

Vilniaus universitetas
Fizikos fakultetas
Lazerinių tyrimų centras

Povilas Jurkšaitis

TERMINIS ULTRA PLONŲ METALO SLUOKSNIŲ GARINIMAS KARTU SU
DIELEKTRINIAIS SLUOKSNIAIS IR JŲ PANAUDOJIMAS NEPOLIARIZUOJANČIŲ
DANGŲ GAMYBOJE

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Lazerinės fizikos ir optinių technologijų
studijų programa

Studentas

Povilas Jurkšaitis

Leista ginti

2018-05-24

Darbo vadovas

dr. Alexandr Belosludtsev

Konsultantas

dokt. Audrius Valavičius

LTC direktorius

prof. dr. Roaldas Gadonas

Vilnius 2018

Jurkšaitis, Povilas. Terminis ultra plonų metalų garinimas kartu su dielektriniais sluoksniais ir jų panaudojimas nepoliarizuojančių dangų gamyboje. *Magistro* baigiamasis projektas / vadovas dr. Alexandr Belosludtsev; Vilniaus universitetas, fizikos fakultetas.

Mokslo kryptis ir sritis: Fizika, Fiziniai mokslai

Reikšminiai žodžiai: *Ultra ploni metalų sluoksniai, nepoliarizuojantis pluošto daliklis, lokalizuotas paviršinis plazmonas, terminis garinimas*

Vilnius, 2018. 49 p.

SANTRAUKA

Mokslininkai kiekvieną dieną susiduria su iššūkiais atlikdami eksperimentus mokslinėse laboratorijose. Dažnai šiems iššūkiams įgyvendinti trūksta specialios įrangos. Lazerių pasaulyje optinės dangos yra viena iš dažniausiai nagrinėjamų temų, skirtų naujos kartos optinių elementų kūrimui. Dažniausiai nagrinėjama tema optinių elementų kūrime yra iš dielektrinių medžiagų perspektyvos, tačiau ultra ploni metaliniai sluoksniai pasižymi savybėmis, kurios gali smarkiai supaprastinti ir/ar pagerinti optinio elemento savybes. Šiame tyrime bus nagrinėjami ultra ploni metaliniai sluoksniai, jų priklausomybės padėklo temperatūros, nusodinimo greičio bei sluoksnio storio. Nuostolių atsiradimo priežastys dėl lokalizuotų paviršinių plazmonų ir šių efektų mažinimas bus pristatyti šiame darbe, kartu su nepoliarizuojančios dangos formavimo metodika.

Interferenciniams, holografiniams ir kitiems eksperimentams dažnai naudojami nepoliarizuojantys pluošto dalikliai, įgalina padalinti pluoštą į dvi dalis nepakeisdami poliarizacijos. Šis optinis elementas yra labai vertingas, tačiau jo gamyba yra labai sudėtinga, o net menkiausia paklaida gali sugadinti visą elementą. Pasitelkiant fizikinį sluoksnių formavimą garinant, paviršiaus struktūros bei optinių savybių charakterizavimo metodus buvo nustatytos optimalios sąlygos ultra plonų metalo sluoksnių formavimui. Buvo nustatyta, kad didžiulę įtaką bandinių formavimui turi nusodinimo greitis, bei temperatūra – mažų greičių ir didelių temperatūrų atveju nesusiformavęs ištisinis sluoksnis įneša papildomos sugerties medžiagoje. Tinkami formavimo parametrai leidžia suformuoti ultra plonus ištisinius metalo sluoksnius, kurie, naudojami kartu su dielektrinėmis dangomis sudaro nepoliarizuojančias dangas.

Jurkšaitis, Povilas. Thermal evaporation of ultrathin metal films, dielectric films and manufacturing non polarizing coatings using them. *Master's thesis in Physics / vadovas dr. Alexandr Belosludtsev; Vilniaus universitetas, fizikos fakultetas.*

Mokslo kryptis ir sritis: Physics

Reikšminiai žodžiai: *Ultrathin metal films, non polarizing beam splitter, localized surface plasmon, thermal evaporation*

Vilnius, 2018. 49 p.

SUMMARY

Scientists face challenges every day while conducting experiments in scientific laboratories. Often there is a lack of special equipment that could enable us to face these challenges. Optical coatings are one of the most commonly discussed topics for the development of new generation optical elements. The most commonly discussed topics in the development of optical elements from dielectric materials point of view. However ultrathin metallic layers have properties that can significantly improve the properties of an optical element. In this study ultrathin metallic layers formation, the dependence of their substrate temperature, deposition rate and the thickness of the layer will be examined. The reasons for the loss of localized surface plasmons and the reduction of these effects will be presented in this work, together with the methodology for the formation of non-polarizing coatings.

Interpolation, holographic and other experiments often use non-polarizing beam splitters, allowing splitting the laser light into two parts without changing polarization. This optical element is very valuable, but its production is very complicated, and even the slightest error can damage the entire element. Optimal conditions for the formation of ultrathin metal layers were determined by methods of characterizing the surface structure and optical properties through evaporation of the physical layers. It has been found that the deposition rate has a great influence on the formation of the samples, as well as the temperature. In the case of low speeds and high temperatures, the continuous layer does not form and resonance from the separated metal islands add to the absorption of the material. Suitable forming parameters allow the formation of ultrathin continuous layers of metal that are used together with dielectric coatings to form non polarizing coatings.

TURINYS

ĮVADAS.....	5
1. Teorinė dalis.....	6
1.1. Optinės dielektrinių ir metalinių medžiagų savybės.....	6
1.1.1. Dielektrikų optinės savybės.....	8
1.1.2. Metalų optinės savybės.....	10
1.1.3. Poliarizaciniai efektai ištisiniuose sluoksniuose	12
1.1.4. Taikymai: Pluošto daliklis	14
1.2. Plazmoniniai efektai metaluose	16
1.2.1. Tūriniai plazmonai.....	17
1.2.2. Paviršiniai plazmonai	17
1.2.3. Lokalizuoti paviršiaus plazmonai.....	17
1.3. Medžiagų formavimosi mechanizmai.....	20
1.3.1. Salelių susidarymas ir jungimasis	20
1.3.2. Aplinkos poveikis medžiagai	22
1.3.3. Ultra ploni metaliniai sluoksniai	23
1.4. Metalinių dangų taikymai	25
2. Darbo metodai	27
2.1. Ultra plonų metalo sluoksnių formavimas.....	27
2.2. Plonų dielektrinių sluoksnių formavimas	28
2.3. Paviršiaus charakterizavimas	29
2.4. Optinių savybių charakterizavimas.....	30
3. Rezultatai	32
3.1. Ultra plonų vario sluoksnių nusodinimo optimizavimas	32
3.2. Ultra plonų sidabro sluoksnių nusodinimo optimizavimas.....	38
3.3. Ultra plonų metalo sluoksnių panaudojimas nepoliarizuojančių dangų gamyboje	44
4. Išvados.....	47
5. Literatūra.....	48

ĮVADAS

Per pastaruosius dešimtmečius, plonosios dangos atsirado daugelyje pagrindinių industrijos šakų, įskaitant tokias pramonės šakas kaip puslaidininkiai, optoelektronika, optika ir aviacija. Didelė dalis pagrindinių instrumentų šioms šakoms yra gaminama pasitelkiant plonąsias dangas. Dėl tokios didelės gamybinės aprėpties, laikui bėgant, atsirado ir nemažai plonų dangų gamybos metodų. Pradedant nuo tokių grubių metodų, kaip paprasčiausias padengimas dažais ar laku, naudojamais paviršiumi nuo korozijos apsaugoti, baigiant ypač tiksliais metodais, tokiais kaip nusodinimas po vieną atominį sluoksnį.

Nors optinės dangos užima tik maža vietą plonasluoksnių technologijų rinkoje, tačiau tokios dangos yra ypač svarbios mokslinių eksperimentų įgyvendinime, kur yra pasitelkiami lazeriai. Lazerinė optika, skirta įvairių mokslininkų grupėms, kurioms ypač svarbios fundamentalios šviesos charakteristikos. Šios dangos įgalina preciziškai kontroliuoti koherentinės spinduliuotės intensyvumą, jos poliarizaciją, impulso galią ir trukmę, fazę ir daugelį kitų šviesos charakteristikų.

Šiame darbe bus apžvelgti ultra plonieji metalo sluoksniai, literatūros apžvalgoje bus aptariami kitų autorių darbai šia tematika. Toliau bus gilinamasi į konkretesnius dalykus, t.y. metalinių dangų formavimosi ypatumus, dangų formavimosi būdus, perkoliaciją, įvairias medžiagų optines ir struktūrines savybes, bei galimus ultra plonų metalo dangų pritaikymus.

Šio darbo pagrindinis tikslas: Suformuoti nepoliarizuojančias dangas pasitelkus ultra plonus metalo sluoksnius

Šiam tikslui pasiekti buvo išsikelti uždaviniai:

1. Suformuoti metalines dangas, bei įvertinti jų optines ir struktūrines priklausomybes nuo skirtingų garinimo parametrų.
2. Nustatyti optimalias ultra plonų ištisinių metalo sluoksnių susidarymo sąlygas.
3. Suformuoti nepoliarizuojančias dangas naudojant ultra plonus metalo sluoksnius.

1. Teorinė dalis

1.1. Optinės dielektrinių ir metalinių medžiagų savybės

Dauguma optinių fenomenų yra susiję su elektromagnetinės medžiagos sąveika su medžiaga. Ši sąveika gali būti vertinama skirtingai pagal savo sudėtingumą, tačiau daugelį optinių fenomenų galima aiškinti remiantis klasikinais modeliais. Tik išimtiniais atvejais teorijai aprašyti yra naudojama kvantinė teorija, kurioje tiek šviesa, tiek medžiaga yra kvantuojami. Klasikinės teorijos atveju šviesa yra traktuojama kaip elektromagnetinė spinduliuotė ir yra pilnai aprašoma Maksvelo lygtimis [1]:

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{D} &= 0, \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0, \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}.\end{aligned}\tag{1-1}$$

Šiose lygtyse \mathbf{E} ir \mathbf{H} atitinka elektrinio ir magnetinio lauko vektorius atitinkamai, \mathbf{D} – dielektrinis poslinkis, \mathbf{B} – magnetinė indukcija. Šiose lygtyse laisvųjų krūvininkų tankis ir jų sukeltas srovės tankis nėra įskaičiuoti. Maksvelo elektromagnetizmo teorija skirtingoms medžiagoms pasireiškia nevienodai atsižvelgiant į medžiagos sandarą. Medžiagų dielektrinė funkcija ε ar laidumas σ gali būti naudojami apibūdinti optinėms savybėms, kurios apsprendžia šviesos sąveiką su medžiaga. Jie dažniausiai yra aprašomi kompleksinėmis formomis:

$$\begin{aligned}\varepsilon(\omega) &= \varepsilon_1(\omega) + i\varepsilon_2(\omega), \\ \sigma(\omega) &= \sigma_1(\omega) + i\sigma_2(\omega).\end{aligned}\tag{1-2}$$

Optinės medžiagų savybės taip pat gali būti apibūdinamos naudojant kompleksinį lūžio rodiklį n , kurį sudaro lūžio rodiklis n ir ekstinkcijos koeficientas k :

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_1(\omega) + i\varepsilon_2(\omega) = (n(\omega) + ik(\omega))^2\tag{1-3}$$

Kompleksinis lūžio rodiklis su kompleksine dielektrine funkcija yra susijęs pagal dėsnį: $\varepsilon = n^2$ ir apibūdina bangos fazinį greitį v medžiagoje, lyginant su šviesos greičiu vakuume c :

$$v = \frac{c}{n} \quad (1-4)$$

Ekstinkcijos koeficientas k apibūdina sklindančios bangos nuostolius atsiradusius dėl absorbcijos ir sklaidos medžiagoje ir su absorbcijos koeficientu α yra susijęs lygtimi:

$$\alpha(\omega) = \frac{2k(\omega)\omega}{c} = \frac{4\pi k(\omega)}{\lambda} \quad (1-5)$$

Čia λ atitinka elektromagnetinės bangos ilgį, o ω – elektromagnetinės bangos dažnį. Intensyvumas šviesai sklindant medžiagoje mažėja eksponentiškai ir priklauso nuo sugerties koeficiento α , kritusios spinduliuotės intensyvumo $I(0)$ ir atstumo z kurį šviesa įveikia medžiagoje. Šis intensyvumo pokytis gali būti rastas pasinaudojus Bero išraiška:

$$I(z) = I(0)e^{-\alpha z} \quad (1-6)$$

Dėl priešastingumo ryšio (reikalavimo, kad medžiagos atsakas į išorinį elektrinį lauką vyksta tik šiam laukui paveikus bandinį, o visais ankstesniais laiko momentais medžiagos atsako nėra) dielektrinė funkcija ir optinės konstantos priklauso nuo elektromagnetinės bangos dažnio ω , vyksta dispersija. Dielektrinės funkcijos realioji ir menamoji dalis (lūžio rodiklis ir ekstinkcijos koeficientas atitinkamai) yra susietos viena su kita per Kramerio-Kronigo sąryšį ($\epsilon_1 \propto \epsilon_2$) – žinant realią dalį galima surasti menamą ir atvirkščiai. Pagal procesus, vykstančius medžiagos absorbcijos metu, kai ši yra apšviečiama elektromagnetine spinduliuote, galima pasakyti, kokios yra medžiagos optinės charakteristikos. Yra išskiriami trys šviesos absorbcijos tipai [2]:

Tarpjuostinė absorbcija

Absorbcija, kurios metu nesužadintas elektronas medžiagoje absorbuoja fotoną ir peršoka į kitą energijos juostą. Puslaidininkės ir dielektrinės medžiagos pasižymi tuo, kad jos turi draustinę juostą – tarpą tarp medžiagos valentinės ir laidumo juostos. Apšvietus medžiagą pakankamai aukšto dažnio spinduliuote, elektronas absorbuoją fotoną ir peršoka į laidumo juostą, kur jis nebėra surištas su branduoliu. Tarpjuostinė absorbcija dominuoja beveik visoms dielektrinėms ir puslaidininkinėms medžiagoms, jas paveikus UV-VIS-NIR spinduliuote. Metalai taip pat pasižymi tokio tipo absorbcija, tačiau sugerties efektai taip pat smarkiai įtakoja ir dėl laisvųjų krūvininkų.

