VILNIAUS UNIVERSITETAS
Puslaidininkių fizikos mokomoji laboratorija

Laboratorinis darbas Nr. 9

PUSLAIDININKINIS TERMOGENERATORIUS

2018-02-17

Turinys

1. Darbo tikslas

Ištirti puslaidininkinio termogeneratoriaus savybes, patikrinti Zėbeko ir Peltjė efektus, nustatyti prietaiso našumą.

2. Darbo užduotys

1. Išmatuoti atviro jungimo įtampą U_0 ir trumpo jungimo srovę I_s esant įvariems temperatūrų skirtumams. Nustatyti Zėbeko koeficientą.

2. Išmatuoti įtampos ir srovės priklausomybę nuo apkrovos varžą esant pastoviam temperatūrų skirtumui, apskaičiuoti puslaidininkinio termogeneratoriaus vidinę varžą R_i.

3. Pagal sunaudotą šilumos kiekį ir pagamintą elektros energiją nustatyti puslaidininkinio termogeneratoriaus naudingumo koeficientą.

3. Darbo teorija

3.1. Puslaidininkiai

Krūvininkai. Elektrinių savybių požiūriu kietosios medžiagos skirstomos į laidininkus, dielektrinkus ir puslaidininkius. Laidininkų (metalų) dalis elektronų nėra tvirtai susiję su atomų branduoliais. Veikiami elektrinio lauko tokia *laisvieji krūvininkai* gali judėti ir sukelti elektros srovę. Dielektrikuose (izoliatoriuose) visi elektronai yra tvirtai susiję su atomais. Laisvųjų krūvininkų juose nėra. Todėl dielektrikai normaliomis sąlygomis elektros srovei yra nelaidūs.

Puslaidininkių, esant labai žemoms temperatūroms, visi elektronai yra susiję su atomais, todėl laisvųjų krūvininkų juose nėra. Tačiau suteikus elektronams pakankamai energijos, pavyzdžiui, šildant arba švitinant, dalis elektronų gali išsilaisvinti iš kovalentinių ryšių ir tapti laisvaisiai krūvininkais – *laidumo elektronais*. Atomas, iš kurio pasišalino elektronas, tampa nejudriu teigiamuoju jonu ir gali prisijungti gretimo atomo elektroną. Tuomet teigiamuoju jonu taps elektroną atidavęs atomas. Tokie pasikeitimai tolygūs teigiamąjį krūvį turinčios kvazidalelės – *skylės* judėjimui kristale. Taigi, puslaidininkyje galimi dviejų tipų laisvieji krūvininkai: neigiamąjį krūvį turintys laidumo elektronai ir teigiamąjį krūvį turinčios skylės. Laisvieji krūvininkai *generuojami* atplėšiant nuo atomo elektronus, suteikiant jiems pakankamai energijos.

Kartu su krūvininkų generacija puslaidininkyje visuomet vyksta priešingas procesas – krūvininkų *rekombinacija*. Kai priešingo ženklo laisvieji krūvininkai kristale suartėja tiek, kad pradeda veikti jų tarpusavio traukos jėga, laidumo elektronas užima laisvą vietą valentiniame ryšyje. Abu laisvieji krūvininkai išnyksta. Rekombinacija yra susijusi su energijos išspinduliavimu šilumos ar šviesos kvantų pavidalu. Išorinėms sąlygoms nekintant, tarp generacijos ir rekombinacijos nusistovi pusiausvyra: generacijos sparta tampa lygi rekombinacijos spartai. Kartu nusistovi pusiausvirosios *laisvųjų krūvininkų koncentracijos* – vidutiniai krūvininkų skaičiai tūrio vienete: *laidumo elektronų koncentracija n ir skylių koncentracija p*.

Puslaidininkių tipai. Puslaidininkis, sudarytas tik iš vienos medžiagos atomų, vadinamas *grynuoju* arba *savojo laidumo puslaidininkiu*. Puslaidininkiniuose įtaisuose savojo laidumo puslaidininkiai naudojami retai. Dažniau naudojami *priemaišiniai puslaidininkiai,* kurių kristalų gardelės mazguose dalis atomų yra pakeisti kitos, kitokio valentingumo medžiagos, vadinamos *priemaiša*, atomais.

Kai priemaišos valentingumas yra didesnis už pagrindinio puslaidininkio valentingumą (pvz., fosforas, arsenas silicio kristale), papildomi valentiniuose ryšiuose nedalyvaujantys eletronai lengvai atitrūksta nuo savo atomų ir tampa laisvaisiais krūvininkais – laidumo elektronais. Praradęs elektroną priemaišos atomas tampa nejudriu teigiamuoju jonu. Puslaidininkiai su didesnio valentingumo priemaišomis vadinami *elektroninio laidumo* puslaidininkiais arba *N* puslaidininkiais.

Priemaišos, kurių valentingumas yra mažesnis už pagrindinio puslaidininkio valentingumą (pvz., boras, indis), prisijungia papildomą elektroną ir generuoja skyles, o pačios tampa nejudriais neigiamaisiais jonais. Puslaidininkiai su tokiomis priemaišomis vadinami *skylinio laidumo* puslaidininkiais arba *P* puslaidininkiais.

Žymint fizikinius dydžius, susijusius su priemaišiniais puslaidininkiais, dydžiai, susiję su *P* puslaidininkiu, žymimi indeksu *p*, o su *N* puslaidininku – indeksu *n*. Savojo laidumo puslaidininkis, kuris kartu dar vadinamas *I* puslaidininkiu, žymimas indeksu *i*.

