

VILNIAUS UNIVERSITETAS
Puslaidininkų fizikos mokomoji laboratorija

Laboratorinis darbas Nr. 8

**ERDVINIO KRŪVIO RIBOTŲ SROVIŲ (EKRS) KINETIKOS
TYRIMAS**

2018-05-16

Turinys

1. Darbo tikslas	2
2. Darbo užduotys	2
3. Darbo teorija	3
3.1. Erdvinio krūvio susidarymas	3
3.2. Erdvinio krūvio ribotų srovių (EKRS) kinetika	4
3.3. EKRS kinetikos savybės	7
4. Tyrimo metodika.....	9
4.1. Darbo priemonės	9
4.2. Tyrimo metodo teorija.....	10
4.3. Darbo eiga ir duomenų analizė	12

1. Darbo tikslas

Patikrinti krūvininkų injekcijos bei dreifo dėsningumus didelės varžos puslaidininkiuose, apskaičiuoti slinkties srovės tankį ir krūvininkų dreifinį judrį.

2. Darbo užduotys

1. Susipažinti su erdvinio krūvio ribojimo reiškiniu ir krūvininkų injekcijos bei dreifo dėsningumais didelės varžos puslaidininkiuose.
2. Susipažinti su dreifinio judrio matavimo metodika esant mažo krūvio dreifui ir EKRS sąlygoms.
3. Eksperimentiškai nustatyti slinkties srovės tankio vertę.
4. Išmatuoti krūvininkų dreifinį judrį.

3. Darbo teorija

3.1. Erdvinio krūvio susidarymas

Jeigu į kietą kūną injektuojame krūvininkus, tai dėl vidaus elektrinių jėgų jie išsilakstys arba pritrauks priešingo ženklo krūvininkus ir sudarys padidintos koncentracijos sritį, kuri gali išnykti dėl rekombinacijos arba išplisti dėl difuzijos. Jeigu turime erdvinį krūvį, tai jo išsisklaidymas arba neutralizavimas priešingu krūviu sukelia terpėje srovę, aprašomą nenutrūkstamumo lygtimi:

$$\operatorname{div} j = -\frac{d\rho}{dt} \quad (1)$$

Žinome, kad $j = \sigma E$, o $\operatorname{div} E = \frac{\rho}{\epsilon\epsilon_0}$. ($\epsilon\epsilon_0$ – dielektrinė skvarba), tuomet gauname lygtį:

$$-\delta \frac{\rho}{\epsilon\epsilon_0} = \frac{d\rho}{dt}. \quad (2)$$

Šios lygties sprendinys:

$$\rho = \rho_0 e^{-\frac{t}{\epsilon\epsilon_0/\sigma}} = \rho_0 e^{-\frac{t}{t_\sigma}}, \quad (3)$$

kur $t_\sigma = \frac{\epsilon\epsilon_0}{\sigma}$. Tai reiškia, kad erdvinis krūvis išsisklaido (sumažėja e kartų) per charakteringą trukmę t_σ , vadinamą Maksvelo relaksacijos trukme. Platesne prasme

t_σ - pusiausvyros tarp įvairių krūvių nusistovėjimo trukmė. Jos dydis priklauso nuo medžiagos savitojo specifinio laidžio ir gali kisti labai plačiose ribose, pvz.:

$$\sigma = 1\Omega^{-1} \text{ cm}^{-1} \div 10^{-12} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}, \quad \tau = 10^{-12} \text{ s} \div 1 \text{ s}.$$

Jeigu tiriamo procesus, aprašomus mažesnėmis už t_σ trukmėmis - tai yra erdvinio krovinio nusistovėjimo procesai, o jeigu didesnėmis už t_σ - tuomet tiriamo padidintos koncentracijos srities judėjimo dėsningumus, su kuriais paprastai susiduriame nagrinėdami nepagrindinių krūvininkų injekciją ir jų slinkį mažos varžos puslaidininkiuose.

Dabar panagrinėsime procesus didelės varžos puslaidininkiuose, t.y. bet kurio ženklo krūvio injekcijos ir erdvinio krūvio susidarymo bei išnykimo procesus. Didelės varžos puslaidininkiuose pagrindinių ir nepagrindinių krūvininkų sąvoka neturi prasmės.