Tarplygmeninė absorbcija

Elektronų šuoliai medžiagoje, kai yra sugeriami ar emituojami fotonai, gali pasireikšti ne tik tarp juostų, t.y. iš draustinės į valentinę ar atvirkščiai. Elektronų vidinė energija gali pakisti ir dėl šuolių tarp skirtingų energijos lygmenų, šie išliks toje pačioje juostoje, tačiau priklausomai nuo kvantinių medžiagos savybių, elektrono judėjimas apie branduolį keisis. Įprastiniu atveju elektronui atplėšti nuo branduolio reikalingas didesnis energijos kiekis lyginant su energija, kurios reiktų elektrono orbitai pakeisti. Dėl to tarplygmeninė absorbcija sugeria ilgesnių bangos ilgių spinduliuote negu absorbcija, vykstančia tarpjuostinių šuolių metu.

Laisvųjų krūvininkų absorbcija

Dar vienas šviesos sugerties mechanizmas egzistuojantis gamtoje yra absorbcija dėl laisvųjų krūvininkų. Tokios medžiagos kaip dielektrikai ar puslaidininkiai pasižymi tuo, kad jų branduoliai smarkiai sąveikauja su išorinio lygmens elektronais, ko pasekoje įprastinėmis sąlygomis laisvųjų krūvininkų (elektronų) šiose medžiagose yra santykinai mažai. Metalams – priešingai, energija rišanti branduolius ir išorinio lygmens elektronus yra palyginti žema, o ryšiai gali būti lengvai nutraukiami. Kristalinėje gardelėje, sąveikaujant skirtingiems medžiagos atomams tarpusavyje, energijos užtenka, kad elektronai nutrauktų šiuos ryšius ir laisvai judėtų po gardelę. Metaluose atsiradę laisvieji krūvininkai sugeria įvairių įvairių dažnių spinduliuotę, o sugerties mechanizmą plačiau aprašo Drude laisvųjų elektronų modelis (žr. 1-10). Šis modelis tinka ir smarkiai legiruotiems puslaidininkiams apibūdinti.

1.1.1. Dielektrikų optinės savybės

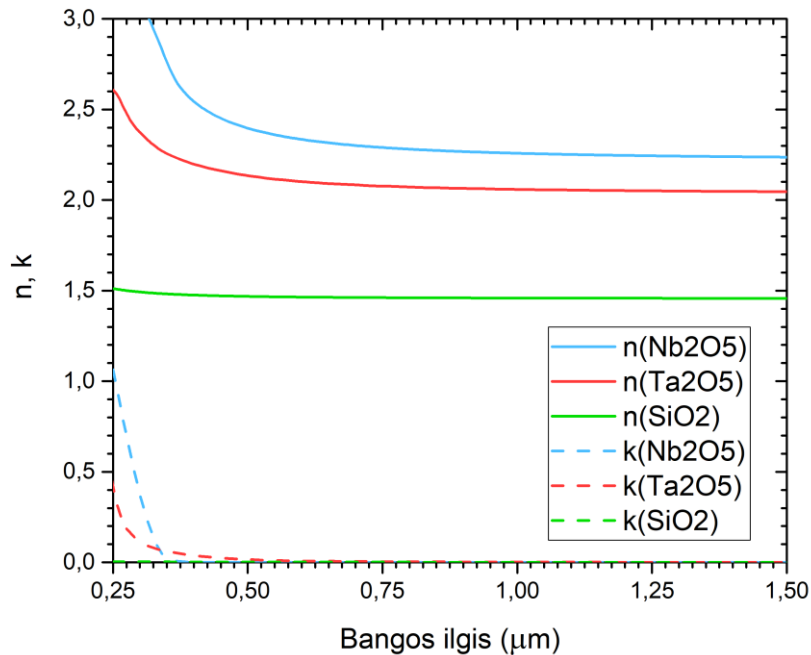
Tyrinėjant optines medžiagų savybes dielektrikai iš principo niekuo nesiskiria nuo puslaidininkinių medžiagų ir gali būti laikomos ekvivalenčiomis [2]. Šis panašumas kyla dėl to, kad elektronai yra pririšti prie savo branduolio tiek puslaidininkinėse medžiagose, tiek dielektrikuose ir įprastinėmis sąlygomis šios medžiagos nėra laidžios elektros srovei. Tokios medžiagos paprastai sugeria visų dažnių spinduliuotę, kurios energija yra didesnė už medžiagos draustinės juostos tarpą. Dėl įtakos nuo daugelio skirtingų tarpjuostinių šuolių medžiagoje, ekstinkcijos koeficientas auga šuoliškai. Spinduliuotė, kurios energija nesiekia draustinės juostos tarpo, sugerties nepatirs ir bus lygi 0, o lūžio rodiklis mažės atitinkamai mažėjant ir fotono energijai. Tai išplaukia iš ir Kramerio-Kronigo sąryšių – lūžio rodiklio kitimas yra sąlygojamas ekstinkcijos koeficiento kitimo. Modelis aprašantis elektrono elgesį sistemoje gaunamas iš antrojo Niutono dėsnio:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = F_{sistemos} = F_{ryšio} + F_{slopinimo} + F_{varančioji} \quad (1-7)$$

Žinant, kad elektromagnetinei spinduliuotei apšvietus medžiagą jos elektrinis laukas verčia elektroną pajudėti iš ramybės būsenos (atsiranda varančioji jėga $F_{varančioji}$), o elektroną taip pat veikia jėga tarp branduolio ir elektrono – $F_{ryšio}$ ir sistemos slopinančioji jėga (dėl susidūrimų su defektais, kitais elektronais ir t.t.) $F_{slopinimo}$, tai tokią sistemą aprašys 1-7 lygtis. Iš lygties gavus elektrono koordinatės kitimą x , galima rasti ir atsiradusį poliarizacijos pokytį ir dielektrinę funkciją $\epsilon(\omega)$, apibūdinančią medžiagos atsaką į išorinį elektrinį lauką:

$$\epsilon_{Lorentz}(\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \quad (1-8)$$

Čia ω – šviesos dažnis, ω_0 – elektrono svyravimo aplink branduolį dažnis, ω_p^2 – laisvųjų krūvininkų svyravimo dažnis, γ – susidūrimų dažnis. Šis modelis yra klasikinis Lorentzo osciliatoriaus modelis, kur elektronai yra traktuojami kaip osciliatoriai surišti su branduoliu. Grafike (1.1 pav.) pateikti dielektrinių medžiagų lūžio rodiklio ir ekstinkcijos koeficientai. Iš grafiko matyti, kad lūžio rodiklio ir ekstinkcijos koeficiento kitimas didžiausias UV spektro dalyje ir monotoniškai mažėjantis didinant spinduliuotės bangos ilgį. Optinių konstantų dispersija yra priklausoma nuo fotono energijos. SiO₂ atveju, ekstinkcijos koeficientui esant 0, lūžio rodiklis beveik nekinta visame spektre. Ta₂O₅ ir Nb₂O₅ atveju, UV spindulių ruože atsiradusi sugertis sąlygoja ir drastiška lūžio rodiklio didėjimą dielektrinėms medžiagoms.



1.1 pav. Dielektrinių medžiagų lūžio rodikliai ir ekstinkcijos koeficientai [3].

1.1.2. Metalų optinės savybės

Optinės metalų savybės gali būti aprašomos plazmos modeliu ganėtinai plačiame bangų ruože. Šis plazmos modelis yra apibūdinama neigiamų elektronų debesies judėjimą nulemtą teigiamų jonų kristalinėje gardelėje. Šarminiams metalams šis modelis tinka iki pat ultravioletinės spinduliuotės, tačiau tauriesiems metalams regimojoje spektro dalyje atsiranda tarpjuostinė sugertis, kuri riboja plazmos modelio galimybes [4].

Apšvietus tokią medžiagą elektromagnetines spinduliuote elektronai osciliuoja reaguodami į išorinį elektrinį lauką, tačiau jų osciliacijos yra slopinamos dėl susidūrimų su kitais elektronais, gardelės jonais, fononais ir t.t. Šių susidūrimų dažnis kambario temperatūroje yra $\gamma = 100 \text{ THz}$. Elektrono judėjimą galima aprašyti pasitelkus antrąjį Niutono dėsnį ir darant prielaidą, kad elektrinis bangos laukas kinta pagal $E(t) = E_0 e^{-i\omega t}$. Tokios lygties sprendinys apibūdina elektrono judėjimą pagal koordinatę x ir dėl elektrono poslinkio atsiradusią poliarizaciją P :

$$P = -\frac{e}{m(\omega^2 + i\gamma\omega)} E(t) \quad (1-9)$$

Kur e – elektrono krūvis, m – elektrono efektinė masė, ω – svyravimo dažnis, γ – susidūrimų dažnis, $E(t)$ – elektrinio lauko svyravimai. Pagrindinis skirtumas tarp Lorentz ir Drude modelių yra tas, kad

pirmuoju atveju yra įskaičiuota ryšio energija tarp branduolio ir elektrono, kuri yra būdinga dielektrinėms ir puslaidininkinėms medžiagoms. Prie tam tikrų sąlygų Lorentz osciliatoriaus modelis artėja prie Drude modelio. Pritaikius iš Maksvelo lygčių išplaukiančią formulę: $D = \epsilon_0 E + P$, galima surasti kompleksinę metalo dielektrinę funkciją:

$$\epsilon_{Drude}(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega}, \quad (1-10)$$

Kur ω_p^2 yra laisvųjų elektronų plazmos dažnis aprašomas lygtimi:

$$\omega_p^2 = \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m} \quad (1-11)$$

Kur N – elektronų tankis, e – elektrono krūvis, m – elektrono masė, ϵ_0 – dielektrinė konstanta.

Čia realioji ir menamoji dalys:

$$\epsilon_1(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma^2}, \quad (1-12)$$

$$\epsilon_2(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega^2 + \gamma^2)}, \quad (1-13)$$

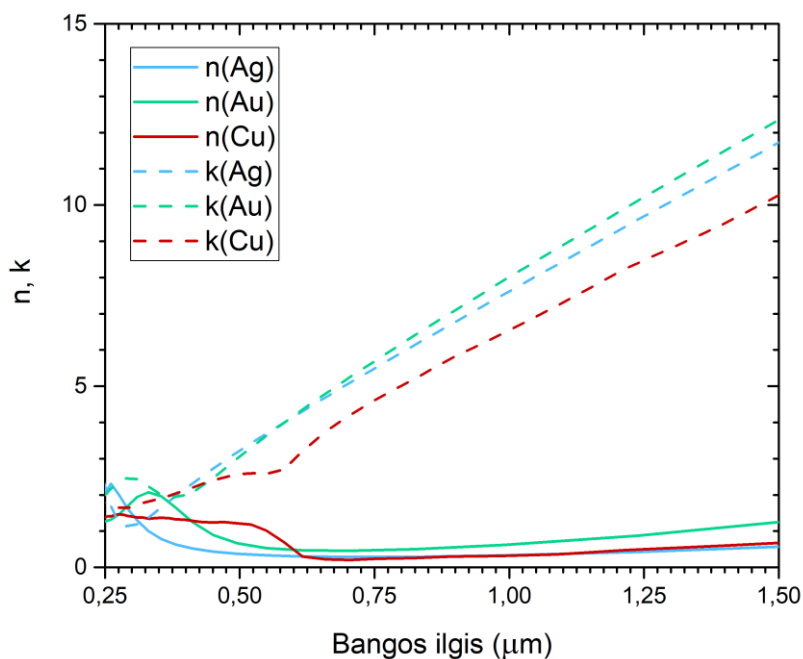
Grafike (1.2 pav.) pavaizduoti metalų lūžio rodikliai ir ekstinkcijos koeficientai. Lūžio rodiklio vertės parodo charakteringą metalų optinę savybę – plačiame spindulių diapazone metalo lūžio rodiklis yra mažesnis už 1. Kadangi $n < 1$, fazinis bangos greitis yra daug didesnis negu vakuume, tačiau tai neprieštarauja realiatyvumui, kadangi vakuume yra skaičiuojamas grupinis šviesos greitis, o ne fazinis. Panagrinėjus Drude dielektrinę funkciją galima pastebėti, kad:

$$\omega \rightarrow \infty: \text{Re}\epsilon \rightarrow 1; \text{Im}\epsilon \rightarrow 0; n \rightarrow 1, K \rightarrow 0 \quad (1-14)$$

Dėl elektronų inertiškumo svyruojant, elektronai nebegali reaguoti į elektrinius laukus, kurių svyravimo dažnis yra aukštas, t.y. į aukšto dažnio elektromagnetinę spinduliuotę, to pasekoje, metalai darosi vis mažiau sugeriantys bangos ilgiui mažėjant. Dėl šios priežasties metalo optinės konstantos artėja vakuomo konstantoms ($n = 1; K = 0$).

$$\omega \rightarrow 0: \text{Re}\epsilon \rightarrow 1 - \frac{\omega_p^2}{4\gamma^2}; \text{Im}\epsilon \rightarrow \frac{\omega_p^2}{2\omega\gamma}; n \approx K \rightarrow \frac{\omega_p}{2\sqrt{\omega\gamma}} \quad (1-15)$$

IR spindulių ruože metalai ima vis labiau sąveikauti su elektromagnetine spinduliuote, kadangi esant ribiniam atvejui, kai spinduliuotės dažnis lygus 0, elektrinis laukas sąveikauja su visais laisvaisiais elektronais ir sukelia dreifinę srovę metale. Metalai atspindi elektromagnetinę spinduliuotę, kurios dažnis yra mažesnis už plazmos osciliacijos dažnį medžiagoje. Didinant spinduliuotės dažnį, elektromagnetinės bangos vis labiau prasiskverbia į medžiagą, o kai dažnis jau viršija plazmos dažnį, metalai demonstruoja panašias optines charakteristikas kaip ir dielektrinės medžiagos. Skirtingiems metalams plazmos dažnis yra skirtingas, tačiau dažnu atveju pasitaiko ultravioletinės spinduliuotės diapazone. Taurieji metalai, tokie kaip varis, sidabras ar auksas, taip pat pasižymi ir tuo, kad turi po vieną papildomą elektroną skriejantį aplink pilnai užpildytą žemesnio lygmens d orbitą. Dėl atsiradusios papildomos sugerties linijos (elektrono) šie metalai pasižymi jiems būdingomis spalvomis [1].



