

VILNIAUS UNIVERSITETAS
Puslaidininkų fizikos mokomoji laboratorija

Laboratorinis darbas Nr. 3

**KRŪVININKŲ DREIFINIO JUDRIO MATAVIMAS
IMPULSINIU METODU**

2018-04-23

Turinys

1. Darbo tikslas	2
2. Darbo užduotys	2
3. Darbo teorija	3
3.1. Maksvelo relaksacijos laikas	3
3.2. Didelio laidumo medžiagos	5
3.3. Difuzija elektriniame lauke	6
3.4. Savasis puslaidininkis	12
4. Tyrimo metodika	14
4.1. Tyrimo metodo teorija	14
4.2. Darbo priemonės ir matavimo tvarka	17
4.2.1 Darbo priemonės	17
4.2.2 Matavimo tvarka	18
4.3 Pagrindiniai skaičiavimai analizuojant duomenis	19
<i>Priedas. Krypties koeficiento skaičiavimo principai</i>	20

1. Darbo tikslas

Susipažinti su šalutinių krūvininkų injekcijos ir dreifo ypatumais bei dreifinio judrio matavimo metodika. Patikrinti šalutinių krūvininkų injekcijos ir dreifo teorijos dėsningumus, išmatuoti krūvininkų dreifo trukmę nuo elektrinio lauko stiprio, paskaičiuoti krūvininkų dreifinį judrį.

2. Darbo užduotys

1. Nustatyti šalutinių krūvininkų tipą.
2. Išmatuoti puslaidininkinio bandinio krūvininkų lėkio trukmės (Δt) priklausomybę nuo elektrinio lauko stiprio.
3. Apskaičiuoti šalutinių krūvininkų dreifinį judrį.

3. Darbo teorija

Šalutinių krūvininkų judris yra labai svarbus puslaidininkių parametras. Nuo jo priklauso puslaidininkinių prietaisų charakteristikos.

Laisvi elektronai ir skylės puslaidininkyje juda chaotiškai. Šita būseną nusistovi dėl sąveikos su akustiniais gardelės virpesiais, jonizuotomis priemaišomis, dislokacijomis ir kitais gardelės netobulumais. Be elektrinio lauko ir krūvininkų gradiento srautas bet kuria kryptimi yra lygus nuliui.

Atsiradus puslaidininkyje elektriniam laukui, prie kiekvieno krūvininko chaotiško judėjimo prisideda kryptingas dreifas. Greičio prieaugis elektriniame lauke v_d paprastai nebūna didelis ir silpnuose laukuose yra proporcingas elektrinio lauko stipriui E :

$$\vec{v}_d = -\mu_d \vec{E} \quad (1)$$

Proporcingumo koeficientas vadinamas dreifiniu judriu. Jis parodo, koku greičiu judėtų elektronų visuma vienetiniame elektriniame lauke prieš lauko kryptį.

3.1. Maksvelo relaksacijos laikas

Jei į kietojo kūno bandinį injektuojame krūvininkus, tai dėl vidaus elektrinių jėgų jie išsilaksto arba pritraukia priešingo ženklo krūvius ir sudaro neutralią lokalinę padidinto krūvininkų tankio sritį, kuri vėliau dėl difuzijos gali išplisti, o dėl rekombinacijos išnykti.

Jei turime erdvinį krūvį, kurio tankis $\rho = e(n - p)$, tai jo relaksacija sąlygoja srovę:

$$\text{div} \vec{j} = -\frac{\partial \rho}{\partial t}, \quad (2)$$

čia \vec{j} - srovės tankis.

Be to, atsiranda elektrinis laukas, kurio stipris E nusakomas

$$\text{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon \epsilon_0}. \quad (3)$$

Kadangi $\vec{j} = \sigma \vec{E}$, tai

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\text{div} \sigma \vec{E} = -\sigma \text{div} \vec{E} = -\frac{\sigma \rho}{\epsilon \epsilon_0} = -\frac{\rho}{\tau_M} \quad (4)$$

Čia pažymėta

$$\tau_M = \frac{\epsilon \epsilon_0}{\sigma}. \quad (5)$$

Taigi,

$$\rho = \rho_0 e^{-\frac{t}{\tau_M}}. \quad (6)$$

Gavome, kad erdvinis krūvis ekranuojamas (neutralizuojamas) per charakteringą laiką τ_M , vadinamą **Maksvelo** (ominės) **relaksacijos laiku**. Jį nulemia medžiagos elektrinis laidumas. Galėtume pasinaudoti plokščiojo kondensatoriaus, kurio plokštelių plotas S , atstumas tarp jų d , o erdvė tarp plokštelių užpildyta laidumo σ medžiaga, modeliu. Žinome, kad toks kondensatorius išsielektrina per charakteringą laiką, lygų RC . Taigi šiuo atveju

$$R = \frac{1}{\sigma} \frac{d}{S}, \quad C = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S}{d},$$

taigi

$$RC = \frac{1}{\sigma} \frac{d}{S} \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S}{d} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{\sigma} = \tau_M. \quad (7)$$

Matome, kad Maksvelo relaksacijos laikas atitinka nagrinėjamo kondensatoriaus C išsielektrinimą per varžą R . Kietojo kūno atveju turime geometrinės talpos išsielektrinimą per jo vidaus varžą. Priklausomai nuo σ dydžio τ_M kinta plačiose ribose. Pvz., jei $\varepsilon \varepsilon_0 = 10^{-12} \text{ F/cm}$, o $\sigma = 1,0 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$, tai $\tau_M = 10^{-12} \text{ s}$; jei $\sigma = 10^{-12} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$, tai $\tau_M = 1,0 \text{ s}$. Bendresne prasme τ_M yra pusiausvyros tarp įvairių krūvių nusistovėjimo laikas.

Remiantis τ_M sąvoka galima suskirstyti medžiagas (reiškinius) į dvi grupes. Vieną grupę sudaro reiškiniai medžiagose, kuomet nekompensuotųjų krūvių judėjimo laikai žymiai mažesni už τ_M . Tokios medžiagos - izoliatoriai (arba didelės varžos puslaidininkiai). Kita grupė – tai procesai, kurių metu turime difuzijos ir dreifo pusiausvyrą. Tai mažos varžos puslaidininkiai. Aišku, kad šis atskyrimas tiesiogiai priklauso ir nuo eksperimento metodikos. Jei aparatūros skiriamoji geba (laiko atžvilgiu) pakankama ir vykstantys procesai aprašomi su laiko skyrimu $t < \tau_M$, tiriame reiškinius, būdingus izoliatoriams. Tai reiškiniai, susiję su erdvinio krūvio nusistovėjimo procesais. Jei priešingai, t.y. $t > \tau_M$, tai tiriame neutralaus krūvininkų paketo judėjimo dėsninumus. Skirstymas sąlyginis, nes, pvz., jei tiriame laikuose $t < 10^{-12} \text{ s}$, tai ir didelio laidumo puslaidininkiuose galėsime nustatyti tuos pačius dėsninumus kaip ir izoliatoriuose.