Krūvininkų koncentracijos. Savojo laidumo puslaidininkyje laisvieji krūvininkai, elektronai ir skylės yra generuojami ir rekombinuoja tik poromis, todėl jų koncentracijos būna vienodos:

$$\boldsymbol{n_i = p_i}$$

Priemaišiniuose puslaidininkiuose priemaišų atomai sukuria papildomų vieno tipo krūvininkų. Šie priemaišų generuoti laisvieji krūvininkai prisideda prie krūvininkų, generuotų atsipalaiduojant iš velentinių ryšių. Padidėjus vieno tipo krūvininkų koncentracijai, suintencyvėja rekombinacija. Dėl to kito tipo krūvininkų koncentracijamažėja. Pusiausvyra nusistovi naujomis sąlygomis, atitinkančiomis nevienodas krūvininkų koncentracijas: $n \neq p$. Teoriškai įrodyta, kad, įterpus į puslaidininkį priemaišų, jo krūvininkų koncentracijų sandauga *np* nekinta:

$$\boldsymbol{np = n_i p_i = n_n p_n = n_i^2 = p_i^2}$$

čia – n_i, p_i; n_n, p_n; n_p, p_p elektronų ir skylių koncentracijos *I, N* ir *P* tipo puslaidininkiuose.

3.2. Termoelektriniai reiškiniai

Svarbiausi termoelektriniai reiškiniai yra šie:

1) *Zėbeko* (T. J. Seebeck) *efektas* – termoelektrovaros jėgos atsiradimas elektrinėje grandinėje, sudarytoje iš dviejų skirtingų medžiagų, kurių sujungimo vietų temperatūros nevienodos;

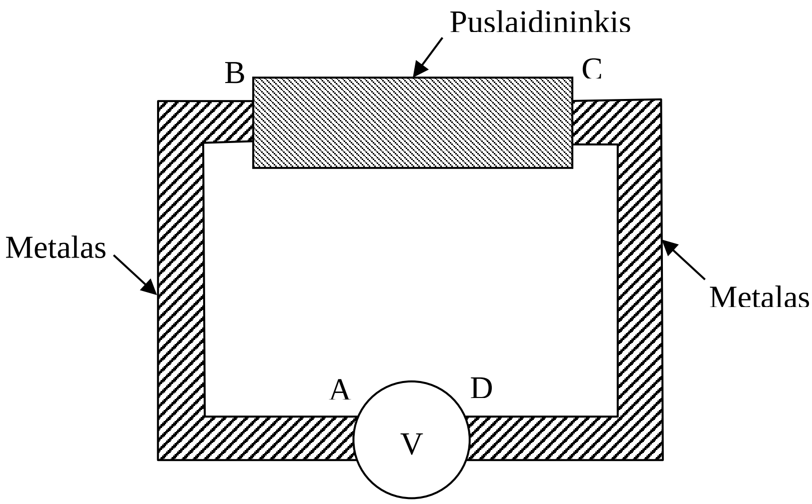
2) *Peltjė* (Peltier) *efektas* – šilumos išsiskyrimas arba sugėrimas dviejų skirtingų medžiagų kontakte, kai juo teka elektros srovė;

3) *Tomsono* (Thomson) *efektas* – šilumos išsiskyrimas arba sugėrimas vienalytėje medžiagoje, kurioje teka elektros srovė ir yra temperatūros gradientas.

Kad suvoktume, kaip atsiranda termoelektrovaros jėga (tevj), panagrinėkime *1 pav.* grandinę. Prie abiejų puslaidininkio kristalo BC galų pritaisyti vienodi metaliniai elektrodai AB ir CD. Taškų B ir C temperatūros T_B ir T_C ir $T_C>T_B$. Tarp taškų A ir D įjungtas voltmetras V. Laisvųjų puslaidininkio krūvininkų difuzijos srautas iš taško C į tašką B yra didesnis negu priešinga kryptimi. Todėl puslaidininkio galuose atsiranda elektros krūviai, o pačiame puslaidininkyje susidaro elektrinis laukas. Jeigu grandinė nesujungta, tai, nusistovėjus stacionarinei būsenai, šio lauko sukeliama dreifo srovė sukompensuoja difuzijos srautą. Sujungtoje grandinėje įtampa, kurią matuoja voltmetras, susideda ne tik iš įtampos puslaidiniktyje, bet ir iš potencialo šuolių metalo ir puslaidininkio sandūroje; jie priklauso nuo temperatūros. Jeigu to paties metalo elektrodų AB ir CD temperatūros vienodos, tai abiejų potencialo šuolių suma lygi nuliui. Jeigu $T_C \neq T_B$, tai šuoliai yra skirtingi, jų suma nelygi nuliui, vadinasi, jie taip pat turi įtakos tevj. Esant nedideliam temperatūrų T_B ir T_C skirtumui $\Delta T = T_C - T_B$, ryšys tarp susidariusio potencialo ir temperatūrų skirtumo išreiškiamas šitaip:

$$\boldsymbol{\Delta V = \alpha \Delta T} \tag{1}$$

čia α vadinamas diferencialiniu tevj koeficientu (dažnai tiesiog diferencialine tevj).



1 pav. Zėbeko efekto tyrimo schema

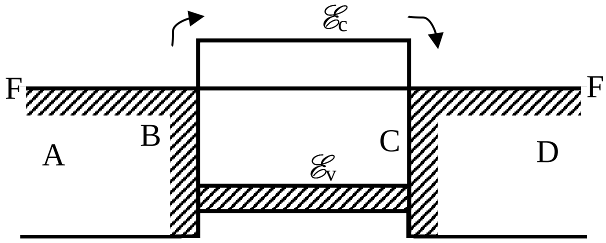
Peltjė efektas

Peltjė efektą taip pat galime išnagrinėti pasinaudoję *1 pav.* schema, tik joje vietoj voltmetro įjungiame srovės šaltinį, o taškų B ir C temperatūras iš pradžių laikome vienodomis. Įjungus elektros srovę, vienas kontaktų įšyla, o kitas atvėsta, tarkime $T_C > T_B$. Pakeitus srovės kryptį, C taško temperatūra pasidaro mažesnė už B taško temperatūrą, t.y. $T_C < T_B$. Šilumos kiekis, išsiskyręs kontakto vienetiniame plote per 1s, Q_Π yra proporcingas tekančios per kontaktą srovės tankiui j:

$$\boldsymbol{Q_\Pi = \Pi_{BC} j} \tag{2}$$

čia Π_{BC} – *Peltjė koeficientas*, priklausantis nuo kontaktuojančių medžiagų savybių. Indeksai BC reiškia, kad srovė teka iš taško B į tašką C. Pakeitus srovės kryptį, pakinta ir Peltjė koeficiento ženklas, t.y. $\Pi_{BC} = -\Pi_{CB}$.