Erdvinio krūvio ribojimo prasmę galima suprasti taip: prie vieno kontakto puslaidininkyje galima sukurti begalinį krūvininkų rezervuarą, tačiau srovės vertę riboja elektrinio lauko indukuoto krūvio ($Q = CU$), kur C – bandinio talpa) išsisklaidymo sąlygota srovė, t.y. elektrinis laukas nesugeba priversti didesnį krūvininkų skaičių dalyvauti srovėje. Kristale tegali pradėti judėti tik $\epsilon\epsilon_0 U/d$ (U – įtampa, d – atstumas tarp kontaktų) dydžio krūvis, kadangi jis pilnai ekranuoja išorinį lauką, palikdamas už savęs krūvininkų rezervuarą ir lauką lygų nuliui.

3.2. Erdvinio krūvio ribotų srovių (EKRS) kinetika

Panagrinėkime procesus, vykstančius didelės varžos bandinyje, kai į jį injektuojamas tam tikras krūvininkų kiekis. Tarkime, kad laiko momentu $t = 0$ prie vieno iš kontaktų pradeda slinkti krūvis Q_0 . Pusiausviriniai krūvininkai nespėja neutralizuoti injektuoto krūvio, t.y. $t_h \ll \tau_\sigma$, kur τ_σ – Maksvelo relaksacijos trukmė,

t_h – trukmė, per kurią krūvininkai pasiektų antrąjį kontaktą, jeigu judėtų tolygiai, μ – judris, E – elektrinio lauko stipris.

Bendra srovė šiuo atveju susidės iš laidžio, difuzijos ir slinkties srovių:

$$j(t) = \mu\rho(x,t)E(x,t) - D\frac{\partial\rho(x,t)}{\partial x} + \varepsilon\varepsilon_0\frac{\partial E(x,t)}{\partial t}. \quad (4)$$

Suintegravę, tarp bandinio kontaktų gauname:

$$j(t) = \frac{\mu}{d}\int_0^d \rho(x,t)E(x,t)dx + \frac{D}{d}[\rho(0,t) - \rho(d,t)] + \varepsilon\varepsilon_0\frac{\partial U}{\partial t}. \quad (5)$$

Kadangi įtampa nekinta laiko atžvilgiu, slinkio metu krūvio tankis prie abiejų kontaktų lygus nuliui:

$$\rho(0,t)\Big|_{t=0,t_h} = \rho(d,t)\Big|_{t=0,t_h} = 0,$$

tai gauname:

$$j(t) = \frac{\mu}{d}\int_0^d \rho(x,t)E(x,t)dx. \quad (6)$$

Prisiminkime Puasono lygtį:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho(x,t)}{\varepsilon\varepsilon_0} \quad (\text{diferencinė forma}) \quad (7)$$

$$E(d,t) - E(0,t) = \frac{Q}{\varepsilon\varepsilon_0} \quad (\text{integralinė forma}) \quad (8)$$

Pasinaudoję (7) ir suintegravę (6) išraišką gauname:

$$j(t) = \frac{\varepsilon\varepsilon_0\mu}{2d} [E^2(d,t) - E^2(0,t)] \quad (9)$$

Gavome srovės tankio išraišką bendru atveju.

Dabar panagrinėkime atskirus įdomesnius atvejus.

Jeigu $Q \ll \varepsilon \varepsilon_0 U/d$, t.y. injektuotas krūvis mažas, tuomet iš (8): $E(d,t) \sim E(0,t)$, t.y. slenkančis krūvis nepakeičia lauko pasiskirstymo bandinyje. Tuomet iš (9) ir (8) gauname:

$$\begin{aligned} t < t_h : j(t) &= \frac{\varepsilon \varepsilon_0 \mu}{2d} [E(d,t) - E(0,t)][E(d,t) + E(0,t)] = \frac{\mu Q_0 E}{d} = \frac{Q_0}{t_h} \\ t > t_h : j(t) &= 0 \end{aligned} \quad (10)$$

Mažo krūvio dreifo dėsniumi (1 pav., a):

1) $j(t) \sim U$ (Omo dėsnis).

$j(t) \sim Q_0$. Šiuo atveju iš impulso ploto galėtume apskaičiuoti injektuoto krūvio kiekį $Q = j(t) t_h$. (1 pav.)

$t_h = d / \mu E$ atitinka impulso ilgį. Galima nustatyti dreifinį judrį iš kreivės $t_h = f(U^{-1})$ polinkio kampo.

$E(x,t) = U / d$ - laukas bandinyje nepriklauso nuo slenkančių krūvininkų.