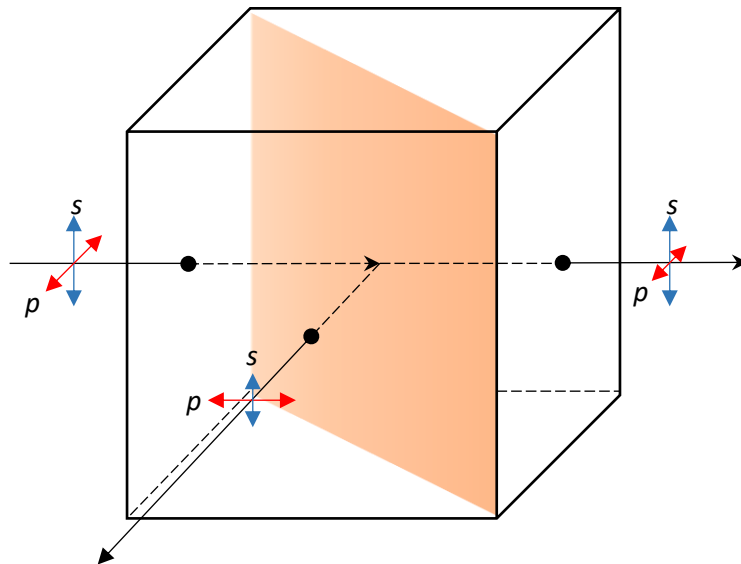
1.2 pav. Laidžių medžiagų lūžio rodikliai ir ekstinkcijos koeficientai [4], [5].

1.1.3. Poliarizaciniai efektai išsiniuose sluoksniuose

Kadangi vienas svarbiausių šio tyrimo tikslų yra suformuoti nepoliarizuojančias dangas, verta apžvelgti teorinį tokių dangų pagrindimą. Optiniai elementai, sudaryti iš vieno ar kelių, vienas ant kito suformuotų skirtingų medžiagų dielektrinių sluoksnių daugiasluoksnių, pasižymi pluošto poliarizacija, kai spinduliai krenta netaipmenai į dangą [6]. Šie poliarizaciniai efektai daugelyje taikymų yra nereikalingi ir turėtų būti sumažinti. Optinių plonasluoksnių dangų charakteristikas,

pluoštui krentant nestatemeni į paviršių, galima suprasti atskirai įvertinus kiekvienos poliarizacijos įtaką dangai.

Žinoma, kad elektromagnetinė banga yra osciliuojančių skersinių elektrinių ir magnetinių laukų visuma. Šviesos poliarizacija apibūdina šių bangų elektrinių laukų svyravimus. Elektriniai laukai yra skersiniai, t.y. elektrinis laukas svyruoja statmenai spindulio skriejimo kryptiai. Poliarizacijos nustatymui yra išskiriamos dvi elektrinio lauko svyravimų plokštumos – p ir s (raudona ir mėlyna rodyklės atitinkamai). Čia rodyklės ilgis apibūdina elektrinio lauko amplitudę. Priklausomai nuo fazės skirtumo ir amplitudžių tarp elektrinių laukų svyruojančių p ir s plokštumose, pluoštas gali įgauti skirtingą poliarizaciją. Esant fazės skirtumui 0° , pluoštas yra tiesiškai poliarizuotas, esant $\pm 90^\circ$ pasireiškia apskritiminė poliarizacija. Esant kitokioms fazės skirtumo vėrtėms pasireiškia eliptinė poliarizacija.



1.3 pav. Poliarizuojantis pluošto daliklis.

Elektromagnetinės bangos poliarizacijos p komponentei, lūžio rodikliai medžiagoje n , kai banga krenta nestatemeni į dielektrinę dangą, gali būti pakeisti efektiniu lūžio rodikliu n_p , kuris priklauso nuo kritimo kampo θ :

$$n_p = \frac{n}{\cos \theta} \quad (1-16)$$

Tuo tarpu s poliarizacijai, ši formulė yra išreiškiamą:

$$n_s = n \cos \theta \quad (1-17)$$

Santykis tarp lūžio rodiklių [7]:

$$\Delta n = \frac{n_p}{n_s} = (\cos^2 \theta)^{-1} \quad (1-18)$$

Apskaičiavę jų santykį, matyti, kad atsiranda lūžio rodiklio skirtumas tarp p ir s poliarizacijų, kai pluoštas krenta kampu θ . Kadangi lūžio rodiklis apibūdina spindulio skriejimo greitį medžiagoje $v = c/n$, tai ir skirtingos poliarizacijos skries skirtingais greičiais. Dėl atsiradusio greičių skirtumo tarp poliarizacijų, atsiranda ir fazės skirtumas tarp jų. Įprastu atveju, jeigu šių poliarizacijų fazės yra vienodos, tai atstojamoji poliarizacija yra tiesinė, tačiau esant fazės pokyčiams, atstojamoji poliarizacija keičiasi. Palyginus įėjusių ir išėjusių spindulių poliarizacijas, atsiranda jų pokytis, dėl to sakoma, kad spindulys buvo poliarizuotas. Taikant skirtingus dangų dizainus ir medžiagas, šis efektas gali būti sustiprinamas, tada įėjusi apskritiminė poliarizacija, pluoštui skaidantis virsta į p ir s poliarizacijos [8]. Tokie pluošto dalikliai vadinami poliarizuojančiais ir jie plačiai taikomi ten, kur yra svarbu gauti dvi skirtingas poliarizacijas. Reikia atkreipti dėmesį, kad poliarizaciniai efektai buvo aptarti naudojant dielektrines dangas. Taikant įvairius gamybos metodus, skirtingas medžiagas ir dangų dizainus, šį efektą galima smarkiai sumažinti. Nepoliarizuojantys pluošto dalikliai (NPD) taip pat gali būti pagaminti ir iš dielektrinių dangų, tačiau praktiškai toks uždavinys yra labai sudėtingas (žiūrėti 1.1.4. skyrelį). Paprastesnis būdas pagaminti NPD yra naudojant ultra plonus metalinius sluoksnius.

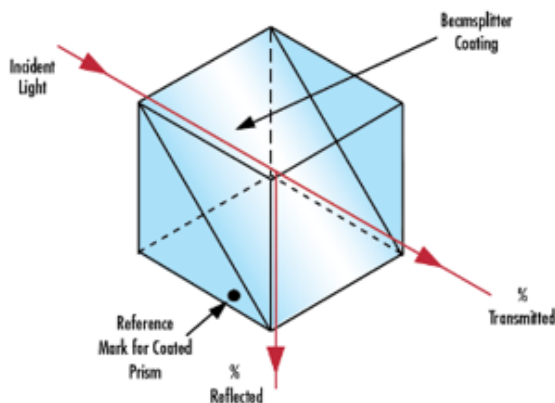
1.1.4. Taikymai: Pluošto daliklis

Moksliniuose eksperimentuose dažnai naudojama optika, skirta lazerio pluoštui valdyti. Pagrindiniai taikymai neapsiriboja vien tik pluošto pozicionavimu, tačiau yra ypač svarbios ir tokios fundamentalios šviesos charakteristikos kaip bangos ilgis, poliarizacija, impulso energija. Į tai atsižvelgdami mokslininkai kurias naujas dangas, kurios pasižymi mažesne šviesos sklaida, atlaiko didesnes impulsų energijas, šviesa nuo optinio elemento gali praeiti/atsispindėti patirdama fazės vėlinimą, išlaikydama impulso trukmę ir t.t.

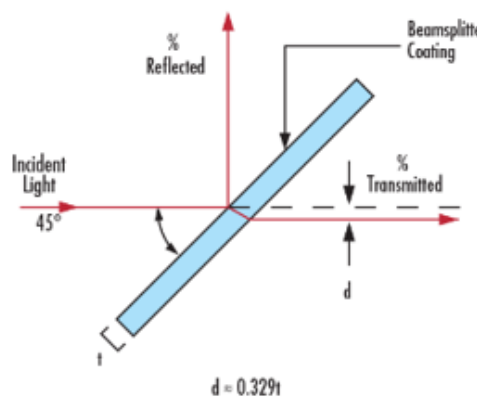
Toks optinis elementas kaip pluošto daliklis yra labai svarbus šviesos interferencijos eksperimentuose, tačiau šio optinio elemento gamyba yra sudėtinga. Tai yra toks optinis elementas, kuris išskaido krentantį pluoštą į du atskirus pluoštelius. Pluoštui dalinti dažniausiai yra naudojamos dielektrinės dangos, kurios yra nusodinamos ant optinio elemento, tam kad suformuotų dalinio atspindžio veidrodį. Priklausomai nuo sluoksnių storio ir jų lūžio rodiklio, galima suformuoti elementą įvairiems bangoms ilgiams ir praėjusios/atspindėtos šviesos intensyvumo vertėms. Iš kitos

pusės, toks optinis elementas taip pat gali ir sujungti du skirtingus pluoštus į vieną. Pluoštų dalikliai dažniausiai yra klasifikuojami pagal savo konstrukciją: kubinius ir plokštelės tipo.

Kubinės geometrijos pluošto daliklis



Plokštelės geometrijos pluošto daliklis



1.4 pav. Kubinės ir plokštelės geometrijų pluošto dalikliai.

Kubinės geometrijos pluošto dalikliai yra gaminami iš dviejų stačiakampių prizmių. Vienos iš šių prizmių įžambinė plokštuma yra padengiama optine danga ir suklijuojama su kita į kubą naudojant specialius klijus. Dėl tokios geometrijos, išskaidyti šviesos pluoštai patiria vienodą optinį kelią stikle, o pluoštai nepatiria erdvinio poslinkio.

Plokštelės geometrijos pluošto daliklis (danga) yra dažniausiai formuojamas ant plonos, lygios lydyto stiklo plokštelės. Dažnai ant priešingos pusės yra suformuojama antirefleksinė danga Frenelio atspindžiams nuo antros pusės išvengti. Tačiau tokios geometrijos pluošto dalikliai pasižymi praėjusio pluošto erdviniu poslinkiu ir dviejų pluoštų optiniai keliai nevienodi. Kita vertus yra pigesni, o jų gamyba yra paprastesnė. Šie pluošto dalikliai puikiai tinka vartoti ten, kur poliarizacija nėra svarbi, kadangi dėl poliarizacinių efektų dielektrinėse dangose (žiūrėti 1.3 pav.), kai pluoštas krenta kampu, atsispindėjusių ir praėjusių spindulių poliarizacijos skiriasi. Nepoliarizuojančių pluošto daliklių gamyba yra labai komplikauta, kadangi net 2 % dielektrinės dangos storių paklaida gali įnešti apie 10 % nuokrypius nuo apskaičiuotų atspindžio ir pralaidumo verčių tam tikrame spektriniame ruože [10]. Negana to, nepoliarizuojančios dielektrinės dangos dizainas reikalauja didelio sluoksnių skaičiaus ir gali reikti net iki 100 atskirų sluoksnių dangos formavimui [10]. Palyginimui įprastiniams didelio atspindžio veidrodžiams vidutiniškai užtenka 20 – 35 sluoksnių. Dėl storų dangų ilgėja gamybos procesas, didėja defektų skaičius, atsiranda didesni įtempiai dangoje, kurie sukelia įvairias dangos deformacijas. Dangų formavime naudojant ultra plonus metalinius sluoksnius dangos dizainą galima smarkiai supaprastinti iki ≥ 25 sluoksnių [11].

1.2. Plazmoniniai efektai metaluose

Daugeliu atveju formuojant optines dangas lazeriniams taikymams yra pasitelkiamos dielektrinės medžiagos. Šios medžiagos pasižymi puikiomis optinėmis ir struktūrinėmis savybėmis, ko pasekoje, jos yra labai lengvai pritaikomos. Tokios medžiagos kaip Nb_2O_5 , Ti_2O_3 , Ta_2O_3 yra naudojamos kaip aukšto lūžio rodiklio medžiagos, o SiO_2 ar MgF_2 – kaip žemo lūžio rodiklio. Tačiau visad iškyla naujų problemų, kurias įveikti kartais neužtenka ir šių medžiagų. Tuo atveju yra pasitelkiamos metalinės dangos. Iš pirmo žvilgsnio gali pasirodyti, kad tokios medžiagos negali būti naudojamos lazeriniai optikai, dėl metaluose esančios didžiulės spindulių sugerties, tačiau, kai kuriais atvejais tinkamai jas panaudojus, galima suformuoti net tokių dangų, kurios dielektrikų atžvilgiu būtų praktiškai ypač sunkiai pagaminamos. Šio darbo metu tyrinėjamos metalinės dangos taip pat turi iššūkių, kuriuos reikia išspręsti, norint suformuoti tinkamas ir praktiškai naudojamas metalines dangas.

Plazmonika yra ypač svarbus metalinių dangų aspektas į kurį reikia atsižvelgti, norint suformuoti nepolarizuojančią dangą su metaliniais sluoksniais. Dėl šių plazmoninių efektų pasireiškia reikšminga sugertis metaliniuose sluoksniuose. Šie plazmoniniai efektai atsiranda laidžiose medžiagose dėl to, kad elektronai, būdami nesusieti atomais ir laisvai judantys kristalinėje gardelėje, sąveikauja tarpusavyje. Veikiant Kulono stūmos jėgoms tarp elektronų ir traukos jėgoms tarp neigiamo elektrono, ir teigiamo kristalinės gardelės jono – elektronai osciliuoja apie savo pusiausvyros padėtį. Ši pusiausvyros padėtis ilgainiui gali kisti – prijungus elektrinį lauką elektronai ima dreifuoti teigiamojo poliaus link, tačiau jų svyravimas dėl Kulono jėgų išlieka. Kadangi laisvųjų elektronų ir teigiamų jonų būseną yra panaši į plazmos būseną, tai tokios osciliacijos metale yra vadinamos plazmos osciliacijomis, kurių kvantas yra plazmonas.

Yra išskiriami trys plazmonų tipai egzistuojantys metaluose[2]:

- Tūriniai plazmonai, egzistuojantys metalo terpėje (tūryje).
- Paviršiniai plazmonai, egzistuojantys riboje tarp metalo ir dielektriko.
- Lokalizuoti paviršiniai plazmonai, egzistuojantys metalų nanodalelėse.

Nagrinėjant metalines dangas didžiausią įtaką turi antrojo ir trečiojo tipo plazmonai. Paviršiniai plazmonai susidaro riboje tarp metalo ir dielektriko, ir gali būti aktualūs garinant optines metalines dangas. Lokalizuoti paviršiaus plazmonai pasireiškia pirminėje dangos formavimosi fazėse, kai dar nėra susidaręs ištisinis sluoksnis, o tik atskiros metalo nanodalelės ant padėklo. Dėl didelio paviršiaus ploto ir tūrio santykio (nanometrų storio dangos ant 2,54 centimetrų diametro padėklų) tūriniai

plazmonai neturi didelės įtakos bandiniams. Šiame skyriuje trumpai bus apžvelgti plazmonų tipai ir jų įtaka medžiagos optinėms savybėms.