Peltjė šiluma sugeriama arba išskiriama todėl, kad vidutinės elektronų energijos metale $\mathcal{E}_m$ ir puslaidininkyje $\mathcal{E}_p$ skiriasi net ir tada, kai abiejų medžiagų temperatūros yra vienodos. Pereinančių iš vienos medžiagos į kitą krūvininkų potencinė energija kinta, nes kontakte susidaro minėti potencialo šuoliai. Peltjė šiluma išskiriama (sugeriama) ne tik kontaktuose, bet ir medžiagos tūryje. Čia Peltjė efektą sukelia krūvininkų tankio nevienalytiškumas. Peltjė šilumos išsiskyrimą ir sugėrimą iliustruoja *2 pav.* Sakykime, puslaidininkis BC yra elektroninio laidumo, srovės kryptis yra DCBA. Tiek metalus, tiek ir puslaidininkį laikome vienalyčiais. Matome, kad metalo AB elektronai, pereidami B kontaktą, turi įveikti $(\mathcal{E}_c - F)/e$ dydžio potencialo barjerą. Tam suvartojama metalo gardelės energija, vadinasi, taško B artumoje metalas atvėsta. Kita vertus, puslaidininkio BC elektronai, pereidami į metalą CD taške C turi $\mathcal{E}_c - F$ dydžio energijos perteklių, palyginti su vidutine metalo elektronų energija. Perėję kontaktą, elektronai atiduoda šią energiją metalo CD gardelei, vadinasi, taško C artumoje metalas įšyla.



2 pav. Metalo ir elektroninio puslaidininkio energijos juostų schema

Tomsono efektas

Tomsono efektą lemia temperatūros gradientas ir elektros srovė. Kai temperatūros gradiento nėra, puslaidininkyje išskiriama Džaulio (J. P. Joule) ir Lenco šiluma yra proporcinga srovės tankio kvadratui j^2. Jeigu vienetinio tūrio puslaidininkyje dar sudaromas ir temperatūros gradientas grad$T$, tai, žiūrint kokia j ir grad$T$ kryptis, jame per 1s sugeriamas arba išskiriamas papildomas šilumos kiekis Q_T, proporcingas $\boldsymbol{j}\cdot\nabla T$. Tai vadinamasis *Tomsono efektas*.

$$Q_T = \tau_T \boldsymbol{j} \cdot \nabla T \tag{3}$$

čia τ_T – *Tomsono koeficientas*. Laikome, kad $\tau_T > 0$, jeigu puslaidininkis įšyla, kai $\boldsymbol{j}$ ir ∇T yra antilygiagretūs, t.y. kai srovė teka iš šaltojo puslaidininkio galo į karštąjį. Kokybiškai šį reiškinį galime paaiškinti šitaip. Jeigu puslaidininkyje yra temperatūros gradientas, tai jame atsiranda tevj, t.y. susidaro vidinis elektrinis laukas E_v. Papildomai prijungus išorinį elektrinį lauką E, puslaidininkiu teka srovė. Jeigu srovės kryptis yra priešinga E_v krypčiai, tai išorinis laukas turi atlikti didesnį darbą negu tuo atveju, kai vidinio lauko nėra. Todėl šalia Džaulio ir Lenco energijos nuostolių papildomai išskiriama Tomsono šiluma. Antra vertus, kai išorinis ir vidinis laukai yra lygiagretūs, vidinis elektrinis laukas pats atlieka darbą perkeldamas elektros krūvius, todėl išorinis srovės šaltinis eikvoja mažiau energijos negu tuo atveju, kai vidinio lauko nėra. Vidinis elektrinis laukas atlieka darbą vartodamas tik paties puslaidininkio šiluminę energiją, todėl pastarasis atvėsta.

Zėbeko efektas

Raskime diferencialinę tevj pasinaudoję Bolcmano lygtimi. Tarkime, kad puslaidininkio izoenerginiai paviršiai yra sferos, o impulso relaksacijos trukmę τ_m galima aprašyti šitaip:

$$\tau_\mathrm{m} = \tau_0 \mathrm{E}^{\,r} = \tau_0 (k_B T)^r x^r \qquad (4)$$

Be to, tarkime, kad puslaidininkio elektronai neišsigimę. Kai nėra magnetinio lauko (B=0), iš formulės

$$\chi^* = \left(\tau_m P + \gamma \tau_m^2 (B \times P) + \gamma^2 \tau_m^3 (B \cdot P) B\right)\left(1 + \gamma^2 \tau_m^2 B^2\right)^{-1} \qquad (5)$$

gauname:

$$\chi^* = \tau_m P = \tau_m \left[\frac{\mathrm{E} - F}{eT} \nabla T + \nabla\left(\frac{F}{e} - \varphi\right)\right] = \frac{k_B}{e}\left[\tau_m\left(x - \frac{F}{k_B T}\right)\right] \nabla T + \tau_m \nabla\left(\frac{F}{e} - \varphi\right); \qquad (6)$$

$$x = \frac{\mathrm{E}}{k_B T}$$

Įrašę šią χ* išraišką sekančią formulę:

$$j = \left(\frac{ne^2}{m^*}\right)\langle \chi^* \rangle \qquad (7)$$

gauname šitokį srovės tankio pavidalą:

$$j = \frac{ne^2}{m^*}\left[\frac{k_B}{e}\left(\langle \tau_m x \rangle - \frac{F}{k_B T}\langle \tau_m \rangle\right) \nabla T + \nabla\left(\frac{F}{e} - \varphi\right)\langle \tau_m \rangle\right] \qquad (8)$$

Čia pasinaudojome vidurkio apibrėžimu:

$$\langle \chi^{*} \rangle = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \chi^{*}(x) x^{\frac{3}{2}} \exp(-x)\, \mathrm{d}x \tag{9}$$

Termoelektrinio lauko stiprumą $E = -\nabla\varphi$ rasime, laikydami, kad elektros grandinė nesujungta, t.y. srovė ja neteka. Paėmę (8) formulėje j=0, gauname:

$$eE = k_B \left(\frac{\langle \tau_m x \rangle}{\langle \tau_m \rangle} - \frac{F}{k_B T} \right) \nabla T + \nabla F \tag{10}$$