Dabar panagrinėkime priešingą atvejį – kai $Q_0 \gg \varepsilon \varepsilon_0 U / d$. Tuo atveju, laiko momentu $t = 0$, tegalės pajudėti tik krūvis $Q = \varepsilon \varepsilon_0 U / d$. Kadangi jis pilnai ekranuos išorinį lauką, turėsime erdvinio krovinio ribojimo atvejį. Pajudėjęs krūvis, paliks už savęs lauką $E(0,t)$. Tuomet, pasinaudodami (4) ir (9) lygtimis, galėsime išreikšti srovę per antrąjį kontaktą ($x = d$) iki laiko momento, kol jo nepasieks bent vienas krūvininkas ($t < t_h$):

$$j(t) = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 \mu}{2d} E^2(d,t) = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial E(d,t)}{\partial t}. \quad (11)$$

Suintegravę (9) ir (11) lygtis nuo 0 iki t , atsižvelgdami į $E(d,0) = U / d = d / \mu t_h$, gauname:

$$E(d,t) = \frac{U}{d} \frac{1}{1 - \frac{t}{t_h}} \quad \text{ir} \quad (12)$$

$$j(t) = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 \mu U^2}{2d^3} \frac{1}{\left(1 - \frac{t}{t_h}\right)^2}, \quad \text{kai } t < t_1 \quad (13)$$

kur t_1 – krūvininkų slinkties bandinyje trukmė EKRS režime. Matome, kad iki t_1 srovės tankis didėja proporcingai įtampos kvadratui. Trukmę t_1 gauname integruodami $dx = vdt$ per tarpkontaktinį atstumą:

$$d = \int_0^{t_1} \mu E(d,t) dt.$$

Priimdami, kad laiku $0 < t < t_1$ laukas prie priekinio fronto lygus laukui prie katodo, suintegravę gauname:

$$d = \int_0^{t_1} \mu \frac{U}{d} \frac{1}{1 - \frac{t}{2t_h}} dt = -2d \ln \left(1 - \frac{t_1}{2t_h} \right), \quad (14)$$

iš čia

$$t_1 = 2t_h (1 - e^{-1/2}) = 0,78 t_h. \quad (15)$$

Matome, kad trukmė t_1 , per kurią pirmieji krūvininkai pasiekia antrąjį kontaktą, trumpesnė už t_h (mažo krūvio slinkio atveju). Taip yra dėl to, kad tas pats krūvis padidina lauko stiprį prieš save.

Kai $t > t_1$, srovė mažėja iki stacionarios vertės, kurią galima gauti įstatant Puasono lygtį (7) į laidžio srovės formulę:

$$j_{st} = \mu \rho(x) E(x) = \varepsilon \varepsilon_0 \mu E(x) \frac{dE(x)}{dx}. \quad (16)$$

Suintegravę abi puses nuo 0 iki x , gauname:

$$j_{st} \cdot x = \frac{1}{2} \varepsilon \varepsilon_0 \mu E^2(x), \quad (17)$$

$$E^2(x) = \frac{2j_{st}}{\varepsilon \varepsilon_0 \mu} x, \quad E(x) = \left(\frac{2j_{st} \cdot x}{\varepsilon \varepsilon_0 \mu} \right)^{1/2}. \quad (18)$$

Kadangi $\int_0^d E(x) dx = U$, tai įstatę (18) išraišką ir suintegravę gauname:

$$\left(\frac{2j_{st}}{\varepsilon \varepsilon_0 \mu} \right)^{1/2} \frac{2}{3} d^{3/2} = U, \quad (19)$$

$$j_{st} = \frac{9}{8} \varepsilon \varepsilon_0 \mu \frac{U^2}{d^3}. \quad (20)$$

Įstatę į (10) lygtį reikšmes $t = 0$ ir $t = t_1 = 0,78 t_h$ ir palyginę su j_{st} išraiška matome, kad