1.2.1. Tūriniai plazmonai

Laisvųjų elektronų sužadėjimai metalo tūryje yra vadinami tūriniais plazmonais. Šių elektronų atsakas gali būti nustatytas iš Drude dielektrinės funkcijos. Dielektrinė funkcija laisviesiems elektronams, apsuptiems tokio pat dydžio tačiau teigiamo krūvio aplinkoje yra:

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (1-19)$$

Šioje lygtyje ω atitinką išorinio elektrinio lauko dažnį, o ω_p – plazmos dažnį, kuris dar randamas pagal formulę (žr. 1-11). Šis plazmos osciliavimas, atsiradęs dėl Kulono stūmos jėgų tarp atskirų elektronų ir traukos jėgų su teigiamai įelektrintais atomais, nesąveikauja su elektromagnetine spinduliuote. Tūriniai plazmonai gali būti sužadinti tik susidūrę su kitais medžiagos atomais, kadangi elektronų osciliavimas yra išilginis ir su vienoda faze, kai tuo tarpu elektromagnetinė spinduliuotė gali sukelti tik skersinį dalelės osciliavimą. Eksperimentiškai nustatyti plazmos osciliavimo dažnį galima patelkiant elektronų nuostolių spektroskopiją, kur elektronų srautas į nukreipiamas į ploną metalo bandinį. Priklausomai nuo metalo elektroninės struktūros, ω_p yra tarp 5 eV ir 15 eV.

1.2.2. Paviršiniai plazmonai

Dar vadinami paviršiaus plazmonai – poliaritonai iš esmės yra elektromagnetinės bangos, sklindančios plokščia paviršių sandūrą tarp dielektrikų ir laidininkų, tuo pat metu eksponentiškai nykstančios. Šios bangos atsiranda dėl susietumo tarp elektromagnetinės bangos ir dielektriko elektronų plazmos osciliacijų medžiagos paviršiuje. Viena iš būtinų sąlygų susidaryti paviršiniams plazmonams – medžiagos tarp kurių atsiranda šis efektas, turi pasižymėti skirtingo ženklo realia dielektrinės konstantos dalimi, t.y. $Re[\varepsilon_a] < 0$, jei $\varepsilon_b > 0$.

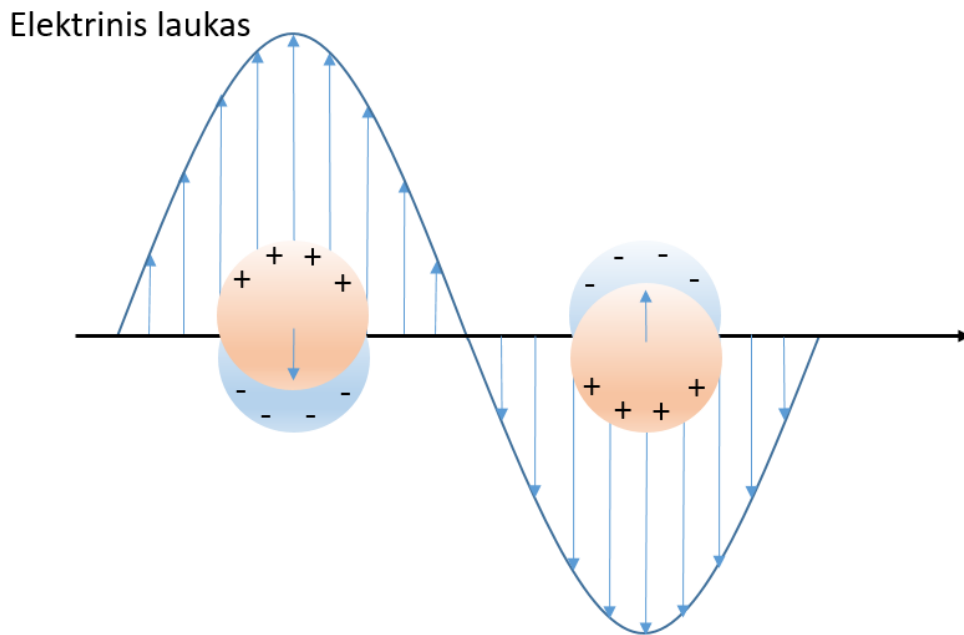
1.2.3. Lokalizuoti paviršiaus plazmonai

Trečiasis fundamentinis plazmonų sužadėjimas kyla iš lokalizuotų paviršinių plazmonų, dar vadinamų dalelių plazmonais. Šie plazmonai yra panašūs į anksčiau paminėtus paviršinius plazmonus, tačiau skiriasi tuo, kad yra nesklindantys. Šios bangos atsiranda sklaidos metu, kai ypač mažos laidžios nanodalelės sąveikauja su elektromagnetiniu lauku (1.5 pav.). Svarbus dalykas yra tai,

kad tokio tipo plazmonai gali būti sužadinti su elektromagnetine spinduliuote. Aukso, sidabro ir vario nanodalelėms, dalelių plazmonų rezonansas yra regimajame elektromagnetinių bangų ruože. Dėl to, medžiagos atspindi ir praleidžia ryškią šviesą, kuri yra rezonansiškai sustiprinta. Kadangi nanodalelė turi lenktą uždara paviršių, tai dėl šios sąlygos, elektronai patiria efektinę grįžtančiąją jėgą, kuri savo ruožtu veda prie rezonansinių sąlygų, kurių metu elektrinis laukas nanodalelės viduje ir palei jos paviršių yra daug kartų pastiprinamas. Esant dalelių dydžiams daug mažesniems už bangos ilgį $d \ll \lambda$, galima pasitelkti kvazi-statinę aproksimaciją (ang. quasi-static approximation). Elektrinis laukas tokioje dalelėje yra laikomas vienodo dydžio per visą dalelės diametrą. Pagrindinė išvada, gaunama pasinaudojus šia aproksimacija, yra tai, kad dalelė patiria didžiausią krūvininkų poliarizaciją, kai [12]:

$$\operatorname{Re}[\varepsilon(\omega)] = -2\varepsilon_m \quad (1-20)$$

Ši sąlyga yra vadinama Frohlich'o sąlyga dipoliniam paviršiniam plazmonui ir priklauso nuo dalelės supančio dielektriko ε_m dielektrinės funkcijos – rezonansas slenkasi trumpųjų bangų link jei ε_m didėja. Čia $\varepsilon(\omega)$ – nanodalelės dielektrinė funkcija.



1.5 pav. Metalo nanodalelės sąveika su šviesos elektriniu lauku.

Praktiniu požiūriu susidariusios nanodalelės gali būti ne tik sferinės, tačiau gali įgauti daug skirtingų formų. Elipsiodinių dalelių atveju, gali pasireikšti du plazmonų rezonansai, kuriuos lemia elektronų osciliacijos pagal ilgąją ir trumpąją elipsoido ašis. Ilgoji ašis gali lemti didžiulį rezonanso poslinkį į infraraudonųjų spindulių pusę, lyginant su tokio paties dydžio sferine nanodalele. Iš to išplaukia, kad atsižvelgiant į nuostolių spektrus, galima įvertinti elipsoidinės nanodalelės ašių santykį.

Sudėtingesnių nanodalelių atveju, tokių kaip piramidės, kubai, prizmės ir t.t. atsiranda dar daugiau sugerties maksimumų, priklausomai nuo skaičiaus skirtingų poliarizacijų, kurias gali patirti nanodalelė, t.y. sudaryti multipolį [13], [14]. Didėjant krūvininkų poliarizacijos skaičiui, nuostolių spektras slenkasi į raudonąją pusę. Kuo dalelė simetriškesnė, tuo jos sugerties intensyvumas didesnis. Žinoma, kad dalelės forma turi daug didesnę įtaką nuostoliams, negu jos dydis. Nuostoliai dalelėse mažesnėse kaip 20 nm pagrinde atsiranda dėl spindulių absorbcijos medžiagoje, didesnių dalelių atveju ima dominuoti nuostoliai dėl sklaidos [15].

Didelių dalelių atveju, t.y. 100 nm ir daugiau, kvazi-statinė aproksimacija nebegalioja, kadangi elektrinis laukas nebėra vienodas per visą dalelės diametrą ir tada reikia naudotis Mie sklaidos teorija, nusakančia didelių nanodalelių sąveiką su elektromagnetine spinduliuote. Ši teorija parodo, kad dalelei vis didėjant, plazmoninis rezonansas slenkasi link mažesnių energijų, kadangi didesnėje dalelėje elektroną veikiančios gražinančiosios jėgos yra silpnesnės [16].

1.3. Medžiagų formavimosi mechanizmai

1.3.1. Salelių susidarymas ir jungimasis

Vienas pagrindinių šio darbo uždavinių buvo suformuoti ultra plonas (iki 30 nanometrų storio) metalo dangas, tačiau tokių dangų formavimas yra labai sudėtingas ir komplikuotas procesas tiek fizikiniu, tiek technologiniu požiūriu. Dangų formavimosi metu vyksta įvairūs fizikiniai procesai, kurie gali riboti sluoksnių kokybę, o technologinis tokių dangų įgyvendinimas taip pat atneša papildomų iššūkių. Tokie fizikiniai procesai kaip: absorbcija, desorbcijos, difuzija, jungimasis ir salelių formavimasis, vyksta, kai ant padėklo nusėda atskriejantys atomai. Atomai prie padėklo yra veikiami Van der Valso jėga ir gali būti absorbuojami, tačiau dalis jų gali atitrūkti nuo padėklo, jei turi pakankamai energijos. Toliau seka absorbuotų atomų difuzija po padėklą ir jungimasis tarpusavyje į atskiras saleles. Nusodinant vis didesnę kiekį medžiagos ant padėklo, o salelėms vis didėjant, šios ima jungtis tarpusavyje, vyksta perkoliacija. Susijungus visoms salelėms, sluoksnis pasidaro ištisinis. Priklausomai nuo paviršinių jėgų tarp medžiagos ir pagrinduko, gali pasireikšti skirtingi formavimosi būdai (1.6 pav.) [17]:

- Frank-van der Merwe.

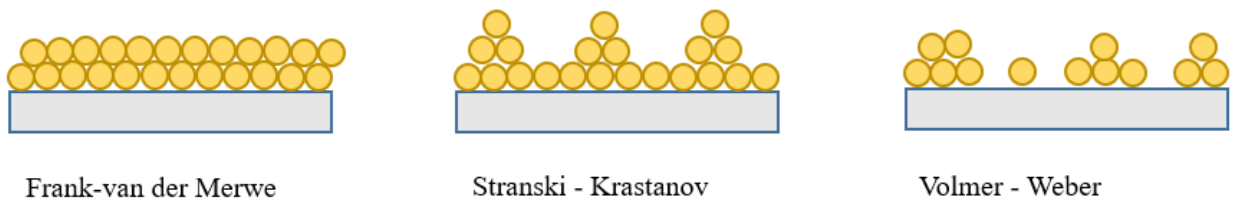
Dėl savo susidarymo principo taip pat vadinamas ir 2D formavimusi. Formavimosi metu, išgaravusios medžiagos atomai, susikondensavę ant pagrinduko paviršiaus, sudaro didesnes ryšio energijas su pagrinduku, lyginant su ryšio energijomis, kurios veikia tarpusavyje. Dėl šitos priežasties atsiradęs smarkus pagrinduko drėkinimo efektas verčia atomus jungtis į saleles, kurių matmenys horizontalioje plokštumoje yra daug didesni už matmenis vertikalioje, lyginant su 3D salelių formavimusi. Vėlesniais dangos formavimo momentais šios salelės jungiasi tarpusavyje, sudarydamos ištisinį medžiagos sluoksnį.

- Volmer-Weber.

Priešingai nuo anksčiau paminėto Frank-van der Merwe sluoksnių formavimosi metodo, Volmer-Weber dangos susidarymo principas vyksta dėl didesnių tarp atominių ryšio energijų, nusėdusiuose atomuose, lyginant su paviršinėmis energijomis, kurios atsiranda tarp atomo ir pagrinduko. Dėl šiuos priežasties, Volmer-Weber dangos susidarymo principas dar vadinamas 3D augimu, kadangi veikiant silpnam dangos drėkinimo efektui, nusėdę atomai yra labiau linkę jungtis tarpusavyje, sudarydami saleles, kurių vertikalė dedamoji daug didesnė lyginant su 2D augimu. Norint sudaryti ištisinį sluoksnį, reikalingas didesnis nusėdusios medžiagos kiekis, kurio reikia, kad salelės susijungtų ir sudarytų ištisinį sluoksnį.

- Stranski-Krastanov.

Tai dar vienas dangos formavimosi principas, kuris yra tarpinis variantas tarp 2D ir 3D formavimosi būdu aprašytų aukščiau. Pirminio dangos formavimosi metu, prasideda 2D formavimasis, kai pirmieji paviršiaus absorbuoti atomai sudaro ištisinį medžiagos sluoksnį, t.y. pagrindą. Tolesniais etapais, atomai jau pradeda kondensuotis nebe ant pačio padėklo, o jau ant susiformavusio ištisinio sluoksnio. Kadangi vėlesni atomai nebekontaktuoja su pagrinduko paviršiumi, pasikeičia paviršinės jėgos veikiančios atomus, prasideda 3D salelių dangos formavimasis.



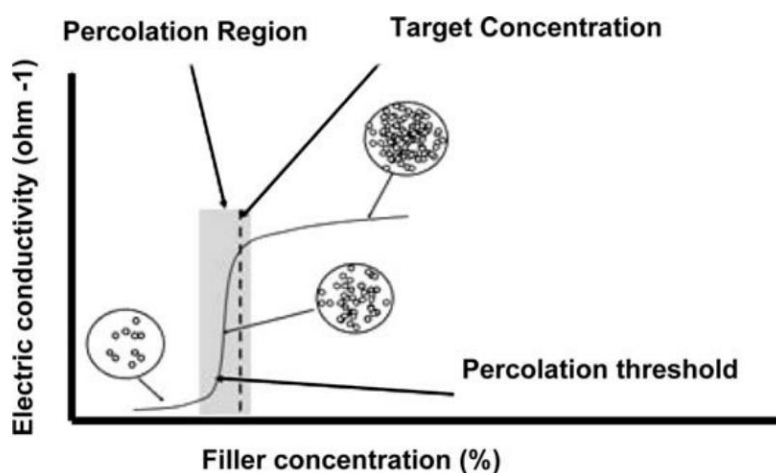
1.6 pav. Dangų formavimosi principinės schemas.