3.2. Didelio laidumo medžiagos

Jei puslaidininkis yra monopolinis ir į jį injekuojami pagrindiniai krūvininkai, tai per laiką τ_M jie bus ekranuoti (kiek jų injektuosime, tiek ir išlėks pro kitą kontaktą). Taigi, padidinto krūvininkų tankio nepastebėsime. Jei eksperimentą atliksime trukmėse, mažesnėse už τ_M , tai turėsime krūvininkų judėjimą pastoviam elektriniame lauke (jei injektuotas krūvis mažas) ir laiką, per kurį paketas pasieks kitą elektrodą, nusakys krūvininkų judėjimo greitis (lygtis užrašome x ašies kryptimi):

$$v_d = \mu E = \frac{dx}{dt} \quad (8)$$

$$t_{\tau_M} = \int_0^d dt = \int_0^d \frac{dx}{\mu E} = \frac{d}{\mu E}. \quad (9)$$

Jei injektuosime šalutinius krūvininkus, tai per $t = \tau_M$ jie bus kompensuoti tokiu pat skaičiumi pagrindinių krūvininkų ir judės lauke kartu su pagrindiniais. Lyg ir paradoksas - krūvis nepernešamas, o srovė teka. Tačiau reikia suprasti, kad juda injektuoti šalutiniai krūvininkai, o pagrindiniai taip persiskirsto, kad kompensuotų jų krūvį ir sąveika su lauku vyksta dėl šio paketo poliarizacijos.

Jei injektuosime šalutinius krūvininkus į didelio laidumo puslaidininkį (pvz., n -tipo puslaidininkyje šalutinių krūvininkų – skylių - tankio pokytis $\Delta p \ll n_0$) ir nėra išorinio elektrinio lauko, tai tolydumo lygtis bus:

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = -\frac{\Delta p}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 \Delta p}{\partial x^2}. \quad (10)$$

Pusiausviroju (stacionariuoju) atveju, kai ties $x = 0$ yra injektuojami šalutiniai krūvininkai, t.y. $\Delta p|_{x=0} = \Delta p_0$, turėsime:

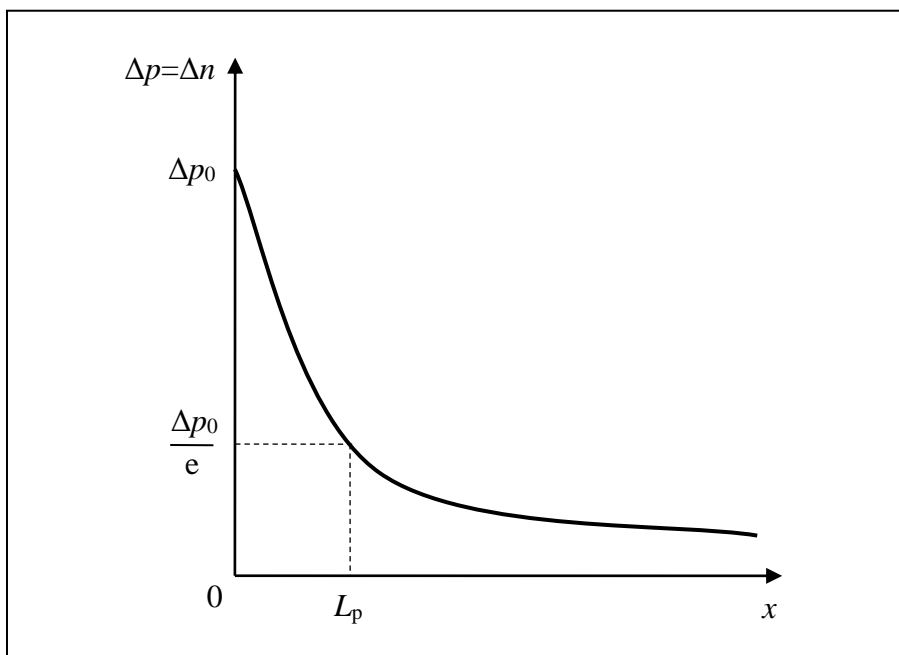
$$D_p \frac{d^2 \Delta p}{dx^2} = \frac{\Delta p}{\tau_p}. \quad (11)$$

Pusiausvirojo bandinio atveju sprendinys yra

$$\Delta p(x) = \Delta p_0 \cdot e^{-\frac{x}{L_p}}. \quad (12)$$

Čia $L_p^2 = D_p \tau_p$. Dydis L_p - skylių (šalutinių krūvininkų) difuzijos ilgis.

Reikia pastebėti, kad visų nepusiausvirujų skylių tankis lygus nepusiausvirujų elektronų tankiui, t.y. $\Delta n = \Delta p$ (1 pav.).



