպես է-տալոնային նպատակահարմար է ընտրել այնպիսի դիմադրություն, որը մոտ է չափվելիք դիմադրության համար սպասվող արժեքին:

Հետագոտվող մետաղե (օրինակ՝ պղնձե) լարի ջերմաստիճանը փոփոխելու համար այն տեղադրվում է ապակյա Ս-աձև անոթի մեջ, որը լցված է յուղով և հաղորդալարը էլեկտրամեկուսացնում է շրջակա միջավայրից: Անոթն իր հերթին մտցված է ջրով լի անոթի մեջ, ինչը տաքացվում է էլեկտրական սալիկով: Ջերմաչափը տեղակայվում է Ս-աձև անոթում:

Փորձի ընթացքում հաղորդալարի ջերմաստիճանը հնարավորինս համասեռ պահելու համար ջուրը պետք է ամբողջատ խառնել: Հաղորդալարերի ծայրերը կոնտակտների միջոցով միացվում են կամրջակին որպես R_X դիմադրություն:

1. Հավաքե՛ք փորձի սխեման՝ համաձայն Նկ. 3.9-ի: Համոզվե՛ք, որ ռեոստատի սողնակը տեղակայված է միջին տիրույթում:
2. Գրանցե՛ք ջերմաչափի t_1 ջերմաստիճանը սենյակային ջերմաստիճանում և կատարե՛ք R_X դիմադրության առաջին չափումն այդ ջերմաստիճանում: Ընդունե՛ք այն որպես R_1 :
3. Էլեկտրասալիկը միացնելով տաքացրե՛ք դիմադրությունը և չափե՛ք համապատասխան R_2 -ը t_2 ջերմաստիճանում:
4. Փորձը կրկնե՛ք մի քանի անգամ ջերմաստիճանի յուրաքանչյուր 10°C աճի համար:
5. Ստացված դիմադրությունների հերթականության համար ստացե՛ք α գործակցի համար արժեքների հաջորդականություն և հաշվե՛ք դրա
$$\bar{\alpha} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \alpha_i$$
 միջինը:

6. Հաշվե՛ք
$$\Delta\alpha = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\alpha_i - \bar{\alpha})^2}$$
 ստանդարտ շեղումը մի-

ջինից և $\delta = \frac{\Delta\alpha}{\alpha}$ հարաբերական սխալը տոկոսներով:

Ստուգող հարցեր

1. Ի՞նչ է էլեկտրական դիմադրությունը և ինչու՞ է այն կախված ջերմաստիճանից:
2. Ի՞նչ է դիմադրության ջերմաստիճանային գործակիցը:
3. Բացատրե՛ք կամրջակի աշխատանքի սկզբունքը:
4. Ո՞րն է դիմադրության ջերմաչափը (թերմոռեզիստոր) և ի՞նչ առավելություն ունի այն հեղուկային ջերմաչափերի նկատմամբ:
5. Կվիխվի՞ կամրջակի հավասարակշռության պայմանը, եթե գալվանոմետրը և հոսանքի աղբյուրը փոխվեն տեղերով:

Վարժություն 3. Գալվանական էլեմենտի ԷԼՇՈՒ-ի որոշումը:

Էլեկտրական շղթայում հոսանքի երկարաժամկետ պահպանման համար, ինչպես երևում է նախորդ քննարկումներից, շղթայում անհրաժեշտ է հոսանքի աղբյուր: Էներգիական տեսակետից դա այն աղբյուրն է, որը էներգիա է հաղորդում շղթայի մնացած տեղամասերին դրա սպառման համար: Լիցքերի շրջապտույտ փակ հետագծերով ապահովելու համար հարկ է լինում հաղթահարել էլեկտրաստատիկ ուժերը հոսանքաղբյուրի ներսում և տեղափոխել (դրական) լիցքերը ցածր պոտենցիալով տեղամասից (սեղմակից) բարձր պոտենցիալով տեղամաս (սեղմակ): Լիցքերի այդպիսի տեղափոխում հնարավոր է միայն ոչ էլեկտրաստատիկ բնույթի ուժերով, որոնք կոչվում են կողմնակի ուժեր: Կողմնակի ուժերի ի հայտ գալը պայմանավորված է փոփոխական մագնիսական դաշտերով, ինչպես նաև քիմիական, դիֆուզիոն, լուսային պրոցեսներով, որոնք տեղի են ունենում հոսանքի աղբյուրներում:

Կողմնակի ուժերի հիմնական բնութագրիչը էլեկտրաշարժ ուժն է (ԷԼՇՈՒ): Այն ֆիզիկական մեծություն է՝ $\mathcal{E}$, թվապես հավասար փակ

կոնտուրով q դրական լիցքի տեղափոխման համար կողմնակի ուժերի կատարած A_{extra} աշխատանքի և այդ լիցքի հարաբերությամբ՝

$$\mathcal{E} = A_{\text{extra}} / q:$$

Համաձայն աշխատանքի սահմանման՝

$$A_{\text{extra}} = \int \mathbf{F}_{\text{extra}} \cdot d\mathbf{l} = \int \mathbf{E}_{\text{extra}} \cdot d\mathbf{l},$$

որտեղ $\mathbf{E}_{\text{extra}}$ -ն կողմնակի ուժերի դաշտի լարվածությունն է, $d\mathbf{l}$ -ը՝ լիցքի տարրական տեղափոխության վեկտորը: ԷլՇՈՒ-ի չափման միավորը Վոլտն է (1 Վ):

Կողմնակի ուժերը կարող են գործել ամբողջ շղթայով մեկ, կամ նրա առանձին հատվածներում: Շղթայի տեղամասը, որում առկա են կողմնակի ուժեր (հոսանքի աղբյուրներ), կոչվում է անհամասեռ տեղամաս, իսկ տեղամասը, որում բացակայում են՝ համասեռ տեղամաս: Անհամասեռ տեղամասում լիցքերի վրա ազդում են ինչպես կողմնակի, այնպես էլ էլեկտրաստատիկ ուժեր:

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_{\text{extra}} + \mathbf{F}_{\text{static}} = q(\mathbf{E}_{\text{extra}} + \mathbf{E}_{\text{static}}):$$

Համապատասխանաբար, որևէ 1 և 2 կետերի միջև q լիցքի տեղափոխման վրա կատարված աշխատանքը՝

$$A = A_{\text{extra}} + A_{\text{static}} = q\mathcal{E} + q(\varphi_1 - \varphi_2):$$

A/q հարաբերությունը, այսինքն միավոր լիցքի տեղափոխման աշխատանքն ընդունված է անվանել շղթայի տեղամասի լարում՝ U_{12} : Այնպես որ լարումը այդ կետերի միջև հավասար է

$$U_{12} = \mathcal{E} + \varphi_1 - \varphi_2:$$

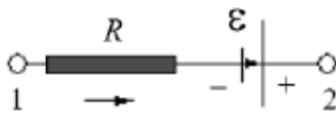
Ելնելով էներգիայի պահպանման օրենքից՝ որ էլեկտրական

ուժերի կատարած qU_{12} աշխատանքը վեր է ածվում $I^2 R t$ ջերմային էներգիայի, որտեղ $q = I t$ -ն հաղորդչի լայնական հատույթով անցած լիցքն է t ժամանակում, կատանանք

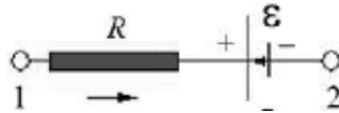
$$I R = \mathcal{E} + \varphi_1 - \varphi_2 \text{ կամ } I = (\mathcal{E} + \varphi_1 - \varphi_2) / R,$$

ինչը Օհմի օրենքն է շղթայի անհամասեռ, տեղամասի համար:

Այս օրենքի օգտագործման ժամանակ անհրաժեշտ է, ինչպես Կիրխոֆի կանոնների դեպքում, հաշվի առնել նշանների կանոնը: Հոսանքի աղբյուրի էլՇՈՒ-ին վերագրվում է դրական նշան, եթե կողմնակի ուժերի և տեղամասի շրջանցման ուղղությունները համընկնում են, ինչպես ցույց է տրված Նկ. 10 ա-ում: Եթե հակուղղված են, ինչպես ցույց է տրված Նկ. 3.10 բ-ում, ապա էլՇՈՒ-ին վերագրվում է բացասական նշան:



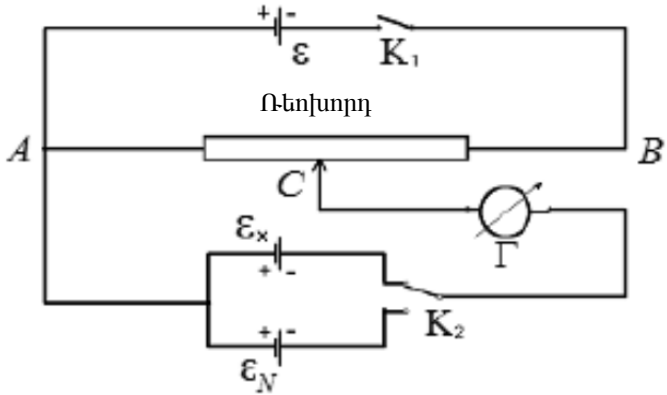
Նկ. 3.10 ա



Նկ. 3.10 բ

Պրակտիկայում հոսանքի աղբյուրի էլՇՈՒ-ն անհմար է անմիջականորեն չափել վոլտմետրի միջոցով, քանի որ այն ցույց կտա հոսանքի աղբյուրի սեղմակների միջև միայն պոտենցիալների $\varphi_1 - \varphi_2$ տարբերությունը: Սակայն, ինչպես տեսնում ենք Օհմի օրենքի հավասարումներից, էլՇՈՒ-ն կարող է թվապես հավասար լինել պոտենցիալների այդ տարբերությանը, եթե շղթայի տեղամասում հոսանքի ուժը հավասար լինի զրոյի: Լաբորատոր փորձի ժամանակ օգտագործվող կոմպենսացման սխեմայում, կարելի է ասել, իրականացվում է ա՛յս հնարավորությունը: Կոմպենսացման համար անհրաժեշտ պոտենցիալների տարբերությունը ստանում են ռեոստատի (ռեոլստորի) միջոցով, որը գործում է որպես պոտենցիոմետր: Այն հեմքի վրա մեծաթիվ գալարներով փաթաթված մեկուսիչ մետաղալար է, որի գալարների վրայով կարող է սահել սողնակը (C կետը Նկ. 3.11-

ում): Ռեոստատի մի ծայրից մյուսը C կոնտակտի տեղաշարժի միջոցով կարելի է ստանալ լարման 0 -ից U_{AB} միջակայքի կամայական արժեք:



Նկ. 3.11

Չափման մեթոդի էությունը կայանում է նրանում, որ անհայտ հոսանքի աղբյուրի $\mathcal{E}_X$ էլՇՈՒ-ն կոմպենսացվում է ռեոստատի տեղամասի լարումով: Դրա համար C սողմակը բերվում է այնպիսի դիրքի, որում Γ գալվանոմետրը ցույց է տալիս զրոյական արժեք: Դա նշանակում է, որ A և C կետերի $\varphi_A - \varphi_C$ պոտենցիալների տարբերությունը մեծությամբ հավասար և նշանով տարբեր է լինում $\mathcal{E}_X$ չափելիք էլՇՈՒ-ից.

$$\mathcal{E}_X = \varphi_C - \varphi_A = U_{AC}:$$

Ի դեպ, գալվանոմետրով հոսանքի բացակայության պայմաններում, A կետում հոսանքի ճյուղավորում տեղի չի ունենում և վերին, ամբողջական ռեոստատը պարունակող փակ շղթայում հոսում է միասնական I հոսանք:

Գրենք Օհմի օրենքը AC համասեռ տեղամասի համար, $U_{AC} = IR_X$ և տեղադրենք վերին առնչությունում.

$$\mathcal{E}_X = IR_X:$$

Չափումների ճշտությունը մեծացնելու նպատակով այստեղ կանգ չենք առնում և աշխատանքային սխեմայում $\mathcal{E}_X$ -ի փոխարեն միացնում ենք էտալոնային $\mathcal{E}_N$ -ը և նորից հասնում գալվանոմետրում հոսանքի զրոյացման՝ ստանալով

$$\mathcal{E}_N = IR_N$$

առնչություն մույն I հոսանքի ուժով: Հարաբերելով վերջին երկու հավասարումները, ստանում ենք

$$\mathcal{E}_X = \mathcal{E}_N \frac{l_X}{l_N} \quad (3.13)$$

աշխատանքային բանաձևը, որտեղ l_X -ը և l_N -ը ռեոստատի տեղամասերի երկարություններն են, որոնց դեպքում տեղի են ունենում էլՇՈՒ-ների կոմպենսացիաները:

Անհրաժեշտ է նաև նկատի ունենալ, որ մեծ հոսանքներ բաց թողնելիս էտալոնային էլՇՈՒ-ներն արագ դուրս են գալիս շարքից: Դա կանխելու նպատակով գալվանոմետրի շղթա մտցվում է լրացուցիչ R_0 դիմադրություն:

1. Հավաքենք Նկ. 3.11-ի աշխատանքային սխեման՝ բաց պահելով K_1 և K_2 բանալիները:
2. Միացրենք K_1 բանալին և ապա K_2 -ը բերենք այնպիսի դիրքի, որը միացնում է չափման ենթակա $\mathcal{E}_X$ էլՇՈՒ-ն:
3. Տեղաշարժելով ռեոստատի ազատ կոնտակտը գտենք դիրքը, որի դեպքում գալվանոմետրի ցուցմունքը հավասար է զրոյի:
4. Քանոնի օգնությամբ չափենք համապատասխան l_X -ը:
5. Չափումները, համաձայն 2-4 կետերի, կատարենք ևս չորս անգամ և ստացված հինգ արդյունքների հիման վրա հաշվենք l_X -ի միջինը և միջին քառակուսային շեղումը միջին արժեքից:
6. Տեղափոխենք K_2 բանալին նոր դիրքի, որը շղթա $\mathcal{E}_X$ -ի փոխարեն ներառում է $\mathcal{E}_N$ -ը և նախորդ գործողությունները կա-

տարե՛ք այս ԷԼՇՈՒ-ի դեպքում:

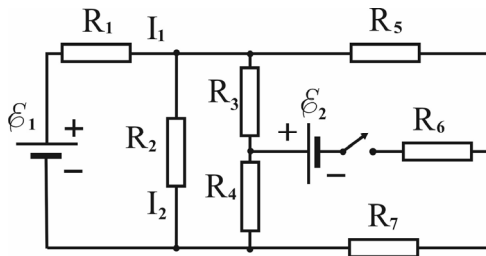
7. I_X -ի և I_N -ի միջինների համար ստացված արդյունքների և $\mathcal{E}_N$ -ի հայտնի արժեքի միջոցով հաշվե՛ք $\mathcal{E}_X$ -ը՝ օգտվելով (3.13) բանաձևից:

Ստուգող հարցեր

1. Շղթայի ո՞ր տեղամասն է կոչվում համասեռ և որը անհամասեռ:
2. Դուրս բերե՛ք Օհմի օրենքը շղթայի անհամասեռ տեղամասի համար:
3. Անհամասեռ տեղամասի համար Օհմի օրենքից դուրս բերե՛ք օրենքները համասեռ տեղամասի և փակ շղթայի համար:
4. Տալ ԷԼՇՈՒ-ի սահմանումը: Ի՞նչ է կողմնակի ուժը և ո՞րն է նրա նշանակությունը:
5. Ինչո՞վ է կոմպենսացվում անհայտ ԷԼՇՈՒ-ն գալվանոմետրի զրոյական ցուցմունքի դեպքում:
6. Եթե կոմպենսացման սխեմայում հոսանքադրյուրը փոխարինել նույն ԷԼՇՈՒ-ով, բայց ավելի մեծ ներքին դիմադրության հոսանքադրյուրով, ապա ռեոստատի ազատ կոնտակտը ինչպե՞ս հարկ կլինի տեղաշարժել կոմպենսացիան վերականգնելու համար:

Վարժություն 4. Կիրխոֆի կանոնների ստուգումը:

1. Հավաքե՛ք շղթան ըստ Նկ. 3.12-ի:



Նկ. 3.12

2. Վոլտմետրի միջոցով չափենք դիմադրությունների վրա լարման անկումները և որոշենք նրանց նշանները:
3. Օհմի օրենքի միջոցով հաշվենք հոսանքները:
4. Տվյալ շղթայի համար գրենք Կիրխոֆի կանոնները:
5. Հավասարումները ստուգենք՝ տեղադրելով հոսանքների ու լարման անկումների փորձնական արժեքները:

Ստուգող հարցեր

1. Ձևակերպենք լիցքի պահպանման օրենքը:
2. Ի՞նչ է էլեկտրաշարժ ուժը:
3. Ի՞նչ է լարման անկումը:
4. Ի՞նչ է պոտենցիալը:
5. Ձևակերպենք անհամասեռ շղթայի համար Օհմի օրենքը:
6. Ի՞նչ է ստացիոնար հոսանքը (վիճակը):
7. Ի՞նչ է քվազիստացիոնար հոսանքը:
8. Հավասարումների համակարգը ե՞րբ ունի միակ լուծում:

4. ՓՈՓՈԽԱԿԱՆ ՀՈՍԱՆՔ: ԱԿՏԻՎ ԵՎ ՌԵԱԿՏԻՎ ԴԻՄԱԳՐՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ

Փոփոխական հոսանքների ամբողջ բազմազանությունից քննարկենք

$$I = I_0 \sin(\omega t + \alpha)$$

օրենքով փոփոխվող հոսանքը, որտեղ I_0 -ն ամպլիտուդն է, $(\omega t + \alpha)$ -ն՝ փուլը, ω -ն՝ շրջանային հաճախությունը, α -ն՝ սկզբնական փուլը:

Փոփոխական հոսանքի շղթայում բացի օհմական դիմադրություններից, առկա են լինում նաև ունակություններ և ինդուկտիվություններ, որոնք մեծապես ընդլայնում են էլեկտրական հոսանքների կիրառելիության ոլորտը:

Ունակություն

Լիցքավորված միայնակ հաղորդիչի ձեռք բերած φ պոտենցիալը համեմատական է հաղորդիչի q լիցքին՝

$$q = C\varphi:$$

Համեմատականության գործակիցը կոչվում է *էլեկտրատունակություն* և կախված է հաղորդիչի ձևից, չափերից և միջավայրի դիէլեկտրիկ թափանցելիությունից: Այն կախված չէ հաղորդիչի նյութի տեսակից և զանգվածից:

Էլեկտրատունակություն միավորը *ֆարադ*ն է:

Ֆարադն այն հաղորդիչի ունակությունն է, որի վրա գտնվող մեկ կուլոն լիցքը նրան հաղորդում է մեկ վոլտ պոտենցիալ:

Լիցքեր կուտակելու և պահպանելու համար նախատեսված երկու հաղորդիչների (թիթեղների) համակարգը կոչվում է *կոնդենսատոր*: Նրա ունակությունը որոշվում է

$$C = \frac{q}{U}$$

բանաձևով, որտեղ U -ն լարումն է թիթեղների միջև:

Պարզագույն կոնդենսատորը «հարթ կոնդենսատորն է, որը բաղկացած է բավականաչափ մեծ՝ $\sqrt{S} \gg d$, միմյանց զուգահեռ մեկուսացված հաղորդիչ թիթեղներից՝ շրջադիրներից: Հարթ կոնդենսատորի համար

$$C = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S}{d},$$

որտեղ S -ը շրջադիրի մակերեսն է, d -ն նրանց հեռավորությունը, ε -ը մեկուսիչի դիէլեկտրական թափանցելիությունն է, իսկ ε_0 -ն՝ էլեկտրական հաստատունը:

Էլեկտրական շղթայում կոնդենսատորի վարքը նման է առաձգական մեխանիկական համակարգի վարքին: Լիցքավորված կոնդենսատորի էներգիան պոտենցիալային է, քանի որ այն կարող է

ներկայացվել որպես լիցքերի փոխազդեցության էներգիա և որոշվում է պոտենցիալ էներգիայի

$$W = \frac{q^2}{2c}$$

բանաձևով:

Ինդուկտիվություն

Հոսանքակիր հաղորդիչն իր շուրջը ստեղծում է մագնիսական դաշտ: Մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի վեկտորը որոշվում է ըստ Բիո-Սավար-Լապլասի օրենքի: Նրա հետ կապված հոսքը կախված է հոսանքի մեծությունից, հաղորդչի ձևից և չափերից: Եթե շրջակայքում ֆերոմագնիսներ չկան, նրա հետ կապված լրիվ մագնիսական հոսքը համեմատական է անցնող հոսանքին՝

$$\Phi = LI:$$

Համեմատականության գործակիցը, որը կոչվում է *ինդուկտիվություն*, կախված է հաղորդչի ձևից և չափերից, հաղորդիչը ներառող է նյութի մագնիսական հատկություններից և կախված չէ հաղորդիչի նյութի տեսակից: Ինդուկտիվության միավորը ՄՀ-ում Հենրին է (Հն):

1 Հն-ն այն հաղորդչի ինդուկտիվությունն է, որով անցնող մեկ ամպեր հոսանքն առաջացնում է մեկ Վեբեր մագնիսական հոսք:

Ըստ էլեկտրամագնիսական ինդուկցիայի օրենքի՝ մագնիսական հոսքի ամեն մի փոփոխություն հաղորդիչ կոնտուրում առաջացնում է ինդուկցիայի էլեկտրաշարժ ուժ՝

$$\mathcal{E}_p = - \frac{d\Phi}{dt}:$$

Քանի որ $\Phi = LI$, ապա

$$\mathcal{E}_p = -L \frac{dI}{dt}:$$

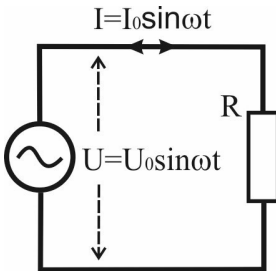
Հետևաբար, 1 Հն այն հաղորդչի ինդուկտիվությունն է, որում հոսանքը մեկ վայրկյանում մեկ ամպերով հավասարաչափ փոփոխվելիս նրա ծայրակետերի միջև ծագում է մեկ վոլտ ինքնինդուկցիայի էլԸՈՒ:

Մեծ ինդուկտիվությամբ են օժտված ինդուկտիվության կոճերը, որոնք պարունակում են մեծ թվով զալար:

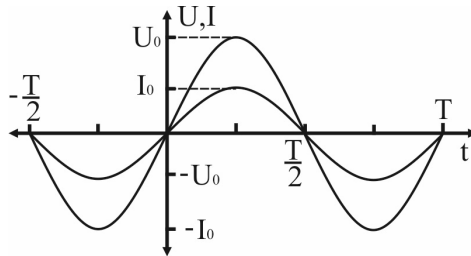
Էլեկտրական շղթայում ինդուկտիվության դերը մման է մեխանիկական համակարգի իներտության (զանգվածի) դերին, իսկ հոսանքակիր հաղորդիչի էներգիան մեխանիկական կինետիկ էներգիայի մմանակն է՝

$$W = \frac{LI^2}{2}:$$

Ամեն մի հաղորդիչ ունի որոշ էլեկտրադուրություն, ինդուկտիվություն և դիմադրություն:



Նկ. 4.1



Նկ. 4.2

Հաստատուն հոսանքի շղթայում հաղորդիչի ինդուկտիվությունը որևէ դեր չի կատարում, իսկ կոնդենսատորը խզում է հաստատուն հոսանքի շղթան:

Փոփոխական հոսանքի շղթայում ինդուկտիվությունն ու ունակությունը որակապես տարբեր օրինաչափություններ են բերում էլեկտրական շղթա:

Դիմադրությունը փոփոխական հոսանքի շղթայում

Դիտարկենք ակտիվ դիմադրությամբ փոփոխական հոսանքի շղթա քվադիստացիոնարության պայմաններում (Նկ. 4.1): Ինդուկտիվությունն ու ունակությունն այնքան փոքր են, որ կարելի է անտեսել: Ենթադրենք շղթայով անցնում է

$$I = I_0 \sin \omega t$$

փոփոխական հոսանք, որտեղ I_0 -ն հոսանքի ուժի լայնույթն է, իսկ ω -ն փոփոխական հոսանքի շրջանային հաճախությունն է: Ըստ Օհմի օրենքի՝ R դիմադրության վրա լարումը որոշվում է

$$U = IR = I_0 R \sin \omega t,$$

որից հետևում է, որ լարումը նույնպես փոփոխվում է սինուսի օրենքով: Ընդ որում, հոսանքն ու լարումը փոփոխվում են միևնույն փուլով (Նկ. 4.2):

Ունակությունը փոփոխական հոսանքի շղթայում

Փոփոխական հոսանքի աղբյուրին միացնենք C ունակությամբ կոնդենսատոր (Նկ. 4.3): Ենթադրենք նրա ինդուկտիվությունն ու դիմադրությունն այնքան փոքր են, որ կարելի է անտեսել: Կոնդենսատորի լարումն արտահայտենք լիցքի և ունակության միջոցով՝

$$U_C = \frac{q}{C}:$$

Քանի որ $I = dq/dt$ և հոսանքի շղթայում փոփոխվում է $I = I_0 \sin \omega t$ օրենքով, ապա հաղորդչի լայնական հատույթով անցած, կամ որ նույնն է՝ կոնդենսատորում կուտակված լիցքի մեծությունը կլինի

$$q = \int I_0 \sin \omega t \, dt = -\frac{I_0}{\omega} \cos \omega t + q_0,$$

որտեղ ինտեգրման q_0 հաստատունն է: Կայունացած տատանումների համար, որի դեպքում լիցքի կամ լարման միջին արժեքը մեկ պարբերության ընթացքում հավասար է զրոյի, $q_0 = 0$: Տեղադրելով վերին բանաձևում, կունենանք

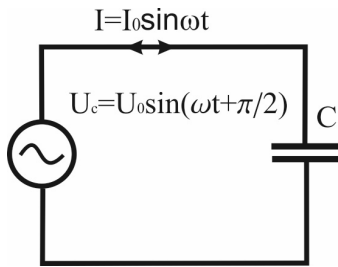
$$U_C = -\frac{I_0}{\omega C} \cos \omega t = -\frac{I_0}{\omega C} \sin \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right)$$

կամ

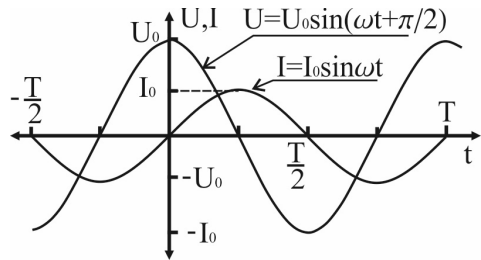
$$U_C = U_0 \sin \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right),$$

որտեղ $U_0 = I_0/\omega C$ -ը լարման տատանումների լայնույթն է: Համեմատելով վերջինս հաստատուն հոսանքի՝ Օհմի օրենքի հետ՝ $U = IR$, տեսնում ենք, որ $X_C = 1/\omega C$ -ն կատարում է դիմադրության դեր և կոչվում է ռեակտիվ կամ ունակային դիմադրություն:

Լարումը, ինչպես և հոսանքի ուժը, փոփոխվում է սինուսի օրենքով, բայց հոսանքի և լարման միջև փուլերի շեղում է առաջանում: Կոնդենսատորի լարման տատանումները $\pi/2$ -ով *հետ* են մնում հոսանքի տատանումներից (Նկ. 4.4): Ստացված արդյունքը կարելի է պարզ մեկնաբանել:



Նկ. 4.3



Նկ. 4.4

Կոնդենսատորի լարումը ժամանակի ինչ-որ պահին որոշվում է կոնդենսատորի վրա առկա լիցքով: Բայց այդ լիցքը գոյացել է տատանումների ավելի վաղ շրջանում նախապես անցած հոսանքից: Հենց այդ պատճառով էլ լարման տատանումները ուշանում են հոսանքի տատանումներից:

Ինդուկտիվությունը փոփոխական հոսանքի շղթայում

Դիտարկենք փոփոխական հոսանքի շղթա, որի տեղամասը պարունակում է միայն ինդուկտիվություն (Նկ. 4.5): Ենթադրենք նրա դիմադրությունը և ունակությունը արհամարհելի փոքր է: Ինդուկտիվության կոճում փոփոխական հոսանքը ստեղծում է փոփոխական մագնիսական հոսք, որից ծագում է ինքնինդուկցիայի ԷԼՇՈՒ: Ըստ ԷԼՇՈՒ պարունակող շղթայի տեղամասի Օհմի օրենքի՝

$$U = IR - \mathcal{E}_h;$$

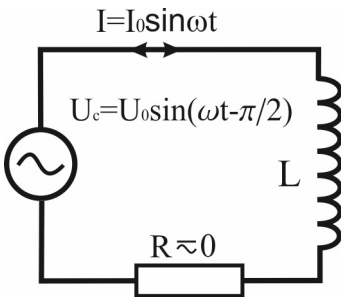
Քանի որ ինդուկտիվության կոճի ակտիվ դիմադրությունը փոքր է՝ $R \approx 0$, իսկ էլՇՈՒ-ն՝ $\mathcal{E}_h = -L \frac{dI}{dt}$, ապա $U = L \frac{dI}{dt}$: Տեղադրենք հոսանքի արտահայտությունը՝ $I(t) = I_0 \sin \omega t$: Ածանցելուց հետո ստացվում է՝

$$U_L = L \frac{dI}{dt} = I_0 \omega L \cos \omega t = I_0 \omega L \sin \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right),$$

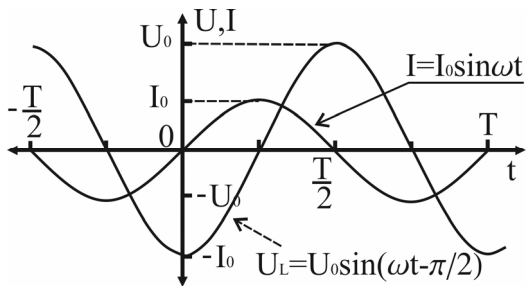
որտեղ $U_0 = I_0 \omega L$ -ը լարման լայնությունն է, իսկ $X_L = \omega L$ կատարում է նույն դերը, ինչ որ տեղամասի դիմադրությունը և կոչվում է ռեակտիվ կամ ինդուկտիվ դիմադրություն:

Ինդուկտիվության վրա լարման տատանումների փուլը $\pi/2$ -ով առաջ է ընկնում հոսանքի տատանումներից (Նկ. 4.6):

Փուլերի տարբերության առաջացման ֆիզիկական պատճառն այն է, որ երբ տեղամասի ակտիվ դիմադրությունը հավասար է զրոյի, ապա կիրառված լարումը ճշտությամբ հավասարակշռում է ինքնինդուկցիայի էլՇՈՒ-ին և հավասար է ինքնինդուկցիայի էլՇՈՒ-ին հակառակ նշանով: Բայց ինքնինդուկցիայի էլՇՈՒ-ն առավելագույնն է այն պահին, երբ հոսանքի ուժը հավասար է զրոյի (քանի որ $\sin$ ֆունկցիայի փոփոխությունը զրո արժեքի շրջակայքում ամենամեծն է): Հետևաբար, լարման մաքսիմումները համընկնում են հոսանքի զրոյական արժեքներին և հակառակը:



Նկ. 4.5

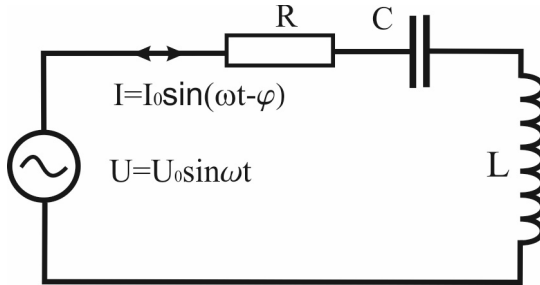


Նկ. 4.6

Փոփոխական հոսանքի Օհմի օրենքը

Դիտենք դիմադրությունից, ինդուկտիվությունից և ունակությունից կազմված փոփոխական հոսանքի շղթան (Նկ. 4.7): Ըստ Կիրխհոֆի 2-րդ կանոնի՝

$$IR + \frac{q}{C} = U_0 \sin \omega t - L \frac{dI}{dt},$$



Նկ. 4.7

որտեղ IR -ը լարման անկումն է դիմադրության վրա, իսկ $\frac{q}{C}$ -ն՝ կոնդենսատորի վրա:

Այդ հավասարման ածանցյալն ըստ ժամանակի կլինի՝

$$R \frac{dI}{dt} + \frac{1}{C} \frac{dq}{dt} = U_0 \omega \cos \omega t - L \frac{d^2 I}{dt^2}$$

կամ

$$L \frac{d^2 I}{dt^2} + R \frac{dI}{dt} + \frac{1}{C} I = U_0 \omega \cos \omega t,$$

որը երկրորդ կարգի անհամասեռ դիֆերենցիալ հավասարում է: Նրա մասնակի լուծումն ունի հետևյալ տեսքը՝

$$I = I_0 \sin(\omega t - \varphi),$$

որտեղ φ -ն փուլերի շեղումն է կիրառված ԷԼՇՈՒ-ի և հոսանքի միջև, իսկ I_0 -ն՝ հոսանքի լայնույթն է: Վերջիններիս համար ստացվում են հետևյալ արտահայտությունները՝