Nuo to koks mechanizmas pasireišk, priklauso ir dangos charakteristikos. Sluoksniui formuojantis 2D dangų augimo principu salelės jungiasi greičiau, dėl didesnių matmenų horizontalioje dedamojoje, lyginant su sluoksniais besiformuojančiais 3D metodu. Dėl šios priežasties ištisinį sluoksnį galima pasiekti su mažesniu medžiagos kiekiu ant padėklo ir gauti plonesnes dangas. Priklausomai nuo naudojamos medžiagos, tokios dangos gali sudaryti plonus elektromagnetiniai spinduliuotei skaidrius sluoksnius. Ultra plonų sluoksnių atveju, kai sluoksnio storis yra arti perkoliacijos slenksčio, dangose susiformavusiose Volmer – Weber principu, pasireiškia lokalizuoti plazmoniniai efektai (žr. 1.2.3 skyrelį), o varža sluoksnyje yra labai didelė, dėl nesusiformavusių ištisinių sluoksnių, dėl to tokie sluoksniai negali būti naudojami kaip laidininkai. Elektrinis laidumas smarkiai išauga, kai formavimasis vyksta perkoliacijos regione, kur salelės pradeda jungtis, ir pasiekia maksimumą, kai sluoksnis pasidaro ištisinis (1.7 pav.). Kuris formavimosi mechanizmas pasireišk, galima nustatyti pasinaudojus formule [18]:

$$\Delta\gamma = \gamma_S - \gamma_A - \gamma_I \quad (1-21)$$

Čia γ_S – pagrinduko paviršiaus energija, γ_A – medžiagos paviršiaus energija, γ_I – ribos tarp pagrinduko ir sluoksnio, paviršiaus energija.

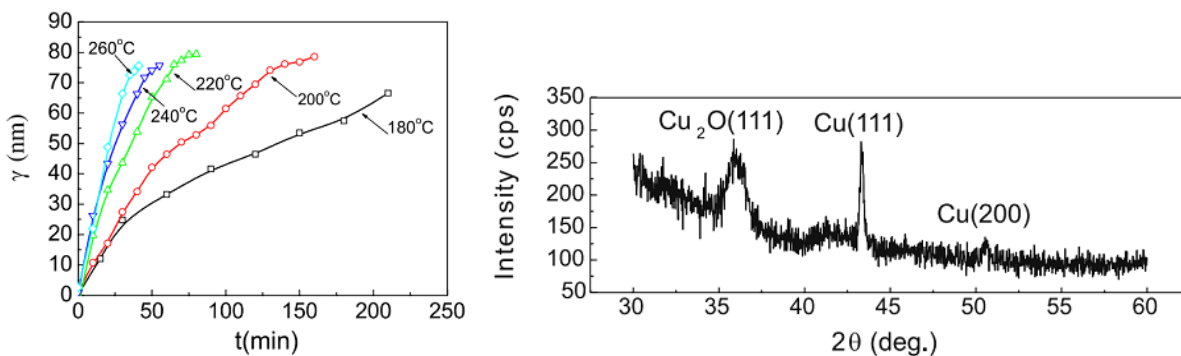
Plonų sluoksnių formavimosi procesas yra susilaukęs didelio susidomėjimo ne tik iš eksperimentinės pusės, bet ir iš teorinės. Ganėtinais svarbus tyrinėjimų objektas yra susijęs su elektros laidumu plonuose sluoksniuose ir smarkiai priklauso nuo dangų mikrostruktūros. Daug teorinių darbų buvo nukreipta dangų perkoliacijos (salelių jungimosi) tyrimams įgyvendinti, o pasinaudojus perkoliacijos teorija galima tiksliau įvertinti metalinių dangų elektrines – optines savybes [19].



1.7 pav. Elektrinio laidumo nuo užpildymo koncentracijos grafikas [20].

1.3.2. Aplinkos poveikis medžiagai

Kadangi vienas pagrindinių šio tyrimo objektų yra vario metalas, jo optinės ir struktūrinės charakteristikos, verta atsižvelgti į šios medžiagos degradaciją, kuri gali įtakoti medžiagos savybes. Ypač svarbus yra deguonies poveikis dangai, dėl kurio metalas oksiduojasi pakeisdamas medžiagos charakteristikas. Dėl oksidacijos metalui sąveikaujant su atmosfera, gali padidėti ultra plonų vario



1.8 pav. Oksido augimo kinetika esant skirtingoms atkaitinimo temperatūroms (kairėje); bandinio XRD matavimai (dešinėje).

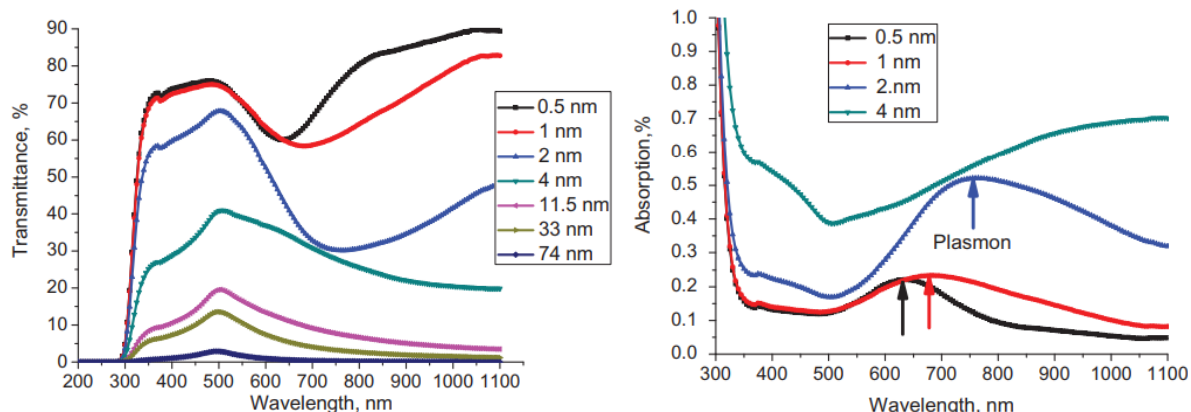
sluoksnių (10nm) spindulių pralaidumas – danga praskaidrėja, taip pat padidėja ir paviršiaus šiurkštumo ir varžos vertės. Naudojant apsauginius sluoksnius tokius kaip SiO₂ ar ZnO:Al galima sėkmingai apsaugoti dangą nuo oksidacijos atmosferoje [21]. Ultra plonų vario dangų oksidaciją gali įtakoti įvairūs aplinkos faktoriai – temperatūra, bandinio storis, jo mikrostruktūra, deguonies slėgis ir t.t. Šie ir kiti parametrai gali lemti oksido augimo kinetiką. Kadangi laidumo savybės smarkiai skiriasi tarp vario ir jo oksido, naudojant elektrinės varžos nustatymo metodikas bandinyje, galima tiksliai įvertinti susidariusio oksido kiekį.

Vario oksido storio priklausomybė nuo laiko, bandinius kaitinant atmosferoje nuo 180 °C iki 260 °C pademonstruota 1.8 pav. kairėje. Iš grafiko galima pasakyti, kad visi bandiniai pasižymi paraboline oksido augimo tendencija ir priklauso nuo deguonies difuzijos į medžiagą – oksidui vis storėjant šis sudaro apsauginį sluoksnį, dėl kurio deguonies patekimas į bandinį yra vis mažesnis. Dėl šios priežasties, oksido augimas sparčiausiai vyksta pradžioje, o su laiku tik lėtėja. Didinant temperatūrą atsiradęs didesnis difuzijos greitis skatina oksido augimą, tačiau Cu₂O oksidas susidaro esant temperatūroms mažesnėms negu 260 °C [22], CuO oksidas susiformuoja tik prie aukštų temperatūrų > 300 C [23]. Kiti autoriai publikuoja, kad natūralus oksidas ant Cu(111) gali užaugti tik iki 1 nm storio, dėl save limituojančio oksido augimo [24], o storesnės oksido dangos gaunamos tik veikiant aukšta temperatūra ar aukštu deguonies slėgiu [25]. Esant daliniam deguonies slėgiui < 10 mbar vario dangos nesioksiduoja [23]. Egzistuoja ir dar viena vario oksido forma, t.y. Cu₄O₃, tačiau ji susidaro tik hidroterminės sintezės metu ir tyrimo metu aptarinėjama nebus.

1.3.3. Ultra ploni metaliniai sluoksniai

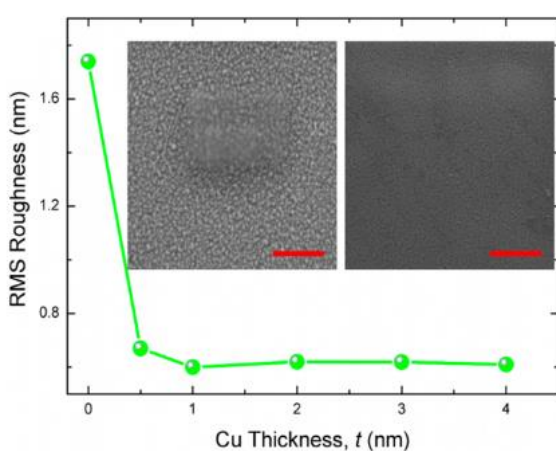
Nepoliarizuojančių pluošto daliklių gamybai naudojamose daugiasluoksnėse dangose metaliniai sluoksniai yra kritinės elemento dalys, kadangi naudojant vien tik dielektrines pasireiškia poliarizuojantys efektai. Sudarytos daugiasluoksnės metalo-dielektriko struktūros pasižymi tuo, kad lyginant su vien dielektrinėmis dangomis, šioms reikia mažiau sluoksnių, dėl to metalinės-dielektrinės dangos yra daug plonesnės, kas yra patogiu gaminant didesnius mastus. Tačiau dėl metalinių sluoksnių, dangoje atsiranda gana didelė absorbcija, spinduliams einant pro ją. Absorbcija pasireiškia net nanometriniu storio dangose, dėl to metalinės – dielektrinės struktūros nenaudojamos su didelės galios lazeriais – danga gali būti lengvai pažeidžiama.

Tokie metalai kaip aliuminis, varis, auksas ir sidabras yra vieni perspektyviausių ir labiausiai tyrinėjamų. Aukso dangos, nusodintos terminio garinimo metodu turi pralaidumo maksimumą ties $\lambda \approx 500$ nm, nepriklausomai nuo to, kokio storio bus danga.

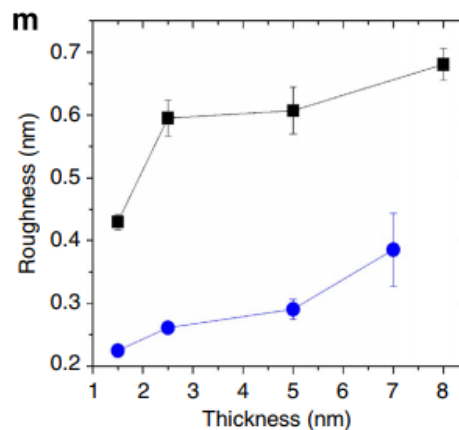


1.9 pav. Pralaidumo ir sugerties spektrai ultra ploniems aukso sluoksniams.

Iš 1.9 pav. matyti, kad aukso sluoksniai, kurių storis vos 33 nm, praktiškai nebepraleidžia daugiau kaip 85 % kritusios spinduliuotės, o vos vieno nanometro skirtumas dangos storiuje gali lempai net iki 30% sumažėjusį spindulių pralaidumą ilgabangėje spinduliuotėje. Ypač plonos aukso dangos (1 – 2 nm storio) pasižymi ir atsiradusiomis smailėmis sugerties spektre, kurios atsiranda dėl plazmonų rezonanso šviesai sąveikaujant su paviršiumi. Tokie plazmonai yra būdingi visiems ultra ploniems neištisiniams metalų sluoksniams [26].



1.11 pav. Šiurkštumo priklausomybė nuo drėkinamojo sluoksnio storio.



1.10 pav. Šiurkštumo priklausomybė nuo bandinio storio esant skirtingoms deguonies priemonėms.

Ultra ploni sidabro sluoksniai gana plačiai tyrinėjami, dėl savo didelio elektrinio laidumo, mažo lūžio rodiklio ($\sim 0,1$ regimojoje srityje) ir santykinai mažų nuostolių regimojoje ir artimoje infraraudonojoje srityje, lyginant su kitais ultra plonų metalų sluoksniais. Tačiau formuojant šiuos sluoksnius įvairiais fizikiniais ir cheminiais nusodinimo metodais, sidabro dangos pasižymi 3D salelių formavusi, dėl ko nesusidaro ištisinis sluoksnis, o paviršiaus šiurkštumas gali siekti net iki 8 nanometrų. Toks sluoksnis taip pat pasižymi didelė varža, ir negali būti taikomas elektrai laidžių elementų gamybai. Vienas iš būdų, taikomų formuojant ultra plonas ištisines dangas yra pasitelkiant

drėkinamą sluoksnį. Vario drėkinimo sluoksnis buvo naudojamas eksperimente, kuris buvo nusodinamas ant padėklo (*1.11 pav.*). Šis drėkinimo sluoksnis naudojamas tam, kad ant viršaus besiformuojantis sidabras smarkiau sąveikautų su pačiu padėklu negu tarpusavyje ir pradėtų formuotų ištisinį sluoksnį, o ne atskiras saleles. Iš rezultatų matyti, kad nenaudojant drėkinamo sluoksnio sidabro šiurkštumas siekė ~ 1,7 nm, tačiau užtenka nusodinti vos 0,5 nm vario drėkinamą sluoksnį, kad sidabro šiurkštumas sumažėtų iki 0,7 nm. Dėl drėkinamo sluoksnio sumažėjęs perkoliacijos slenkstis įgalino suformuoti sidabro ištisinę dangą, kuri buvo 3 nm storio. Ši vertė yra daug mažesnė negu dažnai literatūroje sutinkama vertė nenaudojant drėkinimo sluoksnio – sidabro dangos storis turi būti 13 – 15 nm, kad sudarytų ištisinį sluoksnį. Naudojant 1 nm titano ar silicio drėkinimo sluoksnius, šiurkštumo vertės buvo 5,1 ir 4,4 nm atitinkamai [27]. Vietoj drėkinimo sluoksnio, garinant sidabro ir aliuminio mišinį galima suformuoti 6 nm storio ir mažiau kaip 1 nm šiurkštumo ištisinį sidabro sluoksnį [28]. Chen *et al.* pademonstravo, kad drėkinimui naudojant 1 nm storio germanio sluoksnį, sidabro perkoliacijos slenkstį galima sumažinti nuo 11 nm (tradiciniais metodais, be drėkinamojo sluoksnio) iki 3 nm, o ištisinį sidabro sluoksnį gauni nuo 5,5 nm dangos storio [29]. Pasak Logeeswaran VJ, užtenka 0,5 nm germanio pasluoksnio, kad sidabras susiformuotų su 6 kartu mažesne paviršiaus šiurkštumo verte [30]. Kinijos mokslininkų grupė pademonstravo, kad siekiant suformuoti labai plonas bei lygias dangas, svarbus faktorius gali būti metalo oksidacija. Jie atlikto eksperimentus su plonais vario sluoksniais, suformuodami juos tarp dviejų 20 nanometrų storumo cinko oksido sluoksnių. Dulkinimo metodu suformuoti vario sluoksniai pasižymėjo 3D formavimosi būdu, sąlyginai aukštu perkoliacijos slenkščiu, bei didelėmis bandinių šiurkštumo vertėmis. Visi šie parametrai buvo pagerinti, kai dulkinimo metu, kontroliuojamomis sąlygomis buvo suformuojami dalinai oksidavęsi vario sluoksniai. *1.10 pav.* Matyti, kad vario sluoksniai (mėlyna linija) suformuoti su 5 % deguonies priemaiša metale, pasižymėjo kelis kartus mažesnėmis šiurkštumo vertėmis lyginant su grynais vario sluoksniais (juoda linija). Autorius taip pat prideda, kad ištisiniai sluoksniai suformuoti esant 0 %, 5 % ir 6,3 % deguonies priemaišai atitinkamai gavosi esant 5 nm, 2,5 nm ir 1,5 nm vario sluoksniams [31]. Užtenka 30 sekundžių bandinį išlaikyti atmosferos sąlygose, kad deguonis padarytų reikšmingą įtaką bandinio struktūrinėms savybėms [32].