$$j(0) = 0,44 j_{st}, \quad j(t_1) = 1,21 j_{st}. \quad (21)$$

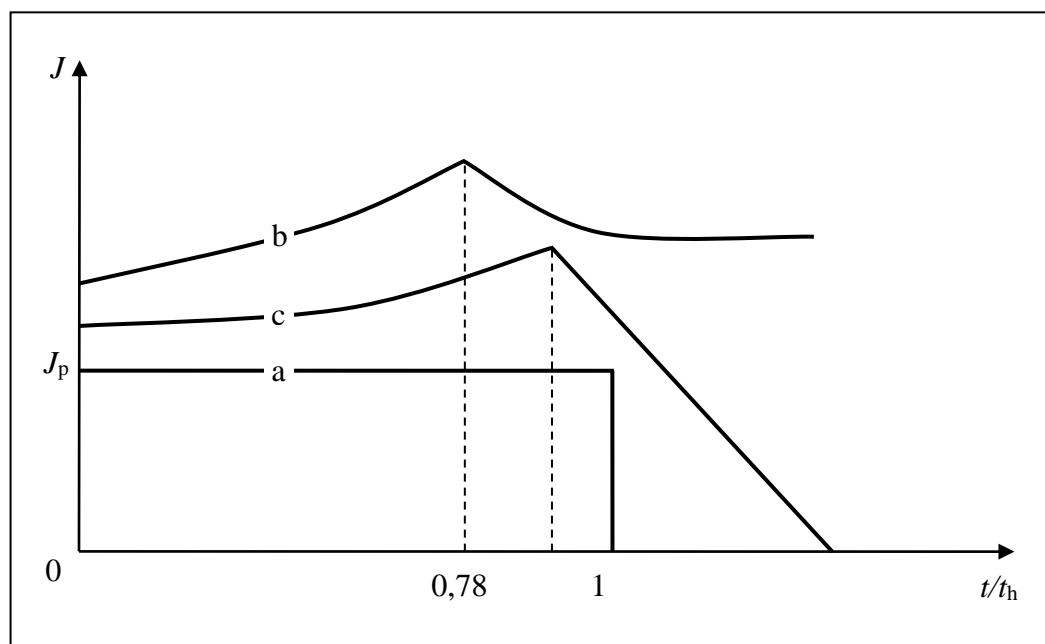
3.3. EKRS kinetikos savybės

EKRS kinetikos ypatumai pavaizduoti 1 pav.

1. Srovės stipris nepriklauso nuo injektuoto krūvio kiekio Q_0 .
2. EKRS sąlygota srovė $j(t) \sim U^2$, įskaitant ir charakteringus taškus $j(0)$, $j(t)$ ir j_{st} .
3. Srovės stipris pasiekia maksimumą ties $t_1 = 0,78 t_h$ ir viršija daugikliu 1,21 savo stacionarią vertę. To priežastys yra šios:
 - a) krūvininkai slinkdami stiprina lauką prieš save,
 - b) kai krūvis $Q = CU$ nutolsta nuo elektrodo, padidėja sistemos talpa ir dėl to, dar jam nepasiekus priešingo elektrodo, injektuojamas papildomas krūvis. Kai dalis krūvininkų pasiekia antrąjį elektrodą, jų skaičius tūryje sumažėja ir vėl prasideda injekcija. To pasekoje srovė sumažėja iki vertės, mažesnės už stacionarią ir pagaliau, kai nusistovi stacionarusis lauko pasiskirstymas, turime nusistovėjusią srovę.

Matome, kad tirdami EKRS kinetiką, galime tiesiogiai stebėti slinkio srovę ir išmatuoti jos dydį $j_p = j(0) = 0,44 j_{st}$, t.y. nors antrojo kontakto dar nepasiekia nė vienas elektronas, jau galima stebėti įtampos pokytį oscilografo ekrane. Išmatavus trukmę t_1 , galima surasti pagrindinių krūvininkų dreifinį judrį.

- c) Tarpinis atvejis – perturbuota erdvinio krūvio srovė (1 pav., c). Šiuo atveju injektuojamas krūvis $Q_0 < \epsilon\epsilon_0 U/d$, nesugebantis pilnai ekranuoti išorinio lauko, tačiau iškreipiantis jį – stiprinantis prieš save ir silpninantis po savęs. Dėl to priekiniame fronte judantys krūvininkai pasiekia antrąjį kontaktą greičiau negu užpakalinis frontas. Srovės kinetikoje matytume kaip srovė pradeda tolygiai mažėti po to, kai antrąjį kontaktą pasiekia pirmieji krūvininkai ($t > t_1$). Ši trukmė šiuo konkrečiu atveju priklausys nuo injektuoto krūvio kiekio ir bus $0,78 t_h < t_2 < t_h$



1 pav. Mažo krūvio (a), erdvinio krūvio (b) ir erdvinio krūvio perturbuotų (c) srovių kinetika.

Jeigu turime ne gryną izoliatorių, o puslaidininkį, reikia įskaityti prilipimo lygmenų įtaką. Tegul prilipusio krūvio tankis Q_1 ir $\theta = \frac{Q}{Q_t}$ - stacionariu atveju. Tegul