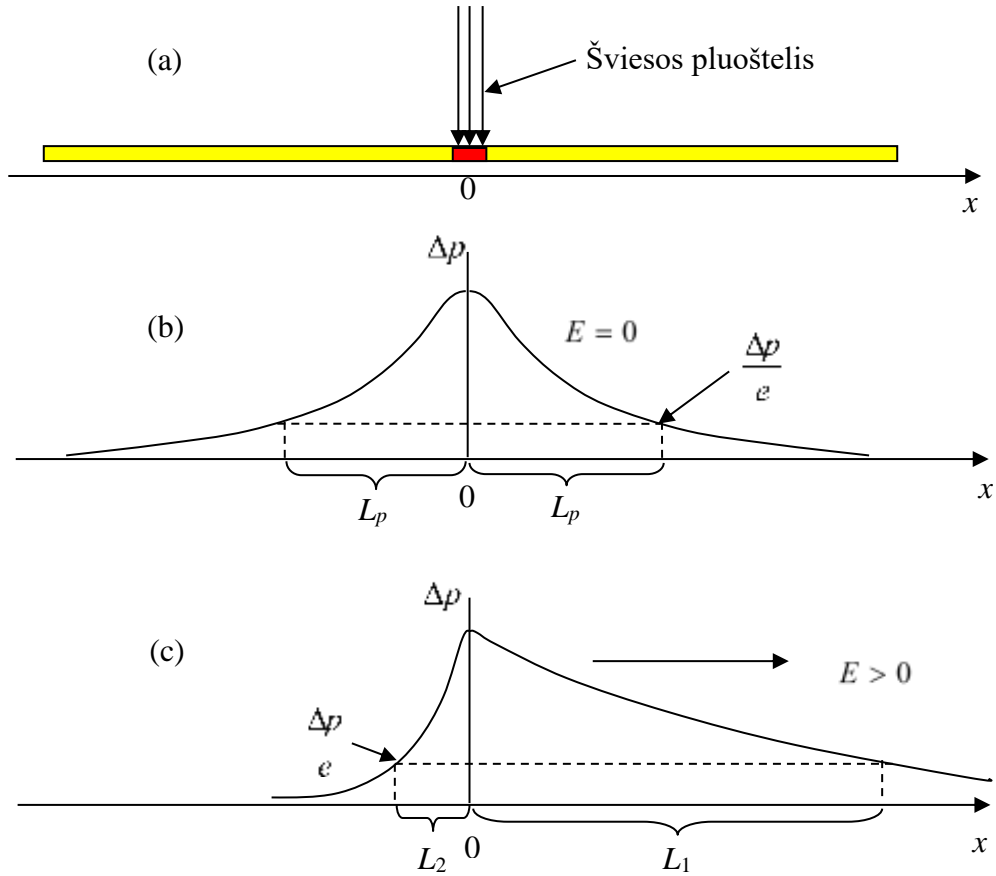
1 pav. Nepusiausvirujų krūvininkų pasiskirstymas tolstant nuo jų generacijos taško ties $x = 0$.

Čia $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ – šalutinių krūvininkų (šiuo atveju skylių) difuzijos ilgis.

3.3. Difuzija elektriniame lauke

Panagrinėkime siaurą n tipo puslaidininkio strypelį, kurio nedidelė dalis apšviečiama labai siauru šviesos, kurios $\hbar\omega > E_g$ (savoji sugertis), pluošteliu. Apšviestoji strypelio dalis yra labai siauras ruoželis, kuriame žadinamos elektronų ir skylių poros (žiūr. brėž.). Apšviesto ruoželio pakraščiuose yra nepusiausvirujų elektronų ir skylių tankio gradientas, todėl šie krūvininkai difunduoja į neapšvietą strypelio dalį. Šis reiškinys vadinamas nepusiausvirujų krūvininkų (paprastai šalutinių mažos varžos atveju) injekcija.

Tegul išilgai strypelio yra įjungtas elektrinis laukas. Priminsime, kad puslaidininkis yra n tipo, tarkime, jis stipriai legiruotas, bet neišsigimęs ($n_0 \gg p_0$). Tarkime, kad neapšviestojoje puslaidininkio dalyje erdvinio krūvio nėra (tenkinama neutralumo sąlyga) – Maksvelo relaksacijos laikas labai mažas. Tai reiškia, kad perteklinių elektronų ir skylių tankiai yra lygūs ($\Delta n = \Delta p$). Be to tariame, kad nors neapšviestojoje puslaidininkio dalyje krūvininkų tankis ir nepusiausvirasis, bet jų pasiskirstymas pusiausvirasis. Pagal Puasono lygtį neutralumo sąlyga reiškia, kad elektrinio lauko gradientų kristale nėra, t.y. $\frac{\partial E}{\partial x} = 0$. Stacionariuoju atveju visos išvestinės pagal laiką lygios 0.



2 pav. Siauru šviesos pluošteliu apšviestas puslaidininkio strypelis (a) ir nepusiausvirųjų šalutinių krūvininkų (skylių) tankio pasiskirstymas strypelyje, kai išorinis laukas $E = 0$ (b) ir $E \neq 0$ (c).

Tolydumo lygtis, atsižvelgus į krūvininkų difuziją, dreifą elektriniame lauke ir krūvininkų rekombinaciją, šalutiniams krūvininkams neapšviestojoje puslaidininkio dalyje yra

$$D_p \frac{d^2 \Delta p}{dx^2} - E \mu_p \frac{d \Delta p}{dx} - \frac{\Delta p}{\tau_M} = 0 . \quad (13)$$

(13) turi tenkinti kraštines sąlygas

$$\Delta p = \Delta p_0, \text{ kai } x = 0, \text{ ir } \Delta p \rightarrow 0, \text{ kai } x \rightarrow \infty . \quad (14)$$

Bendras (13) lygties sprendinys yra

$$\Delta p(x) = A \exp(\lambda_1 x) + B \exp(\lambda_2 x) . \quad (15)$$

Čia charakteringos lygties sprendiniai

$$\lambda_{1,2} = \frac{L_d}{2L_p^2} \pm \left[\left(\frac{L_d}{2L_p^2} \right)^2 + \left(\frac{1}{L_p} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (16)$$

Vienas iš šių sprendinių teigiamas, kitas – neigiamas.

Tegul elektrinis laukas pridėtas išilgai x ašies ($E \geq 0$). Aišku, kad skylės stengiasi skverbtis į neapšviestas strypelio dalis ($x < 0$ ir $x > 0$). Kai $x \geq 0$, taikome antrąją kraštinę sąlygą (14), todėl

$$\Delta p = \Delta p_0 \exp\left(-\frac{x}{L_1}\right) \quad (17)$$

čia

$$L_1^{-1} = -\lambda_2 = \left[\left(\frac{L_d}{2L_p^2} \right)^2 + \left(\frac{1}{L_p} \right)^2 \right]^{1/2} - \frac{L_d}{2L_p^2} \quad (18)$$

ir

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p} \quad \text{bei} \quad L_d = E \mu_p \tau_p$$

Kai $x \leq 0$, skylės difunduoja prieš elektrinį lauką, todėl pasinaudojame teigiamu (18) sprendiniu. Taigi,

$$\Delta p(x) = \Delta p_0 \exp\left(\frac{x}{L_2}\right). \quad (19)$$

čia

$$L_2^{-1} = \lambda_1 = \left[\left(\frac{L_d}{2L_p^2} \right)^2 + \left(\frac{1}{L_p} \right)^2 \right]^{1/2} + \frac{L_d}{2L_p^2}. \quad (20)$$

2 pav. (c) iliustruoja šalutinių krūvininkų (skylių) tankio priklausomybę nuo koordinatės.