1.4. Metalinių dangų taikymai

Pluoštų daliklių gamyba nėra vienintelis ultra plonų metalinių dangų taikymo būdas. Metalinės dangos susilaukė didelio susidomėjimo ir šiuo metu yra populiarūs mokslinių tyrinėjimų tema pasaulyje. Dar vadinami plazmoninėmis medžiagomis, dėl tokių efektų pasireiškimo, įvairūs metalų

sluoksniai yra taikomi artimojo/tolimojo lauko superlęšių ir tolimojo lauko hyperlęšių vystymui. Šie lęšiai išnaudoja gęstančiąsias bangas, kurios eksponentiškai silpsta medžiagose su teigiamu lūžio rodikliu, tačiau gali būti rezonansiškai sustiprintos jas susiejus su paviršiniaisiais plazmonais. Sustiprintos bangos gali būti registruojamos, o gauta informacija leistų pamatyti detales, kurių dabar įprastiniais lęšiai pamatyti neįmanoma. Tokių lęšių sukūrimas ir sėkmingas taikymas būtų itin svarbus medicinoje, informacijos įrašyme ir saugojime [33].

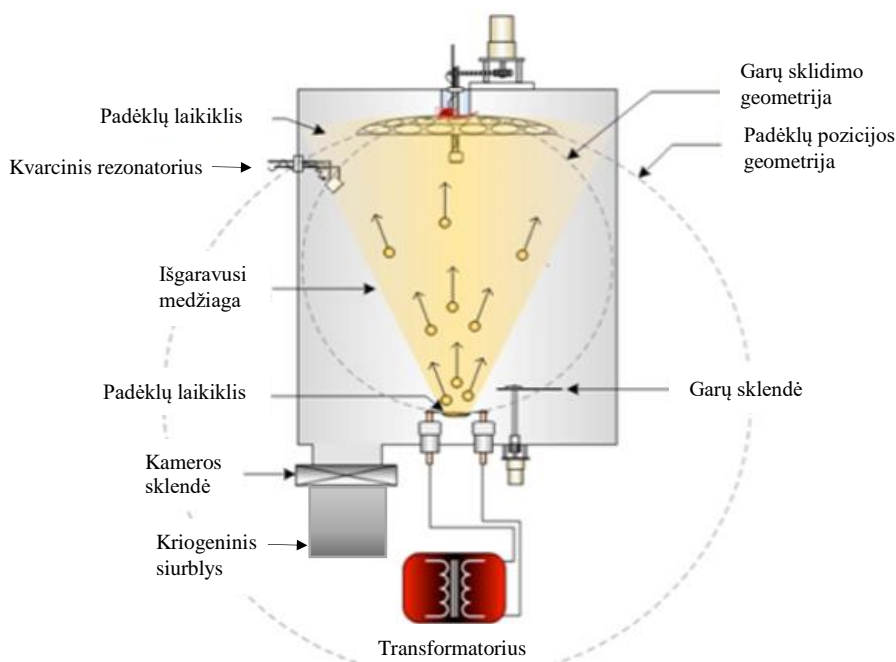
Vienas didžiausių ultra plonų metalo sluoksnių galimų pritaikymų gali būti optoelektronikos sritis. Elektronikos industrija jau kuris laikas bando sukurti optiškai skaidrius ir elektros srovei laidžius elektronikos komponentus. Didelio draustinio tarpo puslaidininkiai su metalų priemaišomis buvo plačiai tyrinėjami siekiant įgyvendinti tokius komponentus, šios medžiagos pasižymi geromis skaidrumo ir laidumo savybėmis regimojoje spektro srityje, tačiau jų gamyba yra sudėtinga, reikalaujanti labai tikslios priemaišų, pagrinduko temperatūros, deguonies kiekio kontrolės. Dėl to skaidrių ir elektros srovei laidžių dangų gamybai ypač svarbūs yra ultra ploni metalų sluoksniai. Šiuo metu tyrinėjamos mokslo sritys siekiant tokius sluoksnius suformuoti ant lanksčių, temperatūrai atsparių polimero padėklų. Tokios dangos galėtų būti pritaikomos elektronikoje gaminant lanksčius saulės kolektorius, sulankstomą optoelektroniką, organinių šviestukų gamyboje [34], kurios dar gali būti ir atsparios įbrėžimams ant viršaus suformuojant apsauginį sluoksnį [32]. Kiti mokslininkai tokius elementus siekia suformuoti naudojant metalų nanolaidus, kurie taip pat pasižymi geromis optinėmis ir mechaninėmis savybėmis [35], [36].

Atsiranda ir dar egzotiškesnių ultra plonų metalo sluoksnių pritaikymų, kurie jau yra numatomi kaip galimi ateitis biojutiklių pagrindai. Tokios dangos suformuotos nanosferų litografijos metodu, kur ant stiklo padėklo suformuotos polistireno dangos yra išpaudžiamas nanosferų masyvas, taip suformuojant simetriškai išsidėsčiusias, nanometrų skersmens sferines duobutes. Šis masyvas vėliau yra padengiamas ultra plona metalo danga, o toks optinis elementas pasižymi unikaliomis savybėmis galinčiomis įvertinti proteino koncentracijas plonose sluoksniuose [37].

2. Darbo metodai

2.1. Ultra plonų metalo sluoksnių formavimas

Eksperimentui buvo naudojamas garinimo elektronų pluoštu aparatas VERA 1100 su įdiegta rezistyvino (terminio) garinimo technologija. Rezistyvino garinimo technologija yra fizinis dangų nusodinimo metodas, kurio metu yra suformuojami ploni medžiagos sluoksniai ant pagrindo. Tai yra tokia technologija, kurios metu medžiaga (dažniausiai grynai metalai) yra įkaitinama iki garavimo temperatūros vakuume aplinkoje. Garams sklindant kameroje jie pradeda kondensuotis, kadangi kameros ir kameros dalių temperatūra būna žymiai mažesnė už garų temperatūrą. Susikondensavusios dujos suformuoja ištisinį medžiagos sluoksnį. Tokie sluoksniai yra formuojami ant specialaus pagrindo, o sluoksnio storį galima stebėti ir kontroliuoti monitoringo sistemomis. Dažniausiai naudojamos monitoringo sistemos pasitelkia optinį monitoringą ir kvarcinio kristalo monitoringą



2.1 pav. Principinė rezistyvino garinimo aparato schema.

Terminio garinimo metu buvo pasitelktas ne tik garinimas rezistyviu būdu, tačiau buvo naudojamas ir garinimas elektronų pluoštu. Garinimas elektronų pluoštu yra tokia sluoksnio nusodinimo technologija, kurios metu medžiaga yra įkaitinama iki garavimo temperatūros sufokusuotu, didelės energijos (~ 2 keV) elektronų pluoštu. Ši technologija turi keletą pranašumų lyginant su rezistyviu garinimu: garinant elektronų pluoštu yra pasiekiamos daug didesnės temperatūros, dėl to šiuo metodu galima garinti medžiagas pasižyminčias aukšta garavimo temperatūra. Kadangi elektronų pluoštas yra sufokusuotas, galima garinti iš tam tikro medžiagos taško, kol pats tiglis yra šaldomas. Dėl šių

priežasčių į garinamą medžiagą beveik nepatinka medžiaga iš tiglio. Rezistyvinių garimo metu, medžiaga yra kaitinama kartu su tigliu. Eksperimento metu buvo pasitelktos optinio monitoringo ir kvarcinio kristalo rezonatoriaus sistemos sluoksnio storiui kontroliuoti.

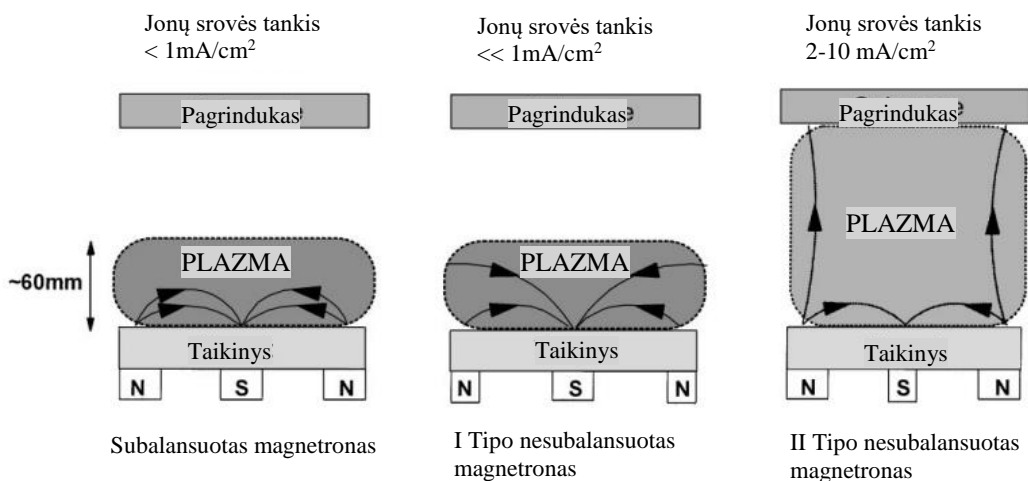
Optinis monitoringas yra tokia sistema, kuri eksperimento metu skaidrų bandinį apšviečia tam tikros bangos ilgio spinduliuote ir fiksuoja praėjusios arba atsispindėjusios šviesos intensyvumą. Šis intensyvumo pokytis tarp išėjusios šviesos ir praėjusios/atsispindėjusios nuo bandinio šviesos parodo apie pasikeitusias dangos optines charakteristikas. Sluoksniui formuojantis, dangos storis auga, o atitinkamai keičiasi ir pralaidumo/atspindžio vertės. Fiksuojant šias vertes galima išskaičiuoti dangos storį. Garinimo metu monitoringo bangos ilgis buvo pasirinktas 620 nm, kadangi ties šiuo bangos ilgiu buvo stebimas didžiausias optinio signalo jautrumas priklausomai nuo užgarinto sluoksnio storio.

Kvartinio rezonatoriaus veikimo principas remiasi fizikiniais procesais dangos formavimosi metu ant kvarcinio kristalo ir gali tiesiogiai stebėti užgaravusios medžiagos storį. Kvarcinis kristalas pasižymi tuo, kad jame veikia pjezoelektrinis efektas, kurio elektrinis laukas sukelia mechaniniu medžiagos pokyčius. Pridėjus kintantį elektrinį lauką, kvarcinis kristalas pradės osciliuoti. Kristalo osciliacijų dažnis yra priklausomas nuo kristalo storio, dėl to eksperimento metu susiformavusi danga keičia kristalo fizines charakteristikas, kurios savo ruožtu atitinkamai pakeičia ir osciliacijų dažnį. Matuojant kristalo svyravimų dažnio pokytį galima realu laiku apskaičiuoti, ir nusėdusios dangos masę per laiko vienetą ir taip įvertinti dangos formavimosi greitį, bei storį. Visi eksperimentai buvo pradėti kameražais iki 1×10^{-5} mbar.

2.2. Plonų dielektrinių sluoksnių formavimas

Magnetroninis dulkinimas yra dar viena plonų sluoksnių nusodinimo technologija. Šis dengimo metodas yra ganėtinai panašus į joninį dulkinimą, kadangi yra paremtas tuo pačiu dalelių dulkėjimo mechanizmu. Kaip ir joninio dulkinimo metu, medžiaga yra apšaudoma jonais, kurie išmuša atomus iš medžiagos. Šie vėliau nusėda ant padėklo ir suformuoja ploną sluoksnį. Pagrindinis skirtumas tarp magnetroninio ir joninio dulkinimo yra tas, kad magnetroninio dulkinimo metu procese taip pat yra papildomai naudojamas ir magnetinis laukas. Specialūs magnetai, išdėstyti aplink dulkinamą medžiagą, sukuria magnetinį lauką ir sulaiko antrinius elektronus, kuriuos kartu su medžiagos jonais išplėšia plazma. Šie elektronai atlieka labai svarbų vaidmenį procese, kadangi jie smarkiai padidina dujų jonizacijos efektyvumą, o tuo pačiu ir plazmos tankį aplink dulkinamą medžiagą. Iš to seka, kad

intensyvesnis plazmos bombardavimas, pagreitina ir dulkėjimo mechanizmą, procesas trumpėja, o sluoksniai yra tankesni.



2.3 pav. Magnetroninio dulkinimo technologija.

Tyrimo metu buvo pasitelkti magnetroninio dulkinimo, garinimo elektronų pluoštu ir terminio garinimo technologijos. Metalinės vario ir sidabro dangos buvo garinamos pasitelkiant terminį garinimą, o dielektrinėms dangoms formuoti buvo pasitelkiami ir magnetroninio dulkinimo ir garinimo elektronų pluoštu technologijos. Ultra plonos metalinės dangos, buvo garinamos keičiant padėklo temperatūrą (nuo $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ iki $200\text{ }^{\circ}\text{C}$ sidabro atveju ir nuo $50\text{ }^{\circ}\text{C}$ iki $200\text{ }^{\circ}\text{C}$ vario atveju), sluoksnio formavimo greitį (nuo $0,5\text{ \AA/s}$ iki 4 \AA/s sidabro atveju ir nuo 1 \AA/s iki 11 \AA/s vario atveju) ir sluoksnio storį. Vario dangoms sluoksnio storio kontrolei vykdyti buvo naudojamas kvarcinis rezonatorius, o sidabro – optinis monitoringas. Vario sluoksnio storiai atitinkamai buvo: 6 nm, 9 nm, 12 nm, 22 nm ir 31nm. Sidabro sluoksniai buvo kontroliuojami fiksuojant atspindžio signalo reikšmes nuo dangos ir atitinkamai buvo $S = 10\%$; 15% ; 20% ; 30% ; 40% ; 47% ; 54% ; 60% ; 70% . Suformuotos dangos buvo charakterizuojamos ir pagal gautus rezultatus buvo pasirinkti garinimo režimai nepoliarizuojančių dangų gamybai.