(10) formulę sutrumpintai užrašykime šitaip:

$$eE = S\, \nabla T + \nabla F \tag{11}$$

čia

$$S = k_B \left(\frac{\langle \tau_m x \rangle}{\langle \tau_m \rangle} - \frac{F}{k_B T} \right) \tag{12}$$

Dabar vėl grįžkim prie *1 pav.* Voltmetro matuojamą įtampą užrašykime šitaip:

$$\Delta V = \int_A^D E \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{r} = \frac{1}{e} \int_A^D S\, \nabla T + \frac{1}{e} \int_A^D \nabla F \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{r} \tag{13}$$

Sakykime, kad voltmetro gybtų A ir D temperatūros yra vienodos ir jie pagaminti iš to paties metalo. Todėl (13) formulės antrasis integralas, kurio vertė (F(D) – F(A))/e, yra lygus nuliui. Vadinasi, iš (13) gauname

$$\Delta V = \frac{1}{e} \int_A^D S \nabla T \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{r} \tag{14}$$

Suskirstykime integravimo kontūrą AD į šitokias dalis: nuo B iki C, atitinkančią puslaidininkį, ir nuo A iki B bei nuo C iki D – atintinkančias metalą. Kadangi grandinės dalyje, atitinkančioje voltmetrą, integravimo rezultatas lygus nuliui, tai metalus atitinkančią kontūro dalį sujunkime trumpai (taškus C ir B) ir pakeiskime integravimo kryptį priešinga. Tada iš (14) gauname:

$$\Delta V = \frac{1}{e} \int_{T_B}^{T_C} S \mathrm{d}T_p - \frac{1}{e} \int_{T_B}^{T_C} S \mathrm{d}T_m \tag{15}$$

(15) išraiška apibrėžia tevj, kuri susidaro tokioje grandinėje. Raskime diferencialinės tevj $\alpha = \mathrm{d}V/\mathrm{d}T$ išraišką iš (15) ir (12) formulių:

$$\alpha = \frac{S}{e} = \frac{k_B}{e}\left(\frac{\langle\tau_m x\rangle}{\langle\tau_m\rangle} - \frac{F}{k_B T}\right) \qquad (16)$$

Absoliutinį medžiagos tevj koeficientą (absoliutinę tevj) α_a apibrėžkime šitaip:

$$\alpha_a = \frac{1}{e}\int_0^T S\,\mathrm{d}T \qquad (17)$$

Iš (15) galime ΔV išreikšti šitaip:

$$\Delta V = (\alpha_a(T_C) - \alpha_a(T_B))_p - (\alpha_a(T_C) - \alpha_a(T_B))_m \qquad (18)$$

Absoliutinę puslaidininkio tevj tiesiogiai išmatuoti yra sunku – kontūre matuojame dviejų medžiagų absoliutių tevj skirtumą. Vienintelis būdas absoliutinei tevj nustatyti realiai pasiekiamose žemosiose temperatūrose yra šitoks. Sudaromas kontūras, kurio viena šaka yra superlaidininkas (jo absoliutinė tevj priklalygi nuliui), kita – tiriamasis puslaidininkis. Tokiame kontūre atsirandanti tevj priklauso tik nuo tiriamosios medžiagos savybių.

Jeigu impulso relaksacijos trukmė yra laipsninė energijos funkcija (žr. (4)), t.y. $\tau_m(\mathscr{E}) \sim \mathscr{E}^r$, tai neišsigimusio elektroninio puslaidininkio diferencialinė tevj

$$\alpha = -\frac{k_B}{|e|}\left(r + \frac{5}{2} - \frac{F}{k_B T}\right) \qquad (19)$$

o metalo (išsigimę elektronai)

$$\alpha = -\frac{k_B}{|e|}\left(r + \frac{3}{2}\right)\frac{\pi^3}{3}\frac{k_B T}{F} \qquad (20)$$

Kambario temperatūroje ($T \ll F/k_B$) metalo diferencialinė tevj yra daug mažesnė už neišsigimusio puslaidininkio tevj. Todėl eksperimentinėje praktikoje metalo indėlis į visą tevj, aprašomą (18) formule, laikomas nesvarbiu. Iš (16) formulės matome, kad α priklauso nuo *e* pirmojo laipsnio, vadinas, elektronų ir skylių indėliai į diferencialinę tevj yra priešingų ženklų. Kita vertus, išmatavę tevj poliškumą, galime nustatyti puslaidininkio pagrindinių krūvininkų ženklą. Jeigu puslaidininkis yra beveik grynasis, tai atsižvelgiame į abiejų ženklų krūvininkus. Vėl paėmę $\boldsymbol{j} = \boldsymbol{j}_n + \boldsymbol{j}_p = 0$, iš (8) ir (10) formulių gauname:

$$\alpha = \alpha_n {}^{\sigma_n}/_{\sigma} + \alpha_p {}^{\sigma_p}/_{\sigma} \qquad (21)$$

čia α_n ir α_p – elektronų ir skylių diferencialinės tevj, $\sigma=\sigma_n+\sigma_p=e(n\mu_n+p\mu_p)$ – puslaidininkio savitasi elektrinis laidumas. Jeigu $\sigma_n=\sigma_p$ ir $\alpha_n= -\alpha_p$, tai tokio puslaidininkio diferencialinė tevj lygi nuliui.