Galima atskirai panagrinėti silpno ir stipraus elektrinio lauko atvejus:

1. Elektrinis laukas labai silpnas, t.y. $L_d \ll L_p$. Tuomet formulėje (16) atmetę narius su L_d gauname, kad

$$L_{1,2} = \pm L_p. \quad (21)$$

Kai $x \leq 0$,

$$\Delta p = \Delta p_0 \exp\left(\frac{x}{L_p}\right). \quad (22)$$

Kai $x \geq 0$,

$$\Delta p = \Delta p_0 \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right). \quad (23)$$

Šiuo atveju į abi puses nuo apšviesto ruoželio nepusiausvirųjų šalutinių krūvininkų tankis mažėja eksponentiškai su charakteringu ilgiu L_p (2 pav., b), kuris vadinamas skylių difuzijos nuotoliu. Tai vidutinis nuotolis, kurį įveikia nepusiausvirošios skylės, veikiamos gradientinių jėgų ir pakeliui rekombinuodamos per poros gyvavimo trukmę τ_p .

Nelygybė $L_d \ll L_p$ reiškia, kad $\mu_p E \ll \frac{L_p}{\tau_p}$, arba skylių dreifo greitis elektriniame lauke yra daug mažesnis už difuzijos greitį.

2. Elektrinis laukas yra stiprus ($L_d \gg L_p$). Išskleidžiame (16) Teiloro-Makloreno eilutę ir paliekame tik pirmos eilės mažus dydžius. Tuomet

$$\lambda_{1,2} = \frac{L_d}{2L_p^2} \pm \left(\frac{L_d}{2L_p^2} + \frac{1}{L_d} \right). \quad (24)$$

Kai $x \geq 0$, imame fizikinę prasmę turintį neigiamą λ sprendinį, t.y.

$$\lambda_1 = -\frac{1}{L_d}, \quad (25)$$

todėl

$$\Delta p(x) = \Delta p_0 \exp\left(-\frac{x}{L_d}\right). \quad (26)$$

Taigi, skylių tankis mažėja eksponentiškai su charakteringu nuotoliu L_d , vadinamu skylių dreifo nuotoliu.

Kai $x \leq 0$, (24) formulėje imame „+“ ženklą ir gauname

$$\lambda_2 = \frac{L_d}{L_p^2} = \frac{\mu_p E}{D_p} = \frac{eE}{kT}. \quad (27)$$

Tuo būdu,

$$\Delta p(x) = \Delta p_0 \exp\left(\frac{eEx}{kT}\right). \quad (28)$$

Tai sprendinys, kuris aprašo skylių difuziją stabdančiame lauke. Dydis eEx yra skylės potencinės energijos padidėjimas prieš lauko kryptį nuėjus kelią x . Tuo būdu, (28) nusako skylių Bolcmano pasiskirstymą pagal energijas.

Rezumė: Elektrinis laukas deformuoja difuzijos procesų sąlygotą krūvininkų tankio pasiskirstymą. Jei injekcija pastovi, tai matome, kad esant stipriam elektriniam laukui krūvininkai bus atitraukiami nuo injekcijos taško ir judės elektrinio lauko kryptimi (2 pav., c).

Dabar panagrinėkime difuzinio pasiskirstymo nusistovėjimo kinetiką, t.y. atsižvelgsime į krūvininkų tankio priklausomybę nuo elektrinio lauko. Grįžtame prie

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = -\frac{\Delta p}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 \Delta p}{\partial x^2}, \quad (29)$$

kurios sprendinys

$$\Delta p = \frac{N_p}{(4\pi D_p t)^{1/2}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_p} - \frac{x^2}{4D_p t}\right). \quad (30)$$

Čia N_p - visų injektuotų skylių, tenkančių šio strypinio bandinio skerspjūvio plotui, skaičius. Gautas sprendinys rodo, kad impulsas laikui bėgant plinta, o amplitudė mažėja, o visas nepusiausvirųjų skylių skaičius bandinio skerspjūviui laiko omentu t bus $N_p \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right)$.

3 pav. pavaizduoti skylių tankio koordinatinis profilis $\Delta p(x,t)$ skirtingais laiko momentais t , kai $E = 0$. Matome, kad be elektrinio lauko krūvininkų tankis mažėja dėl rekombinacijos ir kartu plečiasi aplink zoną, kurioje vyksta injekcija, dėl difuzijos.

Dabar įjunkime elektrinį lauką E , ir laikykime jį pastoviu. Sprendinį gausime, (30) išraiškoje vietoje x imdami $x - E\mu_p t$:

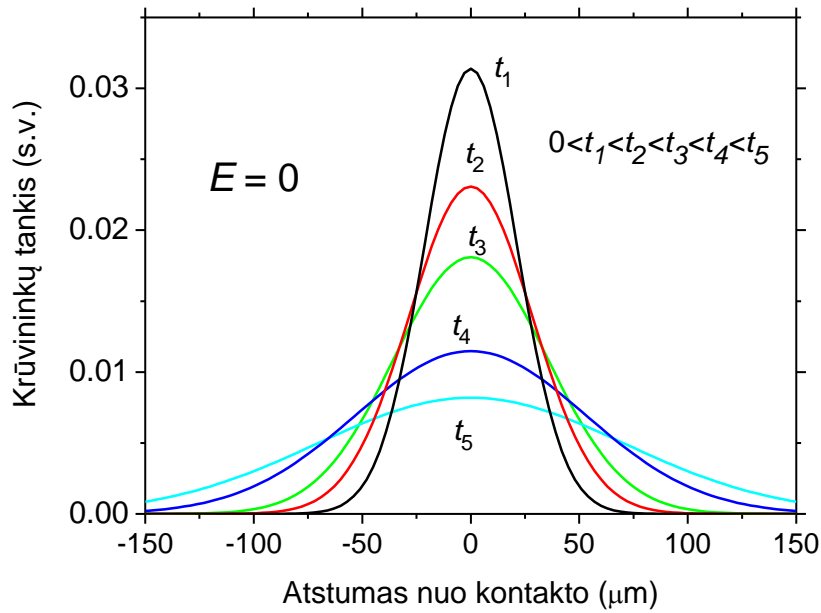
$$\Delta p = \frac{N_p \exp(-t/\tau_p)}{(4\pi D_p t)^{1/2}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_p} - \frac{(x - E\mu_p t)^2}{4D_p t}\right). \quad (31)$$