$$\eta = \frac{\theta}{1+\theta} = \frac{Q}{Q+Q_t}. \quad (22)$$

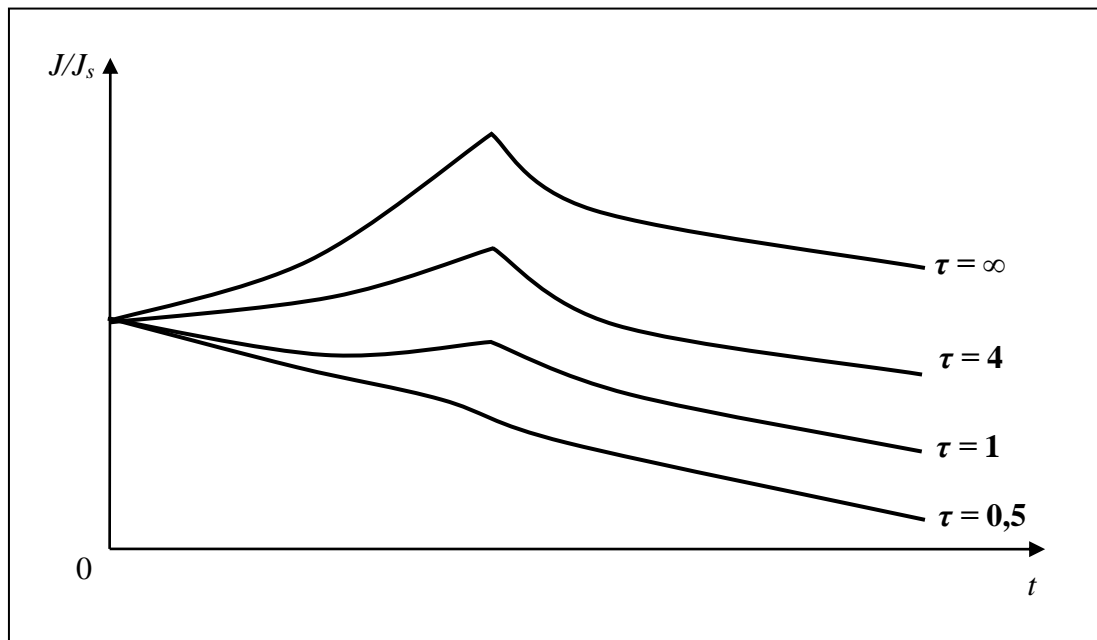
Jei prilipimas lėtas, pakankamai ilgiems procesams galime užrašyti:

$$j(t) = \frac{9}{8} [(1-\eta)e^{-t/\tau} - \eta] \quad (23)$$

Artutiniai skaičiuojant trumpiems procesams, galime gauti:

$$j(t) = j(t)_{\text{bepril.}} - \frac{9}{8} (1-\eta)(1 - e^{t/\tau}). \quad (24)$$

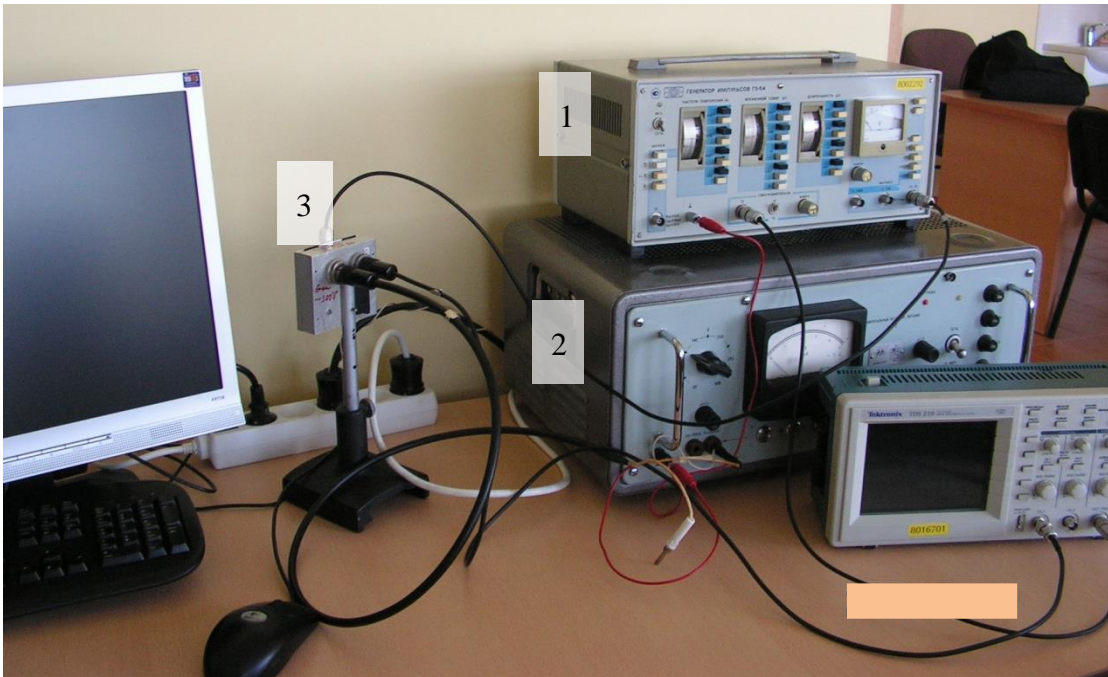
Norint įvertinti greitą prilipimą, reikia skaičiuoti skaitmeniniais metodais. Gaunami rezultatai, parodyti 2 pav.