3.3. Krūvininkų difuzija. Diferencialinės tevj. ir Peltjė koeficiento ryšys

Tarkime, kad neišsigimusiame puslaidininkyje sudarytas temperatūros gradientas ir teka elektros srovė. Šiuo atveju (11) formulė atrodo šitaip:

$$E = \frac{j}{\sigma} + \frac{1}{e(S\nabla T + \nabla F)} \tag{22}$$

Iš (22) ir (12) išplaukia, kad

$$j = \frac{n}{m^*}\left[\langle\tau_m e\rangle(eE - \nabla F) - \langle\tau_m(\mathrm{E} - F)e\rangle\frac{1}{T}\nabla T\right] \tag{23}$$

Galima rasti energijos srauto tankį:

$$W = \frac{n}{m^*}\left[\langle\tau_m(\mathrm{E} - F)\rangle(eE - \nabla F) - \langle\tau_m(\mathrm{E} - F)^2\rangle\frac{1}{T}\nabla T\right] \tag{24}$$

Palyginę (23) ir (24) formules, matome, kad energijos srauto tankį *W* galima rasti iš krūvio srauto tankio j pakeitus krūvį e energijų skirtumu ($\mathcal{E} - F$) j išraiškos narį išskyrus narį *eE*. Šis narys aprašo jėgą, kuri veikia elektringą dalelę elektriniame lauke *E*. (23) ir (24) formulės aprašo elektronų srovės tankį ir energijos srauto tankį. Skylių atitinkamų srautų aprašymui reikėtų jų energiją apskaičiuoti nuo valentinės juostos krašto ir pakeisti narių, turinčių *e*, ženklus priešingais. Smulkiau ištirkime elektronų difuziją, kurią sukelia temperatūros gradientas. (23) formulėje vietoj *n* įrašę jo ryšį su *redukuotoju Fermi lygmeniu F**:

$$n = N_c^{'}\Phi_{1/2}(\mathrm{F}^*) \tag{25}$$

čia $N_c \sim T^{3/2}$ ir $F^*=F/(k_BT)$. Kadangi $\nabla F=(\partial F/\partial T)\nabla T$, tai iš (25) rasime $\partial n/\partial T$, o iš gautos išraiškos apskaičiuosime $\partial F/\partial T$:

$$\frac{\partial n}{\partial T} = \frac{3}{2}\frac{N_c^{'}}{T}\Phi_{1/2}(F^*) + N_c^{'}\left(\frac{1}{k_BT}\frac{\partial F}{\partial T} - \frac{F}{k_BT^2}\right)\Phi_{-1/2}(F^*) \tag{26}$$

iš čia

$$\frac{\partial F}{\partial T} = \frac{F}{T} + \frac{k_BT}{N_c^{'}\,\Phi_{-1/2}(F^*)}\frac{\partial n}{\partial T} - \frac{3}{2}k_B\frac{\Phi_{1/2}(F^*)}{\Phi_{-1/2}(F^*)} \tag{27}$$

čia pasinaudojome sąryšiu $\partial\Phi_{1/2}(F^*) / \partial F^* = \Phi_{-1/2}(F^*)$. $(\partial n/\partial T)\nabla T=\nabla n$, todėl iš (23) gauname:

$$j = en\mu_nE - \frac{\langle\tau_m e\rangle}{m^*}k_BT\frac{\Phi_{1/2}(F^*)}{\Phi_{-1/2}(F^*)}\nabla n + \frac{n}{m^*}\left(\langle\tau_m e\rangle\frac{3}{2}k_B\frac{\Phi_{1/2}(F^*)}{\Phi_{-1/2}(F^*)} - \frac{\langle\tau_m e\mathrm{E}\ \rangle}{T}\right)\nabla T \quad 28)$$

Pirmasis dešinės pusės narys (28) formulėje aprašo jau žinomą srovės tankio dedamąją, priklausančią nuo elektrinio lauko stiprumo ***E*** (7), kur $\langle\chi^*\rangle = E\langle\tau_m\rangle$. Šią dedamąją vadiname *dreifo srove*. Antrasis narys aprašo *difuzijos srovės tankį*. Paprastai toji srovės tankio dedamoji užrašoma šitaip: $j_{dif} = -eD_n \nabla n$; čia D_n – elektronų difuzijos koeficientas. Iš (28) turime

$$D_n = \mu_n \frac{k_B T}{e} \frac{\Phi_{1/2}(F^*)}{\Phi_{-1/2}(F^*)} \cong \mu_n \frac{k_B T}{e} \tag{29}$$

čia $\mu_n=(e/m^*)\langle\tau_m\rangle$ – elektronų judrumas. Apytikrė lygybė (29) formulėje atitinka neišsigimusius elektronus. Pati (29) formulė vadinama *Einšteino sąryšiu*.

Dabar pertvarkykime (24) formulę. Iš (23) formulės išreiškę $eE - \nabla F$ ir įrašę šią išraišką į (24) formulę, gauname:

$$W = jT\frac{S}{e} - \varkappa \nabla T = \Pi j - \varkappa \nabla T \tag{30}$$

čia atsižvelgėme į tai, kad, esant j=0, šilumos srauto tankis $W = -\varkappa \nabla T$ ($\varkappa$ – šiluminio laidmo koeficientas). (30) formulėje Π yra Peltjė koeficientas, apibrėžtas iš (2) sąryšio. Matome, kad diferencialinę tevj α ir Π sieja šitoks ryšys:

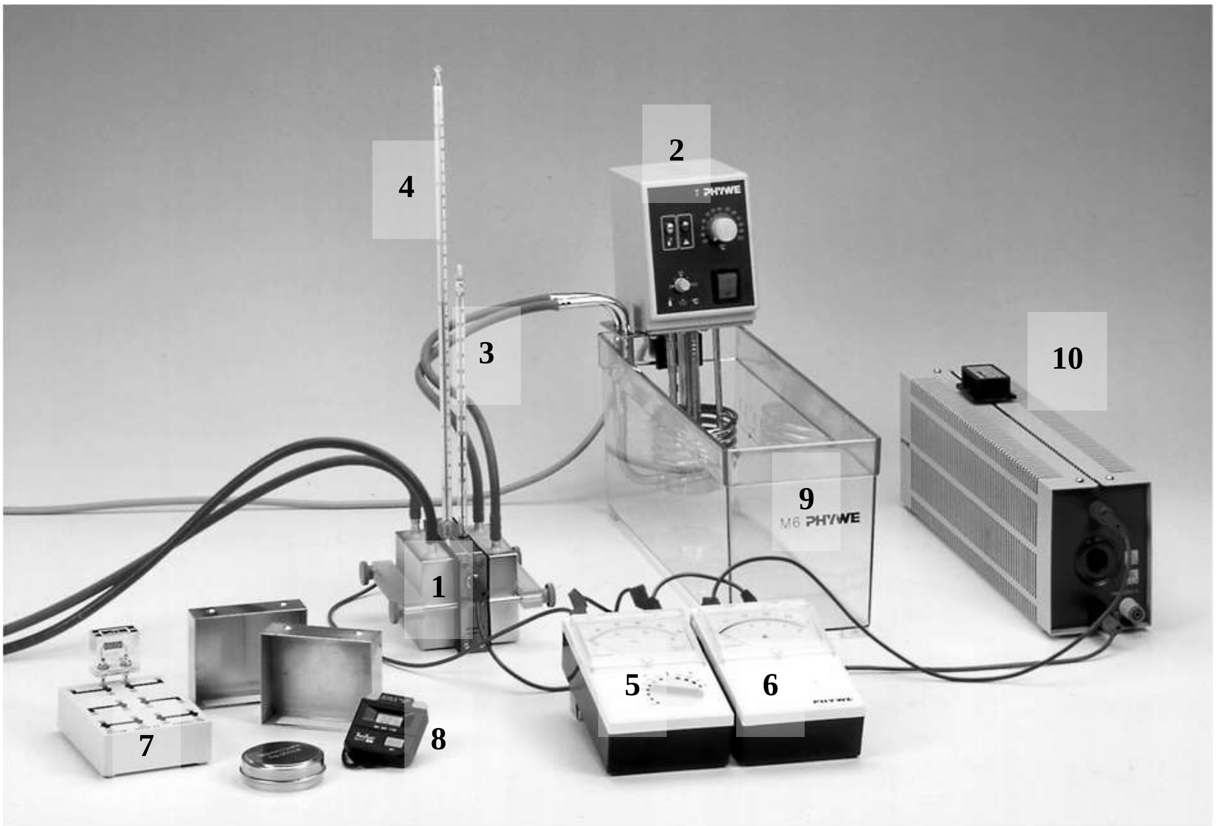
$$\Pi = T\frac{S}{e} = T\alpha \tag{31}$$

Apskaičiavę išsiskyrusios puslaidininkyje šilumos kiekį, galėtume rasti Tomsono koeficiento ir diferencialinės tevj sąryšį. Čia pateikiame tik galutinį rezultatą:

$$\tau_T = T\frac{\mathrm{d}\alpha}{\mathrm{d}T} \tag{32}$$

4. Tyrimo metodika

4.1. Darbo priemonės



3 pav. Zėbeko efekto matavimo įrenginiai

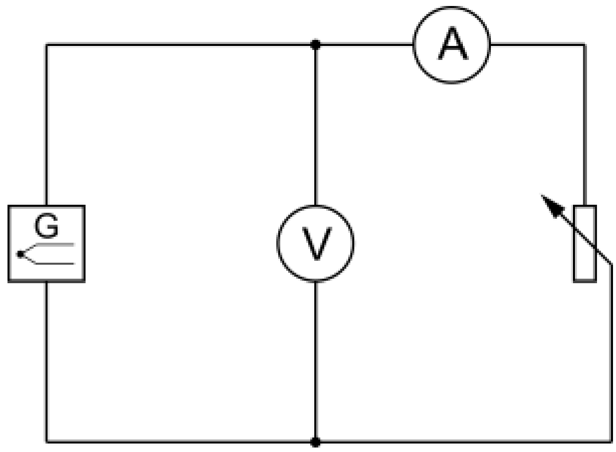
1. Termogeneratorius
2. Termostatas (su termometru vandens temperatūrai vonelėje matuoti)
3. Karštosios termogeneratoriaus pusės termometras (T_h temperatūrai matuoti)
4. Šaltosios termogeneratoriaus pusės termometras (T_C temperatūrai matuoti)
5. Voltmetras
6. Ampermetras
7. Varžynas
8. Chronometras
9. Vandens vonelė
10. Reostatas

4.2. Darbo užduotys

1. Užduotis [$U_0 = f(\Delta T)$ ir $I_s = f(\Delta T)$]

Išmatuoti termogeneratoriaus atviro jungimo įtampos U_0 ir trumpo jungimo srovės I_s priklausomybę nuo temperatūrų skirtumo ΔT tarp karštosios T_h ir šaltosios T_C termogeneratoriaus pusės; išmatuoti vandens įšilimo trukmę. Nustatyti Zėbeko koeficientą.

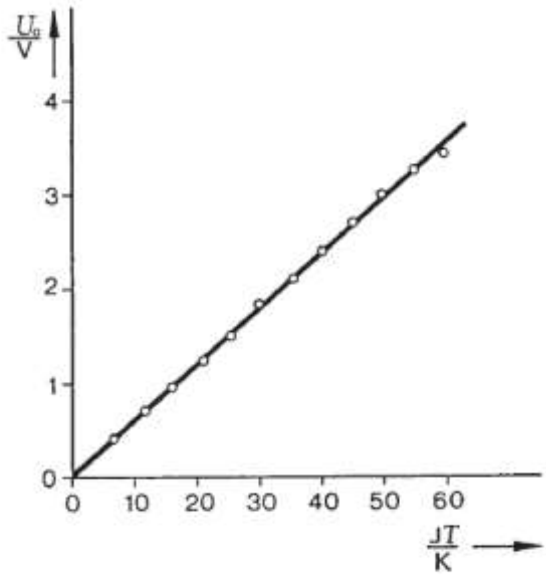
1. Sujunkite schemą pagal pateiktą paveikslą; apkrovos varžos vietoje naudokite reostatą (10).