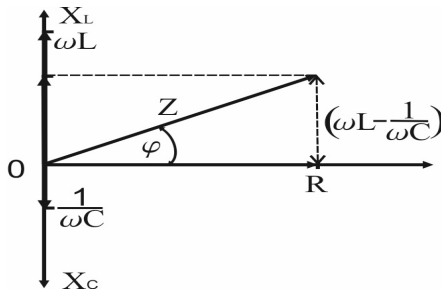
$$\cos \varphi = \frac{R}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} \equiv \frac{R}{Z} \text{ կամ } \tan \varphi = \frac{X_L - X_C}{R},$$

$$I_0 = \frac{U_0}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} \equiv \frac{U_0}{Z} :$$

Այստեղ $Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}$ մեծությունը կոչվում է փոփոխական հոսանքի լրիվ դիմադրություն կամ *խսկեղան*:

Հոսանքի ուժի և լարման պարբերաբար փոխվող արժեքների միջև փուլերի φ տարբերությանը կարելի է տալ երկրաչափական մեկնաբանություն՝ ելնելով կոմպլեքս փոփոխականի տեսության հայտնի մեթոդից: Դրա համար արսցիսների առանցքի վրա տեղադրվում է R ակտիվ դիմադրությունը, իսկ առանձին գործելու պայմաններում $\pm \pi/2$ փուլերով շեղված ωL և $1/\omega C$ ռեակտիվ դիմադրությունները համապատասխանաբար օրդինատների առանցքով և դրան հակառակ, ինչպես պատկերված է Նկ. 4.8-ում: Նկարի կառուցումից դժվար չի տեսնել Z իմպեդանսը որպես R և $\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)$ բաղադրիչներով վեկտորի երկարություն, իսկ φ -ն որպես արսցիսների հետ կազմած անկյուն:

Սովորաբար ինդուկտիվության կոճի ակտիվ դիմադրությունը բազմիցս գերազանցում է շղթայի մյուս տեղամասերի դիմադրությունների գումարին: Այդ պատճառով նախորդ բանաձևերի R -ը հիմնականում փաթույթի դիմադրությունն է:



Նկ. 4.8

Էլեկտրաչափիչ սարքերը փոփոխական հոսանքի շղթայում չափում են հոսանքի և լարման գործող արժեքները՝ $I_{գործ} = \frac{I_0}{\sqrt{2}}$ և $U_{գործ} = \frac{U_0}{\sqrt{2}}$:

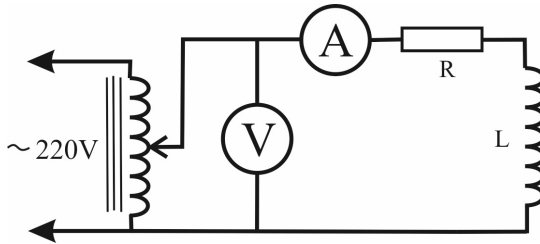
Փոխարինելով լայնույթային արժեքները գործող արժեքներով՝ կստանանք $Z = \frac{U_{գործ}}{I_{գործ}}$:

Էներգետիկ դատողություններ կատարելիս հարկ է նկատի ունենալ, որ ջերմություն անջատվում է միայն R ակտիվ դիմադրության վրա:

Չափումներ

Վարժություն 1: Սղենորիդի ինդուկտիվության որոշումը

1. Հավաքեք Նկ. 4.9-ի շղթան:



Նկ. 4.9

2. Ավտոտրանսֆորմատորի ցուցիչը դրեք «0»-ի վրա: Միացրեք ցանցին:
3. Ցուցիչը հանդարտ պտտե՛ք և ընտրե՛ք լարման ու հոսանքի այնպիսի մեծություններ, որ Էլեկտրաչափիչ գործիքների ցուցմունքները գտնվեն սանդղակի երկրորդ կեսում: Դրա համար հարկ կլինի օգտվել մաս գործիքների փոխարկիչներից:
4. Ըստ գործիքների ցուցմունքների՝ որոշե՛ք ինդուկտիվության լրիվ դիմադրությունը:
5. Ավտոտրանսֆորմատորի ցուցիչը դրե՛ք «0»-ի վրա: Միացրեք ցանցին:

6. Ցուցիչը հանդարտ պատե՛ք և ընտրե՛ք լարման ու հոսանքի այնպիսի մեծություններ, որ էլեկտրաչափիչ գործիքների ցուցմունքները գտնվեն սանդղակի երկրորդ կեսում: Դրա համար հարկ կլինի օգտվել նաև գործիքների փոխարկիչներից:

7. Ըստ գործիքների ցուցմունքների՝ որոշե՛ք ինդուկտիվության լրիվ դիմադրությունը՝ $Z = \frac{U_{qnp\delta}}{I_{qnp\delta}}$:

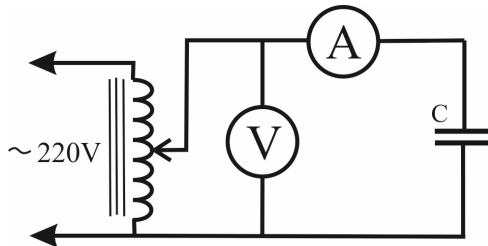
8. Անջատե՛ք շղթայից ինդուկտիվության կոճը, միացրե՛ք հաստատուն հոսանքի աղբյուրին և որոշե՛ք նրա դիմադրությունը՝ $R = \frac{U}{I}$:

9. Որոշե՛ք ինդուկտիվությունը՝ $L = \frac{\sqrt{Z^2 - R^2}}{\omega}$,

որտեղ $\omega = 2\pi\nu$, իսկ $\nu = 50\text{Hz}$ (Հց)՝ ցանցի հոսանքի փոփոխման հաճախությունն է:

Վարժություն 2: Կոնդենսատորի ունակության որոշումը

1 Հավաքե՛ք Նկ. 4.10-ի շղթան:



Նկ. 4.10

2 Ավտոտրանսֆորմատորի ցուցիչը դրե՛ք «0»-ի վրա: Միացրե՛ք ցանցին:

3 Ցուցիչը սահուն պատե՛ք և ընտրե՛ք լարման ու հոսանքի այնպիսի մեծություններ, որ էլեկտրաչափիչ գործիքների ցուցմունքները գտնվեն սանդղակի երկրորդ կեսում: Դրա համար հարկ կլինի օգտվել նաև գործիքների փոխարկիչներից:

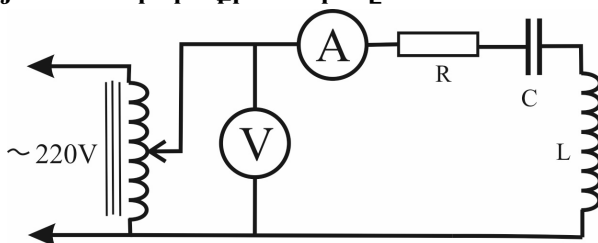
- 4 Յուցիչը սահուն պտտե՛ք և ընտրե՛ք լարման ու հոսանքի այն-
պիսի մեծություններ, որ էլեկտրաչափիչ գործիքների ցուց-
մունքները գտնվեն սանդղակի երկրորդ կեսում: Դրա համար
հարկ կլինի օգտվել նաև գործիքների փոխարկիչներից:
- 5 Յուցիչը սահուն պտտե՛ք և ընտրե՛ք լարման ու հոսանքի այն-
պիսի մեծություններ, որ էլեկտրաչափիչ գործիքների ցուց-
մունքները գտնվեն սանդղակի երկրորդ կեսում: Դրա համար
հարկ կլինի օգտվել նաև գործիքների փոխարկիչներից:
- 6 Ըստ գործիքների ցուցմունքների՝ որոշե՛ք C ունակության ռե-
ակտիվ դիմադրությունը՝

$$X_C = \frac{U}{I} :$$

- 7 Հաշվե՛ք կոնդենսատորի ունակությունը՝

$$C = \frac{1}{\omega Z} :$$

Վարժություն 3: Օհմի օրենքի ստուգումը



Նկ. 4.11

1. Հավաքե՛ք Նկ. 4.11-ի շղթան:
2. Ավտոտրանսֆորմատորի ցուցիչը դրե՛ք «0»-ի վրա: Միաց-
րե՛ք ցանցին:
3. Յուցիչը սահուն պտտե՛ք և ընտրե՛ք լարման ու հոսանքի այն-
պիսի մեծություններ, որ էլեկտրաչափիչ գործիքների ցուց-
մունքները գտնվեն սանդղակի երկրորդ կեսում: Դրա համար
հարկ կլինի օգտվել նաև գործիքների փոխարկիչներից:
4. Ըստ գործիքների ցուցմունքների՝ որոշե՛ք L C R շղթայի լրիվ

դիմադրությունը՝

$$Z = \frac{U_{գործ}}{I_{գործ}} :$$

5. Նախորդ վարժությունների արդյունքներով ստուգենք

$$Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}$$

բանաձևը:

Ստուգման հարցեր

1. Ո՞ր հոսանքն է կոչվում փոփոխական:
2. Ո՞րն է հաղորդիչի ինդուկտիվությունը և ունակությունը:
3. Բացատրենք էլեկտրամագնիսական ինդուկցիայի երևույթը:
4. Ինչպիսի՞ փուլերի տարբերություն է առաջանում, եթե փոփոխական հոսանքի շղթայում առկա են օհմական դիմադրություն, ինդուկտիվության կոճ կամ ունակություն: Ինչպիսի՞ն կլինի փուլերի տարբերությունը, եթե տվյալ երեք մեծություններն էլ միաժամանակ լինեն շղթայում:

5. Փոփոխական հոսանքի շղթայում ո՞րն է ակտիվ դիմադրությունը, որը՝ ռեակտիվը:

6. Գրենք փոփոխական հոսանքի Օհմի օրենքը:

Ցուցում: Ավտոտրանսֆորմատորի հետ աշխատելիս պահպանենք անվտանգության կանոնները՝

1. միացումները կատարենք հուսալի, մի քանի անգամ ստուգենք շղթան,
2. շղթայում փոփոխություններ կատարենք միայն ցանցից անջատելուց հետո,
3. մի՛ շփվեք շղթայի լերկ հաղորդիչների հետ,
4. ցանցին միացնելուց առաջ ավտոտրանսֆորմատորի ցուցիչը վերադարձրենք «0» դիրքին:

5. ՌԵԼԱՔՍԱՅԻՆ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐ

Ֆիզիկական համակարգերում տատանումներ կարող են առաջանալ տարբեր պատճառներից: Եթե համակարգը, որտեղ գործում են վերադարձնող ուժեր, հանենք հավասարակշռության վիճակից և ազատ թողնենք, ապա ներքին ուժերի ազդեցությամբ այն կսկսի տատանվել իր հավասարակշռության վիճակի շուրջը: Այդպիսի տատանումները կոչվում են ազատ կամ սեփական: Էներգիայի անխուսափելի կորուստների պատճառով տատանումներն աստիճանաբար մարում են: Համակարգը վերադառնում է հավասարակշռության վիճակին: Ազատ տատանումները միշտ մարող են:

Տատանումներ կարող են առաջանալ նաև պարբերական բնույթի և ժամանակի ընթացքում կրկնվող արտաքին գործոնների ազդեցությամբ: Այդպիսի տատանումները կոչվում են ստիպողական կամ հարկադրական:

Տատանման մեկ այլ տեսակ է, այսպես կոչված, «ինքնատատանողական համակարգում» ընթացող ինքնատատանումը: Դրանք ծագում են համակարգում ընթացող ներքին երևույթների հետևանքով և չմարող են: Տատանման օրենքը և հաճախությունը կախված են տատանողական համակարգի կառուցվածքից ու պարամետրերից: Նրանց պահպանման համար որևէ արտաքին ազդեցություն չի պահանջվում: Այս տեսակետից ինքնատատանումը տարբերվում է ստիպողական տատանումից, որը նույնպես չմարող է, բայց պահանջում է արտաքին պարբերական ազդեցություն մեխանիկայում՝ արտաքին ուժեր, էլեկտրականության մեջ՝ դրսից կիրառվող լարումներ և այլն:

Ամեն մի ինքնատատանողական համակարգ ունի իր էներգիայի աղբյուրը:

Տատանումները շարունակվում են այնքան ժամանակ, քանի դեռ գործում է էներգիայի աղբյուրը:

Որպեսզի տատանումները լինեն չմարող, անհրաժեշտ է, որ աղբյուրից համակարգին անցնող էներգիան պարբերաբար փոխհատուցի նրանում էներգիայի կորուստները: Վերջիններս պայմանա-

վորված են համակարգում գործող ցրող (դիսիպատիվ) ուժերով: Մեխանիկական համակարգում դրանք որոշվում են շփումով, իսկ էլեկտրականում՝ հիմնականում ակտիվ կամ օհմական դիմադրությամբ:

Ինքնատատանողական համակարգերն, ըստ կառուցվածքի, լինում են երկու տեսակի՝ թոմսոնյան և ռելաքսային:

Թոմսոնյան ինքնատատանումները ներդաշնակ են՝ տեղի են ունենում սինուսի օրենքով: Այս տատանումներին բնորոշ է էներգիայի մի տեսակի փոխակերպումը մեկ այլ տեսակի: Թոմսոնյան ինքնատատանումներ կատարող համակարգի օրինակներ են ժամացույցի մեխանիզմը, էլեկտրոնային գեներատորը:

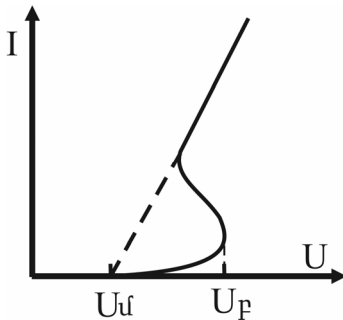
Ռելաքսային տատանումները ոչ գծային համակարգերի ինքնատատանումներ են, որոնք խիստ տարբերվում են ներդաշնակ տատանումներից: Այս ինքնատատանումներին հատուկ է մույն տեսակի էներգիայի կուտակումը և առաքումը:

Այդպիսի տատանումների օրինակներ են սիֆոնը, էլեկտրական ռելաքսային տատանումները և այլն: Էլեկտրական ռելաքսային տատանումներն օժտված են բազմաթիվ օգտակար հատկություններով: Դրանք են՝ ցանկացած օրենքով ժամանակից կախված լարման և հոսանքի տատանումների ստացման, նրանց ձևափոխման և հեռահաղորդման հնարավորությունները: Ռելաքսային տատանումները մեծ կիրառություն ունեն ժամանակակից ինֆորմատիկայում և էլեկտրոնիկայում: Գոյություն ունեն ռելաքսային տատանումների ստացման բազմաթիվ եղանակներ: Այս աշխատանքում դիտարկվում է ռելաքսային տատանումների պարզագույն համակարգ, որը կոչվում է սղոցաձև տատանումների գեներատոր: Սղոցաձև ռելաքսային տատանումները առաջանում են մեծ օհմական դիմադրությամբ, կոնդենսատոր և վերջինիս հետ զուգահեռ միացված նեոնային լամպ պարունակող շղթայում:

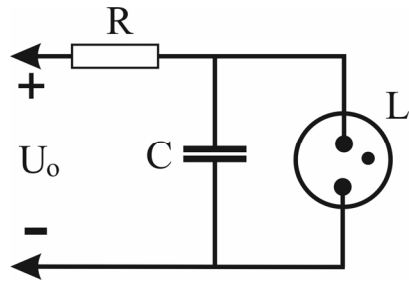
Նեոնային լամպը գազապարպումային սարք է, որի երկու էլեկտրոդները տեղավորված են մոսրացրած իներտ գազ պարունա-

կող անոթում: Նա ունի բռնկման՝ U_F և մարման U_{uf} լարումների խիստ որոշակի արժեքներ: Ընդ որում, երբ $U > U_F$ լամպը լուսարձակում է, գազը լրիվ իոնացված է, և նրա դիմադրությունը համարյա զրո է: Իսկ երբ $U < U_{uf}$, նրա դիմադրությունը անվերջ մեծ է: Սի վիճակից մյուսին անցումը կատարվում է չափազանց արագ: Այս առանձնահատկության շնորհիվ լամպը փոխարկիչի դեր է կատարում: Նեոնային լամպի փոխամպերային բնութագիծը տրված է Նկ. 5.1-ում:

Ռ-եղաքսային տատանումների գեներատորը բաղկացած է $R - C$ շղթայից և L նեոնային լամպից, որը զուգահեռ է միացված C կոնդենսատորին (Նկ. 5.2): Շղթան միացված է հաստատուն հոսանքի աղբյուրին, որի U_0 լարումն ավելի մեծ է քան նեոնային լամպի բռնկման լարումը:



Նկ. 5.1

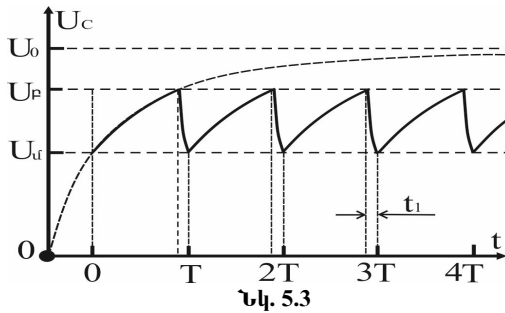


Նկ. 5.2

Ժամանակի սկզբնական պահին կոնդենսատորը լիցքաթափված է, հետևաբար՝ $U_{c0} = 0$: Հոսանք միացնելու պահից կոնդենսատորը սկսում է աստիճանաբար լիցքավորվել, որի հետևանքով նրա U_C լարումն աճում է: Ըստ Օհմի օրենքի՝ լիցքավորման հոսանքն U_C -ից կախված նվազում է՝

$$I_C = \frac{U_0 - U_C}{R}:$$

Դրա հետևանքով լիցքավորման ընթացքն աստիճանաբար դանդաղում է:



Նկ. 5.3

Սկզբում, քանի դեռ կոնդենսատորի լարումը փոքր է նեոնային լամպի բռնկման լարումից ($U_C < U_p$), լամպի գոյությունը որևէ ազդեցություն չի գործում: Սակայն, հենց որ այդ լարումները հավասարվում են, լամպը բռնկվում է: Լամպի սեփական դիմադրությունը գործնականում անվերջ մեծությունից համարյա ակնթարթորեն դառնում է զրո: Կոնդենսատորը սկսում է շատ արագ լիցքաթափվել: Լիցքաթափման ընթացքը դադարում է հենց որ կոնդենսատորի լարումը նվազում է մինչև լամպի մարման լարումը ($U_C < U_d$): Այդ պահին լամպում պարպումը դադարում է, իսկ նրա դիմադրությունը նորից ձգտում է անվերջության և երևույթը կրկնվում է (Նկ. 3):

Ռելաքսային տատանումների պարբերություն կոչվում է երկու հարևան պարպումների միջև ընկած ժամանակահատվածը: Արտահայտենք պարբերությունը շղթայի բնութագրիչների միջոցով:

Ըստ Կիրխոֆի երկրորդ կանոնի

$$U_0 = IR + U_C,$$

որտեղ U_0 -ն հաստատուն է, քանի որ այն հոսանքի աղբյուրի լարումն է, իսկ I -ն և U_C -ն լիցքավորման հոսանքի և կոնդենսատորի լարման ընթացիկ արժեքներն են՝

$$I = \frac{dq}{dt} = \frac{d}{dt}(CU_C) = C \frac{dU_C}{dt},$$

որը տեղադրելով նախորդ հավասարման մեջ, կստանանք՝

$$\frac{dt}{CR} = \frac{dU_C}{U_0 - U_C}.$$

Այս հավասարման ինտեգրալն է՝

$$\frac{t}{RC} = -\ln(U_0 - U_C) + \ln A:$$

Անտեսելով կոնդենստորի լիցքաթափման ժամանակահատվածը և տեղադրելով սկզբնական պայմանները՝ կարող ենք որոշել ինտեգրման A հաստատունը: Սկզբնական պայմաններն են.

երբ $t = 0$, ապա $U_C = U_0$,

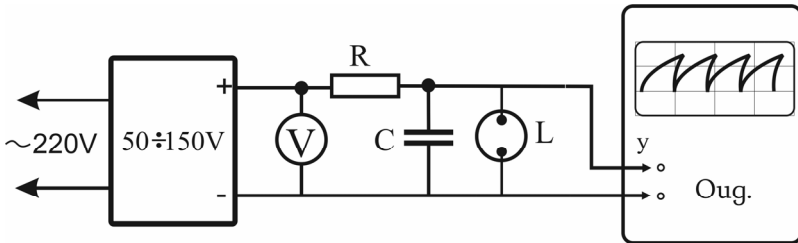
երբ $t = T$, ապա $U_C = U_F$:

Հավասարման լուծման վերջնական տեսքը կլինի՝

$$T = RC \ln \frac{U_0 - U_F}{U_0 - U_F}.$$

Չափումներ

1. Հավաքե՛ք Նկ. 5.4-ում ներկայացված շղթան:



Նկ. 5.4

2. Միացրե՛ք հոսանքի աղբյուրը: Սահուն բարձրացրեք լարումը մինչև նետնային լամպի պարբերական բռնկումները:
3. Անջատե՛ք շղթայից կոնդենստորը: Սահուն փոփոխեք U_0 լարումը $60 \div 100 \text{ V}$ (Վոլտ) սահմաններում: Վոլտմետրով որոշե՛ք լամպի բռնկման և մարման լարումները: Շղթան վերականգնե՛ք:
4. Ընտրե՛ք U_0 լարման այնպիսի արժեքներ, որ հարմար լինի

- հաշվել լամպի բռնկումները: Վայրկենաչափով հաշվե՛ք $n = 50 \div 60$ տատանման t ժամանակը:
5. Որոշե՛ք դրանց պարբերությունը՝ $T = \frac{t}{n}$:
 6. Ստացված արդյունքներով ստուգե՛ք պարբերության բանաձևը:
 7. Դիտե՛ք ռելաքսային տատանումները և դրանց պարբերությունը որոշե՛ք էլեկտրոնային օսցիլոգրաֆով:
 8. Փորձը կրկնե՛ք մի քանի անգամ և որոշե՛ք միջին սխալը:

Ստուգող հարցեր

1. Ի՞նչն է ստիպողական տատանումների և ինքնատատանումների սկզբունքային տարբերությունը:
2. Ինչպիսի՞ տարրերից է կազմված ինքնատատանողական համակարգը:
3. Որտե՞ղ են օգտագործվում ռելաքսային գեներատորները:
4. Ինչպիսի՞ ֆիզիկական պրոցեսներ են տեղի ունենում նեոնային լամպում:
5. Ժամանակից կախված ինչպե՞ս է փոփոխվում հոսանքը նեոնային լամպում:
6. Ինչո՞ւ է բռնկման լարմանը հասնելուց հետո նվազում կոնդենսատորի լարումը:

6. ՓՈՓՈԽԱԿԱՆ ՀՈՍԱՆՔԻ ՀՁՈՐՈՒԹՅՈՒՆ ԵՎ ԱՇԽԱՏԱՆՔ

Էլեկտրական հոսանքը լիցքակիրների ուղղորդված շարժումն է: Եթե հոսանքը հաստատուն է (ստացիոնար է) հոսանքի աղբյուրը անընդհատ դրական աշխատանք է կատարում: Այդ աշխատանքը ծախսվում է հաղորդիչի դիմադրությունը հաղթահարելու (նաև մեխանիկական աշխատանք կատարելու, իսկ էլեկտրոլիտում՝ նաև

հաղորդիչ միջավայրը փոփոխելու) համար:

Համասեռ ուժային դաշտում միավոր ծավալի շարժվող լիցքավոր մասնիկների վրա կատարված աշխատանքը որոշվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$A = n \overline{\vec{F} \cdot (\vec{v} + \vec{v}_{\text{thermal}})} \tau = n \vec{F} \vec{v} \tau,$$

որտեղ τ -ն ժամանակն է, n -ը հաղորդիչի ազատ լիցքակիրների կոնցենտրացիան է, $\vec{v}$ -ն՝ ուղղորդված շարժման արագությունը, իսկ $\vec{v}_p$ -ը՝ ջերմային (քաոսային) շարժման արագությունը: Վերջինս դուրս է մնացել հավասարումից՝ ըստ մեծաթիվ մասնիկների կատարվող միջինացման արդյունքի:

$\vec{J} = ne\vec{v}$ բանաձևից առանձին լիցքակրի ուղղորդված շարժման արագությունը փոխարինենք հոսանքի ուժի ճշտությամբ՝

$$A = n\vec{F}\vec{v}\tau = \frac{\vec{F}\vec{J}}{e}\tau,$$

որտեղ e -ն առանձին հոսանքակրի լիցքն է:

Ըստ Օհմի դիֆերենցիալ օրենքի՝ $\vec{J} = \lambda \vec{E}$, որտեղ λ -ն բնութագրում է հաղորդիչը և կոչվում է *լուսակարար հաղորդականություն*, իսկ E -ն բոլոր ուժերի համարժեք դաշտի լարվածությունն է՝

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{e}:$$

Այս առնչությունն օգտագործենք հաղորդիչի միավոր ծավալում միավոր ժամանակում կատարվող աշխատանքի (այսինքն՝ *անջարվող հզորության*) արտահայտությունից արտաքսելու F -ը՝

$$P = A/\tau = \frac{\vec{F}\vec{J}}{ne} = \vec{E}\vec{J} = \frac{1}{\lambda}J^2 \text{ կամ } P = \frac{1}{\lambda}J^2:$$

Սա *Ջոուլ-Լենցի* օրենքն է դիֆերենցիալ տեսքով:

Մետաղյա հաղորդիչով անցնող հոսանքի էներգիան վերափոխվում է հաղորդիչի ներքին էներգիայի և մեխանիկական աշխատանքի: Եթե հաղորդիչը նաև անշարժ է, ապա հոսանքի ամբողջ աշխա-

տանքը ծախսվում է դրա ներքին էներգիայի աճի վրա, և հաղորդիչը տաքանում է: Այս դեպքում շարժվող լիցքակրի վրա ազդող ուժը զուտ էլեկտրական բնույթի է, և Ջոուլ Լենցի օրենքը դիֆերենցիալ տեսքով հետևյալն է՝

$$q = \frac{1}{\lambda} J^2,$$

որտեղ q -ն հաղորդիչի միավոր ծավալում միավոր ժամանակում անջատվող ջերմության քանակն է:

Եթե հոսանքի խտությունը հաստատուն է, իսկ հաղորդիչը համասեռ է, ապա հաղորդիչի ամբողջ V ծավալում τ ժամանակում անջատվող ջերմության քանակը կլինի՝

$$Q = \tau \int_V q dV = \tau q V = \tau \frac{1}{\lambda} J^2 S l = U I \tau \text{ կամ } Q = U I \tau,$$

որտեղ S -ը հաղորդչի լայնական հատույթի մակերեսն է, l -ը՝ նրա երկարությունը, $I = JS$ -ը հոսանքի ուժն է, իսկ $U = EL$ -ը՝ հաղորդիչի ծայրակետերի պոտենցիալների տարբերությունն է:

Ստացված արտահայտությունը կոչվում է *Ջոուլ Լենցի ինքնազրալ օրենք*:

Օհմի օրենքի միջոցով ($U = IR$) կարող ենք վերջինս ձևավորել՝

$$Q = \frac{U^2}{R} \tau \text{ կամ } Q = I^2 R \tau :$$

Փոփոխական հոսանքի շղթայում, որտեղ լարումը և հոսանքը կախված են ժամանակից, Ջոուլ Լենցի օրենքը գրվում է՝

$$Q = U_{qnp} I_{qnp} (\cos \varphi) \tau,$$

որտեղ $\cos \varphi$ -ն կոչվում է սպառիչի հզորության գործակից, φ -ն լարման և հոսանքի փուլերի տարբերությունն է, իսկ U_{qnp} -ը և I_{qnp} -ը՝ լարման ու հոսանքի գործող արժեքներն են: Եթե հաղորդիչի դիմադրությունը զուտ ակտիվ է (օրինակ՝ ջեռուցչի փաթույթ է), ապա $\cos \varphi = 1$:

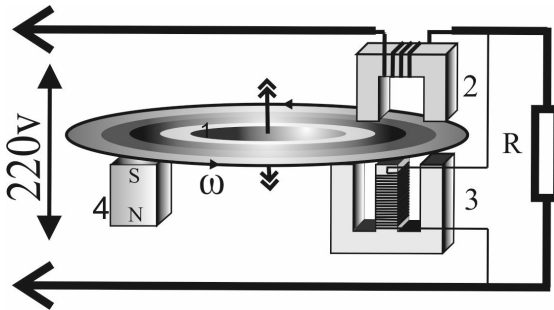
Ուրեմն, էլեկտրական շղթայում որևէ ժամանակում անջատվող ջերմության քանակը որոշելու համար հարկ է չափել նրա վրա կիրառված լարումը, նրանով անցնող հոսանքի ուժը և ժամանակը:

Վարժություն. Էլեկտրահաշվիչի հարաբերական սխալի որոշումը

Այս աշխատանքում Ջոուլ-Լենցի օրենքով որոշվում է էլեկտրական էներգիայի հաշվիչի հարաբերական սխալը:

Նախ ծանոթանանք հաշվիչի աշխատանքի սկզբունքին:

Հաշվիչի հիմքը լավ հաղորդիչ մետաղից բարակ, հոծ, թեթև սկավառակն է, ինչը կարող է ազատ պտտվել սկավառակի կենտրոնով անցնող առանցքի շուրջը (Նկ. 6.1): Սկավառակը երկու էլեկտրամագնիսի արանքում է: Սրանցից մեկն ունի հաստ հաղորդալարից մի քանի գալար և հաջորդաբար միացրած է չափվող շղթային: Գալարներով անցնող հոսանքը և հետևաբար՝ նրա մագնիսական դաշտի ինդուկցիան, համեմատական են սպառիչով անցնող հոսանքին:



Նկ. 6.1

Մյուսը, որն ունի հազարավոր գալար, շղթային գուգահեռ է միացրած: Դրա մագնիսական դաշտի ինդուկցիան համեմատական է սպառիչի վրա կիրառված լարմանը:

Էլեկտրամագնիսական ինդուկցիայի շնորհիվ առաջին փաթույթը սկավառակում գրգռում է մակաժման հոսանքներ (Ֆուկոյի հոսանքներ)՝

$$I_{h\dot{m}\eta} \sim \frac{d\Phi}{dt},$$

որտեղ Φ -ն առաջին փաթույթի ստեղծած մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի վեկտորի հոսքն է սկավառակում:

Ամպերի օրենքի համաձայն՝ այս հոսանքները փոխազդում են երկրորդ փաթույթի մագնիսական դաշտի հետ:

Քանի որ մակաժման հոսանքը համեմատական է շղթայի տեղամասում սպառվող էլեկտրական հոսանքին և փոփոխական հոսանքի հաճախությանը ($I_{h\dot{m}\eta} \sim I, \omega$), իսկ երկրորդ փաթույթի մագնիսական դաշտի ինդուկցիան՝ այդ տեղամասի վրա կիրառված լարմանը, ապա սկավառակի վրա ազդող պտտման մոմենտը համեմատական կլինի շղթայի տեղամասում սպառվող հզորությանը և փոփոխական հոսանքի հաճախությանը՝

$$M \sim U_{qnp} I_{qnp} \omega:$$

Այդ մոմենտի ազդեցությամբ սկավառակը սկսում է արագացումով պտտվել: Պտույտի արագությունը սահմանափակելու համար սկավառակը տեղադրում են արտաքին հաստատուն մագնիսի դաշտում, որը նույնպես առաջացնում է ինդուկցիայի հոսանքներ: Սրանց շնորհիվ ծագում է հակազդող պտտման մոմենտ, ինչը համեմատական է սկավառակի պտույտի հաճախությանը:

Սկավառակի որոշակի հաճախության դեպքում դրա վրա ազդող պտտման մոմենտները հավասարակշռվում են, և սկավառակը սկսում է հավասարաչափ պտտվել:

Հավասարակշռության վիճակում սկավառակի պտույտների թիվը դառնում է համեմատական շղթայում սպառվող էլեկտրաէներգիային:

Սկավառակի պտույտների թիվը հաշվում է թմբուկավոր տասնորդական մեխանիկական հաշվիչը, որի փոխանցման գործակիցը գրված է էլեկտրահաշվիչի թվատախտակին (օրինակ՝ 1 կվտ ժամը համարժեք է սկավառակի $N_0=1280$ պտույտին):

Հաշվիչն ստուգելու համար օգտվում են հոսանքի ջերմային ազդեցությունից, քանի որ այս դեպքում էլեկտրական հոսանքի էներգիան ամմնացորդ վերափոխվում է հաղորդչի ներքին էներգիայի՝ ջերմության:

Որպես ջերմաչափական մարմին օգտագործվում է ջրով լի ջերմամեկուսի անոթ (կալորիամետր): Նրա մեջ ընկղմված է էլեկտրական ջեռուցիչ, որի ծախսած էլեկտրաէներգիան որոշվում է հաշվիչի սկավառակի պտույտների թվով:

Ջերմության քանակը, որն անհրաժեշտ է m_1 զանգվածով և c_1 ջերմունակությամբ ջուրը տաքացնելու համար, որոշվում է

$$Q_1 = m_1 c_1 \Delta t$$

բանաձևով, որտեղ Δt -ն ջրի ջերմաստիճանի փոփոխությունն է:

Անոթը տաքացնելու համար անհրաժեշտ ջերմության քանակ կլինի՝

$$Q_2 = m_2 c_2 \Delta t,$$

որտեղ m_2 -ը անոթի զանգվածն է, իսկ c_2 -ը՝ նրա նյութի ջերմունակությունը:

Ըստ ջերմային հավեկշռի հավասարման՝ ջերմության այս երկու քանակի գումարը պետք է հավասարվի շղթայում սպառված էլեկտրական էներգիային՝

$$UI\tau = Q_1 + Q_2,$$

որտեղ τ -ն անոթով ջրի տաքացման ժամանակահատվածն է: Այս դեպքում թերի ջերմամեկուսացման հետևանքով առաջացած անխուսափելի կորուստները անտեսվում են, քանի որ ջուրը բավական արագ է տաքանում:

Երբեմն, տարբեր պատճառներով (հաշվիչի մաշվածության, ցանցի հաճախության փոփոխության, անհարկի միջամտության և այլն) հաշվիչի սխալը գերազանցում է թույլատրելի 2% սահմանը:

Հաշվիչի հարաբերական սխալը որոշվում է

$$k = \frac{A-Q}{A},$$

բանաձևով, որտեղ A -ն էլեկտրաէներգիայի ծախսն է ըստ հաշվիչի, իսկ Q -ն՝ դրա ջերմային արգասիքը ($Q = Q_1 + Q_2$) :

Ինչպես նշեցինք, էլեկտրական հոսանքի A աշխատանքը համեմատական է հաշվիչի սկավառակի τ ժամանակում կատարած N պտույտների թվին՝

$$A = \frac{N}{N_0} \text{ kWh (կՎտ.ժ)},$$

որտեղ N_0 -ն մեկ կվտ-ժամ ծախսին համապատասխանող սկավառակի պտույտների թիվն է՝ տեսանելի հաշվիչի իրանի վրա:

Հետևաբար, A -ի և Q -ի արժեքները տեղադրելով սահմանման բանաձևում, կորոշենք էլեկտրահաշվիչի հարաբերական սխալը՝

$$k = \frac{A-Q}{A} = \frac{\frac{N}{N_0} - (m_1 c_1 + m_2 c_2) \Delta t}{\frac{N}{N_0}} = 1 - \frac{N}{N_0} (m_1 c_1 + m_2 c_2) \Delta t:$$

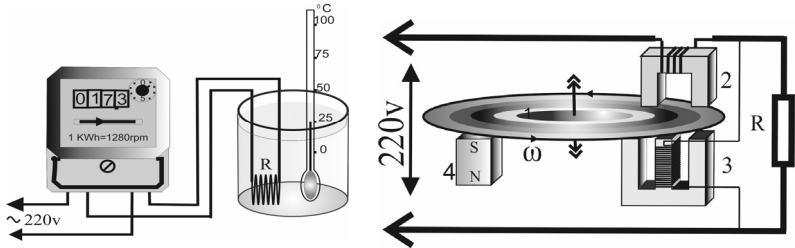
Քանի որ 1 կվտ-ժամը $3,6 \cdot 10^6$ Ջոուլ է, ուրեմն

$$k = 1 - \frac{N}{3,6 \cdot 10^6 N_0} (m_1 c_1 + m_2 c_2) \Delta t:$$

Չափումներ

1. Հավաքե՛ք Նկ. 6.2-ում ներկայացված շղթան:
2. Չափանոթով (մենզուր) կալորիամետրի մեջ լցրե՛ք 200 մլ ծորակի ջուր:
3. Կալորիամետրի մեջ դրե՛ք ջեռուցիչը:
4. Մի քիչ սպասե՛ք, լավ խառնե՛ք ջուրը և չափե՛ք t_1 ջերմաստիճանը:

5. Միացրե՛ք հոսանքը և միաժամանակ հաշվե՛ք հաշվիչի սկավառակի պտույտների N թիվը:



Նկ. 6.2

6. Հենց որ ջերմաստիճանը հասնի 80°C -ի՝ անջատե՛ք հոսանքը և գրանցե՛ք N -ը:
7. Կալորիամետրի ջուրը նորից խառնե՛ք և ճիշտ չափե՛ք t_2 ջերմաստիճանը:
8. Հաշվիչի ցուցատախտակից գրանցե՛ք N_0 -ն և ըստ

$$k = 1 - \frac{N}{3,6 \cdot 10^6 N_0} (m_1 c_1 + m_2 c_2) (t_2 - t_1)$$

բանաձևի՝ որոշե՛ք հաշվիչի հարաբերական սխալը:

9. Փորձը կրկնե՛ք մի քանի անգամ և որոշե՛ք միջին սխալը: Պատասխանն արտահայտե՛ք տոկոսով:
10. Ստացված սխալի միջոցով հաշվե՛ք թե 100 Կվտժ էլեկտրաէներգիայի համար ինչքան գերվճար է գանձվում սպառողից (1ԿՎտ.ժ-ի արժեքը համարե՛ք 35 դրամ):

Ցուցում: Աշխատանքի ընթացքում զգուշացե՛ք տաք ջրից:

Ստուգման հարցեր

1. Ինչո՞ւ է հոսանքակիր հաղորդիչը տաքանում:
2. Ո՞րն է Ջոուլ-Լենցի դիֆերենցիալ օրենքը:
3. Ո՞րն է Ջոուլ-Լենցի ինտեգրալ օրենքը:
4. Ի՞նչ աշխատանքի սկզբունք ունի էլեկտրաէներգիայի հաշվիչը:

5. Ո՞րն է ջերմային հաշվեկշռի հավասարումը:
6. Ի՞նչ է ջերմության քանակը:
7. Ի՞նչ է հարաբերական սխալը:

7. ՀՈՍԱՆՔՆԵՐԻ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԳԱՇՏԸ: ԼՈՐԵՆՑԻ ՈՒԺԸ

Մագնիսական դաշտ: Մագնիսական դաշտի ինդուկցիան:

Փորձերը ցույց են տալիս, որ հոսանքները փոխազդում են: Այդ փոխազդեցությունը իրականանում է այսպես կոչված մագնիսական դաշտի միջոցով: Մագնիսական դաշտը բնութագրող մեծությունը անվանում են մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի վեկտոր և նշանակում են $\vec{B}$ տառով: Մագնիսական դաշտի ամենակարևոր հատկությունը այն է, որ նա առաջանում է հոսանքների (շարժվող լիցքերի) կողմից և ազդում հոսանքների (շարժվող լիցքերի) վրա:

Մագնիսական դաշտի համար ևս գործում է վերադրման սկզբունքը՝ մի քանի հոսանքների կողմից ստեղծած արդյունաբար մագնիսական դաշտի $\vec{B}$ ինդուկցիան հավասար է առանձին հոսանքների առաջացրած $\vec{B}_i$ դաշտերի ինդուկցիաների վեկտորական գումարին՝

$$\vec{B} = \sum \vec{B}_i : \quad (7.1)$$

Մագնիսական դաշտը ևս կարող է ներկայացվել ինդուկցիայի գծերի միջոցով: Ի տարբերություն $\vec{E}$ վեկտորի լարվածության գծերի, ինդուկցիայի գծերը ոչ սկիզբ ունեն, ոչ վերջ: Նրանք փակ գծեր են:

Ինչպես էլեկտրական դաշտի ուսումնասիրության համար մենք օգտագործում էինք q փորձնական լիցքը, մագնիսական դաշտի ուսումնասիրման համար կօգտագործենք փոքրիկ հոսանքակիր շրջանակը: Մագնիսական դաշտում այն պտտվում է (կողմնորոշվում է) և տվյալ կետում որպես մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի վեկտորի

ուղղություն ընդունվում է այդ կետում ազատորեն տեղակայված (կողմնորոշված) հոսանքակիր շրջանակի նորմալի ուղղությունը: Իր հերթին շրջանակի մակերևույթի նորմալի ուղղությունը որոշվում է խցանահանի կանոնով: Շրջանակը պտտող մոմենտը կախված է շրջանակի նորմալի և դաշտի ուղղության ($\vec{B}$ վեկտորի) միջև կազմած անկյունից: Ընդ որում, $M = M_{\max}$, երբ $\alpha = \frac{\pi}{2}$: Փորձը ցույց է տալիս, որ շրջանակի վրա ազդող առավելագույն ուժի մոմենտը ուղիղ համեմատական է շրջանակով անցնող I հոսանքի ուժին և շրջանակի S մակերեսին: $M_{\max}$ -ի և IS արտադրյալի հարաբերությունը կախված չի լինի $I \cdot S$ -արտադրյալից և կրնութագրի մագնիսական դաշտը: Այդ հարաբերությունն ընդունում ենք որպես $\vec{B}$ վեկտորի մեծություն՝*

$$B = \frac{M_{\max}}{IS} : \quad (7.2)$$

Ինդուկցիայի վեկտորի միավորը ՄՀ-ում Տեսլան է (1 Tl), դա այնպիսի համասեռ մագնիսական դաշտի ինդուկցիան է, որում տեղավորված 1 A հոսանքով և 1 մ^2 մակերեսով շրջանակի վրա ազդող առավելագույն պտտող մոմենտը հավասար է 1 Նմ -ի:

Բիո-Սավար-Լապլասի օրենքը

Ֆրանսիացի գիտնական Լապլասը ընդհանրացնելով Բիոի և Սավարի կատարած փորձի արդյունքները ստացավ հոսանքի $I d\vec{l}$ տարրի ստեղծած մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի որոշման բանաձև.

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I \left[d\vec{l} \vec{r} \right]}{r^3}, \quad (7.3)$$

* Նշենք, որ մագնիսական դաշտի ինդուկցիան կարելի է սահմանել նաև այդ դաշտում գտնվող հոսանքակիր հաղորդչի վրա ազդող ուժի (Ամպերի ուժի) միջոցով:

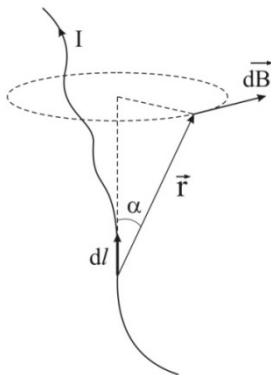
որտեղ $\vec{r}$ -ը դիտման կետի շառավիղ վեկտորն է (Նկ. 7.1), μ_0 -ն կոչվում է մագնիսական հաստատուն: Ցանկացած ձևի հաղորդչի ստեղծած մագնիսական դաշտի ինդուկցիան հաշվելու համար, այն պետք է բաժանելք շատ փոքր $d\vec{l}$ տեղամասերի, (3) բանաձևով հաշվել այդ տեղամասերի ստեղծած $d\vec{B}$ տարրական ինդուկցիաները ուսումնասիրվող կետում և դրանք վեկտորապես գումարել իրար: Որպես օրինակ հաշվենք ուղիղ անվերջ հոսանքի մագնիսական դաշտի ինդուկցիան (Նկ. 7.2): Ըստ գծագրի՝

$$r = \frac{b}{\sin \alpha}, \quad dl = \frac{r d\alpha}{\sin \alpha} = \frac{b d\alpha}{\sin^2 \alpha}$$

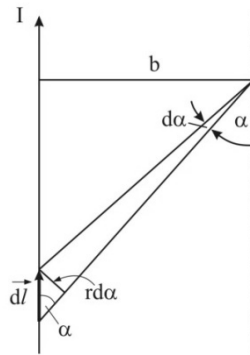
Տեղադրելով այս արժեքները (7.3) բանաձևի մեջ, կստանանք՝

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I b d\alpha \sin \alpha \cdot \sin^2 \alpha}{b^2 \sin^2 \alpha} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I}{b} \sin \alpha d\alpha:$$

Անվերջ երկար հաղորդալարն ամբողջությամբ ընդգրկելու համար, պետք է



Նկ. 7.1

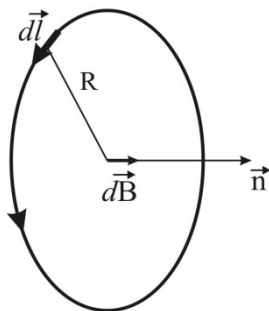


Նկ. 7.2

կատարենք ինտեգրում ըստ α -ի $[0, \pi]$ սահմաններում: Հետևաբար՝

$$B = \int dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I}{b} \int_0^\pi \sin \alpha d\alpha = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I}{b} : \quad (7.4)$$

Շրջանաձև հոսանքի մագնիսական դաշտը



Նկ. 7.3

Համանման ձևով գտնենք շրջանաձև հոսանքի մագնիսական դաշտը շրջանի կենտրոնում: Հոսանքի յուրաքանչյուր տարր շրջանի կենտրոնում ստեղծում է դաշտ, որը ուղղված է դրական նորմալի ուղղությամբ (Նկ. 7.3): Այդ պատճառով $d\vec{B}$ վեկտորների գումարի մոդուլը հավասար է նրանց մոդուլների գումարին՝

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I dl}{R^2}, \quad \alpha = \frac{\pi}{2}$$

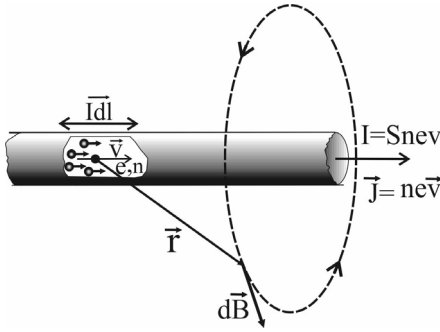
Ինտեգրելով ամբողջ շրջանագծով, կստանանք՝

$$B = \oint dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I}{R^2} \oint dl = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I}{R^2} 2\pi R = \frac{\mu_0 I}{2R}$$

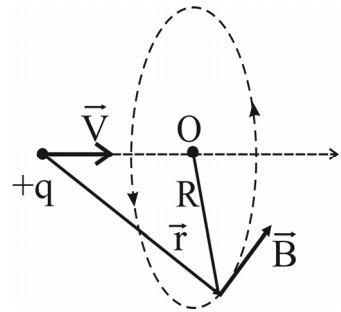
$$B = \frac{\mu_0 I}{2R} : \quad (7.5)$$

Օգտվելով Բիո-Սավար-Լապլասի օրենքից՝ հաշվենք շարժվող լիցքավորված մասնիկի ստեղծած մագնիսական դաշտի ինդուկցիան: Հոսանքատար հաղորդիչը հոսանքազերծ հաղորդիչից տարբերվում է նրանով, որ հոսանքատար հաղորդչում լիցքակիրները կատարում են ուղղորդված շարժում: Հետևաբար հոսանքատար հաղորդչի ստեղծած մագնիսական դաշտը արդյունք է նրանում ուղղորդված շարժում կատարող լիցքերի ստեղծած մագնիսական դաշտերի: Քանի որ հաղորդչի փոքր տեղամասում լիցքակիրների կարգավորված շարժման արագությունը նույնն է, ապա հոսանքի $I \cdot d\vec{l}$ տարրի ստեղծած մագնիսական դաշտի ինդուկցիան բաժանելով նրանում ուղղորդված շարժում կատարող լիցքակիրների թվի վրա կստանանք շարժվող լիցքավորված մասնիկի ստեղծած մագնիսական դաշտի

ինդուկցիան (Նկ. 7.4):



Նկ. 7.4



Նկ. 7.5

Հոսանքատար հաղորդչի $I d\vec{l}$ տարրը պարունակում է $dN = n S dl$ լիցքակիր մասնիկ, որտեղ S -ը հաղորդալարի կտրվածքի մակերեսն է, իսկ n -ը՝ ազատ լիցքակիրների կոնցենտրացիան: Հետևաբար՝

$$\vec{B} = \frac{d\vec{B}}{dN} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I [d\vec{l} \vec{r}]}{r^3 dN} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{en v S [d\vec{l} \vec{r}]}{r^3 n S dl} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{e [\vec{v} \vec{r}]}{r^3},$$

որտեղ $\vec{r}$ -ը լիցքի նկատմամբ դիտման կետի շառավիղ վեկտորն է (Նկ. 7.5): $\vec{v}$ և $d\vec{l}$ վեկտորների տեղերը վեկտորական արտադրյալում փոխվեց, քանի որ նրանք ունեն նույն ուղղությունները:

Ամպերի օրենքը

Ամպերի կողմից հայտնագործվեց մի օրենք, ըստ որի $\vec{B}$ ինդուկցիայով բնութագրվող մագնիսական դաշտում տեղավորված հոսանքի $I d\vec{l}$ տարրի վրա ազդող ուժը (Նկ. 7.6) տրվում է հետևյալ բանաձևով՝

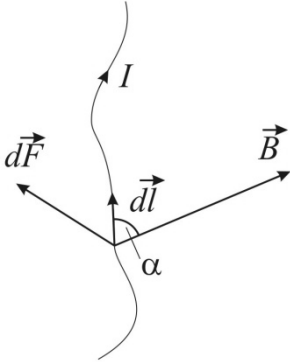
$$d\vec{F} = I [d\vec{l}, \vec{B}] \quad (7.6)$$

կամ

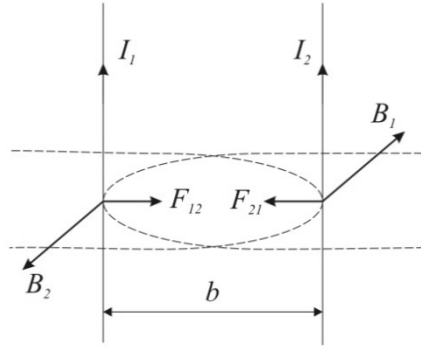
$$dF = I B dl \sin \alpha \quad (7.7)$$

α -ն $d\vec{l}$ -ի և $\vec{B}$ -ի միջև կազմած ակյունն է: Ամպերի ուժի ուղղությունը որոշվում է ձախ ձեռքի կանոնով:

Օգտագործելով այս օրենքը՝ հաշվենք երկու ուղիղ անվերջ երկար, զուգահեռ դասավորված հոսանքակիր հաղորդիչների փոխազդեցության ուժը (Նկ. 7.7):



Նկ. 7.6



Նկ. 7.7

Եթե նրանց հեռավորությունը b - է, ապա I_2 հոսանքի յուրաքանչյուր տարր կգտնվի I_1 հոսանքի ստեղծած մագնիսական դաշտում, որի ինդուկցիան հավասար է

$$B_1 = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I_1}{b} : \quad (7.8)$$

$\vec{B}_1$ -ի և I_2 հոսանքով հաղորդչի միջև անկյունը ուղիղ է՝ հետևաբար, ըստ (7.7)-ի և (7.8)-ի I_2 հոսանքով հաղորդչի dl երկարությամբ տարրի վրա կազդի

$$dF = I_2 B_1 dl = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I_1 I_2}{b} dl$$

ուժ, իսկ միավոր երկարությամբ տարրի վրա ազդող ուժը կլինի

$$F = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I_1 I_2}{b} : \quad (7.9)$$

Հեշտ է համոզվել, եթե հաղորդիչներում հոսանքները ունեն նույն ուղղությունը, ապա նրանք ձգում են միմյանց, եթե հակադիր՝ վանում:

Լորենցի ուժ

Ամպերի օրենքը հաստատում է, որ մագնիսական դաշտում տեղադրված հոսանքակիր հաղորդչի վրա ազդում է ուժ: Բայց հոսանքը լիցքերի կարգավորված շարժում է, նշանակում է մագնիսական դաշտը ազդում է շարժվող լիցքերից յուրաքանչյուրի վրա: Այսպես՝

$$I = jS = envS : \quad (7.10)$$

Տեղադրելով I -ի արժեքը Ամպերի օրենքի մեջ կստանանք՝

$$d\vec{F} = envS \left[d\vec{l}, \vec{B} \right] = enS dl \left[\vec{v}, \vec{B} \right]$$

$nSdl$ -ը լիցքերի քանակն է հաղորդչի dl հատվածում: Բաժանելով $d\vec{F}$ -ը այս մեծության վրա՝ կստանանք $\vec{F}$ ուժը, որը ազդում է $\vec{v}$ արագությամբ շարժվող e լիցքի վրա

$$\vec{F} = e \left[\vec{v}, \vec{B} \right] : \quad (7.11)$$

Պարզ է, որ մագնիսական դաշտի կողմից լիցքի վրա ազդող ուժի մոդուլը կլինի

$$F = evB \sin \alpha , \quad (7.12)$$

α -ն $\vec{v}$ և $\vec{B}$ վեկտորների միջև կազմած անկյունն է: Մագնիսական դաշտի կողմից ազդող ուժը միշտ ուղղահայաց է լիցքի արագությանը, այդ պատճառով այն աշխատանք չի կատարում (այն չի փոխում լիցքի կինետիկ էներգիան): Եթե միաժամանակ գործում է նաև էլեկտրական դաշտ, ապա մասնիկի վրա ազդող արդյունաբար ուժը

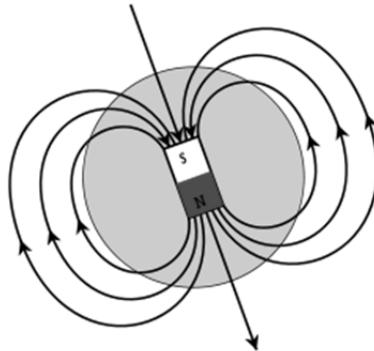
կլինի

$$\vec{F} = q \vec{E} + q [\vec{v}, \vec{B}] : \quad (7.13)$$

Այս բանաձևը կրում է Լորենցի ուժ անվանումը:

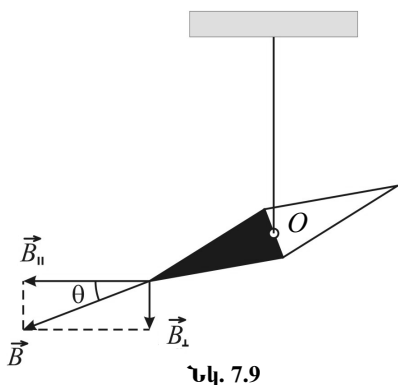
Վարժություն 1. Երկրի մագնիսական դաշտի հորիզոնական բաղադրիչի որոշումը տանգենս-գալվանամետրի միջոցով

Երկիրը շրջապատող տարածության մեջ գոյություն ունի մագնիսական դաշտ, որի առաջացման պատճառը մինչև օրս վերջնականապես պարզված չէ: Երկրի մագնիսական դաշտի (Նկ. 7.8) ինդուկցիայի գծերի պատկերը (բաշխումը) կարելի է ստանալ



Նկ. 7.8

մագնիսական սլաքի օգնությամբ: Եթե մագնիսական սլաքը թելից կախենք այնպես, որ սլաքը թելին միացման կետը համընկնի նրա ծանրության կենտրոնի հետ, ապա սլաքը կընդունի երկրի մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի գծին տարված շոշափողի ուղղությունը: Ընդ որում հյուսիսային կիսագնդի կետերում սլաքի հյուսիսային ծայրը ավելի ցածր կգտնվի քան սլաքը թելին ամրացման O կետը (Նկ. 7.9), իսկ հարավային կիսագնդում այդ թեքումը կլինի հակառակ ուղղությամբ:



Սլաքի առանցքի կազմած անկյունը հորիզոնի հետ կոչվում է թեքման անկյուն (θ): Ակնհայտ է, որ հասարակածի վրա գտնվող կետերի համար, այդ անկյունը հավասար կլինի զրոյի:

Կողմնորոշված մագնիսական սլաքով (փաստորեն մագնիսական միջօրեականով) անցնող ուղղաձիգ հարթությունը

կոչվում է մագնիսական միջօրեականի հարթություն: Այդ հարթության մեջ Երկրի մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի $\vec{B}$ վեկտորը կարելի է ներկայացնել որպես $\vec{B}_{||}$ -հորիզոնական և $\vec{B}_{\perp}$ -ուղղաձիգ բաղադրիչների վեկտորական գումար (Նկ. 9).

$$\vec{B} = \vec{B}_{||} + \vec{B}_{\perp} :$$

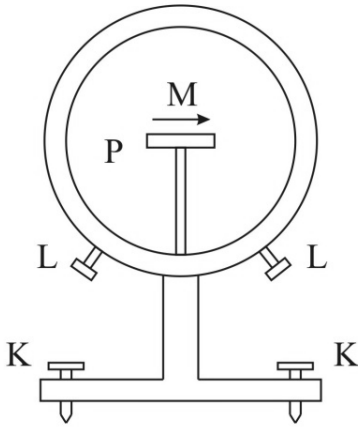
Մագնիսական սլաքի (կամ, որ նույնն է կողմնացույցի) օգնությամբ կարելի է որոշել տվյալ կետում Երկրի մագնիսական դաշտի $\vec{B}$ ինդուկցիայի վեկտորի (կամ նրա հորիզոնական բաղադրիչի) միայն ուղղությունը: $\vec{B}$ վեկտորի (կամ նրա հորիզոնական բաղադրիչի) մեծությունը որոշում են հատուկ սարքի օգնությամբ, որը կոչվում է տանգենս-գալվանոմետր: Վերջինս R շառավղով, ուղղաձիգ հարթության մեջ տեղակայված շրջանակ է (հիմնականում փայտյա), որի վրա փաթաթված են n թվով գալարներ (Նկ. 7.10):

Շրջանակի կենտրոնում գտնվում է P հորիզոնական պատվանդանը, որի վրա տեղադրված է M մագնիսական սլաքը (կողմնացույցը): Սլաքը ազատորեն կարող է պտտվել ուղղաձիգ առանցքի շուրջը: Կողմնացույցն ունի նաև անկյունները չափող սանդղակ, որով կարելի է չափել հորիզոնական հարթության մեջ սլաքի շեղման β

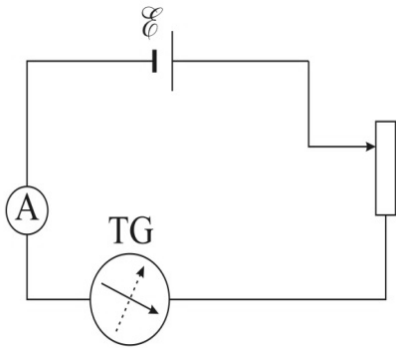
անկյունը:

Հոսանքը սարքին մատուցվում է L սեղմակների միջոցով, որոնց միացված են գալվանոմետրի ծայրերը: Փորձի էլեկտրական սխեման ներկայացված է Նկ. 7.11-ում:

Շրջանակով I հոսանք անցնելիս կառաջանա մագնիսական դաշտ, որի մեծությունը շրջանակի կենտրոնում որոշվում է համաձայն (7.5) բանաձևի՝

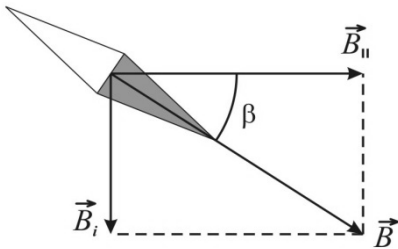


Նկ. 7.10



Նկ. 7.11

$$B_i = \frac{\mu_o n I}{2R} :$$



Նկ. 7.12

Այս դեպքում մագնիսական սլաքի վրա կազդեն ինչպես Երկրի մագնիսական դաշտի $\vec{B}_{||}$ հորիզոնական բաղադրիչը, այնպես էլ շրջանակի կողմից ստեղծված $\vec{B}_i$ մագնիսական դաշտը (Նկ. 7.12):

Սուպերպոզիցիայի սկզբունքի համաձայն արդյունաբար մագնիսական դաշտի ինդուկցիան կոորդվի բաղադրիչ դաշտերի ինդուկցիայի վեկտորների գումարով: Այդ երկու դաշտերի ազդեցության տակ մագնիսական սլաքը կշեղվի իր նախնական դիրքի նկատմամբ β անկյունով, այսինքն, սլաքը կպտտվի այնքան, մինչև համընկնի արդյունաբար մագնիսական դաշտի $\vec{B}$ -ի ուղղության հետ՝

$$\vec{B} = \vec{B}_i + \vec{B}_{II} : \quad (7.14)$$

Ինչպես երևում է Նկ. 7.12-ից

$$B_{II} = \frac{B_i}{\operatorname{tg} \beta} : \quad (7.15)$$

Տեղադրելով B_i -ի արժեքը (7.5)-ից՝ կստանանք՝

$$B_{II} = \frac{\mu_o n I}{2R \operatorname{tg} \beta} : \quad (7.16)$$

Իմանալով n -ը, I -ն, R -ը, փորձից չափելով β -ն՝ կարելի է որոշել B_{II} -ը:

Չափումներ

1. K պտուտակների օգնությամբ տանգենս-գալվանոմետրի P պատվանդանը բերե՛ք հորիզոնական դիրքի:

2. Տանգենս-գալվանոմետրը հորիզոնական հարթության մեջ պտտե՛ք այնքան, որպեսզի շրջանակի հարթությունը համընկնի սլաքի ուղղության հետ, այսինքն, գտնվի մագնիսական միջօրեականի հարթության մեջ:

3. Միացրե՛ք սխեման: Այդ դեպքում մագնիսական սլաքի վրա կազդի նաև շրջանակի գալարներով հոսող հոսանքի $\vec{B}_I$ մագնիսական ինդուկցիան, որն ուղղահայաց է $\vec{B}_{II}$ -ին (Նկ. 7.11): Արդյունքում մագնիսական սլաքը կշեղվի β անկյունով՝ ընդունելով $\vec{B}$ արդյունա-

րար դաշտի ուղղությունը:

4. Ռեոստատով i հոսանքի ուժը դարձնե՛ք 0.1 , 0.2 և 0.3 Ա և ամեն անգամ չափե՛ք β անկյունը:

5. Հոսանքի ուժը ուղղե՛ք հակառակ ուղղությամբ և հոսանքի ուժի նշված արժեքների համար կրկին չափե՛ք β անկյունը (ի նկատի ունենք β -ի բացարձակ արժեքները):

6. β անկյան համապատասխան արժեքները միջինացնել:

7. β -ի յուրաքանչյուր միջինացված արժեքի համար (7.16) բանաձևից հաշվե՛ք B_{II} -ը և ստացված արժեքները միջինացնել:

Ստուգող հարցեր

1. Ի՞նչ է մագնիսական դաշտը: Ի՞նչ են մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի գծերը:

2. Ինչպե՞ս է ձևակերպվում Ամպերի օրենքը: Մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի միավորը:

3. Տվեք մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի հոսքի սահմանումը: Նրա չափման միավորը:

4. Գրեք Բիո-Սավար-Լապլասի օրենքը:

5. Դուրս բերե՛ք անվերջ երկար հոսանքատար ուղիղ հաղորդալարի և շրջանաձև ողակի կենտրոնում մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի որոշման բանաձևերը:

6. Դուրս բերե՛ք անվերջ երկար սղենորիդի առանցքի վրա մագնիսական ինդուկցիայի որոշման բանաձևը:

7. Պատմե՛ք Երկրի մագնիսականության մասին: Ինչպե՞ս են տեղակայված Երկրի մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի գծերը:

8. Ներկայացրե՛ք տանգենս-գալվանոմետրի կառուցվածքը:

9. Դուրս բերե՛ք տանգենս-գալվանոմետրի միջոցով Երկրի մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի որոշման բանաձևը:

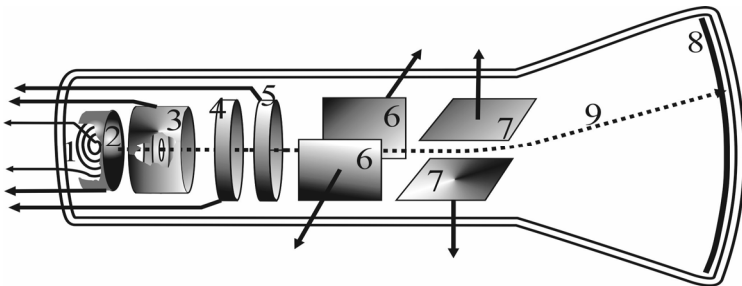
10. Ինչպե՞ս է տեղադրվում սղենորիդի առանցքը մագնիսական

միջօրեականի նկատմամբ:

11. Պատմենք աշխատանքի կատարման կարգի մասին:

8. ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՕՍՅԻԼՈԳՐԱՅԻ ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Էլեկտրոնային օսցիլոգրաֆը (ԷՕ) համապիտանի էլետրաչափիչ սարք է, որն օգտագործվող էլեկտրոնային փնջի փոքր իներցիոնության շնորհիվ կիրառվում է էլեկտրական արագընթաց երևույթների դիտման ու գրանցման նպատակով: ԷՕ-ի հիմնական հանգույցը էլեկտրաստատիկ էլեկտրոնառագայթային խողովակն է, որի գծապատկերը բերված է Նկ.1-ում: Էլեկտրոնառագայթային խողովակը ապակե անոթ է, որից օդը հանված է: Անոթի ներսում տեղադրված է 2 կաթոդը, 1-ը կաթոդի ջեռուցիչն է: 2 կաթոդից դուրս եկող էլեկտրոնային փնջի ինտենսիվությունը կարգավորվում է 3 դեկավարող էլեկտրոդի օգնությամբ, 4-ը և 5-ը հանդիսանում են ֆոկուսացնող առաջին և երկրորդ անոդներն են: 6-ն ու 7-ը՝ համապատասխանաբար հորիզոնական և ուղղահիգ շեղող թիթեղներն են, 8-ը լուսարձակող էկրանը: Տաքացած կաթոդը էլեկտրոնների աղբյուր է:

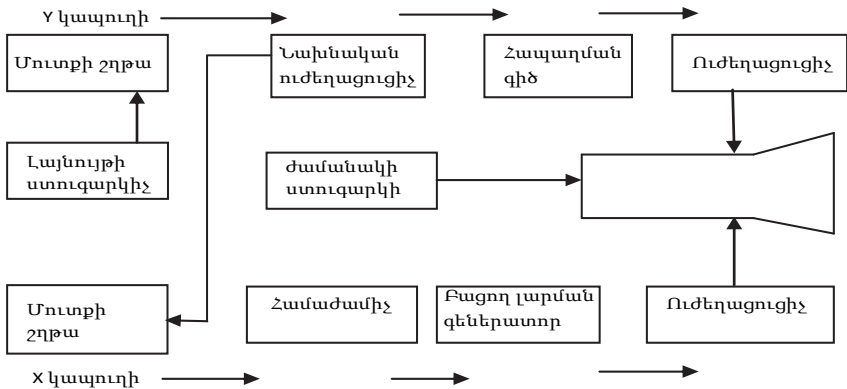


Նկ. 8.1

Ջեռուցիչը, կաթոդը, դեկավարող էլեկտրոդը և երկու անոդները ձևավորում են էլեկտրոնների փունջը: Էկրանին լուսարձակող հետքի

պայծառությունը փոփոխվում է ղեկավարվող էլեկտրոդին տրված լարման փոփոխությամբ: Անոդները էլեկտրոդային փնջի ֆոկուսացնող էլեկտրոդներ են: Նրանց միջոցով ստացվում է էլեկտրոդային փնջի զուգամետ ճառագայթ, որն էկրանի վրա թողնում է լուսավոր հստակ հետք:

ԷՕ-ի կառուցվածքային գծանկարը տրված է Նկ. 8.2-ում:



Նկ. 8.2

Ենթադրենք ԷՕ-ի ուղղաձիգ շեղող քիթեղներին տրված է փոփոխական լարում՝ T_y , պարբերությամբ: Եթե հորիզոնական շեղող քիթեղներին տրվի սղոցաձև լարում (տես Նկ. 8.3ա) $T_x = kT_y$ պարբերությամբ, որտեղ k –ն ամբողջ թիվ է, ապա ԷՕ-ի էկրանի վրա կդիտվի ուղղաձիգ շեղող քիթեղներին տրված լարման կախումը ժամանակից:

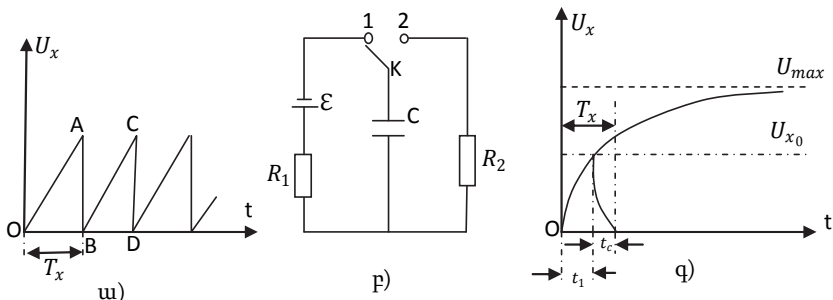
Y կապուղու առաջին երկու հանգույցներն ապահովում են հետազոտվող ազդանշանի ուժեղացումը կամ թուլացումը: Հապաղման գծի հանգույցը կարգավորում է հետազոտվող ազդանշանի դիրքը առանցքի վրա: Այն թույլ է տալիս մաս ԷՕ-ն գործարկել սպասման ռեժիմում, երբ հետազոտվում են ոչ պարբերական կամ հազվադեպ կրկնվող պրոցեսներ:

X կապուղին նախատեսված է հորիզոնական շեղող քիթեղների վրա կիրառվող բացող լարումը ձևավորելու համար: Բացող լարման գեներատորի հանգույցում ձևավորվում է պահանջվող տեսքի բացող լարում, որն ուժեղացման հանգույցի միջոցով ուժեղացվում է այնքան, որ դիտումների համար լինի հարմար: Հետագոտվող ազդանշանը և բացող լարումը ձևավորվում են անկախ աղբյուրների կողմից: Նրանցից որևէ մեկի պատահական փոփոխությունը կարող է հանգեցնել պատկերի անշարժության պայմանի խախտմանը: Պատկերի կայունությունն ապահովում է համաժամիչը:

Լայնույթի և ժամանակի ստուգարկիչները լրացուցիչ հանգույցներ են, որ թույլ են տալիս ԷՕ-ի միջոցով լուծել չափման խնդիրներ, որոշել հետագոտվող լարման լայնույթը, կարգավորել ժամանակային մասշտաբը առանցքով և այլն:

Եթե հորիզոնական շեղող քիթեղներին տրվի ժամանակից գծային օրենքով փոփոխվող լարում, ապա լուսավոր կետը կգծի ուղղաձիգ շեղող քիթեղներին տրված լարման կախումը ժամանակից: Որպեսզի ճառագայթը մնա էկրանին, անհրաժեշտ է որ հորիզոնական շեղող քիթեղներին տրված լարումը աճի այնքան մինչև լուսատու կետը հասնի էկրանի աջ եզրին, որից հետո այն պետք է կտրուկ նվազի, որպեսզի կետը թռիչքով վերադառնա էկրանի ձախ եզրը: Այսպիսի օրենքով փոփոխվող լարմանն անվանում ենք սղոցաձև լարում (տես Նկ. 8.3 ա):

Ենթադրենք ԷՕ-ի ուղղաձիգ շեղող քիթեղներին տրված է փոփոխական լարում T_y , պարբերությամբ: Եթե հորիզոնական շեղող քիթեղներին տրվի սղոցաձև լարում $T_x = kT_y$, պարբերությամբ, որտեղ k -ն ամբողջ թիվ է, ապա ԷՕ-ի էկրանի վրա կդիտվի ուղղաձիգ շեղող քիթեղներին տրված լարման կախումը ժամանակից:



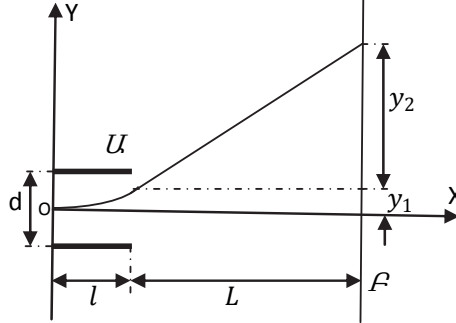
Նկ. 8.3

Գործնականում սղոցաձև լարումը ստացվում է կոնդենսատորի լիցքավորման և լիցքաթափման միջոցով: Նկ. 8.3 բ –ում պատկերված է փոման գեներատորի գործողության սկզբունքը բացատրող գծանկարը: Նկ. 8.3 գ-ում t_1 –ը կոնդենսատորի լիցքավորման ժամանակն է (K բանալին 1 դիրքում է): Դա համապատասխանում է էլեկտրոնային փնջի ուղիղ ընթացքին, որի ընթացքում տեղի է ունենում հետադարձ ուղիղ լիցքաթափման փուլում X առանցքով: $t_c = (T_x - t_1)$ -ը կոնդենսատորի լիցքաթափման ժամանակն է (K -ն գտնվում է 2 դիրքում) և համապատասխանում է փնջի հակադարձ ընթացքին: U_{max} -ը առավելագույն լարումն է, որը կստացվեր, եթե կոնդենսատորը թողնեինք լիցքավորվելու մինչև վերջ: U_{x_0} -ն այն լարումն է, որի դեպքում բանալին 1-ին դիրքից բերվում է 2-րդ դիրքին:

Իրականում ստացվող լարումը տարբերվում է կատարյալ սղոցաձևից, քանի որ ուղիղ ընթացքի տեղամասը գծային չէ, իսկ հակադարձ ընթացքի համար պահանջվում է որոշ ժամանակ: R_1 և R_2 դիմադրությունների ընտրությամբ կարելի է հասնել այն բանին, որ t_1 -ը լինի խիստ մեծ t_c -ից, և այդ դեպքում ստացվող լարումը որոշակի մոտավորությամբ կարելի է համարել կատարյալ սղոցաձև:

ԷՕ-ի հիմնական բնութագրիչներից մեկը էլեկտրոնաճառագայթային խողովակի j զգայնությունն է, որը ցույց է տալիս, թե շեղող թիթեղներին 1 Վ լարում տալու դեպքում էլեկտրոնային փունջը որքան է շեղվում:

Օգտվելով Նկ. 8.4-ում բերված նշանակումներից՝ և ենթադրելով, որ էլեկտրոնը ենթարկվելով կաթոդի և երկրորդ անոդի միջև ստեղծված U արագացնող լարման ազդեցությանը Ա կոնդենսատորի փիթեղների միջև ստեղծված համասեռ դաշտն է մտնում V_x արագությամբ, իսկ կոնդենսատորից դուրս գալուց հետո, մինչև F էկրանը



Նկ. 8.4

հասնելը նա շարժվում է իներցիալով՝ կարելի է որոշել j -ն.

$$j = \frac{y}{U_c} = \frac{y_1 + y_2}{U_c}, \quad (8.1)$$

որտեղ U_c -ն կոնդենսատորի շեղող փիթեղների միջև կիրառված լարումն է: Կոնդենսատորի մեջ էլեկտրոնի ձեռք բերած շեղումը՝ $y_1 = at_1^2/2$: Կոնդենսատորի կողմից էլեկտրոնին հաղորդված արա-

գացումը կլինի՝ $a = eU_c/md$, իսկ էլեկտրոնի՝ կոնդենսատորի միջով անցնելու ժամանակը՝ $t_1 = l/V_x$, որտեղ V_x արագությունը որոշվում է $mV_x^2/2 = eU$ պայմանից:

Այսպիսով՝

$$y_1 = \frac{U_c e l^2}{2 d m V_x^2}. \quad (8.2)$$

Կոնդենսատորից էկրան L հեռավորության վրա առաջացող լրացուցիչ $y_2 = V_y t_2$ շեղումը կորոշենք նկատի ունենալով, որ $V_y = at_1$ և $t_2 = L/V_x$,

$$y_2 = \frac{U_{ce} e L}{dm V_x^2} \quad (8.3)$$

Ելնելով (8.1), (8.2), (8.3) բանաձևերից և հաշվի առնելով $l \ll L$ պայմանը՝ զգայնության համար կստանանք

$$j = \frac{Ll}{2dU} \quad (8.4)$$

ԷՕ-ի միջոցով կարելի է չափել հաղորդչի դիմադրությունը, հոսանքի ուժը, լարումը, փուլային շեղումը հոսանքի և լարման միջև և այլն:

Օգտվելով Լիսաժուի պատկերների մեթոդից՝ կարելի է որոշել նաև անհայտ ներդաշնակ տատանման հաճախությունը: Մեթոդի էությունն այն է, որ հետազոտվող տատանումը գումարվում է նրան ուղղահայաց հայտնի հաճախությամբ տատանմանը: Ստացված պատկերի տեսքի վերլուծումից կարելի է որոշել հետազոտվող տատանման անհայտ հաճախությունը:

Դիտարկենք երկու փոխուղղահայաց տատանումներ X և Y ուղղություններով $\omega_x = \omega$ և $\omega_y = n\omega$ հաճախություններով՝

$$\begin{aligned} x &= x_0 \cos(\omega_x t), \\ y &= y_0 \cos(\omega_y t + \varphi), \end{aligned} \quad (8.5)$$

որտեղ φ -ն փուլային շեղումն է նրանց միջև: Որոշենք կետի հետագիծը, որը մասնակցում է միաժամանակ այդ երկու տատանումներին՝

$$x/x_0 = \cos(\omega t), \quad (8.6)$$

$$y/y_0 = \cos n(\omega t + \varphi/n) = \cos(n\alpha): \quad (8.7)$$

Վերջին հավասարման երկու կողմերին ավելացնելով $i \sin(n\alpha)$ կեղծ անդամը և օգտվելով Մուավրի բանաձևից՝ $\cos(n\alpha) + i \sin(n\alpha) = (\cos\alpha + i \sin\alpha)^n$, կարող ենք գրել՝

$$y/y_0 + i \sin(n\alpha) = (\cos\alpha + i \sin\alpha)^n:$$

Եթե (9.6)-րդ արտահայտության հիման վրա գրենք $\cos(\omega t) = x/x_0$, իսկ $\sin(\omega t)$ -ն ներկայացնենք $\sin(\omega t) = \sqrt{1 - (x/x_0)^2}$ տեսքով և y/y_0 -ի համար ստացված վերջին արտահայտության աջ մասը Նյուտոնի երկանդամի բանաձևով բացենք, ապա առանձնացնելով իրական անդամները և հավասարացնելով y/y_0 -ին, կստանանք տատանվող կետի հետագծի հավասարումը: Մասնավոր դեպքում, երբ $n = 1$, կստացվի.

$$y/y_0 = (x/x_0)\cos\varphi - \sqrt{1 - (x/x_0)^2} \sin\varphi, \text{ կամ}$$

$$(x/x_0)^2 + (y/y_0)^2 - 2(x/x_0)(y/y_0)\cos\varphi = \sin^2\varphi, \quad (13.8)$$

որն ընդհանուր տեսքով գրված էլիպսի հավասարում է:

Կարելի է ցույց տալ, որ երբ $\varphi = 0$ կամ $\varphi = \pi$, ապա էլիպսը վերածվում է ուղղի, իսկ երբ $\varphi = \pi/2$ և $x_0 = y_0$ (տատանումների լայնությունը հավասար են), այն վերածվում է շրջանագծի:

Եթե n -ը ռացիոնալ թիվ է, այն կարելի է ներկայացնել որպես n_x և n_y երկու ամբողջ թվերի հարաբերություն և գրել

$$n = \frac{n_x}{n_y} = \frac{T_x}{T_y} = \frac{n_x}{n_y} = \frac{\omega_x}{\omega_y} \quad (13.9)$$

կամ

$$n_y T_x = n_x T_y = \text{const} = t_1:$$

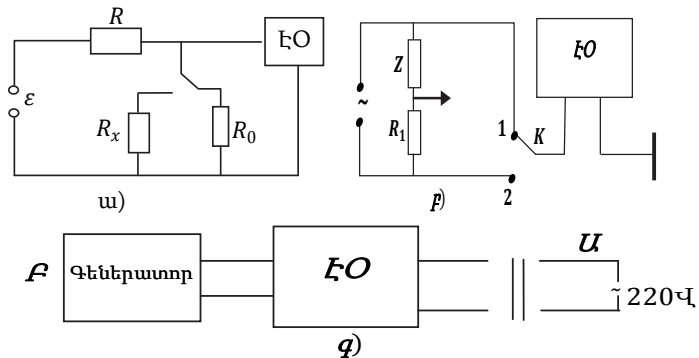
Սա նշանակում է, որ t_1 ժամանակահատվածում տատանվող կետը X ուղղությամբ կկատարի n_y լրիվ տատանում և այդ ժամանակամիջոցից հետո կետը կունենա մույն փուլը, ինչ որ սկզբնապահին: Հետևաբար՝ հաջորդ տևողության ժամանակահատվածում տատանումը մույնությամբ կկրկնվի էկրանի վրա տալով կայուն լուսապատկեր՝ Լիսաժուի պատկերը տվյալ երկու տատանումների գումարի համար:

Եթե n -ը իռացիոնալ թիվ է, ապա էլեկտրոնների փնջի շարժումը պարբերական չի լինի և էկրանի վրա ստացվող լուսապատկերը կլո-

դա, որի պատճառով էլ այդ պատկերի միջոցով քանակական չափումներ հարմար չի լինի կատարել:

Չափումներ

1. Ծանոթացե՛ք օսցիլոգրաֆի ղեկավարման վահանակին: Պարզե՛ք բոլոր բռնակների նշանակությունը:
2. Օսցիլոգրաֆը միացրե՛ք ցանցին: Կարգավորե՛ք լուսատու կետի հստակությունը և պայծառությունը:
3. Օսցիլոգրաֆի մուտքը միացրե՛ք ներդաշնակ օրենքով փոփոխվող լարման աղբյուրին: Ստացե՛ք սինուսոիդի հստակ և անշարժ պատկերը:
4. Օգտվելով համապատասխան բռնակների մակագրություններից՝ գնահատե՛ք դիտվող ազդանշանի լայնույթը և հաճախությունը:
5. Հորիզոնական և ուղղաձիգ շեղող թիթեղներին տալով տարբեր լարումներ որոշե՛ք լուսային շերտի $L_x = 2x$ և $L_y = 2y$ երկարությունները:
6. Հավաքե՛ք Նկ. 8.5 ա-ում բերված սխեման, որտեղ ε -ն հոսանքի աղբյուրն է, R_0 -ն՝ դիմադրությունների արկղից ընտրվող դիմադրությունը, R_x -ը չափվող



Նկ. 8.5

դիմադրությունը, K -ն՝ բանալին: K -ի երկու տարբեր դիրքերից մեկում օսցիլոգրաֆին տրվում է R_0 -ից վերցրած լարումը, մյուսում՝ R_x -ից վերցրածը: R_0 -ն ընտրվում է այնպես, որ K -ի երկու դիրքերում էլ լուսային շերտերի երկարությունները էկրանի վրա նույնը լինեն: Բնական է, որ այդ վիճակում $R_0 = R_x$: Գրանցվում է R_0 -ի գտնված արժեքը: Ենթադրվում է, որ R_0 -ն և R_x -ը ակտիվ դիմադրություններ են:

7. Հավաքե՛ք Նկ. 8.5 բ-ի սխեման, որտեղ Z -ը կամայական դիմադրություն է, R_1 -ը՝ հայտնի ակտիվ դիմադրություն: K բանալու 1 դիրքում Y մուտքին տրվում է Z դիմադրության վրայի լարումը, իսկ 2 դիրքում՝ $U_1 = IR_1$ լարումը: Նշե՛ք բանալու յուրաքանչյուր դիրքում ստացվող սինուսոիդի ամպլիտուդի գրոհներին համապատասխանող կետերի կոորդինատները: Քանի որ Z -ը պարունակում է մասնակցությամբ տարրեր, ապա էկրանի վրա K -ի երկու դիրքերում ստացվող կորերը (X մուտքին տրվում է միևնույն բացող լարումը) միմյանց նկատմամբ տեղաշարժված կլինեն: Չափե՛ք և գրանցե՛ք կորերի Δt տեղաշարժը X առանցքով:
8. Հավաքե՛ք Նկ. 8.5 գ-ում բերված սխեման՝ ԷՕ-ի X մուտքին տալով հայտնի հաճախության հոսանքի աղբյուրի Ա լարումը, Y մուտքին՝ Բ գեներատորից ստացվող լարումը: Փոփոխելով գեներատորի տված ազդանշանի հաճախությունը՝ ստանալ Լիսաժուի կայուն պատկեր: Հաշվե՛ք այդ դեպքում ստացվող պատկերի X և Y առանցքների հետ հատման n_x և n_y քանակները:

Չափումներ

1. Նախորդ բաժնի 5-րդ կետում գրանցված արդյունքներն օգտագործելով և օգտվելով $J_x = \frac{2x}{2U_c}$, $J_y = \frac{2y}{2U_c}$ արտահայտություններից՝ որոշե՛ք ԷՕ-ի զգայնությունը X և Y մուտքերի համար: Ստացված

արդյունքները համեմատենք գործիքի տեխնիկական հավաստագրում բերված արժեքների հետ:

2. Նախորդ բաժնի 6-րդ կետում նկարագրված եղանակով որոշենք 3 անհայտ դիմադրությունների մեծությունները: Ստացված արդյունքները համեմատենք օհմմետրով կատարված ուղղակի չափումների արդյունքների հետ: Իմանալով R_0 -ն և չափելով U -ն՝ որոշենք՝ հոսանքի ուժը շղթայում՝ $I = U/R_0$:

3. Նախորդ բաժնի 7-րդ կետում որոշված Δt տեղաշարժի միջոցով գտնենք կորերի փուլային շեղումը՝ $\Delta \varphi = 2\pi \frac{\Delta t}{T}$, որտեղ T -ն տրված հայտնի փոփոխական լարման պարբերությունն է:

4. Իմանալով փուլային $\Delta \varphi$ շեղումը՝ կարելի է որոշենք Z դիմադրության վրա ծախսված հզորությունը՝ $N = IU \cos \Delta \varphi$, որտեղ U -ն և I -ն որոշենք այս բաժնի 2-րդ կետում նշված եղանակով:

5. Նախորդ բաժնի 8-րդ կետում չափած n_x և n_y թվերի միջոցով, օգտվելով (13.9)-րդ առնչությունից, որոշենք Y մուտքին միացված աղբյուրի ν_y անհայտ հաճախությունը, ν_x -ը համարելով տրված՝ $\nu_y = n_x \nu_x / n_y$:

9. ԷԼԵԿՏՐՈՆԻ ՏԵՍԱԿԱՐԱՐ ԼԻՑՔԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

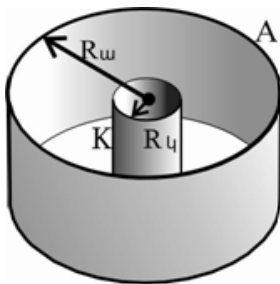
Էլեկտրոնի e լիցքը և m զանգվածը $\frac{e}{m}$ հարաբերության տեսքով հանդես են գալիս մի շարք առնչություններում: Օրինակ, էլեկտրոնա-ճառագայթային խողովակում էլեկտրոնային փնջի շեղումը կախված է $\frac{e}{m}$ հարաբերությունից, ատոմի էլեկտրոնային ամպը արտաքին մագնիսական դաշտում պրեցեսիա է կատարում $\frac{e}{m}$ -ին համեմատական հաճախությամբ, և ընդհանրապես, արտաքին դաշտում շարժվող էլեկտրոնի ուղեծրի պարամետրերի արտահայտության մեջ $\frac{e}{m}$ հարաբերությունը մասնակցում է: Նշենք, որ ցանկացած լիցքավորված մասնիկի համար նրա լիցքի հարաբերությունը զանգվածին, այ-

սինքն՝ տեսակարար լիցքը, այդ մասնիկի կարևոր բնութագրիչն է: Դրանով են տարբերակում ատոմներն ու այդ ատոմների իզոտոպները, Վիլսոնի խցիկում տարրական մասնիկները և այլն:

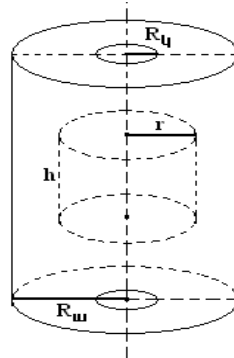
Աշխատանքի նպատակն է որոշել էլեկտրոնի e լիցքի և m զանգվածի $\frac{e}{m}$ հարաբերությունը՝ ելնելով էլեկտրական և մագնիսական դաշտերում էլեկտրոնի շարժման օրինաչափություններից:

Էլեկտրոնի տեսակարար լիցքը որոշելու եղանակներից պարզագույնը մագնետրոնայինն է՝ երբ էլեկտրոնը շարժվում է խաչվող էլեկտրական և մագնիսական դաշտում:

Մագնետրոնը ապակե անոթում տեղադրված երկու համաառանցք, գլանաձև էլեկտրոդների համակարգ է (Նկ. 9.1): Անոթից օդը հանված է: Անոթը գտնվում է առանցքով ուղղված համասեռ մագնիսական դաշտում: Ներսի էլեկտրոդը, որը կոչվում է կաթոդ, շիկացման թելով տաքանում է մինչև $1000-2000^{\circ}\text{C}$: Դրա հետևանքով կաթոդն ազատ էլեկտրոններ է առաքում (ջերմաէլեկտրոնային էմիսիա):



Նկ. 9.1



Նկ. 9.2

Արտաքին էլեկտրոդը, որը կոչվում է անոդ, կատոդի նկատմամբ ունի դրական պոտենցիալ: Եթե պոտենցիալը բավական փոքր է, կաթոդից առաքված էլեկտրոնների մի մասը կուտակվում է կաթոդի մեր-

ձակայքում և առաջացնում է բացասական տարածական լիցք՝ էլեկտրոնային ամպ: Կաթոդի հաստատուն ջերմաստիճանի դեպքում ամպի և կաթոդի միջև հաստատվում է շարժուն հավասարակշռություն:

Ենթադրենք սկզբում մագնիսական դաշտը բացակայում է. Անոդի լարման կամ պոտենցիալի աճին զուգընթաց, էլեկտրոնները շարժվում են դեպի անոդ և անոդ-կաթոդ միջակայքում ծագում է $\vec{j}$ խտությամբ էլեկտրական հոսանք՝

$$\vec{j} = -ne\vec{v},$$

որտեղ $-e$ -ն էլեկտրոնի լիցքն է, n -ը նրանց կոնցենտրացիան:

Հաշվենք գլանային էլեկտրոդների դաշտի լարվածության կախումը գլանի կենտրոնից ունեցած r հեռավորությունից (Նկ. 9.2): Վերցնենք r հիմքի շառավղով գլանային մակերևույթ և հաշվենք էլեկտրական դաշտի լարվածության հոսքը այդ մակերևույթով: Գաուսի թեորեմի համաձայն՝

$$\oint E_n dS = \frac{q}{\epsilon_0},$$

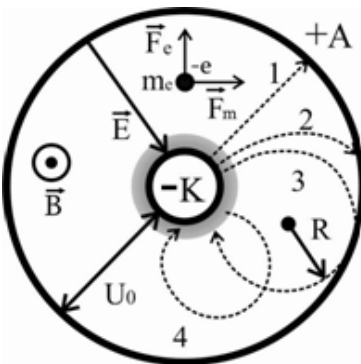
որտեղ q -ն գլանային մակերևույթի մեջ պարփակված լիցքն է: Նշանակենք λ -ով լիցքի գծային խտությունը ($\lambda < 0$): Հետևաբար կստանանք՝

$$E 2\pi r h = \frac{\lambda h}{\epsilon_0} :$$

Այսպիսով,

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0} \frac{\vec{r}}{r^2},$$

այսինքն՝ միջէլեկտրոդային տարածքի ցանկացած կետում դաշտի լարվածությունը ունի գլանի շառավղի ուղղությունը: Հետևաբար՝ էլեկտրոնի արագությունը և հետագիծը մոյակաես ուղղված են շառավղով (Նկ. 9.3-ի 1 հետագիծը):



Նկ. 9.3

Վերջին բանաձևից որոշենք էլեկտրոդների միջև պոտենցիալի բաշխումը: Ենթադրենք էլեկտրոդները բավական երկար են, կաթոդի շառավիղը $R_{\text{կ}}$ է, իսկ պոտենցիալը՝ զրո, անոդի շառավիղը $R_{\text{ա}}$ է, իսկ լարումը U_0 է: Այս փորձում որպես մագնետրոն օգտագործվում է սոլենոիդում համաառանցք տեղադրված երկէլեկտրոդ էլեկտրոնային լամպ ($4\text{II}6\text{C}$, $R_{\text{կ}} = 0.1\text{mm}$, $R_{\text{ա}} = 3\text{mm}$):

Քանի որ դաշտը փոխվում է միայն ըստ r -ի, $\vec{E} = -\text{grad}\varphi$, ապա կապից հետևում է՝

$$E(r) = -\frac{d\varphi}{dr}, \text{ որտեղ } d\varphi = -E(r)dr$$

կամ

$$\varphi = -\int E(r)dr + C,$$

որտեղ C -ն ինտեգրման հաստատունն է: Տեղադրելով $E(r)$ -ի արժեքը՝ կստանանք

$$\varphi = -\frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0} \ln r + C:$$

Հաշվի առնենք, որ երբ $r = R_{\text{կ}}$, $\varphi = 0$: C հաստատունի համար կստանանք

$$C = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0} \ln R_{\text{կ}}:$$

Պոտենցիալի կախվածությունը r -ից ունի հետևյալ տեսքը՝

$$\varphi(r) = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{R_{\text{կ}}}{r}: \quad (10.1)$$

Քանի որ անոդի և կաթոդի միջև լարումը U_0 է, այսինքն՝

$$U_0 = \varphi_{\text{ա}} - \varphi_{\text{կ}} = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{R_{\text{կ}}}{R_{\text{ա}}} - 0 \text{ և } \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0} = \frac{U_0}{\ln \frac{R_{\text{կ}}}{R_{\text{ա}}}}:$$

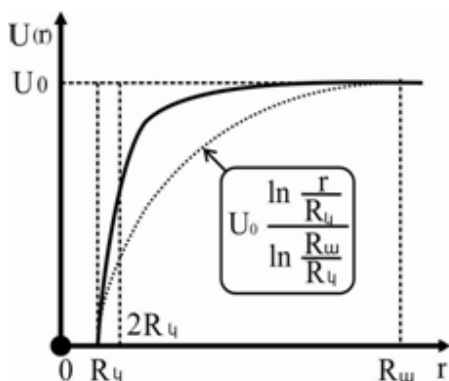
Այս արտահայտությունը տեղադրելով (10.1)-ի մեջ՝ կստանանք

$$\varphi(r) = U_0 \frac{\ln\left(\frac{r}{R_{\text{կ}}}\right)}{\ln\left(\frac{R_{\text{ա}}}{R_{\text{կ}}}\right)}:$$

Այսպիսով, կամայական կետի և կաթոդի միջև $U(r)$ լարումը կարտահայտվի հետևյալ բանաձևով՝

$$U(r) = \varphi(r) - \varphi_{\ell} = U_0 \frac{\ln\left(\frac{r}{R_{\ell}}\right)}{\ln\left(\frac{R_w}{R_{\ell}}\right)} - 0 = U_0 \frac{\ln\left(\frac{r}{R_{\ell}}\right)}{\ln\left(\frac{R_w}{R_{\ell}}\right)} :$$

Իրականում $U(r)$ -ն ավելի կտրուկ է փոխվում, քանի որ նրա աճը պայմանավորված է ոչ միայն լուգարիթմական կախումով, այլ նաև մերձկատոդային տարածական լիցքով: Տարածական լիցքը նույնպես պոտենցիալի մեծ անկում է առաջացնում (Նկ. 9.4): Քանի որ $R_{\ell} \ll R_w$, այս երկու պատճառով համարյա ամբողջ միջէլեկտրոդային տիրույթը՝ $((2 \div 4)R_{\ell} < r < R_w)$, կարելի է համարել համապոտենցիալ: Ուրեմն, էլեկտրոնը արագացումով շարժվում է միայն կաթոդի մոտ, որից հետո նրա արագության մոդուլը և կինետիկ էներգիան չեն փոխվում:



Նկ. 9.4

Էլեկտրոնի արագությունը որոշենք էներգիայի պահպանման օրենքից: Ենթադրենք կատոդից առաքված էլեկտրոնների սկզբնական արագությունը մոտ է զրոյին: Անողային լարման աղբյուրի կատարած աշխատանքը փոխվում է էլեկտրոնի կինետիկ էներգիայի՝

$$eU_0 = \frac{m_e v^2}{2}, \text{ որտեղից } v = \sqrt{\frac{2eU_0}{m_e}} :$$

1. Մագնիսական դաշտում էլեկտրոնի վրա ազդում է մաս Լորենցի ուժը՝ $\vec{F}_L = e[\vec{v}, \vec{B}]$: Դրանից էլեկտրոնի հետագիծը կորանում է: Կորության շառավիղը կախված է մագնիսական դաշտի $\vec{B}$ ինդուկցիայից: Եթե անտեսենք մերձկաթոդային շերտը, ապա որոշ կրիտիկական $\vec{B}_k$ դաշտի դեպքում հետագիծը դառնում է շրջանագիծ, որը շոշափում է կաթոդին և անոդին (Նկ. 9.3, հետագիծ 3-ը):

Եթե $B > B_k$, շրջանագծի R շառավիղը փոքրանում է, ապա էլեկտրոնը անոդին չի հասնում: Անոդային հոսանքը դադարում է (Նկ. 9.3, հետագիծ 4-ը):

Եթե $B < B_k$, շրջանագծի շառավիղը մեծանում է: Անոդային հոսանքը պահպանվում է (Նկ. 9.3, հետագիծ 2-ը):

Մագնիսական դաշտի կրիտիկական ինդուկցիան որոշելու համար անտեսենք մերձկաթոդային տիրույթը և տեղադրենք $= \frac{R_w - R_f}{2} \approx \frac{R_3}{2}$:

Հավասարաչափ շրջանագծային շարժման հավասարումից հետևում է՝

$$\frac{m_e v^2}{R} = e v B_k, \text{ կամ } B_k = \frac{m_e v}{e R} = \frac{m_e}{e} \cdot \frac{2v}{R_3}:$$

Տեղադրենք v -ն և հավասարումը լուծենք $\frac{e}{m_e}$ -ի նկատմամբ:

Կստանանք

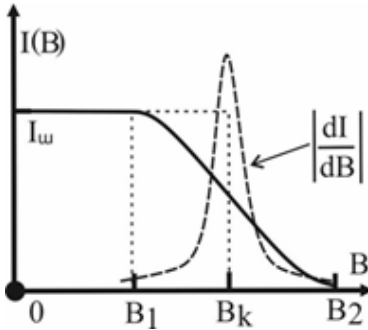
$$\frac{e}{m_e} = \frac{2v}{B_k R_3} = \frac{8U_0}{B_k^2 R_w^2}:$$

Ընդհանուր դեպքում էլեկտրոնի հետագիծը կարող է տարբերվել շրջանագծից: Ճիշտ հաշվարկը ցույց է տալիս, որ