2 pav. Prilipimo lygmenų įtaka srovei EKRS režime.

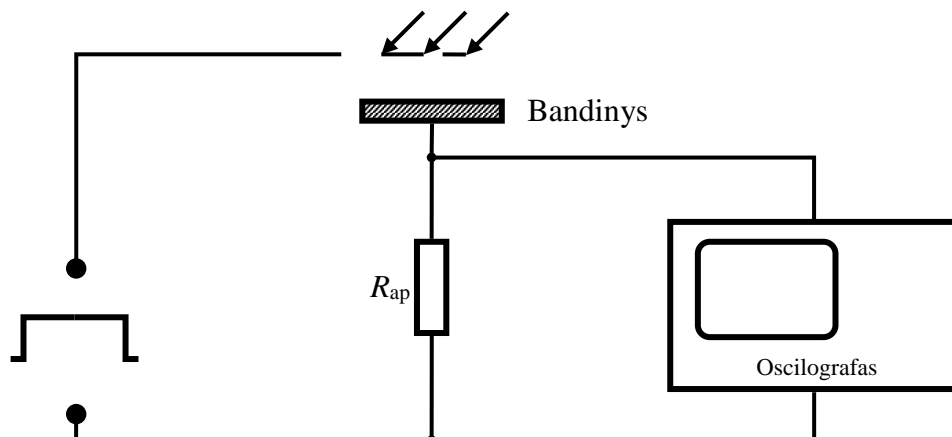
4. Tyrimo metodika

4.1. Darbo priemonės



3 pav. EKRS kinetikos tyrimo įrenginiai

1. Trumpų impulsų generatorius (G1) šviestukui maitinti
2. Ilgų impulsų generatorius (G2) elektriniam laukui bandinyje formuoti
3. Bandinys su šviestuku, nutaikytu į vieną iš bandinio paviršių