Šis sprendinys rodo, kad skylių paketas slenka lauko kryptimi $E\mu_p$ greičiu ir plinta judėdamas dėl difuzijos (jo plotis $\sqrt{4D_p t}$), o amplitudė mažėja dėl rekombinacijos proporcingai

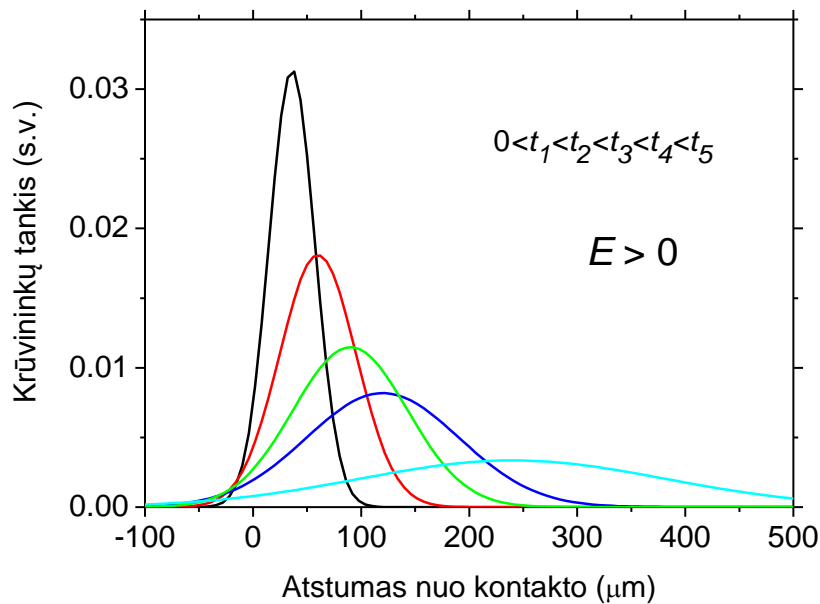
$\exp\left[-\frac{t}{\tau_p}\right]$. Iš esmės, mes išsprendėme lygtį

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 \Delta p}{\partial x^2} - E\mu_p \frac{\partial \Delta p}{\partial x} - \frac{\Delta p}{\tau_p}. \quad (32)$$

Taigi, matuojant skylių profilį skirtingais laiko momentais n tipo puslaidininkyje, galima sužinoti μ_p, τ_p ir D_p . Tokiu būdu surastą judrį bendruoju atveju vadina ambipoliniudreifiniu judriu. Jei $p \ll n$ arba $n \ll p$, šis judris lygus atitinkamai skylių ir elektronų judriu.



3 pav. Šalutinių krūvininkų tankio mažėjimas dėl rekombinacijos ir plitimas dėl difuzijos aplink sritį, kurioje vyksta injekcija, nuo laiko, kai $E = 0$ [formulė (30)].



4 pav. Krūvininkų tankio mažėjimas (dėl rekombinacijos) ir plitimas dėl difuzijos nuo srities, kurioje vyksta injekcija, bei jų dreifas kristale išilgai elektrinio lauko, kai $E \neq 0$ [formulė (31)].

Iš 4 pav. matome, kad injektuojami krūvininkai dreifuoja kristale išilgai elektrinio lauko, o jų tankis relaksuoja lygiai taip pat kaip ir be tempiančiojo lauko.

Ši analizė galioja, kol yra vienos rūšies priemaišinis puslaidininkis, kada elektrinio lauko pasiskirstymą sąlygoja pagrindiniai krūvininkai, o ta jų dalis, kuri kompensuoja šalutinių krūvininkų sudarytą erdvinį krūvį, neperskirsto elektrinio lauko.

3.4. Savasis puslaidininkis

Savajame puslaidininkyje ir esant pakankamam injekcijos lygiui, nebegalime nekreipti dėmesio į elektrinio lauko kitimą nuo koordinatės. Tada reikia spręsti tolydinumo lygtį bendru pavidalu:

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = -\frac{\Delta p}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 \Delta p}{\partial x^2} - \mu_p p \frac{\partial E}{\partial x} - \mu_p E \frac{\partial \Delta p}{\partial x}, \quad (33)$$

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = -\frac{\Delta n}{\tau_n} + D_n \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} + \mu_n n \frac{\partial E}{\partial x} + \mu_n E \frac{\partial \Delta n}{\partial x} \quad (34)$$

ir Puasono lygtį:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = e \frac{\Delta p - \Delta n}{\epsilon \epsilon_0}. \quad (35)$$

Įrašius $\frac{\partial E}{\partial x}$ iš Puasono lygties į (33) ir (34), gauname

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = -\frac{\Delta p}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 \Delta p}{\partial x^2} + \frac{\sigma_p}{\epsilon \epsilon_0} (\Delta n - \Delta p) - \mu_p E \frac{\partial \Delta p}{\partial x}, \quad (36)$$

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = -\frac{\Delta n}{\tau_n} + D_n \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} - \frac{\sigma_n}{\epsilon \epsilon_0} (\Delta n - \Delta p) + \mu_n E \frac{\partial \Delta n}{\partial x}. \quad (37)$$

Čia $\sigma_p = ep\mu_p$ ir $\sigma_n = en\mu_n$ - atitinkamai skylinis ir elektroninis puslaidininkio laidumas.