2.3. Paviršiaus charakterizavimas

Atominių jėgų mikroskopas tai vienas iš paviršiaus analizės metodų, kurio metu gaunami ypač didelės raiškos vaizdais. Šiuo metodu gautuose nuotraukose galima išskirti objektus, kurių dydis yra nanometrų eilės ir toks matavimo metodas smarkiai lenkia optinius metodus, kurių tikslumą riboja spindulių difrakcija. Viena pagrindinių ir svarbiausių atominių jėgų mikroskopo dalių yra mikroskopas zondas ir adatėlė, kuri yra pritaisyta ant zondo. Adatėlė dažniausia yra gaminama iš silicio ar silicio nitrido, o skersmuo yra nanometrų eilės. Kai adatėlė yra nuleidžiama ant matuojamo

paviršiaus, tarp atominės jėgos, atsiradusios tarp paviršiaus ir adatėlės pradeda veikti. Šios jėgos išlenkia zondą, o išsilenkimo dydi galima apskaičiuoti pagal Huko dėsnį. Priklausomai nuo situacijos, adatėlę gali veikti Van der Valso, mechaninės, elektrostatinės, magnetinės ir kitos jėgos.

Atominių jėgų mikroskopas dažniausiai veikia kontaktiniu – statiniu, kontaktiniu – dinaminio arba nekontaktiniu režimu. Kontaktinio – statinio režimo metu, adatėlė yra tempiama išilgai matuojamos vietos, paviršiaus vaizdas yra nustatomas tiesiogiai iš zondo išsilenkimo ar iš signalo, kurį sugeneruoja zondas ir kuris atitinka signalą, reikalingą išlaikyti ta zondą pastoviam aukštyje. Šis matavimo režimas beveik visais atvejais yra naudojamas ten, kur tarp bandinio ir adatėlės atsiradusi jėga yra stumiančioji. Kontaktinio režimo metu matavimas yra linkęs į triukšmus.

Dažnu atveju kontaktinis – statinis režimas nėra patikimas, kadangi matuojamas objektas gali pasidengti plonu sluoksniu, atsiradusiu dėl sąveikos su atmosfera. Tokiu atveju yra naudojamas režimas, kurio metu zondas osciliuoja dažniu, artimu rezonansiniam dažniui, o osciliavimo amplitudė gali būti nuo kelių, iki kelių šimtų nanometrų. Kontaktinio – dinaminio režimo metu, signalo, paduodamo į zondą, dažnis ir amplitudė yra pastovūs, o zondo svyravimo amplitudė yra pastovi, kol zondo neveikia tarp atominės jėgos. Zondui nusileidus prie bandinio, atsiradusios elektrostatinės, Van der Valso ar kitos jėgos keičia zondo svyravimo amplitudę. Turint pastovų signalą, paduodamą į zondą ir svyruojančią zondo amplitudę, galima konvertuoti į pastovią zondo svyravimo amplitudę, tačiau kintamą signalą. Tokiu pagrindu turime kintamą signalą, kuris yra paduodamas į zondą, siekiant išlaikyti jį pastoviam aukštyje. Iš šio signalo ir yra sudaromas tiriamojo bandinio paviršiaus vaizdas.

Nekontaktinio režimo metu, zondas yra osciliuojamas esant rezonansiniam dažniui, ar šiek tiek aukštesniam už jį, o amplitudė yra išlaikoma iki 10 nanometrų. Esant tokiam atstumui, stipriausiai pasireiškia Van der Valso jėga. Ši jėga moduliuoja osciliavimo dažnį, iš kurios galima spręsti apie paviršiaus vaizdą. Eksperimento metu buvo naudojamas kontaktinis – dinaminis režimas

2.4. Optinių savybių charakterizavimas

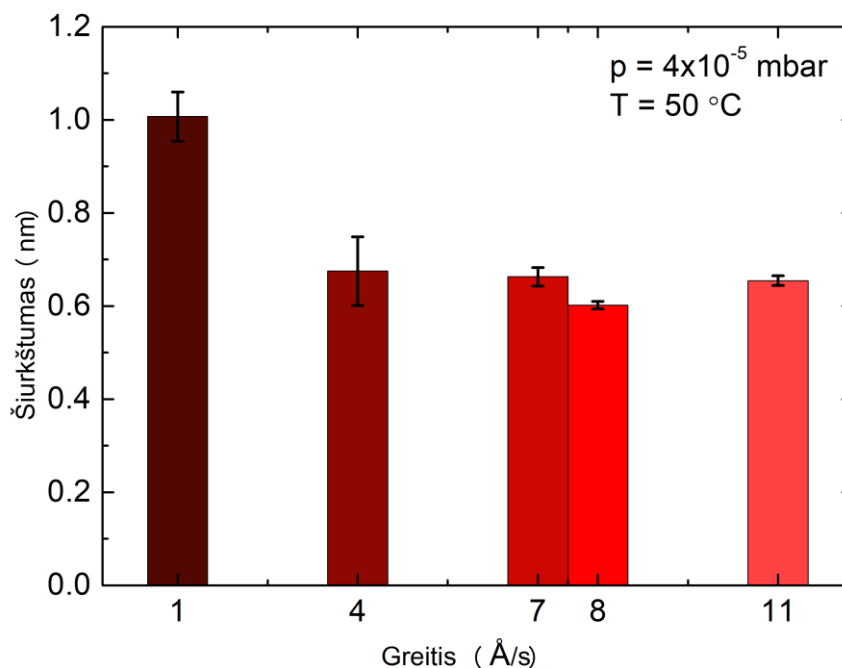
Spektrofotometras yra vienas iš elektromagnetinių bangų spektroskopijoje naudojamų įrenginių, naudojamas nustatyti bandinių spindulių pralaidumo, sugerties ir atspindžio spektrus. Spektrofotometro pagrindinės dalys yra šviesos šaltinis, monochromatorius, apertūra ir fotodetektorius. Iš šviesos šaltinio (dažniausiai deuterio lempos) išėjusi šviesa yra nukreipiama į monochromatorių, kur šviesos spinduliai lūžta skirtingais kampais priklausomai nuo bangos ilgio ir atitinkamai pasukus monochromatorių yra pasirenkamas norimas bangos ilgis. Per apertūrą į bandinį nukreipta elektromagnetinė spinduliuotė yra fiksuojama už bandinio pastatytu fotodetektoriumi,

kuriuo yra fiksuojamas elektrinis signalas sukeltas elektromagnetinės spinduliuotės. Priklausomai nuo medžiagos sugerties linijų, gauti sugerties ir pralaidumo spektrai leidžia daryti išvadas apie pačią medžiagą. Bandinių pralaidumo spektrams nustatyti buvo naudotas PHOTON RT spektrofotometras. Bandiniai buvo matuoti spektriniam diapazone nuo 300 nm iki 1500 nm, o žingsnio dydis buvo 2 nm. Bandiniai buvo matuoti esant 8° pluošto kampui nuo paviršiaus normalės, dėl galimybės matuoti atspindį. Buvo matuotas p ir s poliarizacijų vidurkis. Nepoliarizuojančios dangos buvo matuojamos 45° kampu, p ir s poliarizacijoms atskirai.

3. Rezultatai

3.1. Ultra plonų vario sluoksnių nusodinimo optimizavimas

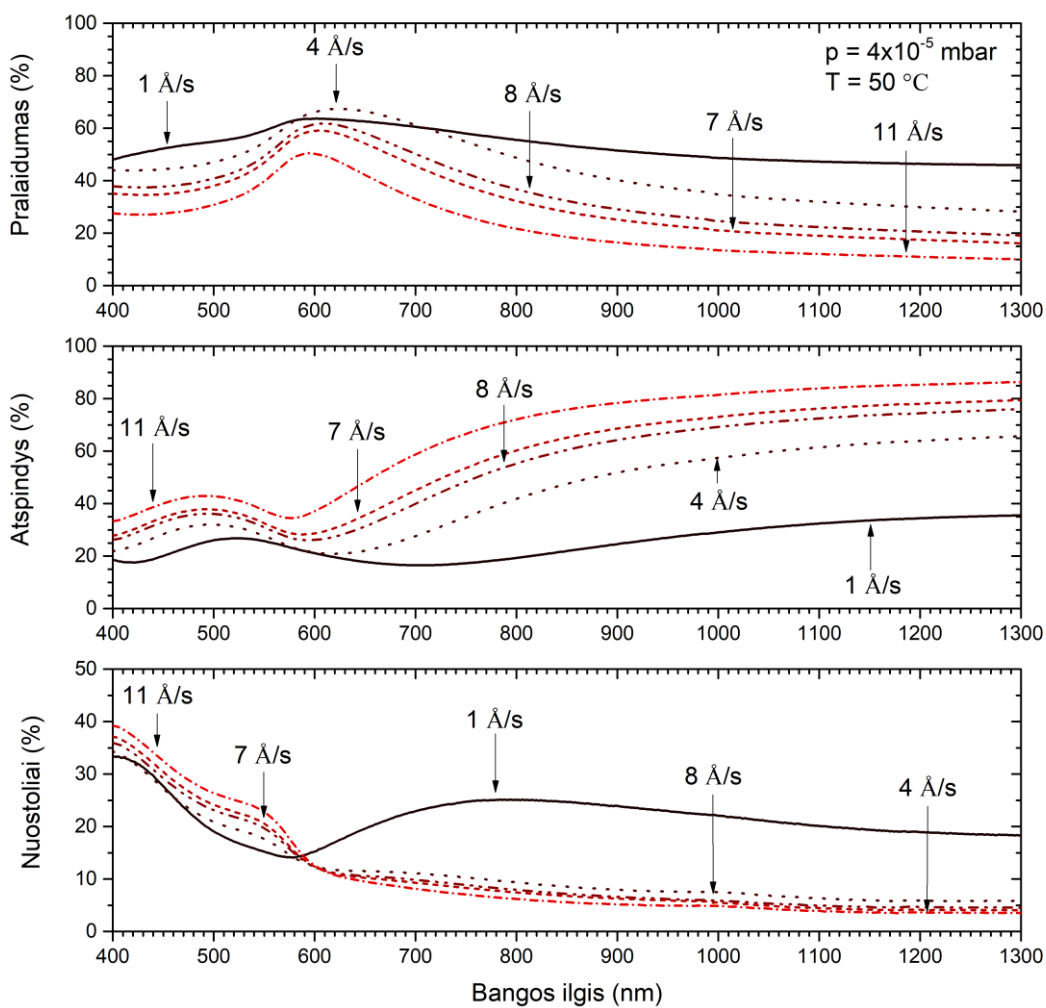
Tyrimo metu buvo atlikti eksperimentai, kurių metu buvo nustatytos priklausomybės nuo garinimo greičio, užgarintos dangos storio, bei nuo padėklų temperatūros. Buvo tiriamos optines ir struktūrinės bandinių charakteristikos. Optinės charakteristikos buvo gautos pasinaudojant spektrofotometru bandinių pralaidumo ir atspindžio spektrams nustatyti. Medžiagos struktūrinėms savybėms įvertinti, bandiniai buvo matuoti su atominių jėgų mikroskopu. Bandinių nuostolių spektrai buvo apskaičiuoti pasinaudojus lygtimi: $A(\lambda) = 100\% - T(\lambda) - R(\lambda)$ [38]. Eksperimentai, kurių metu buvo siekta įvertinti garinimo greičio įtaką bandinių charakteristikoms, buvo atlikti esant 50 °C temperatūrai, bei 4×10^{-5} mbar vakuumo lygiui, bandinių storis buvo 13 nm, įvertintas pagal kvarcinį rezonatorių.



3.1 pav. Bandinių šiurkštumo verčių priklausomybė nuo formavimo greičio.

Iš 3.1 pav. matyti, kad vario danga, suformuota naudojant mažą nusodinimo greitį (1 Å/s) pasižymėjo didelėmis paviršiaus šiurkštumo vertėmis (1 nm) lyginant su dangomis suformuotomis naudojant ≥ 4 Å/s nusodinimo greičius ($\sim 0,65$ nm). Iš to galima spręsti, kad didinant sluoksnio formavimosi greitį ant padėklo, atsiranda vis didesnė 2D sluoksnio augimo mechanizmo įtaka. Formuojant 1 Å/s greičiais, ant padėklo nusėdęs medžiagos atomas turi daugiau laiko difuzijai po padėklo paviršių, kur jis gali jungtis su kitais atomais į saleles. Didėjant salelių matmenims, yra

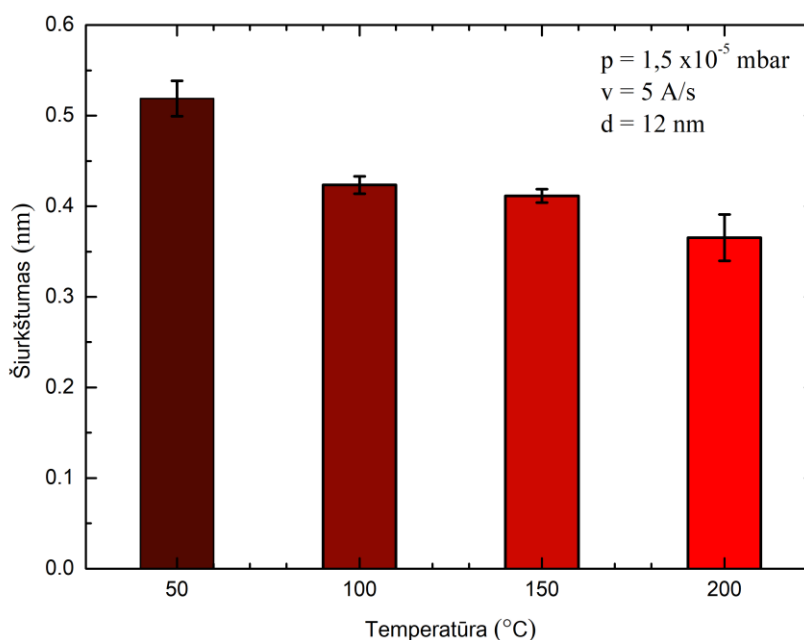
fiksuojamas didesnis paviršiaus šiurkštumas. Didelių formavimo greičių atveju ($\geq 4 \text{ \AA/s}$), atomai nusėdę ant padėklo yra labiau bombarduojami vėlesniu laiko momentu atskriejančių atomų, ko pasekoje jie neturi pakankamai laiko difunduoti po paviršių ir jungtis tarpusavyje į didesnius klasterius [39]. Dėl didesnio nusodinimo greičio, anksčiau vykstanti perkoliacija, leidžia suformuoti išsitiesinius sluoksnius su mažesniu medžiagos kiekiu ant padėklo, o paviršiaus šiurkštumo vertės yra mažesnės.