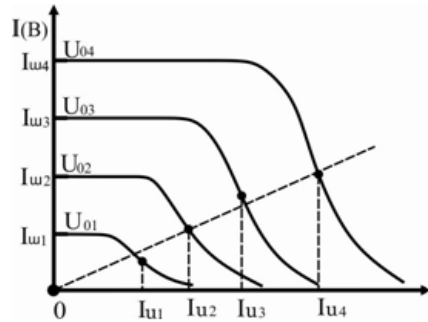
$$\frac{e}{m_e} = \frac{8U_0}{B_k^2 R_w^2 (1 - R_f^2 / R_w^2)^2}:$$

Իրականում կատողից առաքված էլեկտրոնների սկզբնական արագությունը ոչ թե զրո է, այլ ունի վիճակագրական բաշխում (ջերմային քառային բաշխում): Մեծ արագությամբ էլեկտրոնի հետագծի կորության շառավիղը մեծ է: Այն հասնում է անոդին: Դրանից անոդային հոսանքը -ի աճին գուցենթաց թռիչքով զրո չի դառնում, այլ

նվագում է աստիճանաբար (Նկ. 9.5): Կրիտիկական դաշտին համապատասխանում է էլեկտրոնի ամենահավանական արագությունը:



Նկ. 9.5



Նկ. 9.6

Սա էլ, իր հերթին, համապատասխան է ֆունկցիայի ածանցյալի էքստրեմումին կամ կորի շրջման կետին:

Այդ կետը գտնելու երկու հնարավորություն կա՝ ածանցիալի միջոցով կամ գրաֆիկական եղանակով՝ փորձի արդյունքը միջինացնելով:

Այս փորձում հարմար է երկրորդը: Դրա համար $I_u(B)$ -ի գրաֆիկը նույն կոորդինատային ցանցի վրա կառուցենք մի քանի U_0 -ի դեպքում՝ U_{01}, U_{02}, U_{03} և այլն ($3 \div 5$ հատ): Բոլորի վրա նշեք այն կետը, որտեղ գրաֆիկի կորության շառավիղը փոխում է նշանը: Կոորդինատների սկզբնակետից նշված կետերից հավասարահեռ ուղիղ տարեք: Այդ ուղղի և գրաֆիկներից որևէ մեկի հատման կետին համապատասխան U_0 -ի և B_k -ի արժեքով հաշվեք e/m_e -ն (Նկ. 9.6): Նույնը կարելի է կատարել նաև միջին թվաբանականով:

Մագնետրոնի էլեկտրամագնիսը բազմաշերտ վերջավոր սղեննոիդ է: Մագնիսական դաշտի B_k ինդուկցիան սղեննոիդի կենտրոնում որոշվում է

$$B_k = \frac{\mu_0 N I_u}{D_2 - D_1} \ln \frac{2D_2 + \sqrt{l^2 + 2D_2^2}}{2D_1 + \sqrt{l^2 + 2D_2^2}}$$

արտահայտությամբ, որտեղ D_1 -ը և D_2 -ը սոլենոիդի փաթույթի ներսի և դրսի տրամագծերն են, l -ը երկարությունն է, N -ը գալարների թիվն է, իսկ I_u -ն սոլենոիդի հոսանքն է; Սոլենոիդի դաշտի B_k -ն ներկայացնենք

$$B_k = k_u I_u$$

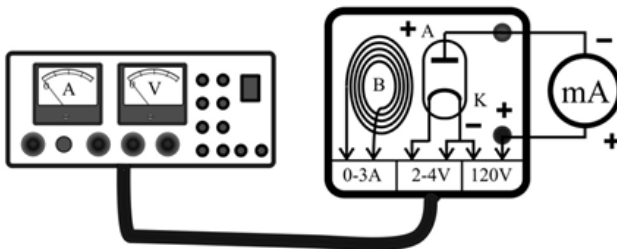
տեսքով, որտեղ k_u -ն սոլենոիդի հաստատունն է՝

$$k_u = \frac{\mu_0 N I_u}{D_2 - D_1} \ln \frac{2D_2 + \sqrt{l^2 + 2D_2^2}}{2D_1 + \sqrt{l^2 + 2D_2^2}} :$$

Հարմար է սկզբում որոշել սոլենոիդի հաստատունը և Նկ. 9.6-ի արսցիսների առանցքն աստիճանավորել ըստ սոլենոիդի հոսանքի:

Չափումներ

1. Հավաքեք Նկ. 9.7-ի շրթան:
2. Հոսանքի աղբյուրի բոլոր բռնակները տեղադրեք ձախ դիրքում և միացրեք շրթան:
3. Կաթոդի շիկացման լարումն ընտրեք $2,5 \div 3V$ միջակայքում:
4. Մի քանի բոպեից, անողային լարումը սահուն բարձրացրեք մինչև $U_0 = 60 \div 70V$, համոզվեք, որ միլիամպերմետրի սլաքը շեղվում է (ցանկալի է, որ անողային հոսանքը չգերազանցի $0.8 \div 1mA$ -ից սահմանը):



Նկ. 9.7

5. Հաստատուն U_0 -ի դեպքում $0.1 A$ քայլով փոխե՛ք սղենոիդի հոսանքի ուժը՝ $I_u = 0 \div 2.5A$ միջակայքում և կառուցե՛ք Նկ. 5-ի գրաֆիկը:

6. Փոխե՛ք U_0 -ն $10 V$ քայլով և կառուցե՛ք Նկ. 9.6-ը:

7. Ըստ սղենոիդի տվյալների՝ D_1, D_2, L հաշվե՛ք k_u սղենոիդի հաստատունը:

8. Ըստ Նկ. 9.6-ի՝ գրաֆիկական եղանակով կամ միջին թվաբանականով որոշե՛ք տվյալ U_0 -ին համապատասխան B_k -ին:

9. Հաշվե՛ք էլեկտրոնի տեսակարար լիցքը՝ $\frac{e}{m_e} = \frac{8U_0}{B_k^2 R_w^2}$:

Ստուգման հարցեր

1. Ի՞նչն է մասնիկի տեսակարար լիցքը:
2. Ի՞նչ կառուցվածք ունի մագնետրոնը:
3. Ինչպե՞ս է որոշվում լիցքավորված գլանային կոնդենստորում էլեկտրական դաշտի լարվածությունը:
4. Ի՞նչ է տարածական լիցքը:
5. Ո՞րն է կրիտիկական մագնիսական դաշտը:
6. Ինչո՞ւ կրիտիկական մագնիսական դաշտում մագնետրոնի հոսանքը կտրուկ չի դադարում:

10. ԷԼԵԿՏՐՈԼԻԶ: ՏԱՐԲԱԿԱՆ ԼԻՅՔԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

Աղերի, թթուների և ալկալիների ջրային (ինչպես նաև այլ հեղուկների) լուծույթները հաղորդիչներ են: Ի տարբերություն մետաղների, որոնք կոչվում են առաջին կարգի հաղորդիչներ, ալյուպիսի հաղորդիչները կոչվում են երկրորդ կարգի հաղորդիչներ կամ էլեկտրոլիտներ: Առաջին կարգի հաղորդիչներում էլեկտրական հոսանքը պայմանավորված է էլեկտրոնների շարժումով և նրանցով հոսանք անցնելիս նյութի

տեղափոխություն տեղի չի ունենում, մինչդեռ էլեկտրոլիտով հոսանքի անցումը ուղեկցվում է էլեկտրոդների վրա այդ նյութերի բաղադրիչ մասերի անջատումով: Էլեկտրոլիտներն ունեն մի ընդհանուր հատկություն՝ նրանց դիմադրությունը փոքրանում է ջերմաստիճանի աճին գուզընթաց:

Պարզաբանենք հաղորդականության մեխանիզմը էլեկտրոլիտներում: Էլեկտրոլիտներում էլեկտրահաղորդականությունն ապահովող նյութերի մոլեկուլներում ատոմները միմյանց հետ կապված են իոնական կապերով: Օրինակ, կերակրի աղի մոլեկուլը կազմված է Na^+ -ի դրական և Cl^- -ի բացասական իոններից, որոնք ձգելով միմյանց կազմում են NaCl մոլեկուլ, որը ունի դիպոլային (երկբևեռային) կառուցվածք: Ջրային լուծույթում NaCl -ի մոլեկուլի շուրջը ջրի մոլեկուլները, որոնք նույնպես ունեն դիպոլային կառուցվածք, դասավորվում են այնպես, որ Na^+ -ը շրջապատված է լինում ջրի մոլեկուլների բացասական, իսկ Cl^- -ը՝ դրական բևեռներով (Նկ. 10.1 ա): Արդյունքում ձգողականության ուժը թուլանում է ε անգամ (ε -ը ջրի դիէլեկտրիկական թափանցելիությունն է): Ջերմային, քառաային շարժման հետևանքով NaCl մոլեկուլները բախվում են միմյանց, և թուլացած կապը հեշտությամբ խզվում է: Առաջանում են Na^+ -ի դրական և Cl^- -ի բացասական իոններ (Նկ. 10.1 բ): Մոլեկուլի տրոհումն առանձին լիցքավորված մասնիկների՝ իոնների, կոչվում է էլեկտրոլիտային դիսոցում: Առաջացող իոնները սկսում են թափառել լուծույթում: Տարբեր նշանի իոնները շարժման ընթացքում կարող են հանդիպել և մորից վերամիավորվել՝ դառնալով չեզոք մոլեկուլներ: Այդ երևույթը, որը հակառակ է դիսոցմանը, կոչվում է իոնների վերամիավորում (ռեկոմբինացիա) կամ մոլացում: Այսպիսով, լուծույթում միաժամանակ ընթանում է երկու պրոցես՝ դիսոցում և ռեկոմբինացում: Ժամանակի ընթացքում այդ երկու հակառակ ուղղությամբ ընթացող պրոցեսների միջև հաստատավում է դինամիկ հավասարակշռություն, այսինքն միավոր ժամանակամիջոցում դիսոցվող մոլեկուլների

միջին թիվը հավասարվում է ռեկոմբինացիայի ենթարկվող մոլեկուլների թվին: Այդ վիճակը բնութագրվում է դիսոցման գործակցով՝

$$\alpha = \frac{n_1}{n},$$

որտեղ n -ը լուծված մոլեկուլների կոնցենտրացիան է, իսկ n_1 -ը՝ դիսոցվածների: Չդիսոցված մոլեկուլների կոնցենտրացիան կլինի՝ $n_2 = (1 - \alpha) n$:

Լուծված նյութի դեռևս չտրոհված յուրաքանչյուր մոլեկուլ որոշակի հավանականությամբ միավոր ժամանակամիջոցում կարող է դիսոցվել: Հետևաբար, միավոր ժամանակամիջոցում, դիսոցվող մոլեկուլների Δn_1 կոնցենտրացիան համեմատական է տվյալ պահին դեռևս չդիսոցված մոլեկուլների կոնցենտրացիային՝

$$\Delta n_1 = k_1 n_2 = k_1 (1 - \alpha) n:$$

Համեմատականության k_1 գործակիցը կախված է լուծվող նյութի և լուծիչի տեսակից: Այն աճում է ջերմաստիճանին գոգրմբաց:

Տարբեր նշանի լիցք ունեցող իոնների հանդիպման հավանականությունը համեմատական է թե՛ դրական, և թե՛ բացասական իոնների թվին: Սրանք էլ համեմատական են դիսոցված մոլեկուլների n_1 կոնցենտրացիային: Հետևաբար, միավոր ժամանակում վերամիավորվող մոլեկուլների Δn_2 կոնցենտրացիան համեմատական կլինի n_1^2 -ուն՝

$$\Delta n_2 = k_2 n_1^2 = k_2 \alpha^2 n^2 ,$$

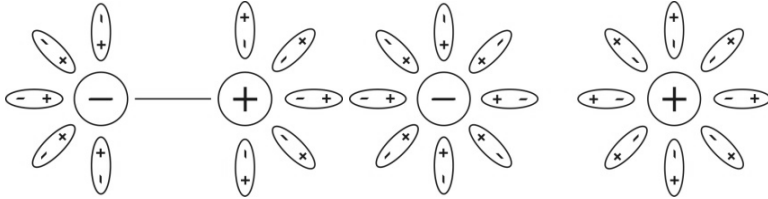
որտեղ k_2 -ը կոչվում է ռեկոմբինացիայի (վերամիավորման) գործակից:

Հավասարակշռության վիճակում $\Delta n_1 = \Delta n_2$, այսինքն

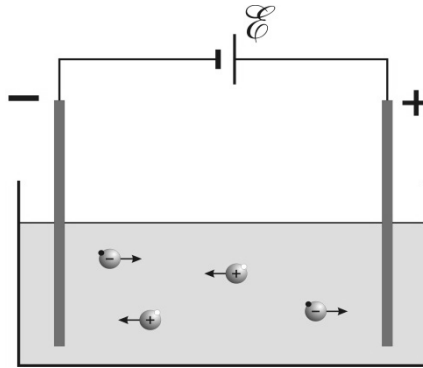
$$k_1 (1 - \alpha) = k_2 \alpha^2 n , \text{ կամ } \frac{\alpha^2}{1 - \alpha} = \frac{k_1}{k_2} \frac{1}{n}:$$

Այս առնչությունը կոչվում է Օստվալդի օրենք, որն արտահայտում է դիսոցման α գործակցի կախումը լուծույթի n կոնցենտրացիայից:

Խիստ նոսր լուծույթների իոնները համարյա չեն բախվում միմյանց ($n \rightarrow 0, k_2 \rightarrow 0$): Դրա հետևանքով լուծված նյութը լրիվ դիսոցվում է՝ $\alpha \rightarrow 1$: Խիստ լուծույթներում վերամիավորման հավանականությունը մեծ է՝ $\alpha \sim \frac{1}{\sqrt{n}}$:



Նկ. 10.1



Նկ. 10.2

Քանի դեռ դաշտ չի կիրառված՝ լուծույթում իոնները կատարում են միայն անկանոն, քառասային շարժում: Էլեկտրական դաշտ կիրառելիս, քառասային շարժման հետ մեկտեղ, նրանք կատարում են մաս կարգավորված շարժում՝ դրական իոնները դեպի բացասական էլեկտրոդը՝ կաթոդը, իսկ բացասականները դեպի դրական էլեկտրոդը՝ անոդը (Նկ. 2): Արդյունքում առաջանում է էլեկտրական հոսանք:

Այսպիսով, երկրորդ կարգի հաղորդիչներում հոսանքը պայմանավորված է իոնների կարգավորված շարժումով: Փորձերը ցույց են տալիս, որ Օհմի օրենքը ճիշտ է մասն էլեկտրոլիտների համար, սակայն ի տարբերություն մետաղների, էլեկտրոլիտների դիմադրություն-

նը ջերմաստիճանի բարձրացմանը զուգընթաց փոքրանում է, որը պայմանավորված է լիցքակիրների (իոնների) կոնցենտրացիայի աճով:

Իոնները հասնելով համապատասխան էլեկտրոդին՝ նրան են տալիս իրենց «ավելցուկային» էլեկտրոնները կամ նրանից վերցնում իրենց «պակասող» էլեկտրոնները և վերածվելով չեզոք ատոմների (մոլեկուլների)՝ հիմնականում նստում են էլեկտրոդների վրա: Հոսանքի անցման պրոցեսը էլեկտրոլիտներով, որը ուղեկցվում է էլեկտրոդի վրա էլեկտրոլիտի բաղադրիչ նյութերի անջատումով, կոչվում է էլեկտրոլիզ:

Էլեկտրոլիզը փորձնականորեն ուսումնասիրել է Ֆարադեյը՝ հայտնագործելով երկու օրենքներ:

Ըստ Ֆարադեյի առաջին օրենքի՝ էլեկտրոլիզի ընթացքում էլեկտրոդներից որևէ մեկի վրա անջատված նյութի m զանգվածը համեմատական է էլեկտրոլիտով անցած լիցքին՝

$$m = k q \text{ կամ } m = k I t, \quad (10.1)$$

որտեղ k -ն կոչվում է նյութի էլեկտրաքիմիական համարժեք:

Եթե էլեկտրոլիտով անցնող լիցքը հավասար լինի 1 Կլ-ի, ապա (10.1)-ից կատանանք, որ m -ը թվայնորեն հավասար է k -ին: Այսինքն՝ էլեկտրաքիմիական համարժեքը նյութի այն զանգվածն է, որն անջատվում է էլեկտրոդի վրա, երբ էլեկտրոլիտով անցնում է մեկ կուլոն լիցք:

Ֆարադեյի երկրորդ օրենքը պնդում է, որ ցանկացած քիմիական տարրի k էլեկտրաքիմիական համարժեքը ուղիղ համեմատական է նրա M/n քիմիական համարժեքին՝

$$k = \frac{1}{F} \cdot \frac{M}{n}, \quad (10.2)$$

որտեղ $\frac{1}{F}$ -ը համեմատականության գործակիցն է: F -ը կոչվում է Ֆարադեյի թիվ, ինչը բոլոր քիմիական տարրերի համար մույն հաս-

տատուն մեծությունն է, M -ը տվյալ տարրի մոլային զանգվածն է, n -ը նրա արժեքականությունը (վալենտականությունը): Տեղադրելով k -ի արժեքը (11.1)-ի մեջ՝ կստանանք Ֆարադեյի միացյալ օրենքը էլեկտրոլիզի համար՝

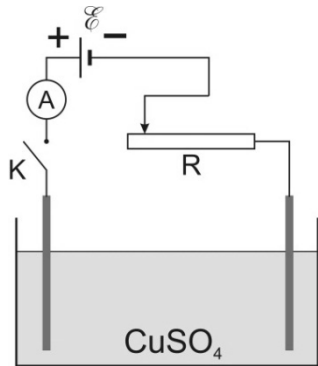
$$m = \frac{1}{F} \cdot \frac{M}{n} q : \quad (10.3)$$

Այստեղից հետևում է, որ Ֆարադեյի հաստատունը թվապես հավասար է այն լիցքին, որը պետք է անցնի լուծույթով, որպեսզի էլեկտրոդի վրա անջատվի նյութի M/n քիմիական համարժեքի մեծությամբ հավասար զանգվածով նյութ:

Որպեսզի էլեկտրոդի վրա անջատվի միավալենտ նյութի քիմիական համարժեքին հավասար նյութի զանգված, էլեկտրոլիտով պետք է անցնեն Ավոգադրոյի թվին հավասար թվով տարրական լիցքեր, այսինքն՝

$$F = N_A \cdot e : \quad (10.4)$$

Տեղադրելով N_A -ի և e -ի արժեքները (5)-ի մեջ՝ Ֆարադեյի թվի համար ստացվում է $F = 96500$ Կլ/մոլ արժեքը:



Նկ. 10.3

Չափումներ

Փորձի սխեման բերված է Նկ. 10.3-ում: Որպես էլեկտրոլիտ վերցվում է պղնձարջասպի ($CuSO_4$) ջրային լուծույթը: A ամպերմետրով չափվում է էլեկտրոլիտով անցնող հոսանքի ուժը, իսկ R ռեոստատով կարգավորվում նրա հաստատունությունը (ամբողջ փորձի ընթացքում հոսանքը պետք է ունենա կայուն արժեք):

Աշխատանքը կատարենք այսպիսի հաջորդականությամբ.

1. Հավաքենք շղթա ըստ Նկ. 10.3-ի:

2. Քանի որ $CuSO_4$ -ը դիսոցվում է Cu^{++} , SO_4^{--} իոնների և պղնձի իոնները նստում են կաթոդի վրա, անհրաժեշտ է փորձի սկզբում կաթոդը հանել լուծույթից, չորացնել և կշռել:
3. Կաթոդը հետ տեղադրենք և միացրենք շղթան, ժամացույցով նշենք փորձի սկիզբը, 15-ից 20 րոպե բաց թողենք հաստատուն հոսանք (այն կարգավորենք R ռեոստատով):
4. Անջատենք շղթան, նորից կաթոդը լուծույթից հանենք, չորացնենք և կշռենք: Վերջին և նախորդ զանգվածների տարբերությունը կլինի կաթոդի վրա անջատված պղնձի m զանգվածը:
5. Համաձայն (10.3)-ի՝

$$m = \frac{1}{F} \cdot \frac{M}{n} \cdot It : \quad (10.5)$$

6. Ձեր փորձով չափած m, I, t արժեքներով գտենք պղնձի M/n քիմիական համարժեքը՝ ընդունելով $F = 96500$ Կլ/մոլ:
7. Ձեր փորձի (m, I, t) տվյալներով գտենք F -ի արժեքը՝ F_{exp} - ը ($M = 64$ գ/մոլ, $n = 2$):
8. F_{exp} -ի մեծությունը տեղադրելով (10.5)-ի մեջ գտենք տարրական լիցքի մեծությունը՝

$$e = \frac{F_{\text{exp}}}{N_A} \quad (N_A = 6.023 \cdot 10^{23} \text{ մոլ}^{-1}):$$

11. ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԸ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ: ՖԵՐՈՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՀԻՍԹԵՐԵԶԻՍ

Ֆերոմագնետիկները դրանք այն նյութերն են, որոնք կարող են օժտված լինել ինքնակամ մագնիսացմամբ, այսինքն կարող են լինել մագնիսացված արտաքին մագնիսական դաշտի բացակայության պայմաններում: Ֆերոմագնետիկների օրինակ են անցումային մե-

տաղները՝ երկաթը, կոբալտը, նիկելը, որոշ հազվագույտ հողային էլեմենտները և դրանց համաձուլվածքները: Ֆերոմագնետիկները առանձնանում են նրանով, որ կարող են ուժեղ մագնիսական փոքր մագնիսական դաշտերում, ունեն շատ մեծ մագնիսական թափանցելիություն, մագնիսական դաշտի ինդուկցիան՝ **B**, կախված է **H** լարվածությունից ոչ գծային օրենքով:

Նյութի մագնիսացումը պայմանավորված է նյութը կազմող ատոմների, մոլեկուլների մագնիսական մոմենտներով, որոնք իրենց հերթին էլեկտրոնների օրբիտալ մոմենտների, ինչպես նաև էլեկտրոնների և միջուկների սեփական (սպինային) մագնիսական մոմենտների գումարն է:

Նյութի մագնիսացման աստիճանը բնութագրվում է մագնիսացման վեկտորով, որը սահմանվում է որպես նյութի միավոր ծավալի մագնիսական մոմենտ՝

$$\vec{J} = \frac{1}{\Delta V} \sum \overrightarrow{P_{\text{m}l}}, \quad (11.1)$$

որտեղ $\overrightarrow{P_{\text{m}l}}$ -ը առանձին մոլեկուլի մագնիսական մոմենտն է, ΔV –ն տվյալ կետը ընդգրկող ֆիզիկական փոքր ծավալը:

Մագնիսացման $\vec{J}$ վեկտորի կապը արտաքին մագնիսական դաշտի $\vec{H}$ լարվածության վեկտորի հետ կախված է միջավայրի հատկություններից: Միայն դիամագնիսական և պարամագնիսական նյութերում, որոնց մագնիսական հատկությունները թույլ են արտահայտված, նշված կապը կարող է գծային լինել: Այդ դեպքում

$$\vec{J} = \kappa \vec{H}, \quad (11.2)$$

որտեղ κ -ն կոչվում է մագնիսական ընկալություն: Մագնիսական դաշտի վրա նյութի ազդեցությունը բնութագրվում է նաև մագնիսական թափանցելիությամբ՝ μ , որը ցույց է տալիս թե քանի անգամ է մագնիսական դաշտի ինդուկցիան փոխվում նյութի մեջ համեմատած վակուումի հետ՝

$$\vec{B} = \mu \vec{H}, \quad (11.3)$$

որտեղ $\mu = 1 + 4\pi\kappa$:

(11.2) և (11.3) կապերը հաճախ օգտագործում են ֆերմագնիսների համար ևս, սակայն այդ դեպքում κ և μ մեծությունները արդեն ֆունկցիա են $\vec{H}$ -ից և $\vec{J}$ և $\vec{H}$ կամ $\vec{B}$ և $\vec{H}$ վեկտորների կապը գծային չէ: $\vec{H}$ -ի մեծացման հետ $\vec{J}$ -ն սկզբում արագ աճում է, հետո այդ աճը դանդաղում է՝ ձգտելով իր առավելագույն $\vec{J}_S$ արժեքին:

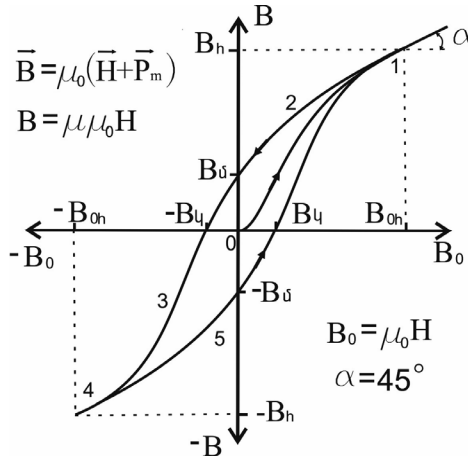
Ինչ վերաբերում է $\vec{B}$ և $\vec{H}$ վեկտորների կապին, ապա $\vec{H}$ -ը մեծացնելիս $\vec{B}$ -ն աճում է և մեծ $\vec{H}$ -երի դեպքում որոշվում այսպես՝ $B = H + 4\pi J_S$: Դա նշանակում է (տես Նկ. 1), որ մեծ $\vec{H}$ -երի դեպքում $B = B(H)$ կախման գրաֆիկը $\vec{H}$ -երի առանցքի հետ մոտենում է 45° անկյան: Եթե ֆերմագնետիկների համար օգտվենք (11.2) և (11.3) կապերից, ապա κ և μ մեծությունները կախված կլինեն H -ից: H -ի մեծացման հետ երկու մեծություններն էլ սկզբում աճում են և անցնում մաքսիմումով, որից հետո մեծ H -երի դեպքում κ -ն ձգտում է զրոյի, իսկ μ -ն՝ մեկի:

Հետազոտությունները ցույց են տալիս, որ ֆերմագնիսականությունը պայմանավորված է միջատոմային փոխազդեցությամբ (այն կոչվում է նաև փոխանակային փոխազդեցություն), որը ունի քվանտոմեխանիկական բնույթ: Այդ փոխազդեցության արդյունքում հարևան ատոմների սպինային մոմենտները դասավորվում են մեկը մյուսին զուգահեռ կամ հակազուգահեռ: Ֆերմագնիսների մոտ այդ փոխազդեցությունը այնքան մեծ է, որ որոշակի ջերմաստիճանից (Կյուրիի ջերմաստիճան) փոքր ջերմաստճանային տիրույթում հարևան ատոմների սպինները դասավորվում են իրար զուգահեռ և ջերմային տատանումները ի վիճակի չեն քանդել այդ դասավորվածությունը: Ուժեղ փոխանակային փոխազդեցության հետևանքով էներգիայի միմիմումի տեսակետից հարմար է, որ ֆերմագնետիկներում առաջանան ինքնակամ մագնիսացման տիրույթներ՝ դոմեններ: Դոմենների չափերը շատ փոքր են՝ 1-100 մկմ: Արտաքին մագնիսական դաշտի բացակայության պայմաններում դոմենների մագնիսական մոմենտները անկանոն են բաշխված և ֆերմագնիսական նյութը ամբողջությամբ կարող է մագնիսացված չլինել:

Ֆերոմագնիսական նյութերի կարևոր առանձնահատկություններից է նաև $\mathbf{B(H)}$ կախվածության ոչ միաբեր լինելը. $\mathbf{B}$ -ն որոշվում է ոչ միայն տվյալ պահին $\mathbf{H}$ -ի ունեցած արժեքով, այլ նաև նյութի մագնիսացման նախապատմությամբ, այսինքն՝ այն բանից, թե մինչև $\mathbf{H}$ -ի այդ արժեքին հասնելը ֆերոմագնետիկը մագնիսացման ինչ պրոցեսներով է անցել: Այս երևույթը հայտնի է որպես մագնիսական հիստերեզիս:

Եթե ապամագնիսացված ֆերոմագնետիկը տեղադրվի աստիճանաբար աճող արտաքին մագնիսական դաշտում, ապա $\mathbf{H}$ -ի մեծացման զուգընթաց $\mathbf{B}$ -ն մույնպես կաճի (Նկ. 11.1, O1 տեղամաս):

Երբ $\mathbf{H}$ -ը նվազեցնենք մինչև զրո, $\mathbf{B}$ -ն զրո չի դառնում, մագնիսացման



Նկ. 11.1

կորը կգնա 12-ով և չի անցնի O սկզբնակետով: Երբ $\mathbf{H}$ -ը զրո դառնա, ֆերոմագնետիկը օժտված կլինի *մնացորդային մագնիսացմամբ*, որը կրնութագրվի $B_{\text{ւ}}$ մեծությամբ: Այն վերացնելու համար պետք է կիրառել հակառակ ուղղված մագնիսական դաշտ: Եթե, փոխելով $\mathbf{H}$ -ի ուղղությունը այն մեծացնենք, ապա $\mathbf{H}$ -ի որոշակի արժեքի դեպքում, որը կոչվում է կոերցիտիվ ուժ, մագնիսական դաշտի ինդուկցիան կդառնա զրո: Նշված ուղղությամբ $\mathbf{H}$ -ի հետագա մեծացումը, մեծացնում է

В-ն հակառակ ուղղությամբ: Այդ դեպքում $B(H)$ կախման գրաֆիկին համապատասխանում է 34 տեղամասը: Եթե 4 կետից հետո նորից փոքրացնենք H -ը՝ հասցնելով նրա արժեքը զրոյի, ապա նորից կունենանք մնացորդային մագնիսացում, սակայն հակառակ ուղղությամբ: Մեծացնելով H -ը՝ նորից կվերադառնանք 1 կետը: Ստացված փակ կորը կոչվում է հիստերեզիս: Ստացված կորից հետևվում է, որ H -ի յուրաքանչյուր արժեքին կարող է համապատասխանել B -ի մի քանի արժեքներ: Թե H -ի տվյալ արժեքի դեպքում B -ի որ արժեքը կիրականացվի, կախված է մագնիսացման նախապատմությունից: Հիստերեզիսի մերակի (օղակի) ստացումը պայմանավորված է ֆերոմագնետիկների դոմենային կառուցվածքով:

Ի տարբերություն դիամագնետիկների և պարամագնետիկների, որոնցում արտաքին մագնիսական դաշտի ազդեցության տակ կողմնորոշման ենթարկվում են միկրոսկոպիկ մագնիսական մոմենտները, ֆերոմագնիտներում կողմնորոշվում են դոմենները: Ընդ որում, կողմնորոշումը կարող է կատարվել ինչպես դոմենների մեխանիկական պտույտի, այնպես էլ արտաքին դաշտում գերադասելի ուղղությամբ դասավորված դոմենների աճի՝ ի հաշիվ հարևան դոմենների: Արտաքին մագնիսական դաշտի փոփոխությունը բերելու է դոմենների վերադասավորման, որը վերը նկարագրված երկու մեխանիզմների դեպքում էլ հանգեցնելու է արտաքին դաշտի կողմից լրացուցիչ աշխատանքի կատարման:

Մնացորդային մագնիսացման և կոերցենտիվ ուժի արժեքները տարբեր մագնետիկների համար կարող է փոխվել բավական լայն միջակայքում: Ֆերոմագնետիկների մագնիսացումը կամ ապամագնիսացումը ուղեկցվում է ջերմության անջատմամբ, որը կոչվում է հիստերեզիսի ջերմություն: Հիստերեզիսի օղակի համար այդ ջերմության քանակը որոշվում է

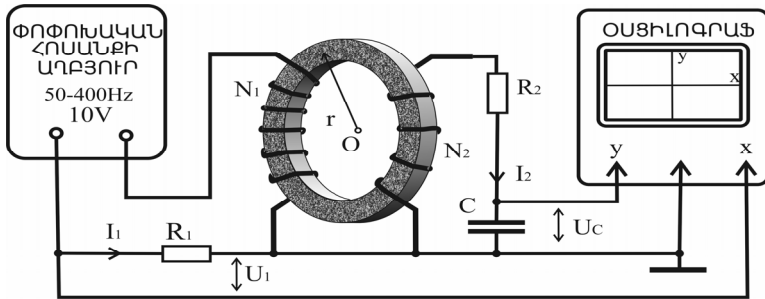
$$Q = \frac{1}{4\pi} \oint H dB \quad (11.4)$$

բանաձևով: Այստեղից երևում է, որ անջատված ջերմությունը $\frac{1}{4\pi}$ գործակցի ճշտությամբ հավասար է հիստերեզիսի մերակի (օղակի) մակերեսին:

Հիստերեզիսի մերակը կարելի է ստանալ էլեկտրոնային օսցիլոգրաֆի էկրանի վրա, եթե հետազոտվող ֆերոմագնետիկը տեղադրվի փոփոխական հոսանքի ստեղծած մագնիսական դաշտում և օսցիլոգրաֆի հորիզոնական ու ուղղահիգ շեղող թիթեղներին տրվեն H-ին և B-ին համեմատական լարումներ: Սարքի սկզբունքային գծանկարը բերված է Նկ.11.2-ում: Հետազոտվող մագնետիկից պատրաստված տորոիդի վրա փաթաթված են N_1 գալարներով գրգռիչ և N_2 գալարներով ընդունիչ փաթույթները:

Գրգռիչ փաթույթը, որին հաջորդաբար միացված է R_1 դիմադրությունը, փոփոխական հոսանքի աղբյուրից ստանում է I_1 հոսանք, որի ստեղծած մագնիսական դաշտի լարվածությունը որոշվում է

$$H = \frac{1}{2\pi} \frac{N_1 I_1}{r}$$



Նկ. 11.2

բանաձևով, որտեղ r -ը տորոիդի միջին շառավիղն է (Նկ. 11.2): R_1 դիմադրության վրայից վերցված լարումը, որը տրվում է օսցիլոգրաֆի հորիզոնական շեղող թիթեղներին, կլինի համեմատական H-ին, քանի որ որոշվում է այսպես՝

$$U_x = I_1 R_1 = \frac{2\pi r N_1}{H} H: \quad (11.5)$$

Ընդունիչ փաթույթում առաջանում է էլեկտրաշարժ ուժ՝

$$\varepsilon = -N_2 S \left(\frac{dB}{dt} \right),$$

որտեղ S -ը տորոիդի լայնական կտրվածքի մակերեսն է: Այդ էլՇՈՒ-ով պայմանավորված հոսանքը, որն անցնում է R_2 -ով, կարելի է ընդունել հավասար $I_2 = \mathcal{E}/R_2$ -ի, եթե ընդունիչ փաթույթի օհմական և ինդուկտիվ, ինչպես նաև կոնդենսատորի ունակային դիմադրությունները R_2 -ի նկատմամբ կարելի լինի անտեսել: Այս հոսանքը կոնդենսատորի վրա ստեղծում է U_C լարում, որն էլ տրվում է օսցիլոգրաֆի ուղղաձիգ շեղող քիթեղներին: Այդ լարման ակնթարթային արժեքը ($t = 0, B = 0$ սկզբնական պայմանի դեպքում) կլինի՝

$$U_y = U_C = \frac{1}{c} \int I_2 dt = -\frac{N_2 S}{R_2 C} B, \quad (11.6)$$

որը և ուղիղ համեմատական է B -ին: Եթե N_1 - $\dot{A}$ սնում են փոփոխական հոսանքի աղբյուրից, որի տված հոսանքի փոփոխությունը պարբերական է, ապա էլեկտրոնային փունջը օսցիլոգրաֆի էկրանին գծում է $B(H)$ կախումը, այսինքն հիստերեզիսի մերակը: Փոփոխական հոսանքի աղբյուրի տված ներդաշնակության օրենքով փոփոխվող հոսանքի դեպքում, վերջինիս փոփոխության յուրաքանչյուր պարբերությանը կհամապատասխանի մեկ լրիվ հիստերեզիսի մերակ, որը նույնությամբ կկրկնվի հետագա պարբերությունների ընթացքում:

Մագնիսացման կորը կառուցելու համար, ինչպես նաև ֆերոմագնետիկը բնութագրող մեծությունները ճիշտ որոշելու համար պետք է օսցիլոգրաֆի բաժանմունքների արժեքները X և Y առանցքներով արտահայտել H -ի և B -ի միավորներով:

Եթե օսցիլոգրաֆի զգայնությունը X և Y առանցքներով համապատասխանաբար J_x և J_y են, ապա $U_x = J_x n_x$, $U_y = J_y n_y$, որտեղ n_x -ը և n_y -ը կոորդինատային ցանցի բաժանումների թվերն են: Նկատի ունենալով նաև (11.5) և (11.6) արտահայտությունները՝ օսցիլոգրաֆի բաժանմունքների արժեքները X և Y առանցքներով կլինեն

$$K_x = \frac{N_1 J_x}{2\pi r R_1}, K_y = \frac{R_2 C J_y}{N_2 S} : \quad (11.7)$$

Ունենալով այս գործակիցները՝ H -ը և B -ն կլինեն

$$H = K_x n_x, \quad B = K_y n_y :$$

Չափելով H -ը և B -ն հազեցման ռեժիմում (H_m և B_m)՝ կարելի է որոշել նաև սահմանային մագնիսական թափանցելիությունը՝

$$\mu = \frac{B_m}{H_m} : \quad (11.8)$$

Չափումներ

1. Հավաքենք Նկ.11. 2-ի շղթան:

2. Միացրենք օսցիլոգրաֆը և փունջը բերենք էկրանի կենտրոն:

3. Աղբյուրի լարումը, ինչպես նաև X և Y առանցքներով ուժեղացումը փոփոխելով՝ հասնենք այն բանին, որ հիստերեզիսի մերակը ունենա հազեցման տեղամաս և զբաղեցնի էկրանի մեծ մասը: Որից հետո ուժեղացման բռնակների դիրքը չփոխենք մինչև փորձի ավարտը:

4. Էկրանի մասշտաբային ցանցով որոշենք ստացված սահմանային հիստերեզիսի մերակի գագաթի n_{xm} և n_{ym} կոորդինատները: Սահմանային հիստերեզիսի մերակը էկրանի մասշտաբային ցանցի առանցքների հետ միասին անցկացնենք էկրանին փակցվող թափանցիկ թղթի վրա:

5. Գրգռող փաթույթով անցնող հոսանքի ուժը փոքրացնելով մինչև զրո՝ ստացվող ոչ սահմանային հիստերեզիսի մերակների գագաթների դիրքերը նշենք թափանցիկ թղթի վրա և կառուցենք մագնիսացման կորը:

6. Օգտվելով (11.7)-րդ արտահայտությունից՝ որոշենք K_x , K_y գործակիցները և կատարենք կոորդինատային առանցքների աստիճանավորում՝ ըստ H -ի և B -ի միավորների:

7. Սահմանային մերակի միջոցով որոշենք հետազոտվող նյութի մնացորդային մագնիսացումը և կոերցետիվ ուժը:

8. Օգտվելով (12.8) արտահայտությունից՝ որոշենք սահմանային մագնիսական թափանցելիությունը:

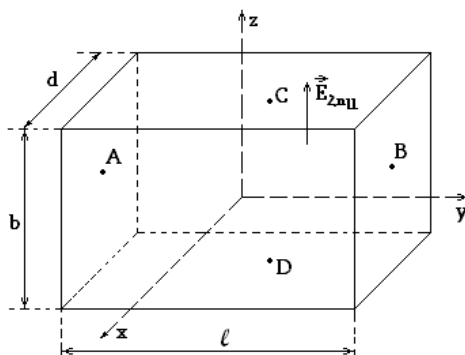
12. ՀՈՒՆԻ ԵՐԵՎՈՒՅԹԸ

1879 թ. ամերիկացի ֆիզիկոս Հոլլը հայտնագործել է հետևյալը: Եթե հոսանքակիր մետաղական կամ կիսահաղորդչային քիթեղը տեղակայվում է մագնիսական դաշտում ուղղահայաց հոսանքի գծերին, ապա նրա կողային մակերևույթների միջև ի հայտ է գալիս պոտենցիալների տարբերություն, որի մեծությունը համեմատական է մագնիսական դաշտի մեծությանը և հաղորդչում հոսանքի ուժին:

Հոլլի երևույթի օգնությամբ կարելի է ուսումնասիրել հաղորդիչներում ազատ լիցքակիրների շարժումը: Այս երևույթը իր մեջ պարունակում է հաղորդիչը բնութագրող այնպիսի կարևոր ինֆորմացիաներ, ինչպիսին են լիցքակիրների կոնցենտրացիան և լիցքակիրների նշանը: Կիսահաղորդիչներում Հոլլի երևույթը հնարավորություն է տալիս որոշելու՝ այն պատկանում է *n*-տիպի (էլեկտրոնային հաղորդականություն), թե *p*-տիպի (խոռոչային հաղորդականություն) կիսահաղորդիչներին, և դրա շնորհիվ է կիսահաղորդիչների ուսումնասիրման կարևորագույն մեթոդներից մեկն է:

Հոլլի երևույթը պարզաբանելու համար դիտարկենք ուղղանկյունաձև հաղորդիչ:

Ենթադրենք նրա երկարությունը l է, լայնությունը b , իսկ հաստությունը՝ d (Նկ. 12.1): Եթե մուշի երկայնքով (y - առանցքով) բաց թողնենք J էլեկտրական հոսանք, իսկ նրան ուղղահայաց (x - առանցքով) ուղղենք $\vec{B}$ ինդուկցիայով մագնիսական դաշտ, ապա z առանցքի ուղղությամբ կառաջանա էլեկտրական դաշտ (որին կանվանենք Հոլլի դաշտ) որոշակի $\vec{E}_{\text{Հոլլ}}$ լարվածությամբ: Այդ դաշտը բնութագրվում է C և D կետերի միջև պոտենցիալների տարբերությամբ, որին անվանում են Հոլլի էլԾՈւ - $\varepsilon_{\text{Հոլլ}}$:



Նկ. 12.1

Հոլլի երևույթի բացատրությունը ելնում է մագնիսական դաշտում շարժվող լիցքերի վրա՝

$$\vec{F} = e[\vec{v} \cdot \vec{B}]: \quad (12.1)$$

Լորենցի ուժի գոյությունից, որտեղ $\vec{B}$ -ն մագնիսական դաշտի ինդուկցիան է, $\vec{v}$ -ն՝ լիցքերի շարժման արագությունը, e -ն լիցքի մեծությունը ($+e$ խոռոչային հաղորդականության դեպքում և $-e$ էլեկտրոնային հաղորդականության դեպքում):

Ենթադրենք, J էլեկտրական հոսանքն ուղղված է y առանցքով, իսկ հակադիր ճիստերի վրա C և D կետերը հոսանքի նկատմամբ սիմետրիկ են դասավորված: Մագնիսական դաշտի բացակայության դեպքում նրանց միջև պոտենցիալների տարբերությունը հավասար է զրոյի: $\vec{B}$ ինդուկցիայով մագնիսական դաշտի միացման դեպքում Լորենցի ուժի ազդեցության շնորհիվ շարժվող լիցքերի հետագծերը կորանում են, շեղվում վերին կամ ստորին ճիստի կողմը՝ կախված նրանից, թե ինչ նշանի են լիցքակիրները, ինչ ուղղություն ունի $\vec{v}$ արագությունը և $\vec{B}$ ինդուկցիան:

Եթե լիցքակիրները դրական լիցքեր են, ապա $\vec{v}$ վեկտորի ուղղությունը համընկնում է J հոսանքի ուղղության հետ: Այդ դեպքում Լորենցի ուժը լիցքակիրներին կշեղի դեպի ստորին ճիստ, որի արդյունքում այդ ճիստի վրա կառաջանա դրական լիցքի ավելցուկ: Հակա-

դիր՝ վերին նիստի վրա կառաջանա բացասական լիցքի ավելցուկ։ Այդ լիցքերը կստեղծեն $\vec{E}_{znll}$ լարվածությամբ էլեկտրական դաշտ, որն իր հերթին $+e$ շարժվող լիցքի վրա կազդի $\vec{F}'$ ուժով, որը հավասար է

$$\vec{F}' = e\vec{E}_{znll} : \quad (12.2)$$

$\vec{F}'$ ուժը հակառակ է ուղղված $\vec{F}$ Լորենցի ուժին։ Հակադիր նիստերի վրա լիցքերի կուտակումը կշարունակվի այնքան ժամանակ, քանի դեռ այդ ուժերը չեն համակշռել միմյանց։

Այսպիսով, հավասարակշռական վիճակում $\vec{F} = \vec{F}'$ ։ Մեր դիտարկած դեպքում, երբ $\vec{F} \perp \vec{v} \perp \vec{B}$ (նկ. 12.1), $\vec{F}$ ուժի մեծությունը (12.1)-ի համաձայն կլինի

$$F = e v B : \quad (12.3)$$

Հետևաբար՝

$$eE_{znll} = e v B, \quad (12.4)$$

որտեղից

$$E_{znll} = v B : \quad (12.5)$$

Հոլլի էլՇՈւ-ի համար, որն առաջանում է C և D կետերի միջև, որոնց հեռավորությունը b է, կստանանք

$$\varepsilon_{znll} = U_{znll} = E_{znll} \cdot b = b v \cdot B : \quad (12.6)$$

Քանի որ j հոսանքի խտությունը

$$j = env, \quad (12.7)$$

որտեղ n -ը լիցքակիրների կոնցենտրացիան է, հոսանքի ուժի համար կստանանք

$$J = j b d = en v b d : \quad (12.8)$$

(12.8)-ից կստանանք

$$v = \frac{J}{en b d} : \quad (12.9)$$

(12.9)-ը տեղադրելով (12.6)-ի մեջ, կստանանք

$$\varepsilon_{znll} = \frac{J B}{en d} : \quad (12.10)$$

(12.10)-ից հետևում է, որ

$$\varepsilon^*_{\lambda_{nll}} = \frac{\varepsilon_{\lambda_{nll}} \cdot d}{j} = \frac{B}{en} : \quad (12.11)$$

$\varepsilon^*_{\lambda_{nll}}$ -ը կոչվում է Հոլլի տեսակարար կամ բերված էլՇՈւ, որը, ինչպես երևում է (12.11) բանաձևից, ուղիղ համեմատական է B ինդուկցիային՝

$$\varepsilon^*_{\lambda_{nll}} = RB: \quad (12.12)$$

Համեմատականության գործակիցը՝

$$R = \frac{1}{en}, \quad (12.13)$$

կոչվում է Հոլլի գործակից կամ Հոլլի հաստատուն:

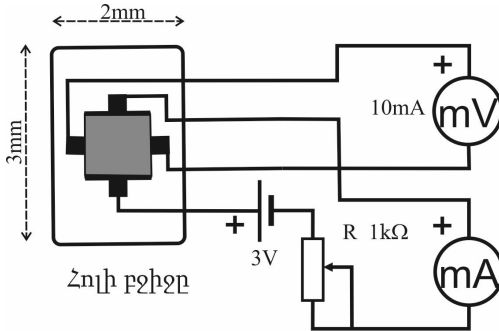
Հոլլի գործակցի համար (12.13) արտահայտությունը արտածելիս ենթադրվում է, որ բոլոր լիցքակիրները ունեն միևնույն $\vec{v}$ արագությունը, որը, իր հերթին, չի փոփոխվում լիցքակիրների շարժման ընթացքում: Իրականում լիցքակիրները շարժման ընթացքում ցրվում են խառնուրդների և բյուրեղացանցի հանգույցներում տատանվող իոնների վրա: Այդ ցրումները հաշվի առնելիս R -ի համար ստացվում է մեկ այլ արտահայտություն, որի տեսքը կախված է ցրման մեխանիզմներից: Մաքուր կիսահաղորդիչների համար (սեփական հաղորդականությամբ), երբ ցրումները տեղի են ունենում միայն բյուրեղացանցի հանգույցներում տատանվող իոնների վրա, Հոլլի գործակցի համար ստացվում է

$$R = \frac{3\pi}{8} \cdot \frac{1}{en} \quad (12.14)$$

արտահայտությունը, ինչը հակադարձ համեմատական է լիցքակիրների կոնցենտրացիային: Մետաղներում ազատ լիցքակիրների n կոնցենտրացիան չափազանց մեծ է՝ $\sim 10^{27} \text{ լ}^{-3}$, ինչի պատճառով Հոլլի գործակիցը շատ փոքր է ստացվում և Հոլլի երևույթը մետաղներում կիրառական լայն նշանակություն չունի: Կիսահաղորդիչներում $n \sim 10^{20} \text{ լ}^{-3}$ կարգի է, այսինքն՝ Հոլլի գործակիցը միլիոն անգամ մեծ է քան մետաղներում և ձեռք է բերում պրակտիկ կարևորություն, օրինակ, տարատեսակ ավտոմատ սարքերում:

Նկ. 12.2-ում Հոլլի երևույթով մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի վեկտորը որոշելու հարմարանքի (մագնիսամետրի) էլեկտրական

սխեման է: Փոքր չափերի շնորհիվ Հոլլի բջիջը հնարավորություն է տալիս բացահայտելու մագնիսական դաշտի տարածական բաշխման մանրամասները:



Նկ. 12.2

Մագնիսական դաշտը ուսումնասիրելու համար ավելի հարմար է դաշտի ինդուկցիայի և դրա ազդեցությամբ առաջացած Հոլլի բջջի լարումն արտահայտել հետևյալ հավասարումով՝

$$U_{\text{Հոլլ}} = R_{\text{Հոլլ}} B \text{ կամ } B = \frac{1}{R_{\text{Հոլլ}}} U_{\text{Հոլլ}},$$

որի գրաֆիկը կոչվում է «տեսլավոլտային» բնութագիծ: Այստեղ $R_h = RbJ$ (երկուսն էլ բջիջը սնող որոշակի հոսանքի դեպքում): Այդ պատճառով ի տարբերություն R -ի, R_h -ը կոչվում է Հոլլի բերված գործակից և բնութագրում է տվյալ սարքը:

Չափավոր հոսանքների տիրույթում ($I \sim 1 \div 30 \text{ mA}$) տեսլավոլտային կախումը համարյա գծային է՝ այսինքն, եթե $I = \text{const}$, ապա $R_h = \text{const}$:

Չափումներ

Վարժություն 1. Հոլլի գործակցի որոշումը

Կիսահաղորդչային d հաստությամբ նմուշով բաց են թողնում էլեկտրական հոսանք և չափում են Հոլլի էլՇՈՒ-ն ($\varepsilon_{\text{Հոլլ}}$) մագնիսական

դաշտի B ինդուկցիայի տարբեր արժեքների դեպքում: (12.11) բանաձևով որոշվում է Հոլլի տեսակարար էլՇՈւ-ն ($\varepsilon^*_{\text{Հոլլ}}$) և կառուցվում է նրա կախվածությունը B -ից, որը պետք է լինի գծային: Այդ գրաֆիկի թեքության անկյունով որոշվում է R գործակիցը: Օգտվելով (12.14) արտահայտությունից և հաշվի առնելով, որ $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ Կլ հաշվում ենք ազատ լիցքակիրների կոնցենտրացիան՝

$$n = \frac{3\pi}{8} \cdot \frac{1}{eR} \approx 7.4 \cdot 10^{18} \frac{1}{R}: \quad (12.15)$$

Եթե բացի Հոլլի գործակցից փորձով որոշենք հաղորդչի տեսակարար դիմադրությունը, ապա կարելի է որոշել այնպիսի կարևոր մի մեծություն, որը կոչվում է ազատ լիցքակիրների շարժունակություն:

Լիցքակիրների շարժունակություն (μ) կոչվում է նրանց դրեյֆային արագությունը, որը լիցքակիրները ձեռք են բերում $1 \frac{\text{Վ}}{\text{սմ}}$ լարվածությամբ էլեկտրական դաշտում: Ակնհայտ է, որ եթե լիցքակիրները շարժվում են E լարվածությամբ էլեկտրական դաշտում, ապա նրանց դրեյֆային արագությունը

$$v = \mu E: \quad (12.16)$$

Հոսանքի խտության համար կունենանք

$$j = en\mu E: \quad (12.17)$$

Օհմի օրենքի համաձայն՝

$$j = \sigma E, \quad (12.18)$$

որտեղ σ -ն հաղորդչի տեսակարար էլեկտրահաղորդականությունն է, որը (12.17) և (12.18) արտահայտությունների համաձայն

$$\sigma = en\mu: \quad (12.19)$$

Տեսակարար դիմադրությունը կլինի

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{en\mu}, \quad (12.20)$$

որտեղից

$$\mu = \frac{1}{\rho en}: \quad (12.21)$$

Հաշվի առնելով Հոլլի գործակցի (13.14) արտահայտությունը, շարժունակության համար կստանանք

$$\mu = \frac{8}{3\pi} \frac{R}{\rho} \approx 0.85 \frac{R}{\rho}: \quad (12.22)$$

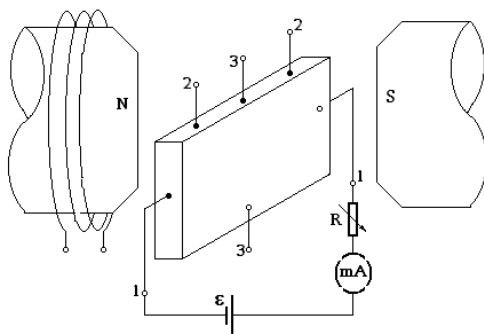
Տեսակարար դիմադրությունը որոշելու համար չափվում է Δl հեռավորության վրա հաղորդչի մակերևույթին գտնվող երկու կետերի միջև: Այդ նպատակի համար Δl հեռավորության վրա կետերով բաց է թողնվում $\mathcal{I}$ հոսանք և չափվում է $U_{\Delta l}$ լարման անկումը այդ կետերի միջև: Այդ դեպքում տեսակարար դիմադրությունը որոշվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$\rho = \frac{U_{\Delta l} b d}{\mathcal{I} \Delta l}, \quad (12.23)$$

որտեղ bd -ն նմուշի լայնական հատույթի մակերեսն է (Նկ. 12.1):

Հոլլի գործակցի և տեսակարար դիմադրության որոշման համար սարքի էլեկտրական սխեման բերված է Նկ. 12.3-ում:

- 1-1 – կոնտակտներ նմուշով հոսանք բաց թողնելու համար,
 - 2-2 – կոնտակտներ նմուշի դիմադրությունը չափելու համար,
 - 3-3 – կոնտակտներ Հոլլի էլՇՈւ-ն չափելու համար:
1. Հավաքե՛ք Նկ. 12.3-ի շղթան:



Նկ. 12.3

2. Տեղադրե՛ք Հոլլի բջիջը՝ (Նկ. 12.3) հայտնի ինդուկցիայով հաստատուն մագնիսի դաշտում:
3. Փոփոխե՛ք հոսանքը 3mA (մԱ) քայլով 0 ÷ 15 մԱ միջակայքում:

4. Հաշվե՞ք հոսանքի բոլոր արժեքներին համապատասխան Հոլլի գործակիցը՝ $R_h = \frac{u_h}{B}$:
5. Կառուցե՞ք հոսանքից Հոլլի գործակցի կախման գրաֆիկը:
6. Փոխե՞ք մագնիսը կամ մագնիսական դաշտը և փորձը կրկնե՞ք:

Ստուգման հարցեր

1. Ի՞նչ է համապոտենցիալ մակերևույթը:
2. Ի՞նչ է հոսանքի խտությունը:
3. Սահմանե՞ք Լորենցի ուժը:
4. Ո՞րն է Հոլլի երևույթը:
5. Տվե՞ք Հոլլի երևույթի բացատրությունը:
6. Դուրս բերե՞ք Հոլլի էլՇՈւ-ի և Հոլլի գործակցի բանաձևերը:
7. Ի՞նչ է Հոլլի R գործակիցը:
8. Ի՞նչ է Հոլլի բերված R_h գործակիցը:
9. Ինչպե՞ս որոշել լիցքակիրների կոնցենտրացիան:
10. Ի՞նչ է շարժունակությունը: Ինչպե՞ս որոշել շարժունակու-
թյան մեծությունը:
11. Ինչո՞ւ որպես ուսումնասիրվող նմուշ օգտագործում են կիսա-
հաղորդիչը և ոչ թե մետաղը:
12. Կիսահաղորդիչներում ինչպիսի՞ հաղորդականություններ են
հնարավոր և ինչպե՞ս այն որոշել:

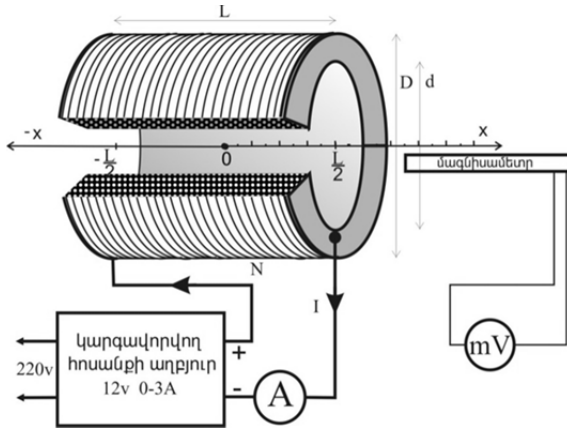
Վարժություն 2. Սոլենոիդի մագնիսական դաշտի որոշումը

Որպես Հոլլի երևույթի կիրառման օրինակ քննարկենք վերջա-
վոր սոլենոիդի մագնիսական դաշտի ուսումնասիրությունը:

Սոլենոիդը մեկուսացված հաղորդալարի բազմաթիվ գալար պա-
րունակող գլանաձև առանցքասիմետրիկ փաթույթ է: Սոլենոիդի հիմ-
նական բնութագիրներն են՝

- փաթույթի գալարների թիվը՝ N ,

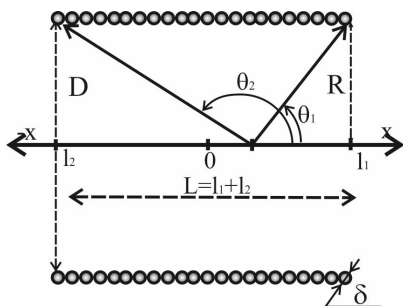
- գալարների խտությունը՝ $n = \frac{N}{L}$,
- փաթույթի երկարությունը՝ L ,
- արտաքին D և ներքին d տրամագծերը:



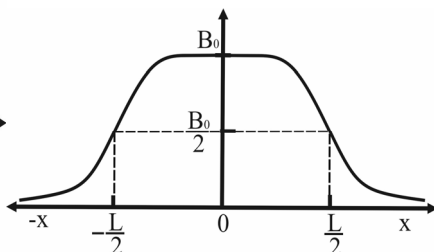
Նկ. 12.4

Սոլենոիդի մագնիսական ինդուկցիան համեմատական է փաթույթի գալարների N թվին և փաթույթի հոսանքին: Մեծ մագնիսական դաշտ ստանալու նպատակով ձգտում են գալարների թիվը մեծացնել: Շատ գալար տեղավորելու համար հաղորդիչը մի քանի շերտով են փաթաթում: Ստացվում է բազմաշերտ կամ «հաստ» սոլենոիդ (Նկ. 12.4):

Դրան հակառակ՝ «բարակ» սոլենոիդի փաթույթի հաստությունը արհամարհելի փոքր է, քան այդ սոլենոիդի տրամագիծը՝ $D \gg \delta$, որտեղ δ -ն հաղորդալարի կամ փաթույթի հաստությունն է: Նկ. 12.5-ում ներկայացված է բարակ սոլենոիդի լայնական հատույթը:



Նկ. 12.5



Նկ. 12.6

Այս աշխատանքը կատարվում է բազմաշերտ սղենոիդով: Սակայն, սրա մաթեմատիկական նկարագրությունը բավական բարդ է: Հաշվարկը ցույց է տալիս, որ այս երկու սղենոիդների ինդուկցիայի վեկտորի տարածական բաշխումները մնան են: Այդ պատճառով հետագա տեսական վերլուծությունը կատարենք բարակի համար, որի դաշտն առանցքի վրա որոշվում է ըստ հետևյալի՝

$$B = \frac{\mu_0 n I}{2} (\cos \theta_2 - \cos \theta_1) = \frac{\mu_0 n I}{2} \left(\sqrt{\frac{l_1^2}{l_1^2 + R^2}} + \sqrt{\frac{l_2^2}{l_2^2 + R^2}} \right),$$

որտեղ μ_0 -ն մագնիսական հաստատունն է, n -ը գալարների խտությունն է, R -ը սղենոիդի շառավիղն է, l_1 -ը և l_2 -ը՝ դիտման կետի հեռավորությունն է սղենոիդի եզրերից, θ_1 -ը և θ_2 -ը եզրերի դիտման անկյուններն են:

Ներկայացված հավասարումից բխում է մի քանի հետևանք՝

1. Եթե դիտման կետը գտնվում է սղենոիդի կենտրոնում՝ $l_1 = l_2$, ապա դաշտը որոշվում է՝

$$B_0 = \mu_0 n I \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{4R^2}{L^2}}} = \mu_0 N I \frac{1}{\sqrt{L^2 + R^2}},$$

որտեղ $L = l_1 + l_2$ սղենոիդի երկարությունն է, $N = nL$ -ը՝ գալարների թիվը:

2. Եթե դիտման կետը գտնվում է սղենոիդի եզրին՝ $l = L$, ապա

$$B = \frac{\mu_0 NI}{2} \frac{1}{\sqrt{L^2 + R^2}},$$

այսինքն եզրում դաշտը երկու անգամ փոքր է քան կենտրոնում:

- 3 Առանցքի ուղղությամբ, սոլենոիդից դուրս դաշտը արագ նվազում է դիպոլի դաշտի նման՝ $1/x^3$ -ի օրենքով:
- 4 Եթե սոլենոիդը շատ երկար է՝ $L \gg 4R$, ապա նրա դաշտը մոտարկվում է անվերջ երկար սոլենոիդի բանաձևով՝

$$B = \mu_0 nI:$$

Այս հետևանքներից եզրակացնում ենք, որ վերջավոր սոլենոիդի դաշտի կախումն x -ից նման է Նկ.12. 6-ի պատկերին: Ստանանք այդ գրաֆիկը փորձով:

Չափումներ

1. Շղթան հավաքենք ըստ Նկ. 12.4-ի:
2. Հոսանքի կարգավորիչը դրենք «0»-ի վրա և միացրենք:
3. Հոսանքը սահուն մեծացրենք մինչև 0,5A:
4. Մագնիսաչափը 1սմ քայլով տեղաշարժենք 0x առանցքի երկայնքով և ամեն անգամ գրանցենք միլիվոլտմետրի ցուցմունքը:
5. Կառուցենք x -ից միլիվոլտմետրի ցուցմունքի կախման գրաֆիկը:
6. Նույնը կրկնենք 1Ա, 1,5 Ա, 2Ա հոսանքների համար:
7. Համեմատենք ստացված գրաֆիկները Նկ. 12.6-ի հետ:

Ստուգման հարցեր

1. Ի՞նչ է սոլենոիդը:
2. Ի՞նչ բնութագրիչներ ունի սոլենոիդը:
3. Ի՞նչպես է որոշվում սոլենոիդի դաշտը:
4. Բացատրենք մագնիսամետրի աշխատանքը:

13. ՋԵՐՄԱՆԼԵԿՏՐԱՇԱՐԺ ՈՒԺ

Երկու տարբեր հաղորդիչներից՝ A և B (կամ կիսահաղորդիչներից) կազմված փակ շղթայում առաջանում է էլեկտրաշարժ ուժ $\mathcal{E}_T$ և հոսում է հոսանք, եթե հաղորդիչների 1 և 2 կոնտակտները գտնվում են տարբեր T_1 և T_2 ջերմաստիճաններում: Այս երևույթը հայտնաբերվել է 1831 թ. և կոչվում է Ջեքեկի երևույթ: Նմանատիպ կոնտակտներում առաջացած էլեկտրաշարժ ուժը կոչվում է ջերմաէլեկտրաշարժ ուժ, իսկ երկու տարբեր հաղորդիչներից կազմված շղթան կոչվում է ջերմագույժ: Հայտնի են ջերմաէլեկտրաշարժ ուժի առաջացման երեք պատճառներ՝

1. Ջերմաստիճանի գրադիենտի պատճառով լիցքակիրների ուղղորդված հոսքի առաջացումը:
2. Բյուրեղացանցի տատանումների կողմից էլեկտրոնների գերումը:
3. Կախված ջերմաստիճանից Ֆերմիի մակարդակի դիրքի փոփոխությունը:

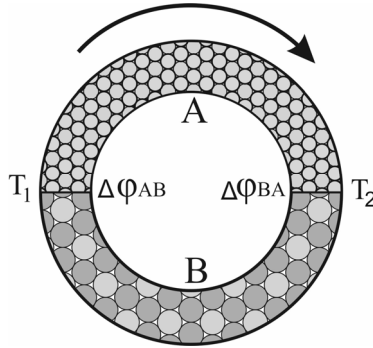
Հաղորդչի երկայնքով ջերմաստիճանի գրադիենտի dT/dl առկայությունը բերում է նրան, որ հաղորդչի տաք ծայրում գտնվող էլեկտրոնները օժտված են լինում մեծ կինետիկ էներգիայով և քառասային շարժման մեծ արագությամբ համեմատած հաղորդչի սառը ծայրի էլեկտրոնների հետ: Առաջանում է էլեկտրոնների հոսք հաղորդչի տաք ծայրից դեպի սառը ծայր: Ինչի արդյունքում հաղորդչի սառ ծայրը լիքավորվում է բացասականապես, իսկ տաք ծայրը դրականապես: Լիքակիրների վերաբաշխումը շարունակվում է այնքան ժամանակ, մինչև որ առաջացած պոտենցիալների տարբերությունը ձևավորում է էլեկտրոնների հոսքին հակառակ ուղղված և մեծությամբ հավասար հոսք:

Բացի դրանից ջերմաստիճանի գրադիենտը առաջացնում է հաղորդչի բյուրեղացանցի տատանողական էներգիայի (ֆոնոնների) հոսք հաղորդչի տաք ծայրից դեպի սառը ծայրը: Ֆոնոնների նմանատիպ դրեյֆը բերում է նրան, որ դրանց վրա ցրվող էլեկտրոնները

նույնպես սկսում են կատարել ուղղորդված շարժում հաղորդչի տաք ծայրից դեպի սառը ծայրը: Էլեկտրոնների կուտակումը հաղորդչի սառը ծայրում և տաք ծայրում նրանց աղբատացումը բերում է ջերմաէլեկտրաշարժ ուժի ֆոնոնային բաղադրիչի առաջացմանը: Ցածր ջերմաստիճաններում ջերմաէլեկտրաշարժ ուժի ձևավորման մեջ գերակշռողը ֆոնոնային բաղադրիչն է:

Վերը նշված երկու պրոցեսների արդյունքում հաղորդչում առաջանում է էլեկտրական դաշտ, որը հակառակ է ուղղված ջերմաստիճանի գրադիենտին: Այդ դաշտի լարվածությունը կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$E = -\frac{d\varphi}{dl} = -\frac{d\varphi}{dT} \frac{dT}{dl} = -\beta \frac{dT}{dl}, \text{ որտեղ } \beta = \frac{d\varphi}{dT}: \quad (13.1)$$



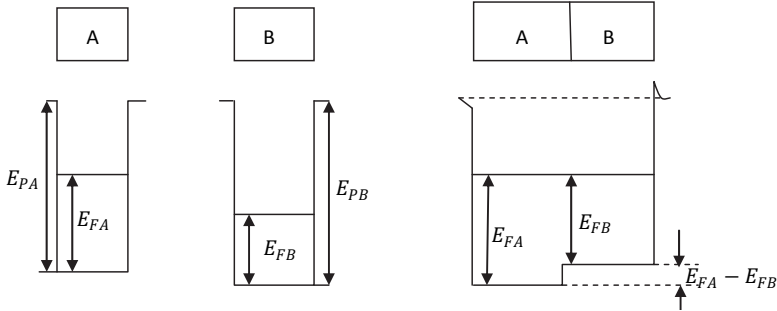
Նկ. 13.1

Միևուս նշանը ցույց է տալիս, որ առաջացած էլեկտրական դաշտը և ջերմաստիճանի գրադիենտը ունեն հակադիր ուղղություններ:

2A1B2 փակ շղթա առաջացած ջերմաէլեկտրաշարժ ուժի համար կատանանք

$$\varepsilon_{2A1} = -\int_2^1 \beta_A \frac{dT}{dl} dl = \int_{T_1}^{T_2} \beta_A dT, \quad \varepsilon_{1B2} = -\int_1^2 \beta_B \frac{dT}{dl} dl = -\int_{T_1}^{T_2} \beta_B dT: \quad (13.2)$$

Ջերմաէլէկտրաշարժ ուժի առաջացման երրորդ պատճառը Ֆերմիի մակարդակի կախվածությունն է ջերմաստիճանից: Ամենաբարձր էներգետիկ



Նկ. 13.2

մակարդակը, որը զբաղեցնում են էլէկտրոնները 0 Կ ջերմաստիճանում կոչվում է Ֆերմիի մակարդակ: Ֆերմիի էներգիան այն էներգիան է, որը կարող են ունենալ մետաղում հաղորդականության էլէկտրոնները 0 Կ ջերմաստիճանում: Էլէկտրոնների ելքի աշխատանքը մետաղում այն աշխատանքն է, որը անհրաժեշտ է կատարել էլէկտրոնը Ֆերմիի մակարդակից վակուումի մակարդակ տեղափոխելու համար: Ֆերմիի մակարդակը կլինի այնքան բարձր, որքան մեծ է էլէկտրոնային գազի խտությունը: Օրինակ, E_{FA} -ն A մետաղի Ֆերմիի մակարդակն է, իսկ E_{FB} -ն B մետաղինը: E_{PA} և E_{PB} -ն էլէկտրոնների առավելագույն պոտենցիալ էներգիաներն են համապատասխանաբար A և B մետաղներում:

Երկու տարբեր A և B մետաղների կոնտակտի դեպքում Ֆերմիի մակարդակների տարբերության ($E_{FA} > E_{FB}$) պատճառով A մետաղի էլէկտրոնները կանցնեն B մետաղ: Այդ դեպքում A մետաղը կլիցքավորվի դրականապես, իսկ B մետաղը բացասականապես: Այդ լիցքերի հայտնվելը բաժանման սահմանին կհանգեցնի մետաղների էներգետիկ մակարդակների շեղմանը: Երբ Ֆերմիի մակարդակները կհավասարվեն մետաղների մեջ կհաստատվի դիմամիկ հավասարակշռություն: Նկ. 13.2-ից երևում է, որ էլէկտրոնի պոտենցիալ էներգիան A մետաղում ավելի փոքր է քան B-ում ($E_{FA} - E_{PB}$) չափով: Հա-

մապատասխանաբար A մետաղի ներսում պոտենցիալը մեծ է B մետաղի ներսում պոտենցիալից $U_{AB} = \frac{E_{FA} - E_{FB}}{e}$ մեծությամբ: Այս արտահայտությամբ որոշվում է ներքին կոնտակտային պոտենցիալների տարբերությունը: Կոնտակտային պոտենցիալների տարբերության առաջացման պատճառը կոնտակտի մեջ մտնող մետաղներում էլեկտրոնների կոնցենտրացիաների տարբերությունն է, որը կախված է ջերմաստիճանից: Կոնտակտային շերտի լայնությունը մետաղներում 10^{-10} մ կարգի է, ինչը համեմատելի է մետաղի բյուրեղացանցի հանգույցների հեռավորության հետ: Հետևաբար էլեկտրական հոսանքը երկու մետաղների կոնտակտով անցնում է մույնքան հեշտ, որքան մետաղով:

Եթե ջերմազույգի երկու կոնտակտները գտնվում են նույն ջերմաստիճանում, ապա կոնտակտային պոտենցիալների տարբերությունները կլինեն հավասար և ուղղված կլինեն հակադիր ուղություններով և իրար կկոմպենսացնեն:

Հայտնի է, որ մետաղի Ֆերմիի մակարդակի դիրքը, թեկուզ և թույլ, կախված է ջերմաստիճանից: Այդ պատճառով, եթե 1 և 2 կոնտակտները գտնվեն տարբեր ջերմաստիճաններում, ապա $U_{AB}(T_1) - U_{AB}(T_2)$ կոնտակտային տարբերությունը կտա իր ներդրումը ջերմաէլեկտրաշարժ ուժի մեջ, որը հավասար կլինի.

$$\begin{aligned} \varepsilon_l &= U_{AB}(T_1) + U_{AB}(T_2) \\ &= \frac{1}{e} \{ [E_{FA}(T_1) - E_{FB}(T_1)] + [E_{FB}(T_2) - E_{FA}(T_2)] \} = \\ &= \frac{1}{e} \{ [E_{FB}(T_2) - E_{FB}(T_1)] - [E_{FA}(T_2) - E_{FA}(T_1)] \}: \quad (13.3) \end{aligned}$$

Վերջին արտահայտությունը կարելի է ներկայացնել հետևյալ կերպ՝

$$\varepsilon_l = \int_{T_1}^{T_2} \left(\frac{1}{e} \frac{dE_{FB}}{dT} \right) dT - \int_{T_1}^{T_2} \left(\frac{1}{e} \frac{dE_{FA}}{dT} \right) dT: \quad (13.4)$$

Արդյունաբար ջերմաէլեկտրաշարժ ուժը՝ ε_T կորոշվի

$$\varepsilon_T = \varepsilon_{2A1} + \varepsilon_{1B2} + \varepsilon_l \quad (13.5)$$

կամ

$$\varepsilon_T = \int_{T_1}^{T_2} (\beta_A - \frac{1}{e} \frac{dE_{FA}}{dT}) dT - \int_{T_1}^{T_2} (\beta_B - \frac{1}{e} \frac{dE_{FB}}{dT}) dT: \quad (13.6)$$

$$\alpha = \beta_B - \frac{1}{e} \frac{dE_F}{dT} \quad (13.7)$$

մեծությունը կոչվում է ջերմաէլեկտրաշարժ ուժի գործակից: Քանի որ α և β և dE_F/dT մեծությունները կախված են ջերմաստիճանից, ապա α գործակիցը նույնպես կախված կլինի ջերմաստիճանից: Հաշվի առնելով (13.7) նշանակումը ջերմաէլեկտրաշարժ ուժը կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$\varepsilon_T = \int_{T_1}^{T_2} \alpha_A dT - \int_{T_1}^{T_2} \alpha_B dT, \quad (13.8)$$

$$\text{կամ } \varepsilon_T = \int_{T_1}^{T_2} \alpha_{AB} dT,$$

որտեղ $\alpha_{AB} = \alpha_A - \alpha_B$ մեծությունը կոչվում է դիֆերենցիալ կամ տեսակարար ջերմաէլեկտրաշարժ ուժ տվյալ երկու մետաղների համար: α_{AB} մեծության արժեքը էապես կախված է կոնտակտի մեջ մտնող նյութերի բնույթից և ջերմաստիճանային տիրույթից: Նրա արժեքը կարող է հասնել $(10^{-5} - 10^{-4})$ Վ/Կ: Ջերմաստիճանային ոչ մեծ տիրույթում $(0-100^0 \text{ C})$ տեսակարար ջերմաէլեկտրաշարժ ուժը թույլ է կախված ջերմաստիճանից: Այդ դեպքում (13.8) բանաձևը բավական մեծ ճշտությամբ կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$\varepsilon_T = \alpha_{AB}(T_2 - T_1):$$

Ի տարբերություն մետաղների կիսահաղորդիչներում գոյություն ունի լիցքակիրների կոնցենտրացիայի և շարժունակության ուժեղ կախվածություն ջերմաստիճանից: Այդ պատճառով կիսահաղորդիչներում վերը դիտարկված էֆեկտները, որոնք բերում են ջերմաէլեկտրաշարժ ուժի առաջացմանը, ավելի խիստ են արտահայտված: Կիսահաղորդիչներում տեսակարար ջերմաէլեկտրաշարժ ուժը զգալիորեն մեծ է և հասնում է 10^{-3} Վ/Կ արժեքի:

Չբեքի երևույթը օգտագործվում է ջերմագույգում ջերմաստիճանը չափելու համար: Պրակտիկայում հաճախ օգտագործվում են

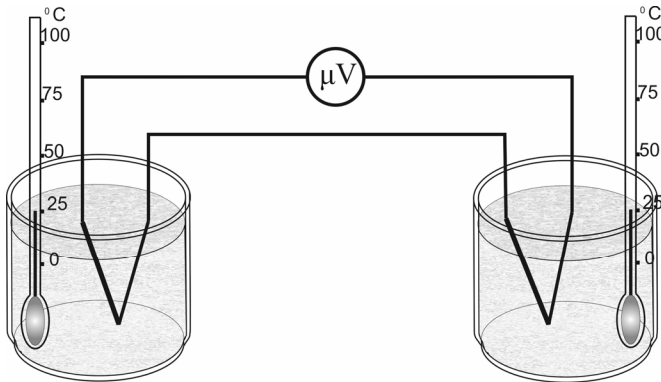
ջերմագույգեր, որոնք կազմված են հատուկ ընտրված համաձուլվածքներից, օրինակ XK-խրոմել- կոպել, XA- խրոմել-ալյումնել:

Չափումներ

Ջերմաէլեկտրաշարժ ուժի կախվածությունը կոնտակտների ջերմաստիճանների տարբերությունից որոշելու համար այս աշխատանքում օգտագործվում է ջերմագույգ, որը կազմված է երկու մետաղալարերից, որոնցից մեկը խրոմի համաձուլվածք է (խրոմել), մյուսը՝ ալյումինի համաձուլվածք (ալյումնել): Մի կոնտակտը տեղադրվում է ջերմաչափի հետ ջրով լցված անոթի մեջ, որի ջերմաստիճանը T_2 ջեռուցիչի օգնությամբ կարելի է փոփոխել: Մյուս կոնտակտի T_1 ջերմաստիճանը պահվում է հաստատուն՝ հավասար սենյակային ջերմաստիճանին:

Առաջացած ջերմաէլեկտրաշարժ ուժի արժեքը չափվում է միկրովոլտմետրի օգնությամբ:

1. Ջերմագույգի կոնտակտները տեղադրենք ջրով լցված անոթների մեջ և միացրենք ջեռուցիչը:



Նկ. 13.3

2. Յուրաքանչյուր 5°C -ը մեկ չափենք ջերմաէլեկտրաշարժ ուժի արժեքը և կառուցենք ջերմաէլեկտրաշարժ ուժի կախվածությունը կոնտակտների $\Delta T = T_2 - T_1$ տարբերությունից:

3. $\varepsilon = \varepsilon(\Delta T)$ կախվածության քեքության անկյան տանգենսով որոշելք տեսակարար ջերմաէլեկտրաշարժ ուժի արժեքը:

Ստուգման հարցեր

1. Ո՞րն է ջերմաէլեկտրականությունը:
2. Ի՞նչն են անվանում մետաղից էլեկտրոնի ելքի աշխատանք:
3. Պատմեք կոնտակտային պոտենցիալների տարբերության առաջացման մասին: Ի՞նչ պայմանների դեպքում և ինչո՞ւ է առաջանում ջերմաէլեկտրաշարժ ուժը:
4. Ի՞նչ է ջերմհաղորդականության գործակիցը, ինչի՞ց է այն կախված և ի՞նչ միավորներով է չափվում:
5. Ջերմաստիճանը չափելիս նախընտրելի է ընտրել թերմոզույգ ջերմհաղորդականության մե՞ծ, թե՞ փոքր գործակցով:

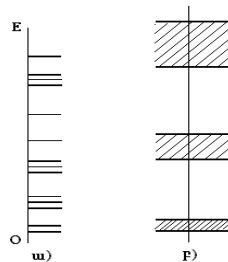
14. ԿԻՍԼՆԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԴԻՈԴ

Նյութերը բաժանվում են մետաղների, կիսահաղորդիչների և դիէլեկտրիկների (մեկուսիչների), որոնք միմյանցից տարբերվում են հաղորդականությամբ: Մետաղներ են անվանել այն հաղորդիչները, որոնց տեսակարար հաղորդականությունը (σ) մեծ է $10^4 (Ohm \cdot cm)^{-1}$ -ից: Այն նյութերը, որոնց տեսակարար հաղորդականությունը $10^{-7} (Ohm \cdot cm)^{-1}$ -ից փոքր է՝ համարվում են դիէլեկտրիկներ: Բոլոր նյութերը, որոնց σ -ն փոխվում է $10^4 - 10^{-7} (Ohm \cdot cm)^{-1}$ միջակայքում, ընդունված էր անվանել կիսահաղորդիչներ: Բայց կիսահաղորդիչների այսպիսի սահմանումը թերի է: Հայտնի է, որ այնպիսի կիսահաղորդիչների՝ ինչպիսիք են սիլիցիումը և գերմանիումը, տեսակարար հաղորդականությունը կարող է դառնալ $10^4 (Ohm \cdot cm)^{-1}$ և ավել տարբեր տիպի խառնուրդների առկայության դեպքում: Բայց դա չի նշանակում, որ նրանք դարձան մետաղներ և դադարեցին կիսահաղորդիչներ լինելուց: Ճիշտ այդպես $GaAs$ -ի հաղորդիչ բյուրեղները համապատասխան խառնուրդներով լեգիրացնելու (հարստաց-

նելու) դեպքում (օրինակ՝ քրոմ, երկաթ, թթվածին), նրանց տեսակարար հաղորդականությունն ընկնում է մինչև $10^{-7} (Ohm \cdot cm)^{-1}$, և պրակտիկորեն, դառնում են մեկուսիչներ, բայց մյուս բոլոր հատկություններով դրանք մնում են կիսահաղորդիչներ:

Ինչպես տեսնում ենք, կիսահաղորդիչների միարժեք սահմանումը տալ բավականին դժվար է: Կիսահաղորդիչների կարևորագույն հատկություններից մեկը այն է, որ արտաքին ազդեցությունների շնորհիվ (ջերմաստիճան, լույս, մագնիսական և էլեկտրական դաշտեր և այլն) նրանք իրենց հատկությունները կարող են փոփոխել լայն դիապազոնում: Օրինակ՝ էլեկտրահաղորդականությունը կարող է այդ արտաքին ազդեցությունների պատճառով փոխվել $10^6 - 10^7$ անգամ: Այդպիսի բան չի դիտվում ո՛չ մետաղներում, ո՛չ էլ էլեկտրոլիտներում:

Որպեսզի այդ առանձնահատկությունը հասկանանք, պետք է նկատի ունենանք, որ էլեկտրոնի էներգիական սպեկտրը բյուրեղում ունի գոտիական կառուցվածք: Պարզաբանենք, թե ինչ է գոտիական կառուցվածքը: Ատոմային ֆիզիկայի և քվանտային մեխանիկայի դասընթացից հայտնի է, որ մեկուսացված ատոմում էլեկտրոնները չեն կարող ունենալ կամայական արժեքի էներգիա: Գոյություն ունեն դիսկրետ էներգիական վիճակներ, որոնց արժեքները թույլատրելի են էլեկտրոնների համար (Նկ. 14.1ա): Հարց է առաջանում, ինչպես կփոխվեն էլեկտրոնի էներգիական մակարդակները ատոմներում, եթե ատոմները մոտեցնենք իրար, այսինքն՝ ատոմները կոնդենսացնենք բյուրեղացանցի հանգույցներում:



Նկ. 14.1

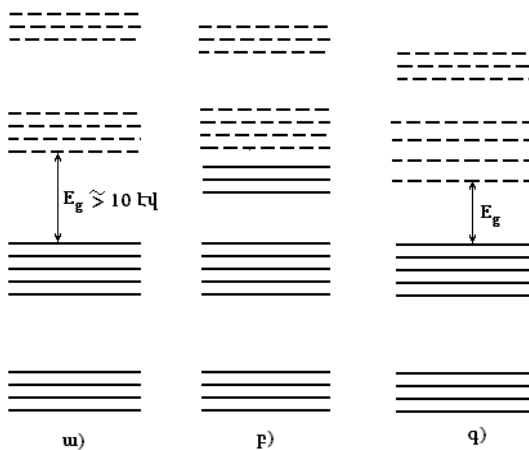
Այս հարցի դասական բացատրությունը այդքան էլ դժվար չէ: Բննարկենք, թե ինչ ուժեր են գործում առանձնացված ատոմում և ինչ ուժեր՝ բյուրեղում: Ատոմում բոլոր էլեկտրոնների վրա գործում է միջուկի ձգողականության ուժը և էլեկտրոնների՝ միմյանց վանողության ուժերը: Բյուրեղում, ատոմների փոքր հեռավորությունների պատճառով, առաջ են գալիս նոր ուժեր: Դրանք են՝ տարբեր ատոմների միջուկների և էլեկտրոնների փոխազդեցությունը և բոլոր միջուկների և էլեկտրոնների միմյանց հետ փոխազդեցությունը: Այդ լրացուցիչ ուժերի պատճառով էլեկտրոնի էներգիական մակարդակները յուրաքանչյուր ատոմում ինչ-որ ձևով պետք է փոփոխվեն: Որոշ մակարդակներ կարող են իջնել, որոշը՝ բարձրանալ: Դրանում է կայանում ատոմների միմյանց մոտեցման առաջին հետևանքը: Երկրորդ հետևանքը կլինի այն, որ ատոմների էլեկտրոնային թաղանթները, առանձնապես՝ արտաքին թաղանթները, կարող են ո՛չ միայն մոտենալ, այլ՝ ծածկել միմյանց: Արդյունքում, որևէ ատոմում գտնվող էլեկտրոնը, առանց էներգիա ծախսելու, կարող է անցնել հարևան ատոմին պատկանող էներգիական մակարդակ և այդպիսով տեղափոխվել մի ատոմից մյուսը: Այդ իսկ պատճառով չի կարելի պնդել, որ այդ էլեկտրոնը պատկանում է որևէ կոնկրետ ատոմի, ընդհակառակը, կարելի է ասել, որ այդ վիճակում էլեկտրոնը պատկանում է բյուրեղացանցի բոլոր ատոմներին: Բնական է ենթադրել, որ վերը նշվածը ավելի շատ վերաբերում է ատոմի արտաքին թաղանթում գտնվող էլեկտրոններին: Որքան էլեկտրոնային թաղանթը մոտ է միջուկին, այնքան միջուկը ամուր է պահում այդ թաղանթի էլեկտրոններին տվյալ էներգիական մակարդակում՝ խոչնդոտելով էլեկտրոնների անցումը մի ատոմից մյուսը:

Այսպիսով, կարելի է ասել, որ ատոմների մոտեցման արդյունքում, ատոմի էներգիական սանդղակի վրա, դիսկրետ մակարդակների փոխարեն առաջանում են էներգիական գոտիներ (Նկ. 14.1բ), այսինքն՝ էներգիայի այնպիսի տեղամասեր, որոնցում կարող է հայտնվել բյուրեղում գտնվող էլեկտրոնը: Դրանց ընդունված է անվանել թույլատրելի էներգիական գոտիներ (գոնաներ): Հարևան թույլատրե-

լի գոտիներն իրարից տարանջատում են արգելված էներգիական գոտիները: Տեղերի թիվը յուրաքանչյուր թույլատրելի գոտիում սահմանափակ է՝ Պաուլիի սկզբունքի համաձայն յուրաքանչյուր քվանտային վիճակ կարող է զբաղեցված լինել միայն մեկ էլեկտրոնով: $T = 0$ Կ ջերմաստիճանում էլեկտրոնները կզբաղեցնեն բոլոր ներքևի էներգետիկ մակարդակները: Կախված վալենտական էլեկտրոնների թվից՝ լրացվող թույլատրելի գոտիներից վերևինը կարող է լրացված լինել ամբողջությամբ կամ մասնակի:

Գոտու լայնությունը պետք է կախված լինի միջուկի հետ էլեկտրոնի կապի աստիճանից: Որքան մեծ է այդ կապը, այնքան փոքր է մակարդակների ճեղքումը, այսինքն՝ գոտին ավելի նեղ է: Եթե մեկուսացված ատոմում էներգիական մակարդակների հեռավորությունները կարող են փոքր լինել, ապա բյուրեղում արգելված գոտիները կարող են վերանալ՝ ձևավորվող էներգիական գոտիների միմյանց ծածկելու արդյունքում:

Բյուրեղական նյութերի հատկությունների հիմնական տարբերությունները պայմանավորված են նրանց գոտիական կառուցվածքների տարբերությամբ (թույլատրելի և արգելված գոտիների լայնությամբ):



Նկ. 14.2

Նկ. 14.2-ում պատկերված է գոտիների դասավորության երեք դեպք $T = 0$ ջերմաստիճանում: Նկարում այն մակարդակները, որոնց համապատասխանող էներգիայով էլեկտրոն կա, հոծ գծով են պատկերված, իսկ այն մակարդակները, որոնց համապատասխանող էներգիայով էլեկտրոն չկա, կետագծով են պատկերված: Լրացված գոտիներից ամենավերինը կանվանենք վալենտական, իսկ չլրացված գոտիներից ամենաներքինը՝ հաղորդականության գոտի: Մասամբ լրացված գոտին ևս կանվանենք հաղորդականության գոտի:

Այն բյուրեղը, որի էներգիական գոտիները Նկ. 14.2 բ-ի տեսքն ունեն, հաղորդիչ են: Իրոք, հաղորդականության գոտու էլեկտրոնները, դաշտում շարժվելով, իրենց էներգիան կմեծացնեն և ավելի ցածր մակարդակներից կանցնեն ավելի բարձր մակարդակները, այդպիսով ապահովելով հոսանքը տվյալ նյութում:

Նկ. 14.2 ա-ում պատկերված գոտիներով բյուրեղը դիէլեկտրիկ է: Վալենտական գոտու էլեկտրոնները չեն կարող հաղորդականությանը մասնակցել, քանի որ այդ դեպքում պետք է դաշտի ազդեցությամբ իրենց էներգիան փոխեին, դառնային ուրիշ էներգիայով օժտված: Բայց այս գոտում ամեն մի հնարավոր էներգիայով էլեկտրոն կա, ուստի ոչ մի էլեկտրոն չի կարող իր էներգիան փոխել: Հաղորդականության գոտում էլ էլեկտրոն չկա: Այդպիսի նյութը, իրոք, հաղորդիչ չի լինի՝ դիէլեկտրիկ է: Բայց, եթե նյութը տաքացնենք, վալենտական գոտուց որոշ էլեկտրոններ, ջերմային գրգռման շնորհիվ, իրենց էներգիան E_g -ով մեծացնելով, կհայտվեն հաղորդականության գոտում, և նյութը կարող է հոսանք հաղորդել: Վալենտական գոտում էլ չգրադեցրած մակարդակներ կհայտվեն, և այդ գոտու էլեկտրոնները ևս հաղորդականությանը կմասնակցեն: Նշանակում է, հաղորդականության գոտում գտնվող էլեկտրոնների կոնցենտրացիան կախված է ջերմաստիճանից, և այդ կախումը ավելի նկատելի կլինի, որքան փոքր է E_g արգելված գոտու լայնությունը (Նկ. 14.2 գ): Ընդունված է $E_g \geq 10$ էՎ դեպքում նյութը դիէլեկտրիկ անվանել, E_g -ի փոքր արժեքների դեպքում՝ կիսահաղորդիչ, $E_g = 0$ դեպքում՝ հաղորդիչ: Այսպիսի

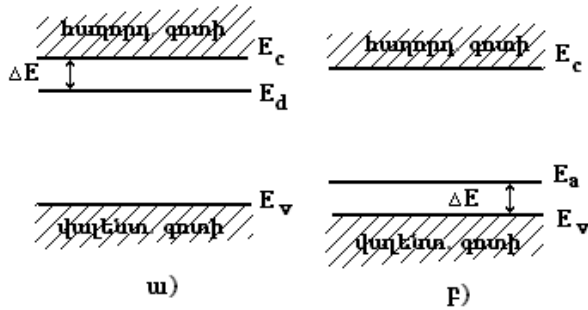
դասակարգումը հաշվի է առնում էլեկտրահաղորդականության մեխանիզմը:

Կիսահաղորդիչներում, երբ էլեկտրոնները վալենտական գոտուց անցնում են հաղորդականության գոտի, վալենտականության գոտու «դատարկ» էներգետիկ մակարդակները ապահովում են հոսանքը խոռոչ կոչվող քվազիմասնիկներով, որոնք իրենց պահում են ինչպես դրական մասնիկներ՝ որոշակի զանգվածով: Հնարավոր են անցումներ ինչպես վալենտականության գոտուց հաղորդականության գոտի, այնպես էլ հաղորդականության գոտուց վալենտականության: Ջերմային հավասարակշռության և արտաքին դաշտի բացակայության դեպքում կիսահաղորդչում ունենք որոշակի հավասարակշիռ քանակի էլեկտրոններ և խոռոչներ:

Կիսահաղորդիչների՝ էլեկտրոններով և խոռոչներով պայմանավորված հաղորդականությունն անվանում են սեփական էլեկտրահաղորդականություն: Ջերմաստիճանի բարձրացումը, ինչպես տեսանք, հանգեցնում է սեփական հաղորդականության մեծացման, բայց այն նույնպես շատ մեծ չէ: Կիսահաղորդչի հաղորդականությունը կարգերով մեծացնելու համար նրան պետք է հավելել այլ քիմիական տարրեր կամ միացություններ՝ խառնուրդներ: Այդ պատճառով այս նոր հաղորդականությունը կոչվում է խառնուրդային հաղորդականություն: Կախված խառնուրդի բնույթից, հաղորդականությունը կարող է լինել էլեկտրոնային կամ խոռոչային:

Օրինակ, սիլիցիումի (Si) բյուրեղում կա ֆոսֆորի (P) ատոմի խառնուրդ: Սիլիցիումի ատոմը քառավալենտ է և արտաքին էլեկտրոնային թաղանթում ունի չորս էլեկտրոններ: Ֆոսֆորի վալենտականությունը հինգ է: Այդ պատճառով սիլիցիումի ատոմի փոխարինումը ֆոսֆորի ատոմով բերում է քիմիական կապերի մեջ չմտած էլեկտրոնի ի հայտ գալու, ինչը հետագայում իր ներդրումն է բերում էլեկտրահաղորդականության մեջ: Բյուրեղն իր ամբողջության մեջ մնում է, իհարկե, էլեկտրաչեզոք: Էներգետիկ վիճակների պատկերացմամբ այդպիսի (բարձր վալենտականությամբ) խառնուրդների առկայությունը բերում է նրան, որ արգելված գոտում առաջանում են խառ-

նուրդային մակարդակներ, որոնք շատ մոտ են դասավորված հաղորդականության գոտու հատակին (Նկ. 14.3 ա):



Նկ. 14.3

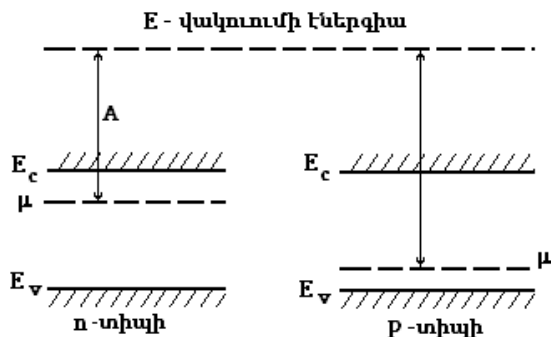
Խոռոչային տիպի հաղորդականությամբ օժտված կիսահաղորդչի օրինակ է նույն սիլիցիումի բյուրեղը, սակայն խառնուրդային բորի ատոմներով: Բորի ատոմը եռավալենտ է: Կապերի լրացման համար բորի ատոմները խլում են վալենտական էլեկտրոն հարևան սիլիցիումի ատոմներից և ամուր պահում դրանց: Արդյունքում բորի ատոմները դառնում են բացասական լիցքավորված իոններ, իսկ սիլիցիումի ատոմների մոտ առաջ է գալիս թափուր տեղ (վականսիա), խոռոչ, որոնք կարող են ցատկել սիլիցիումի հաջորդ ատոմների երկայնքով արտաքին էլեկտրական դաշտի կիրառման դեպքում: Էներգետիկ վիճակների պատկերացմամբ այդպիսի (ցածր վալենտականությամբ) խառնուրդների առկայությունը բերում է նրան, որ արգելված գոտում առաջանում են խառնուրդային մակարդակներ, որոնք շատ մոտ են դասավորված վալենտական գոտու վերին եզրին (Նկ. 14.3 բ):

ա) դեպքում ΔE փոքր էներգիա հաղորդելիս E_d մակարդակից էլեկտրոնները կարող են անցնել հաղորդականության գոտի՝ ավելացնելով էլեկտրոնների քանակը: Այդպիսի խառնուրդները կոչվում են դոնորային խառնուրդներ, իսկ մակարդակը՝ դոնորային մակարդակ: բ) դեպքում, վալենտական գոտուց ΔE փոքր էներգիա կլանելով, է-

լեկտրոնը հեշտությամբ կլրացնի այդ մակարդակը, վալենտական գոտում առաջացնելով խոռոչներ: Այդպիսի խառնուրդները կոչվում են ակցեպտորային խառնուրդներ, իսկ մակարդակը՝ ակցեպտորային մակարդակ:

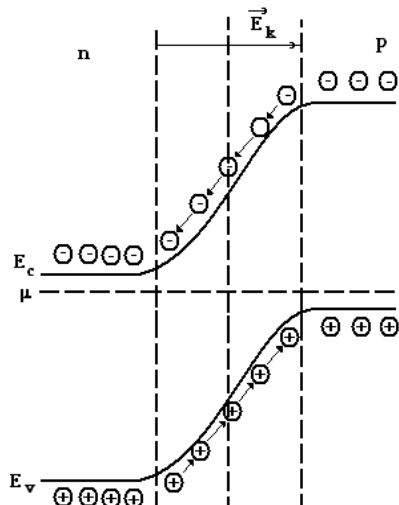
Դոնորային խառնուրդներով կիսահաղորդիչները կոչվում են *n*-տիպի, որտեղ հաղորդականությունը պայմանավորված է հիմնականում էլեկտրոններով: Ակցեպտորային խառնուրդներով կիսահաղորդիչները կոչվում են *p*-տիպի, որտեղ հաղորդականությունը հիմնականում պայմանավորված է խոռոչներով:

Էլեկտրոն-խոռոչային անցում: Այժմ տեսնենք, թե ինչ տեղի կունենա, եթե *n* և *p*-տիպի կիսահաղորդիչների անմիջական կոնտակտ ստեղծենք: Քանի որ լիցքակիրները յուրաքանչյուր կիսահաղորդչում կատարում են անկանոն ջերմային շարժում, ապա տեղի է ունենում դրանց դիֆուզիա կոնտակտի միջով: Ինչպես ամեն մի դիֆուզիայի համար, հոսանքակիրները տեղափոխվում են այն տիրույթներից, որտեղ նրանց կոնցենտրացիան մեծ է: Այսպիսով, *n*-տիպի կիսահաղորդիչից *p*-տիպի կիսահաղորդիչ դիֆուզվում են էլեկտրոններ, իսկ հակառակ ուղղությամբ դիֆուզվում են խոռոչներ: Անցնելով այլ տիպի տիրույթ՝ հիմնական լիցքակիրները դառնում են ոչ հիմնական և ռեկոմբինացվում այդ տիրույթի հիմնական լիցքակիրների հետ, ինչի արդյունքում ընդհանուր լիցքակիրների կոնցենտրացիան *pn*-անցման տիրույթում նվազում է: Կոնտակտի շրջակայքում խախտվում է էլեկտրաչեզոքության պայմանը և առաջանում են խառնուրդների իոնների չկոմպենսացված լիցքեր՝ դրական (դոնորային) - *n*-տիրույթում և բացասական (ակցեպտորային) - *p*-տիրույթում: Այսպիսով բաժանման սահմանի երկու կողմերում առաջանում է հակառակ նշանի խառնուրդային իոնների ծավալային լիցքերի երկշերտ. *n*-տիրույթում դրական, *p*-տիրույթում՝ բացասական: Առաջացած կոնտակտային կոչվող $\vec{E}_k$ էլեկտրական դաշտը (համապատասխան U_k կոնտակտային պոտենցիալների տարբերությունը) հակազդում և ապա կանգնեցնում է լիցքակիրների դիֆուզիոն հոսքը:



Նկ. 14.4

Արդյունքը կարող է մեկնաբանվել մաս էներգետիկ դիագրամների պատկերացմամբ: Մինչև կոնտակտը, կիսահաղորդիչների գոտիների եզրերը համընկնում են (Նկ. 14.4): *n*-տիպի կիսահաղորդչում էլեկտրոնի միջին էներգիան և քիմիական պոտենցիալը (μ) կլինի ավելի բարձր, քան և *p*-տիպի կիսահաղորդչում, իսկ *A*-էլքի աշխատանքը



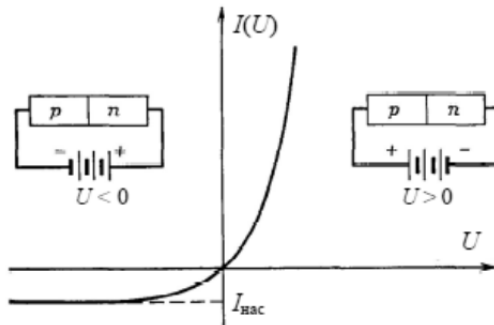
Նկ. 14.5

քը *n*-տիպի համար կլինի ավելի փոքր, քան *p*-տիպի դեպքում: Այժմ, եթե կոնտակտ ստեղծենք *n* և *p*-տիպի կիսահաղորդիչների միջև, ապա *n*-տիպի կիսահաղորդիչ, որում էլեկտրոնի էլքի աշխատանքը փոքր է, էլեկտրոնները կանցնեն կոնտակտի մյուս կողմը: *p*-ում կլինեն էլեկտրոններ, իսկ *n*-ում՝ խոռոչներ:

Կոնտակտային շերտում կառաջանա $\vec{E}_k$ կոնտակտային դաշտ, որն ուղղված կլինի) *n*-տիպի կիսահաղորդիչից *p*-տիպի կիսահաղորդիչը (Նկ. 14.5): Այդ դաշտի շնորհիվ էներգետիկ մա-

կարդակները n -տիպի կիսահաղորդչում կիջնեն, իսկ p -ում՝ կբարցրանան: Երբ երկու կիսահաղորդիչներում քիմիական պոտենցիալները կհավասարվեն, ստեղծված էլեկտրական դաշտը կկասեցնի էլեկտրոնների անցումը $n - p$ կոնտակտով: Այսպիսով, $\vec{E}_k$ էլեկտրական դաշտը էլեկտրոններին և խոռոչներին դուրս է մղում կոնտակտային շերտից հեռու տիրույթները: Որպես հետևանք, pn - կոնտակտի մոտ հիմնական լիցքակիրների քանակը խիստ նվազում է: Դա է պատճառը, որ չնայած կոնտակտային շերտի բարակ լինելու համագամանքին ($10^{-4} - 10^{-6}$ սմ), նրա դիմադրությունը շատ մեծ է կիսահաղորդիչների գումարային դիմադրությունից:

Այժմ ենթադրենք, թե միացնում ենք $\vec{E}$ արտաքին դաշտը, որն ուղղված է n կիսահաղորդիչից դեպի p կիսահաղորդիչը, այսինքն՝ ունի $\vec{E}_k$ դաշտի ուղղությունը և ուժեղացնում է այն: Այդ ուժեղացումը էլ ավելի կփոքրացնի կոնտակտային շերտում լիցքակիրների քանակը՝ մեծացնելով նրա դիմադրությունը: Այս դիմադրությամբ հոսանքը կլինի չնչին, պայմանավորված ոչ հիմնական հոսանքակիրներով: Կիրառական խնդիրներում ասում ենք, որ կոնտակտը հոսանքի համար «կփակվի» (հակառակ լարում, $(+) - p - n$ կիսահաղորդիչին): Երբ արտաքին $\vec{E}$ դաշտը հակառակ է ուղղված $\vec{E}_k$ -ին ($(-) - p - n$ կիսահաղորդիչին, ուղիղ լարում), այն կարող է կոմպենսացնել $\vec{E}_k$ դաշտը, կոնտակտի դիմադրությունը կփոքրանա, և հոսանքը ազատ կանցնի այդ դաշտի ուղղությամբ:



Նկ. 14.6

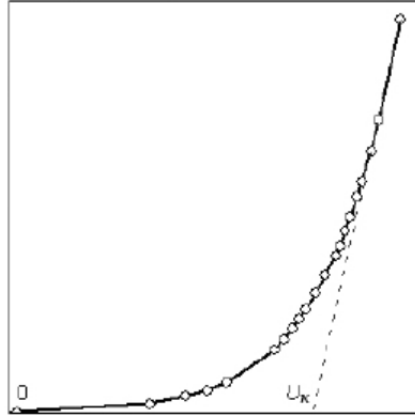
Նկ. 14.6-ում ցույց է տրված p_n –անցման վոլտ-ամպերային բնութագիծը: Լարման բացասական տեղամասում հոսանքի ուժի մասշտաբն էապես մեծացված է «փակման» հոսանքը տեսանելի դարձնելու համար:

Այսպիսով, p_n կիսահաղորդչային կոնտակտն օժտված է միակողմանի հաղորդականությամբ և հանդիսանում է բարձր էֆեկտիվության դիոդ:

Այժմ անդրադառնանք փակ շղթային և նրանում հոսող հոսանքի ուժին Օհմի օրենքի տեսանկյունից: p_n կիսահաղորդչային զույգը պատկերացնենք բաղկացած կոնտակտային բարակ տիրույթից, ուր ձևավորված է U_k կոնտակտային պոտենցիալների տարբերությունը, և դրանից դուրս, բազայի տեղամասից: Մոտավոր գնահատականի համար կատարենք մոտավորություն՝ համարենք p_n -կոնտակտի U_k բնութագրիչը անկախ շղթայում հոսանքի ուժի մեծությունից: Նաև մի կողմ թողնենք կոնտակտային տեղամասի օհմական դիմադրությունը (կամ մտցնենք այն բազայի R դիմադրության մեջ): Նշանակելով հոսանքադրյուրի սեղմակներում լարումը U , Օհմի օրենքը հոսանքադրյուրից դուրս տեղամասի համար $U > 0$ դեպքում կգրվի

$$I = \frac{U - U_k}{R}$$

գծային օրինաչափության տեսքով: Համեմատելով այն Նկ. 14.6-ի գրաֆիկի հետ, տեսնում ենք որ այն համապատասխանում է դրական մեծ լարումների տիրույթին: Վերջինս թույլ է տալիս պարզ գրաֆիկական մեթոդով գնահատական տալ կոնտակտային լարման U_k արժեքին, համապատասխանության տիրույթում տանելով շոշափող գրաֆիկին և որոշելով լարումների առանցքի հետ նրա հատման կետի թվային արժեքը, ինչպես դա պատկերված է Նկ. 14.7-ում:



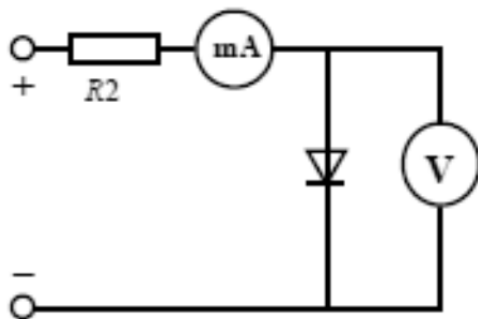
Նկ. 14.7

Չափումներ

Ուղիղ ճյուղի վոլտամպերային քննության հիմն

1. Հավաքե՛ք Նկ. 14.8-ում ներկայացված սխեման:

Ուղիղ հոսանքի չափման ժամանակ դիտողի դիմադրությունը շատ ավելի փոքր է վոլտմետրի սեփական դիմադրությունից (10 ՄՕմ), քայց համեմատելի է ամպերմետրի դիմադրությանը: Այդ պատճառով դիտողի վրա լարումը ճիշտ չափելու համար վոլտմետրը հարկ է միացնել դիտողին անմիջականորեն: Դիտողի շղթային հաջորդական պարտադիր միացվում է լրացուցիչ (R2) դիմադրություն, ինչը սահմանափակում է դիտողով



Նկ. 14.8

առավելագույն հոսանքը, բույլ չտալով դրա գերտաքացում և շարքից դուրս գալը:

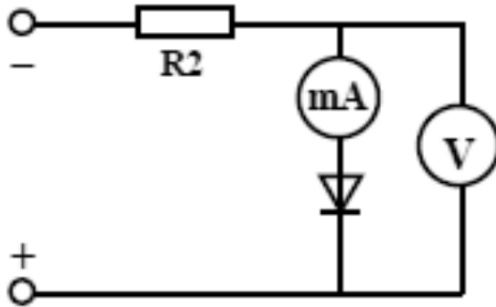
2. Հաստատուն հոսանքի աղբյուրի լարումը դեկավարող պոտենցոմետրի (ռեոստատի) բռնակը դրեք ժամալաքի պտտման ուղղությամբ հակառակ սահմանային դիրքում, ինչը համապատասխանում է գրոյական ելքային լարմանը: Դասախոսի կողմից հավաքված սխեմայի ստուգումից հետո միացնել սնման տումբերը:

3. Փոխելով պոտենցոմետրի միջոցով դիողին տրված լարումը՝ չափելք $I(U)$ վոլտամպերային բնութագրիչի ուղիղ (աջակողմյան) ճյուղը $0 < I < 40$ մԱ սահմաններում: $0 < U < 0.6$ Վ սահմաններում հոսանքը փոքր է և բավարար է չափել մի քանի կետ: Դրանից հետո հաջորդական քայլի մեծությունն ընտրվում է ոչ թե ըստ լարման, այլ ըստ հոսանքի ուժի աճի: Հատկապես մանրագնին հարկ է կատարել չափումները 0.1-10 մԱ ինտերվալում, կիրառելով 0.2 մԱ քայլ մինչև 1 մԱ արժեքը և 1 մԱ քայլ 10 մԱ արժեքը: Արդյունքները լրացրեք աղյուսակում և անջատե՛ք սխեմայի սնուցման տումբերը:

Հակահարձ ճյուղի վոլտամպերային բնութագիրը

1. Հավաքե՛ք սխեման համաձայն Նկ. 14.9-ի, այսինքն փոխարկել շղթային տրվող լարման բևեռայնությունը և համապատասխան փոխել վոլտմետրի մուտքային սեղմակը: Վոլտմետրի նշված ձևով միացման անհրաժեշտությունը գալիս է նրանից, որ p-n անցման հակադարձ հոսանքին դիմադրությունը կարող է լինել համեմատելի և

շատ ավելի մեծ վոլտմետրի մուտքային դիմադրությունից (10 ՄՕմ): Դրա հետևանքով Նկ. 14.8-ի միացման սխեմայի պահպանման դեպքում ամպերմետրը ցույց կտար հիմնականում վոլտմետրով, և ոչ թե դիտրով անցնող հոսանքի ուժը:



Նկ. 14.9

2. Հաստատուն հոսանքի աղբյուրի լարումը ղեկավարող պոտենցիոմետրի (ռեոստատի) բռնակը դրեն ժամալաքի պտտման ուղղությամբ հակառակ սահմանային դիրքում: Դասախոսի կողմից հավաքված սխեմայի ստուգումից հետո միացրենք սնման տումբերը:

3. Փոխելով պոտենցիոմետրի միջոցով դիտլին տրված լարումը, չափենք $I(U)$ վոլտ-ամպերային բնութագրիչի հակադարձ (ձախակողմյան) ճյուղը մինչև -20 մԱ սահմաններում: Ջրոյից մինչև -7.5 Վ տիրույթը չափենք ըստ լարման -1 Վ քայլով հոսանքի ուժի ամենագալուն (մկԱ) սանդղակով: Դրանից հետո, երբ սկսվում է ծակման տիրույթը (область пробоя, breakdown region), հաջորդական քայլի մեծությունն ընտրել ոչ թե ըստ լարման, այլ ըստ հոսանքի ուժի աճի, օրինակ -2 մԱ քայլով: Չափման արդյունքները լրացրենք աղյուսակում: Անջատել սխեմայի սնուցման փոխարկիչը:

Ուղիղ և հակադարձ ճյուղերի համար լրացված աղյուսակների միջոցով կառուցենք վոլտամպերային բնութագիծը: Ուղիղ ճյուղի հա-

մար ($U > 0$) լարումների մասշտաբը նպատակահարմար է վերցրե՛ք ավելի խոշոր, քան հակադարձ ($U < 0$) ճյուղի համար:

Առանձին, ավելի խոշոր մասշտաբով կառուցե՛ք ուղիղ ճյուղում $U > 0.6$ Վ տիրույթը, ուր սկսում է հոսանքի ուժի կտրուկ աճը: Տանելով մեծ հոսանքների տեղամասի շոշափողը, ինչպես Նկ. 14.7-ում, գնահատե՛ք p -անցման կոնտակտային պոտենցիալների տարբերությունը:

Ստուգող հարցեր

1. Ինչպիսի՞նք է սեփական էլեկտրահաղորդականության բնույթը կիսահաղորդիչներում:

2. Ի՞նչ կերպ է առաջացվում խառնուրդային (էլեկտրոնային կամ խոռոչային) էլեկտրահաղորդականությունը:

3. Նկարագրե՛ք կիսահաղորդիչների սեփական և խառնուրդային զոնային դիագրամները:

4. Ինչպե՞ս է ստեղծվում p -անցումը: Ի՞նչ է տեղի ունենում p -անցումում արտաքին լարման բացակայության դեպքում:

5. Ի՞նչ է տեղի ունենում p -անցումում արտաքին ուղիղ և հակադարձ լարումների կիրառման դեպքերում:

6. Նկարե՛ք դիողի սխեմատիկ նշանակումը և բացատրե՛ք վոլտամպերային բնութագրիչի ձեռքբերման (ուղիղ և հակադարձ ճյուղերի) սխեմաների առանձնահատկությունները:

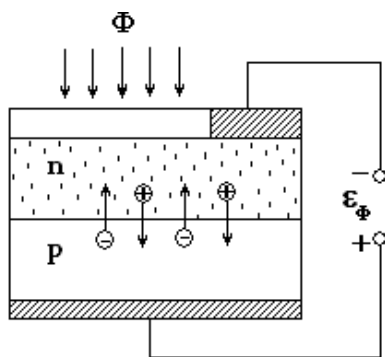
7. Բերե՛ք վոլտամպերային բնութագծի գրաֆիկական տեսքը և որակապես նկարագրե՛ք այն:

15. ՖՈՏՈԴԻՈԴ: ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՍԿԶԲՈՒՆՔԸ ԵՎ ՀԻՄՆԱԿԱՆ ԲՆՈՒԹՎԳՐԵՐԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

Ֆոտոդիոդը կիսահաղորդչային սարք է, որում օգտագործվում է էլեկտրոնախոռոչային սահմանի ($p - n$ անցման) վրա լույսով ստեղծված անհավասարակշիռ լիցքակիրների բաժանման երևույթը:

Պարզենք, թե ինչ է ֆոտոդիոդը, և ինչպես է այն աշխատում: Ֆոտոդիոդը օպտիկական ճառագայթման սելեկտիվ (ընտրողունակ) ընդունիչ է, որն ունի միակողմանի ֆոտոհաղորդականություն: Ֆոտոդիոդը կարող է աշխատել փականային և ֆոտոդիոդային ռեժիմներում: Փականային ռեժիմը բնութագրվում է ֆոտոդիոդի շղթայում արտաքին լարման աղբյուրի բացակայությամբ: Ֆոտոդիոդային ռեժիմի դեպքում $p - n$ անցման վրա տրվում է արտաքին լարում. Փակող ուղղությամբ (n -ին (+), p -ին (-)) բևեռականությամբ):

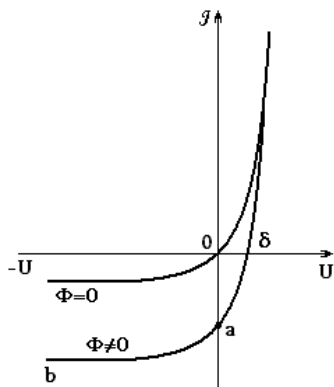
Նկ. 15.1-ում ցույց է տրված ֆոտոդիոդի կառուցվածքը: Ֆոտոդիոդի լուսավորման ժամանակ լուսային հոսքը ուղղված է $p - n$ անցման հարթությանը ուղղահայաց: Ինչպես նշեցինք արդեն, լուսավորվածության և արտաքին լարման աղբյուրի բացակայության դեպքում $p - n$ անցմանում առաջանում է պոտենցիալային արգելք (§ 14, Նկ. 14.5), որը պայմանավորված է անշարժ լիցքերով – դրական իոններով n տիրույթում և բացասական իոններով p տիրույթում:



Նկ. 15.1

Ֆոտոդիոդը լուսավորելիս, ֆոտոնները քափանցելով կիսահաղորդիչ, իրենց էներգիան հաղորդում են վալենտական գոտում գտնվող էլեկտրոններին, և տեղի է ունենում անցում վալենտականության գոտուց հաղորդականության գոտի: Արդյունքում u' p , և n տեղամասերում ավելանում է ազատ լիցքակիրների թիվը (և հիմնական լիցքակիրների, և ոչ հիմնական): $p - n$ անցման կոնտակտային դաշտի կողմից (պոտենցիալ արգելքի կողմից) n -տիրույթից ոչ հիմնական լիցքակիրները՝ խոռոչները, անցնում են p -տիրույթ, իսկ p -տիրույթի ոչ հիմնական լիցքակիրները՝ էլեկտրոնները, անցնում են n -տիրույթ (§ 14, Նկ. 14.5): Դա բերում է նրան, որ ֆոտոդիոդի բաց ծայրերում առաջանում է պոտենցիալների տարբերություն, որին անվանում են ֆոտո էլԾՈւ: Ֆոտո էլԾՈւ-ի առավելագույն սահմանային արժեքը հավասար է կոնտակտային պոտենցիալների տարբերությանը, որը կազմում է 1Վ-ի տասնորդական մասը: Օրինակ, սիլիցիումային ֆոտոդիոդների համար այն (0.5 – 0.6 Վ) է, իսկ գալիումի-արսենիդի (*GaAs*)-ի համար (0.87 Վ):

Եթե լուսավորված ֆոտոդիոդի ծայրերին միացնենք դիմադրություն և շղթան փակենք, ապա շղթայում հոսանք կառաջանա, որը պայմանավորված կլինի ոչ հիմնական լիցքակիրների շարժմամբ: Այդ հոսանքի մեծությունը կախված կլինի ֆոտո էլԾՈւ-ից և դիմադրության մեծությունից: Միևնույն լուսավորվածության դեպքում հոսանքը շղթայում կնդունի իր առավելագույն արժեքը, երբ դիմադրությունը հավասար լինի զրոյի, այսինքն՝ ֆոտոդիոդի ծայրերը կարճ միացնենք: Երբ դիմադրատարի դիմադրությունը զրոյից տարբեր է, ֆոտոհոսանքը շղթայում զգալիորեն նվազում է:



Նկ. 15.2

Եթե գծենք ֆոտոդիոդի վոլտամպերային բնութագիծը, ապա այն

ոչնչով չի տարբերվի կիսահաղորդչային $p - n$ անցման վոլտ-ամպերային բնութագծից (§ 14, Նկ. 14.6), միայն լուսավորման դեպքում հազեցման հոսանքը աճում է:

Նկ. 15.2-ում բերված է ֆոտոդիոդի վոլտ-ամպերային բնութագիծը լուսավորվածության բացակայության և լուսավորվածության առկայության դեպքում: Ինչպես տեսնում ենք, ֆոտոդիոդի լուսավորման դեպքում էականորեն փոխվում է վոլտ-ամպերային բնութագծի - հակառակ ճյուղը, ուղիղ ճյուղերը ոչ մեծ լարումների դեպքում համընկնում են: Դա պայմանավորված է նրանով, որ ուղիղ ճյուղում հոսանքը պայմանավորված է հիմնական լիցքակիրներով, որոնց կոնցենտրացիան շատ անգամ գերազանցում է լույսի կողմից առաջացած ոչ հիմնական լիցքակիրների կոնցենտրացիայից, և ոչ հիմնական լիցքակիրներով պայմանավորված հոսանքը կազմում է լրիվ հոսանքի չնչին մասը, այսինքն՝ էական փոփոխություններ չի առաջացնում:

Հակառակ ճյուղի OD տեղամասը համապատասխանում է լուսավորված ֆոտոդիոդի պարապարնթացքի լարմանը, այսինքն՝ ֆոտո էլԵՈՒ-ին, իսկ Oa տեղամասը համապատասխանում է ֆոտոդիոդի կարճ միացման հոսանքին: Վոլտ-ամպերային բնութագծի $a\delta$ տեղամասը համապատասխանում է ֆոտոդիոդի աշխատանքի փականային (ֆոտոզեներացիայի) ռեժիմին: Ֆոտոդիոդային աշխատանքային ռեժիմին համապատասխանում է ab տեղամասը, երբ ֆոտոդիոդին տրվում է հակառակ (փակող) լարում: Փականային ռեժիմում ֆոտոդիոդի ինտեգրալային զգայնությունը (որը ֆոտոհոսանքի զգայունությունն է լուսավորվածության նկատմամբ) կարճ միացման դեպքում որոշվում է $S = I_{\Phi}/\Phi$ բանաձևով, որտեղ I_{Φ} - ֆոտոհոսանքն է (տվյալ դեպքում կարճ միացման հոսանքն է), Φ -ն ընկնող լույսի հոսքը:

Ֆոտոդիոդային ռեժիմում հոսանքը պրակտիկորեն հավասար է կարճ միացման հոսանքին (Նկ. 15.2): Այդ իսկ պատճառով ընդունված է համարել, որ ինտեգրալային զգայնությունը երկու ռեժիմներ

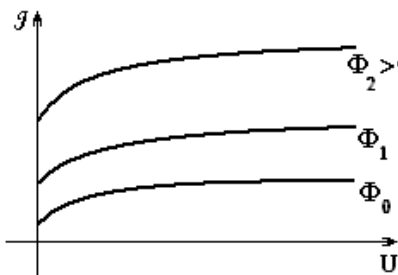
րում էլ նույնն է: Ինտեգրալային զգայնությունը ֆոտոդիտողի կարևոր բնութագրերից մեկն է, այն ցույց է տալիս լուսավորվածության միավոր հոսքի դեպքում առաջացած ֆոտոհոսանքը: Որքան մեծ է այդ զգայնությունը, այնքան բարձրորակ է համարվում ֆոտոդիտողը:

Նշենք, որ ֆոտոդիտողի մթնային հոսանքը սահմանափակում է գրանցվող լուսային հոսքի մեծությունը: Այսինքն՝ մթնային հոսանքը (հակառակ ճյուղում առանց լուսավորվածության հոսանքի արժեքը) նույնպես ֆոտոդիտողի կարևոր բնութագրերից մեկն է: Որքան փոքր է այն, այնքան ֆոտոդիտողը զգայուն է փոքր լուսային հոսքերի նկատմամբ:

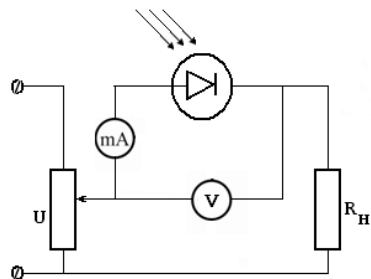
Ֆոտոդիտողի սպեկտրալ զգայնությունը, որը որոշվում է $S_\lambda = I_\Phi / \Phi_\lambda$, որտեղ Φ_λ -ն մեններանգ (լուսային ալիքի երկարության տվյալ արժեքի համար) լույսի հոսքն է: Այն կախված է այն նյութի տեսակից, որից պատրաստված է ֆոտոդիտողը: Օրինակ, սելենային ֆոտոդիտողների սպեկտրալ բնութագրերը շատ մոտ են մարդու աչքի զգայնության սպեկտրալ բնութագրերին, և նրանք լայն կիրառություն ունեն լուսանկարչական ասպրեզում և կինոտեխնիկայում: Իսկ, օրինակ, սիլիցիումային կամ գերմանիումային ֆոտոդիտողները զգայուն են ինչպես տեսանելի, այնպես էլ ինֆրակարմիր ճառագայթման նկատմամբ:

Չափումներ

Աշխատանքի նպատակն է ստանալ ֆոտոդիտողի վոլտ-ամպերային բնութագիրը փակող լարման դեպքում (ֆոտոդիտողային ռեժիմ) և ուսումնասիրել I_Φ – ֆոտոհոսանքի կախվածությունը ընկնող լույսի Φ հոսքից: Դրանք պետք է ունենան Նկ. 15.3-ում բերված տեսքերը, ինչի համար պետք է հավաքենք Նկ. 15.4-ում բերված շղթան:

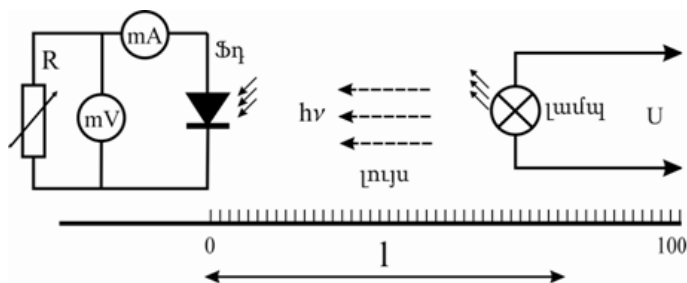


Նկ. 15.3



Նկ. 15.4

Փակաճալին ռեժիմում հաշվենք ֆոտոդիոդի ֆոտո էլԵՈԻ-ն, կարճ միացման ֆոտոհոսանքը - I_k -ն և ինտեգրալ զգայնությունը: Դրա համար հավաքենք Նկ. 15.5-ում բերված շղթան:



Նկ. 15.5

1. Միացրենք լամպը կամ լուսադիոդը միացնող շղթան:
2. Լամպի յուրաքանչյուր դիրքում $\Phi = \frac{B \cdot S}{l^2}$ բանաձևով որոշենք լուսային հոսքը, որտեղ B -ն լամպի լույսի ուժն է, S – ֆոտոդիոդի մակերեսը, իսկ l -ը լամպի և ֆոտոդիոդի միջև հեռավորությունը:
3. Գրանցենք յուրաքանչյուր դիրքին համապատասխանող ֆոտոհոսանքի և ֆոտո էլԵՈԻ-ի արժեքները:
4. $S = I_{\Phi} / \Phi$ բանաձևով հաշվենք ինտեգրալային զգայնությունը:

Ստուգման հարցեր

1. Ի՞նչ են կիսահաղորդիչները:
2. Ի՞նչ է $p - n$ անցումը: Ինչո՞ւ է $p - n$ անցումը օժտված միակողմանի հաղորդականությամբ:
3. Բացատրե՛ք ֆոտոդիոդի աշխատանքը:
4. Ի՞նչ ռեժիմներ գոյություն ունեն ֆոտոդիոդի համար:
5. Ինչպե՞ս կարելի է որոշել ֆոտո էլԵՌԻ-ն:
6. Ինչպե՞ս են որոշում ֆոտոդիոդի ինտեգրալային զգայնությունը:
7. Ի՞նչ է ֆոտոդիոդի սպեկտրալ զգայնությունը:

ՕԳՏԱԳՈՐԾՎԱԾ ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՑԱՆԿ

1. Մխիթարյան Ս. Ա. Էլեկտրականություն և մագնիսականություն. ԵՊՀ, Երևան, 2013:
2. Руководство к лабораторным занятиям по физике. Под ред. Гольдина Л.Л. Москва, Наука, 1977.
3. Савельев И. В. Курс общей физики. Т. 2. Москва, Наука. 1982.
4. Лабораторный практикум по физике. Под ред. Барсукова К.А. и Уханова Ю.И. Москва, Высшая школа, 1988.
5. Бахтин Н.А., Кирсанов Г. Я., Некрасова О.Ю., Осинцев А. М. Электричество и магнетизм: Лабораторный практикум для студентов всех специальностей. Кемерово, КТИ, 2006.
6. Общая физика. Руководство по лабораторному практикуму. Под ред. Крынецкого И.Б, Струкова Б.А., Москва, ИНФРА-М, 2008.
7. Лабораторный практикум по физике. Под ред. Александрова, Москва, МПГУ, 2010.
8. Бурученко А.Е., Захарова В. А., Серебренников В. Л., Харук Г. Н., Степанова Л. В., Логинов И. А., Мушарапова . Общая физика. Электричество и магнетизм: лабораторный практикум. СФУ, 2012.
9. Киров С.И., Колесников С.В., Салецкий А.М., Харабадзе Д.Э. Изучение рп-перехода и выпрямительных схем на полупроводниковых диодах. Москва. МГУ, 2015.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՇՂԹԱՆԵՐ ԵՎ ՉԱՓԻՉ ՍԱՐՔԵՐ	3
1. ԷԼԵԿՏՐԱՍՏԱՏԻԿ ԴԱՇՏ	11
2. ԿՈՆԴԵՆՍԱՏՈՐՆԵՐ	24
Վարժություն 1. Հարթ կոնդենսատորի և կոնդենսատորների մարտկոցի ունակության բանաձևերի ստուգումը	30
3. ՀԱՍՏԱՏՈՒՆ ՀՈՍԱՆՔ: ՕՀՄԻ ՕՐԵՆՔԸ ԵՎ ԿԻՐԽՀՈՖԻ ԿԱՆՈՆՆԵՐԸ	32
Վարժություն 1. Օհմի օրենքի ստուգումը շղթայի տեղամասի համար.....	43
Վարժություն 2. Մետաղների դիմադրության ջերմաստիճանային կախման որոշումը	44
Վարժություն 3. Գալվանական էլեմենտի ԷԼՇՈՒ-ի որոշումը	48
Վարժություն 4. Կիրխոֆի կանոնների ստուգումը.....	53
4. ՓՈՓՈԽԱԿԱՆ ՀՈՍԱՆՔ: ԱԿՏԻՎ ԵՎ ՌԵԱԿՏԻՎ ԴԻՍԱԴՐՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ	54
Վարժություն 1: Սղեմորիդի ինդուկտիվության որոշումը.....	63
Վարժություն 2: Կոնդենսատորի ունակության որոշումը	64
Վարժություն 3: Օհմի օրենքի ստուգումը	65
5. ՌԵԼԱՔՍԱՅԻՆ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐ	67
6. ՓՈՓՈԽԱԿԱՆ ՀՈՍԱՆՔԻ ՀՁՈՐՈՒԹՅՈՒՆ ԵՎ ԱՇԽԱՏԱՆՔ	72
7. ՀՈՍԱՆՔՆԵՐԻ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԸ: ԼՈՐԵՆՑԻ ՈՒԺԸ... 80	
8. ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՕՍՑԻԼՈԳՐԱՖԻ ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ	92
9. ԷԼԵԿՏՐՈՆԻ ՏԵՍԱԿԱՐԱՐ ԼԻՑՔԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ	101
10. ԷԼԵԿՏՐՈԼԻԶ: ՏԱՐԱԿԱՆ ԼԻՑՔԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ.....	109
11. ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԸ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ: ՖԵՐՈՍԱԿՆԻՍԱԿԱՆ ՀԻՍԹԵՐԵԶԻՍ	115
12. ՀՈԼԼԻ ԵՐԵՎՈՒՅԹԸ	123
Վարժություն 1. Հոլլի գործակցի որոշումը	127

Վարժություն 2. Սովեռնոյի մագնիսական դաշտի որոշումը	130
13. Ջերմաէլեկտրաճարժ ուժ	134
14. Կիսաչաղորդանյութերի դիմադրություն	140
15. Ֆոտոդիմադրություն: ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՍԿՋԻՆԻՔԸ ԵՎ ՀԻՄՆԱԿԱՆ ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ	155
ՕԳՏԱԳՈՐԾՎԱԾ ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՑԱՆԿ	161

ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ
Ֆիզիկայի ֆակուլտետ
Ընդհանուր ֆիզիկայի և աստղաֆիզիկայի ամբիոն

**Ա. Մուրադյան, Պ. Պետրոսյան, Ս. Մխիթարյան,
Լ. Գրիգորյան, Ժ. Խաչատրյան, Է. Քարաջյան**

**ԼԱԲՈՐԱՏՈՐ ՊԱՐԱՊՄՈՒՆԴՆԵՐԻ
ՈՒՂԵՑՈՒՅՑ**

Էլեկտրականություն և մագնիսականություն

Հրատ. սրբագրումը՝ Լ. Հովհաննիսյանի
Համակարգչային ձևավորումը՝ Կ. Չալաբյանի
Կազմի ձևավորումը՝ Ա. Պատվականյանի

Տպագրված է «Time to Print» օպերատիվ տպագրությունների սրահում:
ք. Երևան, Խանջյան 15/55

Ստորագրված է տպագրության՝ 26.06.2019:
Չափսը՝ 60x84 ¹/₁₆: Տպ. մամուլը՝ 10.25:
Տպաքանակը՝ 100:

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



ԿՐԱՏԱՐԱԿՅՈՒԹՅՈՒՆ
ԵՐԵՎԱՆ 2019
publishing.ysu.am