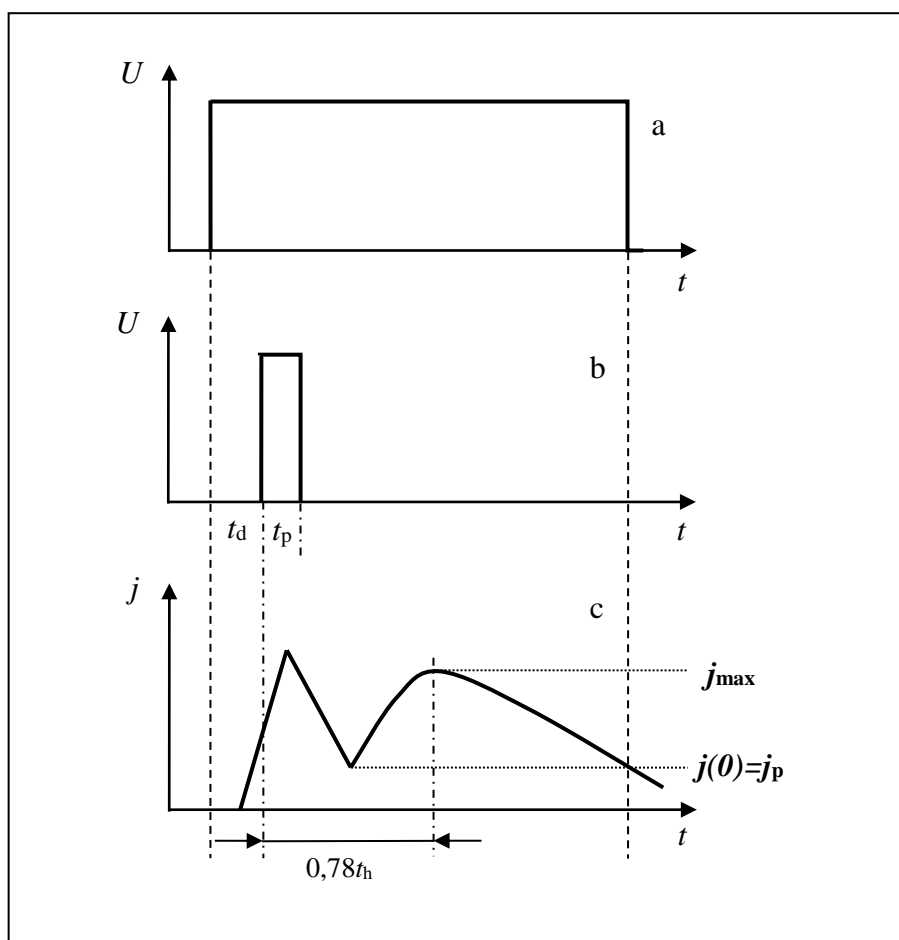


4 pav. EKRS tyrimo blokinė schema

4.2. Tyrimo metodo teorija

Bandinyje ilgais įtampos impulsais sukuriamas elektrinis laukas. Praėjus laiko momentui t_d , bandinys apšviečiamas t_p trukmės trumpais šviesos impulsais. Turi būti laikomasi šių sąlygų:

- $\tau_{RC} < t_d < t_\sigma$, kur τ_{RC} – aparatūros laiko konstanta. Tokiu atveju pusiausvirieji krūvininkai nepoliarizuos išorinio lauko, ir bus išlaikyta lygybė $E(0, x) = U/d$.
- $t_p \ll t_h$ – galiojant šiai sąlygai bus laikoma, kad visi krūvininkai pajuda tuo pačiu metu.
- Eksperimente naudojamo bangos ilgio šviesos impulsai puslaidininkyje turi būti stipriai sugeriami; šiuo atveju krūvininkai bus generuojami tik taške $x = 0$ (priekiniame paviršiuje), kas yra svarbu išorinį elektrinį lauką kuriant tarp priekinio ir galinio bandinio paviršių.
- $R_{ap} \ll R_{pust}$; tai yra pastovaus lauko sąlyga EKRS dėsninumams stebėti didelės varžos R_{pust} puslaidininkyje.



5 pav. Įtampos (a), stipriai sugeriamos šviesos (b) ir srovės (c) laiko diagramos.

Žinant srovės priklausomybę nuo įtampos (lauką formuojančių impulsų amplitudės) ties skirtingais apšvietos lygiais, nustatomas darbo režimas: $j \sim U$ – mažo krūvio dreifo režimas, ar $j \sim U^2$ – EKRS.

Mažo krūvio režime krūvininkų judris įvertinamas iš slinkio trukmės t_h priklausomybės nuo elektrinio lauko stiprio:

$$\mu_d = \frac{d^2}{t_h U}, \quad (25)$$

kur d – bandinio storis. Tuo tarpu EKRS režime krūvininkai antrąjį kontaktą pasiekia greičiau – per $t_1 = 0.78t_h$ trukmę:

$$\mu_d = \frac{d^2}{t_1 U} 0.78 \quad (26)$$

EKRS režime krūvininkų judrį galima nustatyti ir iš srovės priklausomybės nuo įtampos (lauką formuojančių impulsų amplitudės) $j_{max} = f(U)$ kvadratinės dalies:

$$\mu_d = \frac{8U_R d^3}{9R_{ap} S \epsilon \epsilon_0 U^2}, \quad (27)$$

kur U_R – įtampa apkrovos varžoje R_{ap} (matuojama oscilografu), S – apšviestas plotas, $\epsilon \epsilon_0$ – dielektrinė skvarba.

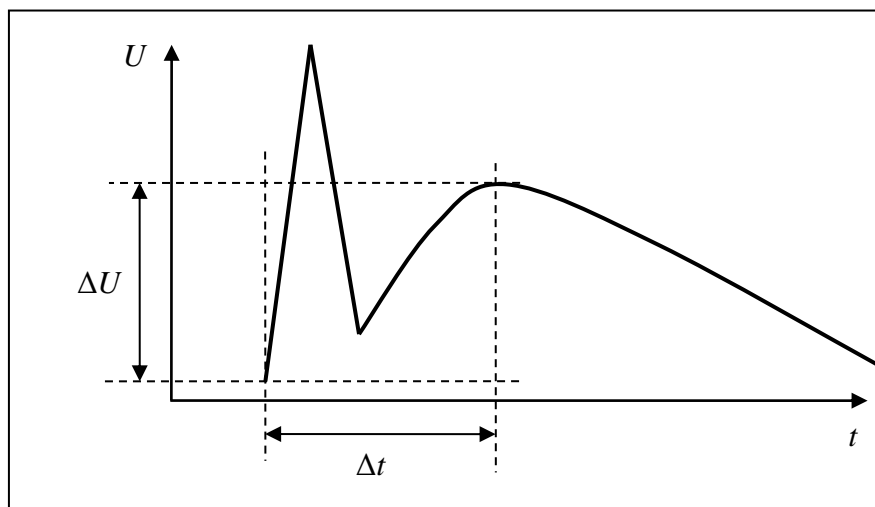
4.3. Darbo eiga ir duomenų analizė

1. Įjungti generatorius G1 („BKJ“ jungiklis) bei G2 („CETБ“ jungiklis), **ir tik po to** – oscilografą.