Padauginame (36) iš σ_n , o (37) iš σ_p ir šias lygybes sudėję gauname:

$$\begin{aligned} \sigma_n \frac{\partial \Delta p}{\partial t} + \sigma_p \frac{\partial \Delta n}{\partial t} = & - \left(\frac{\sigma_n \Delta p}{\tau_p} + \frac{\sigma_p \Delta n}{\tau_n} \right) + \left(\sigma_n D_p \frac{\partial^2 \Delta p}{\partial x^2} + \sigma_p D_n \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} \right) + \\ & + \sigma_p \mu_n E \frac{\partial \Delta n}{\partial x} - \sigma_n \mu_p E \frac{\partial \Delta p}{\partial x}. \end{aligned} \quad (38)$$

Tardami, kad $\Delta n \approx \Delta p$, gauname

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = -\frac{\Delta p}{\tau_p} + D \frac{\partial^2 \Delta p}{\partial x^2} - \mu E \frac{\partial \Delta p}{\partial x}. \quad (39)$$

čia

$$D = \frac{\sigma_n D_p + \sigma_p D_n}{\sigma_n + \sigma_p} = \frac{n\mu_n D_p + p\mu_p D_n}{n\mu_n + p\mu_p}. \quad (40)$$

Pasinaudoję Einšteino sąryšiu $\left(\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e}\right)$, galime užrašyti

$$D = \frac{n + p}{\frac{n}{D_p} + \frac{p}{D_n}} . \quad (41)$$

Taip pat

$$\mu = \frac{\sigma_n \mu_p - \sigma_p \mu_n}{\sigma_n + \sigma_p} = \frac{n - p}{\frac{n}{\mu_p} + \frac{p}{\mu_n}} . \quad (42)$$

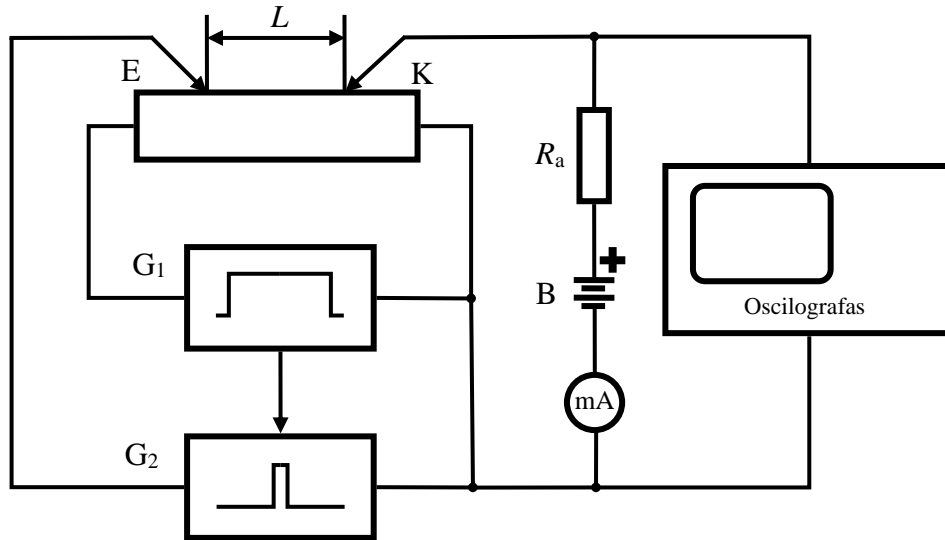
Koeficientą D įprasta vadinti dvipolės difuzijos koeficientu, o μ - dvipolis judris.

(39) lygtis analogiška lygčiai priemaišinio puslaidininkio atveju, tik turime efektinį (dvipolės) difuzijos koeficientą ir efektinį (dvipolį) dreifinį judrį. Matome, kad savajame puslaidininkyje injektuotų krūvininkų paketo dreifo nebus (nes $\mu = 0$), o vyks tik krūvininkų difuzija, ką galima paaiškinti tokiu būdu. Savojo puslaidininkio atveju injektuotųjų krūvininkų skaičius yra visiškai kompensuotas kito ženklo krūvininkais, bet dėl abiejų krūvininkų lygiavertiškumo negali vykti paketo poliarizacija. Kiek išorinis laukas poliarizuoja paketą, tiek atsiradantis lauko gradientas kompensuoja šią poliarizaciją (pritraukia iš abiejų pusių n ir p , t.y. sąlygoja lyg difuzinį plitimą, tik charakteizuojamą kitu, efektiiniu D).

4. Tyrimo metodika

4.1. Tyrimo metodo teorija

Dreifinio judrio matavimo metodas paremtas injektuotų pasirinktoje bandinio vietoje šalutinių krūvininkų judėjimo greičio matavimu. Tai realizuojama klasikiniu **Haynes-Shockley eksperimentu** (1949 m.).



5 pav. Šalutinių krūvininkų dreifinio judrio matavimo schema.

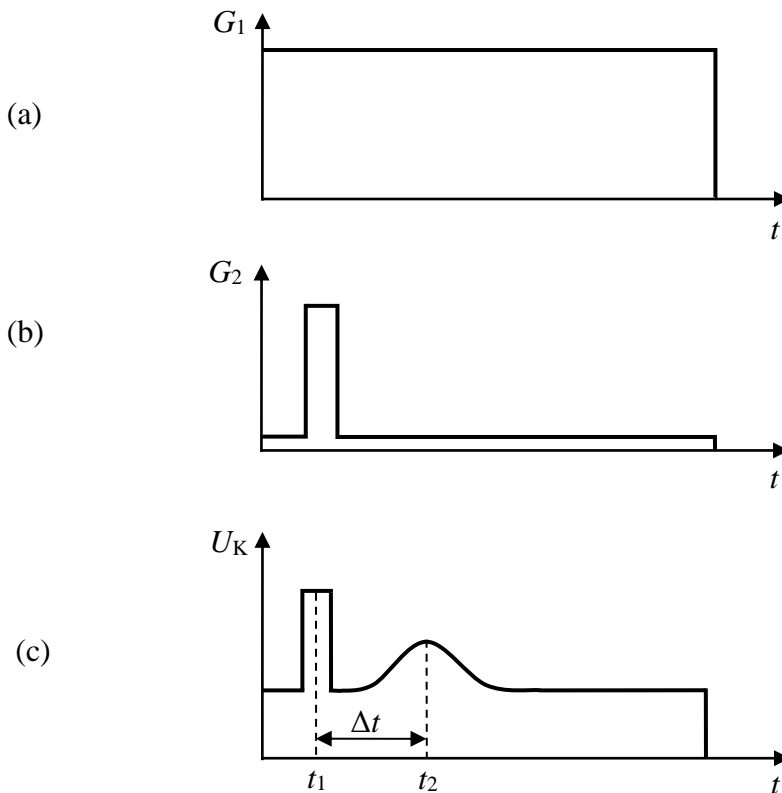
Tiriamasis puslaidininkinis bandinys turi būti strypelio formos, o jo ilgis – žymiai didesnis už kitus matmenis. Bandinyje elektrinį lauką kuria nuolatinės įtampos šaltinis arba ilgų stačiakampių impulsų generatorius G_1 . Tiriamajam puslaidininkiu esant mažos varžos nuolatinės įtampos šaltinis netinka dėl bandinio kaitimo. Šis kaitimas apsunkina eksperimentą ir priklauso nuo įtampos vertės.