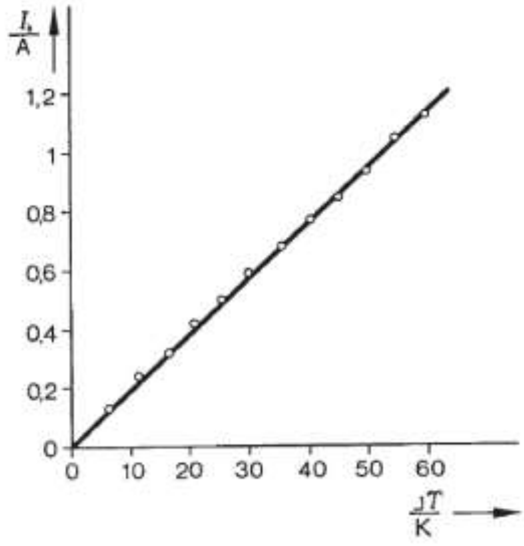


2. Įjunkite šaltosios termogeneratoriaus pusės vandens apytaką (mažas raudonas čiaupas spintelėje po kriaukle; vanduo paleidžiamas pasukus čiaupą lygiagrečiai žarnos atžvilgiu).
3. Įjunkite termostatą (2); šis pradės šildyti vonelėje esantį vandenį iki ~65° C temperatūros. **Termostatą draudžiama jungti vonelėje (9) nesant vandens, arba vandeniui pilnai neapsemiant termostato kaitintuvo vijų!**
   a. Fiksuokite trumpo jungimo srovę I_s, atviro jungimo įtampą U_0, karštosios pusės temperatūrą T_h ir šaltosios pusės temperatūrą T_C prie skirtingų termostato (2) rodomų temperatūrų (~20 ÷ 65° C intervale; ~5° C žingsniu). Atvaizduokite I_s ir U_0 priklausomybes nuo temperatūrų skirtumo $\Delta T = T_h - T_C$; gaunamų kreivių pavyzdys yra pateiktas *4 pav.*

   [Matuojant trumpo jungimo srovę apkrovos varža (10) turi būti kuo mažesnė (minimali reostato padėtis – mažiausias vijų skaičius), tuo tarpu matuojant atviro jungimo įtampą – kuo didesnė (maksimali reostato padėtis – didžiausias vijų skaičius)]

   b. **TUO PAČIU METU** paleiskite chronometrą ir užfiksuokite laiko tarpą *t*, per kurį termostato (2) termometru matuojama temperatūra (vonelėje esančio vandens temperatūra) pakyla pasirinktame intervale, pvz., 20 – 60 °C.



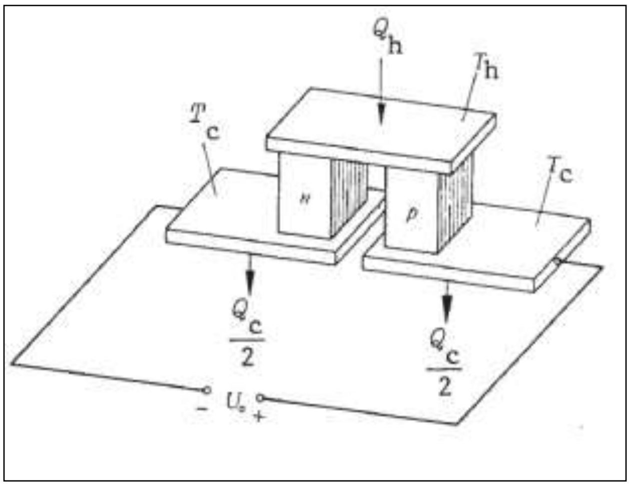


4 pav. U_0 ir I_s priklausomybės nuo temperatūrų skirtumo $\Delta T = T_h - T_C$.

4. Apskaičiuokite Zėbeko koeficientą iš $U_0 = f(\Delta T)$ priklausomybės pagal:

$$\boldsymbol{U_0 = \alpha_{1,2}(T_h - T_C) = \alpha_{1,2}\Delta T} \tag{33}$$

kur $\alpha_{1,2}$ – pilnutinis termogeneratoriaus Zėbeko koeficientas. **Kadangi šį termogeneratorių sudaro 142 nuosekliai sujungti puslaidininkiniai Zėbeko elementai, tai vieno elemento Zėbeko koeficientas bus atitinkamą kiekį kartų mažesnis.** Zėbeko elemento konstrukcinė schema yra pavaizduota *5 pav.*

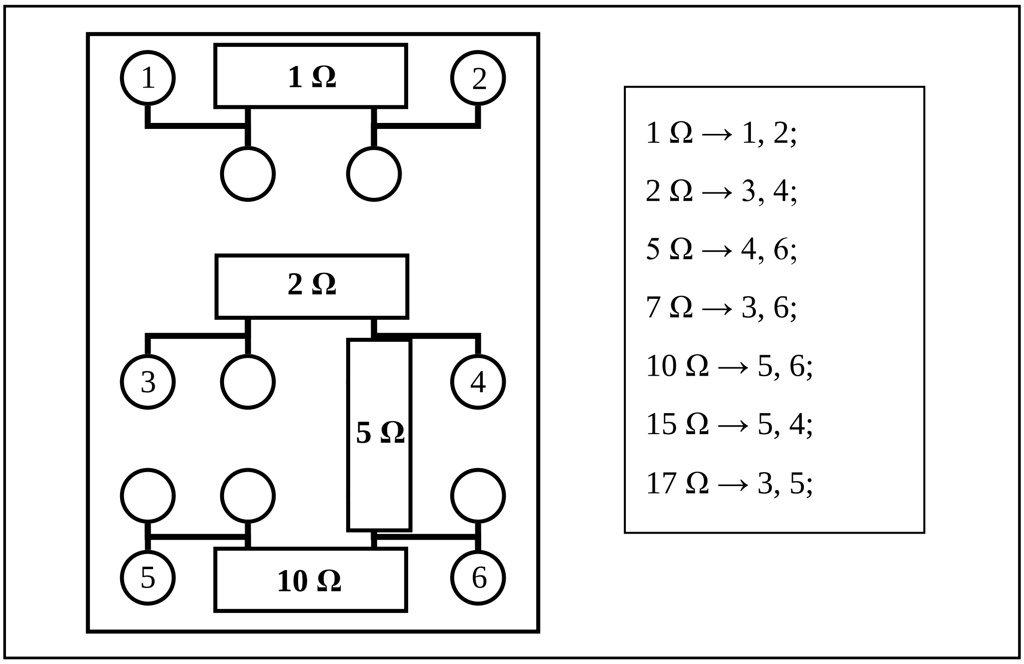


5 pav. Puslaidininkinio Zėbeko elemento konstrukcinė schema.