- Generatoriaus G1 įtampa yra keičiama dešinėje prietaiso pusėje esančia $A\mu n\mu l$ rankenėle. Įtampa yra lygi ciferblate rodomai vertei, **padaugintai** iš dešinėje prietaiso pusėje nuspausto daugiklio.
- G2 įtampa yra keičiama kairiaja apatine rankenėle, tuo tarpu galimų įtampų intervalas yra valdomas kairiaja viršutine rankenėle. Pastarąją rankenėlę galima nustatyti **tik ties fiksuotomis padėtimis** (žyminčiomis įtampų intervalą), paženklintomis **juodais brūkšniais**. Įmontuoto voltmetro skalė **0 – 3** atitinka **0 – 300 V**; skalės daugiklis nesikeičia nuo intervalo rankenėlės padėties.

2. Išmatuoti įtampos pokytį (ΔU) (6 pav.) nuo injektuotų krūvininkų tankio. Krūvininkų tankis yra keičiamas šviestuką maitinančio generatoriaus (G1) įtampa U_{g1} (intervale (20 ÷ 60) V, kas ~5 V). Elektrinį lauką formuojančių impulsų generatoriaus (G2) įtampą nustatyti $U_{G2} \approx 220$ V.

- Momentinis signalas yra stebimas kiekvieną šviesos impulsą paleidžiant rankiniu būdu. Tai atliekama generatoriaus G1 kairėje pusėje esančiu antru mygtuku nuo viršaus (į ranką panašus simbolis). Šviesos impulsą reikia paleisti kiekvieną kartą pakeitus bet kurį eksperimento kintamąjį.
- Oscilografo ekrane nematant signalo (po pakartotino šviesos impulso paleidimo) atlikti šiuos veiksmus:
 - Paspausti *TRIGGER MENU* mygtuką, nustatyti: *Source – Ext, Mode – Normal*
 - Išbandyti kitas laiko/įtampos skalių padalų vertes
- Įtampos/laiko intervalų matavimas oscilografe įjungiamas taip: paspaudžiamas *CURSOR* meniu mygtukas ir pasirenkamas norimas žymeklių tipas (*Type: Off* arba *Voltage* arba *Time*). Žymeklių pozicija yra valdoma *CURSOR 1* bei *CURSOR 2* rankenėlėmis, esančiomis virš įtampos skleidinių rankenėlių.



6 pav. Vaizdas oscilografo ekrane

3. Įvertinti ΔU įsisotinimo ribą iš grafiko $\ln(\Delta U) = \ln(U_{g1})$.

4. Išmatuoti įtampos pokytį (ΔU) ir krūvininkų dreifo trukmę (Δt) (6 pav.) keičiant elektrinio lauko stiprį bandinyje, kai $G1$ įtampa yra lygi krūvio įsisotinimo (nustatytai 3 užduotyje) arba maksimaliai galimai (60 V) įtampai. Elektrinio lauko stipris yra keičiamas generatoriaus $G2$ impulsų įtampa U_{g2} 200 V – 300 V intervale (kas ~ 10 V).

1 lentelė. Matavimo rezultatų lentelės pavyzdys

U_{G2} , kai $U_{G1} \approx 60V$	ΔU	Δt	$\mu_{\Delta U}$	$\mu_{\Delta t}$
--	------------	------------	------------------	------------------

5. Apskaičiuoti krūvininkų judrius pagal ΔU ir Δt priklausomybes nuo U_{g2} :

$$\mu_{\Delta U} = \frac{8\Delta U d^3}{9SR\varepsilon\varepsilon_0 U_{G2}^2}, \text{ kur } \varepsilon = 3, \varepsilon_0 = 8,854 \times 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}, d = 10 \mu\text{m}, R = 1 \text{ M}\Omega, S = 15 \text{ mm}^2;$$

$$\mu_{\Delta t} = \frac{d^2}{\Delta t U_{G2}} 0.78$$

6. Nubraižyti judrių $\mu_{\Delta U}$, $\mu_{\Delta t}$ priklausomybes nuo elektrinio lauko stiprio, išreiškiamo:

$$E = \frac{U_{G2}}{d}$$

7. Įvertinti slinkties srovės tankį:

$$j = \frac{9}{8} \varepsilon \varepsilon_0 \mu \frac{U_{G2}^2}{d^3}$$