Generatorius G_2 formuoja žymiai trumpesnį impulsą, kuris po tam tikro vėlinimo siunčiamas į emiterio elektrodą E ; tokiu būdu yra injektuojami šalutiniai krūvininkai. Tempiantis elektrinis laukas turi būti tokios krypties, kad bandinyje injektuoti šalutiniai krūvininkai dreifuotų kolektoriaus K kryptimi. Kolektorius K yra jungiamas užtveriamąja kryptimi pagrindiniams krūvininkams. Šiuo tikslu naudojama baterija B .

Šalutiniams krūvininkams pasiekus kolektorių jo grandinėje pradeda tekėti srovė, kurios stipris proporcingas krūvininkų tankiui: šiuo momentu oscilografu užregistruojamas įtampos signalas apkrovos varžoje R_a . Kadangi oscilografas registruoja tiek šalutinių krūvininkų injekcijos, tiek jų ekstrakcijos kolektoriuje momentus (dėl postūmio ir injektuoto erdvinio krūvio neutralizacijos srovės), galima įvertinti krūvininkų dreifo atstumą L tarp emiterio ir kolektoriaus trukmę. Atstumas L išmatuojamas mikroskopu.

Elektrinis laukas, kurį kuria generatorius G_1 , yra matuojamas voltmetru arba oscilografu, jungiamu prie kolektoriaus zondo ir rodančiu jo potencialą. Emiterio ir kolektoriaus zondai įtaisomi toje bandinio vietoje, kurioje kolektoriaus potencialas nuo koordinatės (emiterio kryptimi) priklauso tiesiškai. Šis tiesinis elektrinis laukas bandinyje bus tol, kol nėra injektuojami šalutiniai krūvininkai. Injektavus krūvininkus kis lauko pasiskirstymas, todėl matavimus būtina atlikti esant labai mažam injektuotų krūvininkų tankiui. Injektuoto krūvio įtaką elektrinio lauko tiesiškumui galima panaikinti naudojant itin trumpas injektuojančio generatoriaus impulsų trukmes.

Jei impulso G_2 trukmė ($1 - 2 \mu s$) yra žymiai trumpesnė už laiką, per kurį krūvininkai įveikia atstumą L (t.y. krūvininkų tranzito nuo emiterio iki kolektoriaus trukmę $t_t = t_2 - t_1$), tai oscilografu bus stebima 6 pav. (c) pavaizduota oscilograma.



6 pav. (a) Generatoriaus G_1 įtampos impulsas; (b) generatoriaus G_2 kuriamas emiterio srovės impulsas; (c) kolektoriaus srovės oscilograma esant trumpam injektuojančiam emiterio srovės impulsui.

Pirmasis pikas (c) oscilogramoje yra generatoriaus G_2 įtampos impulsas, tuo tarpu antrasis yra sąlygotas srovės kolektoriaus grandinėje dėl šalutinių krūvininkų dreifo tarp E ir K kontaktų. Šis impulsas yra išplitęs dėl kelių priežasčių:

1. Difuzijos proceso. Išplitimas dėl difuzijos yra tuo mažesnis, kuo geriau tenkinama sąlyga $L_i \ll E\mu_i t_t$, čia L_i – šalutinių krūvininkų difuzijos ilgis. Kai $L_i \gg E\mu_i t_t$, difuzijos įtaka krūvininkų paketo judėjimui yra didesnė už dreifinės pernašos; tokiu atveju neįmanoma nustatyti dreifinės tranzito tarp E ir K trukmės t_t .

2. Didelio krūvininkų tankio. Esant šiam atvejui laukas krūvininkų paketo fronte yra didesnis; tai lemia lėkštesnį priekinį ir statesnį galinį frontus.

3. Prilipimo lygmenų. Esant prilipimo lygmenims, užlaikantiems tam tikrai trukmei dalį krūvininkų, išplinta galinis frontas.

Mažinant injektuotą krūvį tranzito trukmė t_t šiek tiek keisis. Ekstrapoliuojant $t_t = f(U_{G2})$ iki nulio gaunamas t_{t0} , kuris yra surištas su elektriniu lauku bandinyje išraiška:

$$t_{t0} = \frac{L}{\mu E}, \quad \text{kai} \quad v_d = \mu E, \quad (43)$$

čia μ – šalutinių krūvininkų dreifinis judris (bendruoju atveju krūvininkų judris yra išreiškiamas (42) formule). Šis judrio nustatymo metodas yra akivaizdus, tačiau techniškai sunkiai realizuojamas dėl didelio jautrio įrangos poreikio. Šiame darbe judris bus įvertintas nustatant $t_t = f(U_{G1})$ priklausomybę.

4.2. Darbo priemonės ir matavimo tvarka

4.2.1 Darbo priemonės



7 pav. Šalutinių krūvininkų dreifinio judrio matavimo įrenginiai.

1. Ilgų impulsų generatorius G1.
2. Trumpų impulsų generatorius G2.
3. Užtveriamosios įtampos šaltinis (baterija) su mili-ampermetru.
4. Tiriamojo bandinio talpa.
5. Oscilografas.

4.2.2 Matavimo tvarka

1. Įjungti generatorius G1, G2 („BKJI“ jungikliai) ir užtvarinės įtampos šaltinį (3) („220 V“ jungiklis). Įjungti oscilografą, palaukti, kol šis susikalibruos.