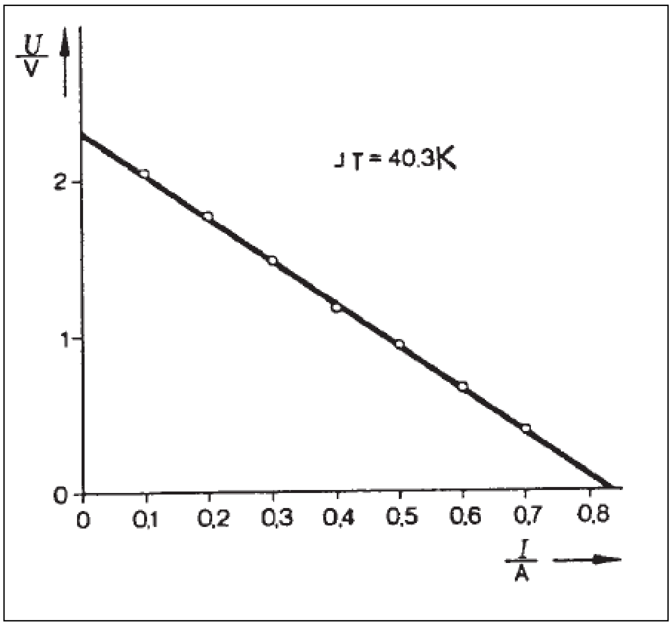
2. Užduotis [$U = f(I)$]

Išmatuoti termogeneratoriaus VACh esant pastoviam temperatūrų skirtumui ΔT (ties ~65 °C termostato (2) (vandens) temperatūra).

1. Vietoj reostato (10) prijunkite varžyną (7).
2. Išmatuokite termogeneratoriaus U ir I esant skirtingoms apkrovos varžoms, kurias keiskite pagal *6 pav.* schemą. Gaunamos VACh pavyzdys yra pateiktas *7 pav.*
3. Iš voltamperinės charakteristikos polinkio kampo nustatykite vidinę termogeneratoriaus varžą R_i: $\boldsymbol{U = U_0 - R_i I}$.



6 pav. Varžyno schema ir rekomenduojami jungimo būdai



7 pav. Puslaidininkinio termogeneratoriaus voltamperinė charakteristika

3. Užduotis [$\eta = f(\Delta T)$]

1. Pagal *1 b) užduotyje* nustatytą vandens kaitinimo trukmę *t* apskaičiuokite šiam darbui reikalingą terminę galią P_{th}:

$$\frac{dQ}{dt} = P_{th} = c_v m_v \frac{d\Delta T_v}{dt} \tag{34}$$

kur ΔT_v – vandens temperatūros pokytis (nustatytas termostatu (2)) per laiką *t*, vandens masė $m_v \approx 4$ kg, vandens savitoji šiluma $c_v = 4182$ J/K.

2. Nubraižykite puslaidininkiniu termogeneratoriumi sugeneruotos galios P_{el} (nustatomos iš $I_s(\Delta T)$ ir $U_0(\Delta T)$) priklausomybę nuo karštosios ir šaltosios pusės temperatūrų skirtumo ΔT ($P_{el} = f(\Delta T)$).

3. Nustatykite naudingumo koeficiento η priklausomybę nuo ΔT:

$$\eta = \frac{P_{el}}{P_{th}}$$

Taip pat įvertinkite naudingumo koeficientą P_{th} prilyginę pilnutinei termostato galiai, lygiai 1,5 kW.

ATLIKĘ DARBĄ IŠJUNKITE TERMOSTATĄ, IR UŽSUKITE TERMOGENERATORIAUS ŠALTOSIOS PUSĖS VANDENS APYTAKOS ČIAUPĄ

Priedas. Krypties koeficiento skaičiavimo principai

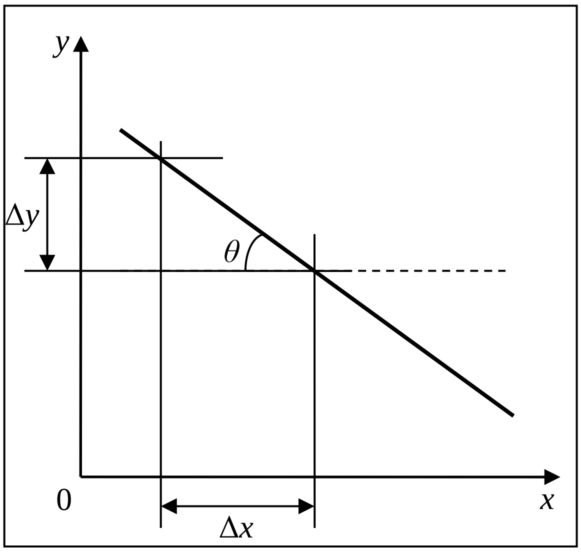
Turime paprastą priklausomybę:

$$y = ax + b \tag{1}$$

Kur:

$$a = tg\theta = \frac{\Delta y}{\Delta x} \tag{2}$$

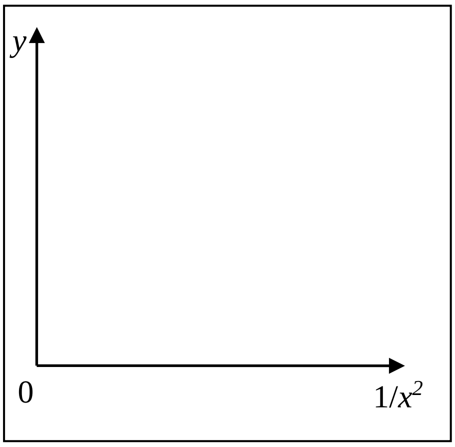
Iš grafiko randame koeficientą a, šis koeficentas bus ne kas kitas, o grafiko polinkio kampo tangentas tgθ.



Jeigu turime sudėtingesnę formulę pvz.:

$$y = \frac{a}{x^2}$$

Grafiko ašys bus atitinkamos:



Turėdami eksperimentinius duomenis, lengvai galime paskaičiuoti norimus dydžius, pvz. judrį, aktyvacijos, ryšio energijas ir t.t.