2. Susikalibravus oscilografui (ir esant įjungtiems generatoriams bei įtampos šaltiniui), paspausti jame *Autoset* mygtuką. Nusistovėjęs signalui, paruošti oscilografą krūvininkų injekcijos ir ekstrakcijos momentų stebėjimui:

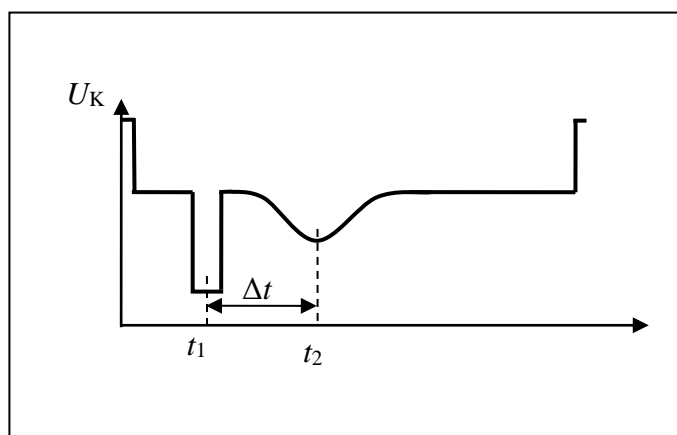
a) Padidinkite/pamažinkite laiko ir įtampos skleistines (darbo metu naudojamas pirmasis oscilografo kanalas **CH1**)

b) Esant nestabiliam signalui pakeiskite *Trigger*‘io lygį

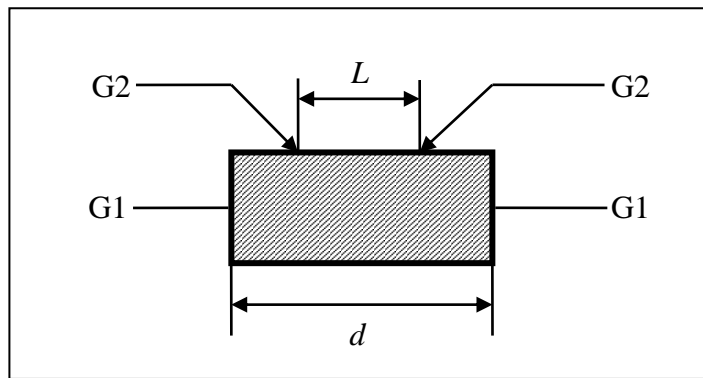
c) Esant blankiam vaizdui, *Display* meniu pirmajame laukelyje nustatykite vektorinės grafikos režimą

3. Išmatuoti dreifo trukmę (pažymėkime ją Δt) keičiant generatoriaus G1 tempiančiąją įtampą (*Amn* rankenėle dešinėje prietaiso pusėje) intervale (6 ÷ 18) V (1,5 V žingsniu). Pradėkite matavimą nuo žemiausios įtampos – ties ja aiškiau matomi krūvininkų injekcijos ir ekstrakcijos momentai, pavaizduoti 8 pav. oscilogramoje.

- Generatoriaus įtampa yra lygi generatoriaus ciferblate rodomai vertei, **padaugintai** iš dešinėje prietaiso pusėje nuspausto daugiklio.
- Dreifo trukmė oscilografu įvertinama tokiu būdu: atsidaromas *Cursors* meniu, pirmajame laukelyje nustatomas laiko matavimas [*Type – Time*], laiko intervalo nustatymui pasirenkamas *Cursor 1* ar *Cursor 2* ir su viršutine kairiąja rankenėle nustumiami žymekliai iki pageidaujamų taškų. Apatiniame *Delta* laukelyje bus nurodytas ieškomas laiko intervalas.



8 pav. Oscilogramos pavyzdys



9 pav. Puslaidininkinis bandinys

4.3 Pagrindiniai skaičiavimai analizuojant duomenis

1. Šalutinių krūvininkų tipas (ir bandinio laidumo tipas) nustatomas iš baterijos B prijungimo krypties – ši yra prijungta užtveriamąja pagrindiniams krūvininkams kryptimi. Atkreipiame dėmesį, kad oscilografo ekrane stebimų impulsų poliškumas gali būti priešingas pavyzdžiuose nurodytiems – impulsų poliškumas priklauso nuo generatorių ir oscilografo jungimo būdo.

2. Pagal išmatuotas vertes ir 9 pav. pavaizduotą bandinio jungimo geometriją nubrėžiama priklausomybė

$$\frac{L[\text{cm}]}{\Delta t} = f\left(\frac{U_{G1}}{d[\text{cm}]}\right).$$

3. Krūvininkų judrį μ nustatome iš tiesinės dalies polinkio nubrėžtoje priklausomybėje (tg φ arba *Slope*) pagal išraišką: $\frac{L}{\Delta t} = \mu \frac{U_{G1}}{d}$.

Papildoma literatūra:

1. B. G. Streetman and S. Banerjee. Solid State Electronic Devices, Prentice Hall, NJ, 2006., p. 124-141.
2. A. Juodviršis, M. Mikalkevičius, S. Vengris, Puslaidininkių fizikos pagrindai, „Mokslas“, Vilnius, 1985, p. 253-261.

Priedas. Krypties koeficiento skaičiavimo principai

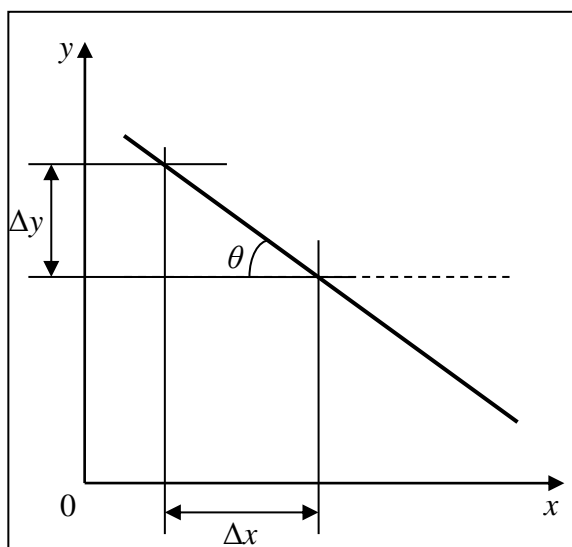
Turime paprastą priklausomybę:

$$y = ax + b \quad (1)$$

Kur:

$$a = \operatorname{tg}\theta = \frac{\Delta y}{\Delta x} \quad (2)$$

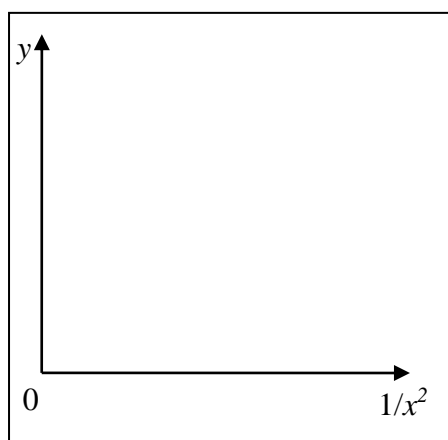
Iš grafiko randame koeficientą a , šis koeficientas bus ne kas kitas, o grafiko polinkio kampo tangentas $\operatorname{tg}\theta$.



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.