3.2 pav. Ultra plonų vario sluoksnių optinių savybių priklausomybė nuo dangos formavimo greičio.

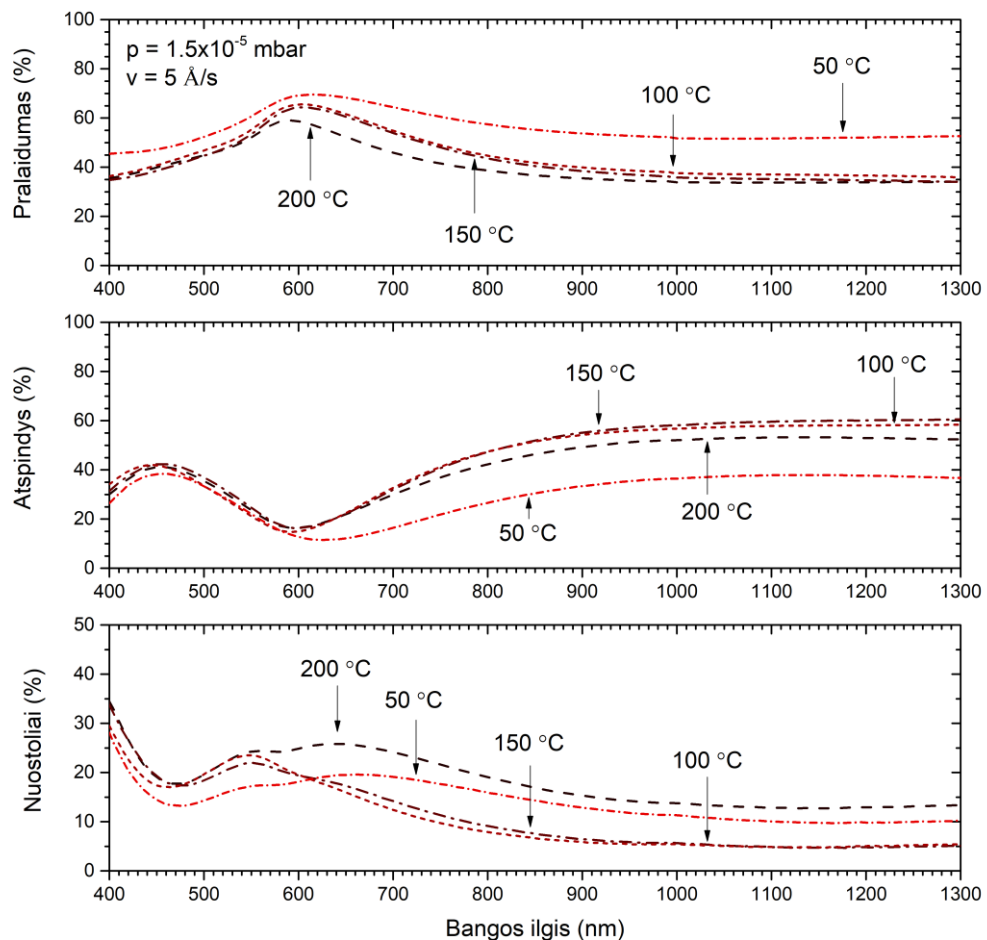
Bandinių nuostolių spektrai parodo tą pačią tendenciją (3.2 pav.). Bandiniai suformuoti su nusodinimo greičiais $\geq 4 \text{ \AA/s}$ pasižymėjo mažesnėmis sugerties vertėmis, kurios siekė $< 10 \%$ infraraudonųjų spindulių spektre. Bandinys suformuotas nusodinimo greičiui esant 1 \AA/s pasižymėjo

beveik 15 % didesniais nuostoliais toje pačioje spektro srityje. Nors visų sluoksnių storiai buvo ~ 13 nm, tačiau galima pastebėti, kad nusodinant vis didesniu greičiu, bandinių pralaidumas mažėja, o atspindys nuo paviršių didėja. Bandinio, užgarinto 1 Å/s greičiu nuostolių spektre iškilusi smailė ties 800 nm rodo, kad atsirado lokalizuotų plazmonų rezonansas, kuris atsiranda neištisiniuose sluoksniuose, elektromagnetiniai spinduliuotei sąveikaujant su metalo salelėmis. Plati rezonansinė smailė parodo, kad susidariusių salelių dydžiai yra pasiskirstę plačiame verčių diapazone [15]. Kokybiškai vertinant salelių dydžius galima teigti, kad garinant mažais greičiais formuojasi daug įvairaus dydžio medžiagos salelių. Iš grafiko taip pat matyti dar viena priklausomybė, kuri parodo, kad didinant formavimosi greitį, dangos sugertis IR spindulių srityje mažėja. Ši priklausomybė persiverčia ties 600 nm verte, kur didinant garinimo greitį bandinys pasižymi didesnėmis sugerties vertėmis, negu bandinys užgarintas mažais greičiais. Lyginant ištisinius sluoksnius, t.y. suformuotus su 4 Å/s ir 11 Å/s garinimo greičiais, šis skirtumas yra ~ 5 % regimojoje spektro dalyje ir ~ 3 % infraraudonojoje spinduliuotėje. Ši priklausomybė gali būti aiškinama tuo, kad esant didesniai medžiagos garavimo intensyvumui, susidaręs sluoksnis yra tankesnis, dėl to jis pasižymi didesniu atspindžiu nuo paviršiaus ir mažesniais sklaidos nuostoliais infraraudonųjų spindulių srityje. Padidėję nuostoliai UV spektro dalyje byloja apie didesnę sąveiką tarp elektronų medžiagoje ir spinduliuotės, esant aukštesniai medžiagos tankiui (3.2 pav.).



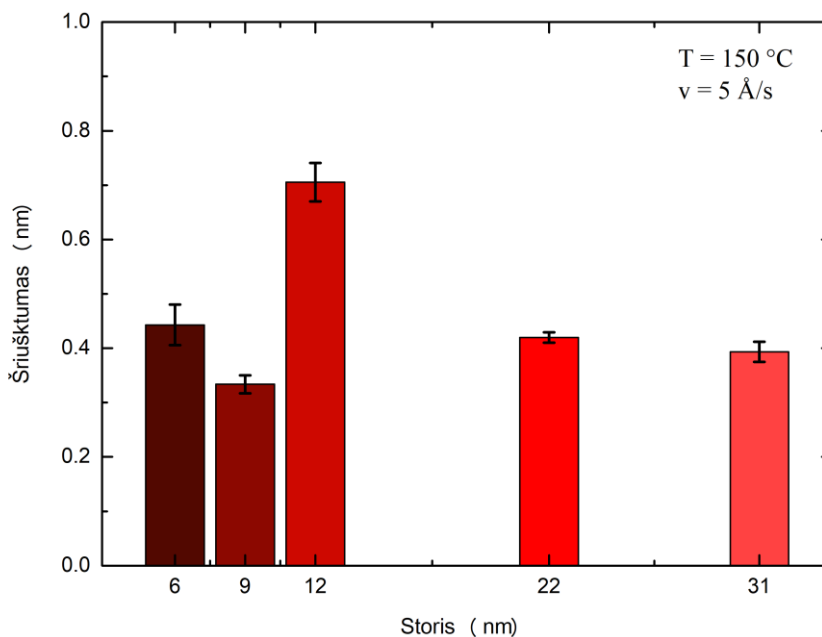
3.3 pav. Bandinių suformuotų esant skirtingoms padėklų temperatūroms, šiurkštumo vertės.

Rezistyvino garinimo metu nagrinėjant priklausomybes nuo temperatūros buvo užgarinti 4 bandiniai esant 200 °C, 150 °C, 100 °C ir 50 °C temperatūroms. 12 nanometrų storio vario sluoksniai buvo garinami 5 Å/s greičiu, esant $1,5 \times 10^{-5}$ mbar vakuumo lygiui. Iš šiurkštumo matavimo rezultatų, matyti, kad garinant ant aukštesnės temperatūros pagrindukų, susidaręs vario sluoksnis yra pasižymi mažesniu paviršiaus šiurkštumu (3.3 pav.). Dėl to galima daryti prielaidą, kad ties perkoliacijos slenksčiu susidaręs vario sluoksnis užima sąlyginai didesnę padėklo plotą, negu sluoksnis susiformavęs prie žemesnės temperatūros. Prie didesnės temperatūros varis smarkiau sąveikauja su padėklu ir jėgos veikiančios tarp pagrinduko ir vario yra didesnės. Didesnės temperatūros aplinkoje pasireiškia didesnė dalelių difuza po padėklą, ko pasekoje susidaręs sluoksnis yra lygesnis.



3.4 pav. Ultra plonų vario sluoksnių optinių savybių priklausomybė nuo formavimo temperatūros.

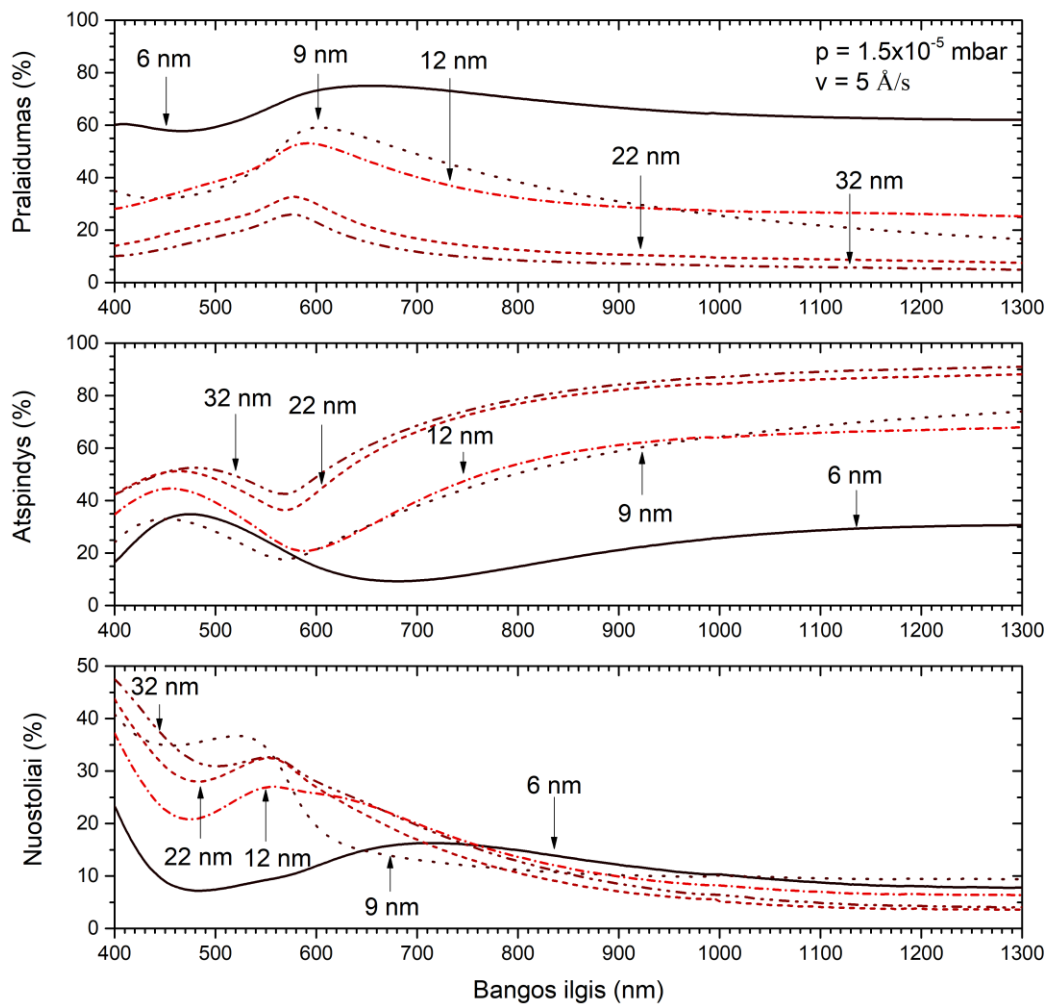
3.4 pav. Pateikti bandinių atspindžio, pralaidumo ir nuostolių spektrai. Mažesniais negu 10 % nuostoliais infraraudonojoje spektro dalyje pasižymėjo tik sluoksniai suformuoti esant 100 °C ir 150 °C laipsnių temperatūroms. Esant aukštesnėms temperatūroms susiformavę sluoksniai yra tankesni, o atspindys didesnis, tačiau esant 200 °C aplinkos temperatūrai prasideda paviršiaus oksidacija, dėl kurios sumažėja atspindys nuo dangos. Dvejuose iš keturių bandinių pasireiškia plazmoniniai efektai: Užgarinus esant 200 °C ir 50 °C padėklo temperatūrai, plazmoniniai efektai plačiame elektromagnetinių bangų ruože su ekstremumo tašku ties 650 nm. Užgarinus ties 150 °C ir 100 °C šie efektai nepasireiškia. Platus plazmoninio rezonanso sugerties spektras rodo, kad susiformavusių salelių dydžiai yra plačiai plačiai paplitę apie vidutinę reikšmę [2]. Sugertis ties 550 nm yra būdinga visiems vario sluoksniams dėl vykstančios surišųjų elektronų sugerties metale.



3.5 pav. Bandinių šiurkštumo vertės esant skirtingiems vario sluoksnių storiams.

Optinių ir struktūrinių charakteristikų priklausomybių nuo vario sluoksnio storio tyrime buvo užgarinti penki bandiniai kurių storis: 5, 9, 12, 22 ir 31 nanometrų. Iš šiurkštumo matavimo rezultatų matoma padidėjusi šiurkštumo vertė bandinyje su 12 nanometrų storio vario sluoksniu. Iš literatūros žinant, kad vario metalui perkoliacija prasideda 13 – 15 nm storio dangose [40], galima daryti prielaidą, kad 12 nm storio bandinys atitinka sluoksnio formavimąsi prieš perkoliacijos slenkstį. Šiuo paviršiaus formavimosi laikotarpiu yra susiformavęs didelis skaičius nesusijungusių metalo salelių, dėl kurių šiurkštumo vertės yra padidėjusios. Kiti bandiniai pasižymėjo šiurkštumais, kurių vertės buvo 0,3 – 0,45 nm ribose.

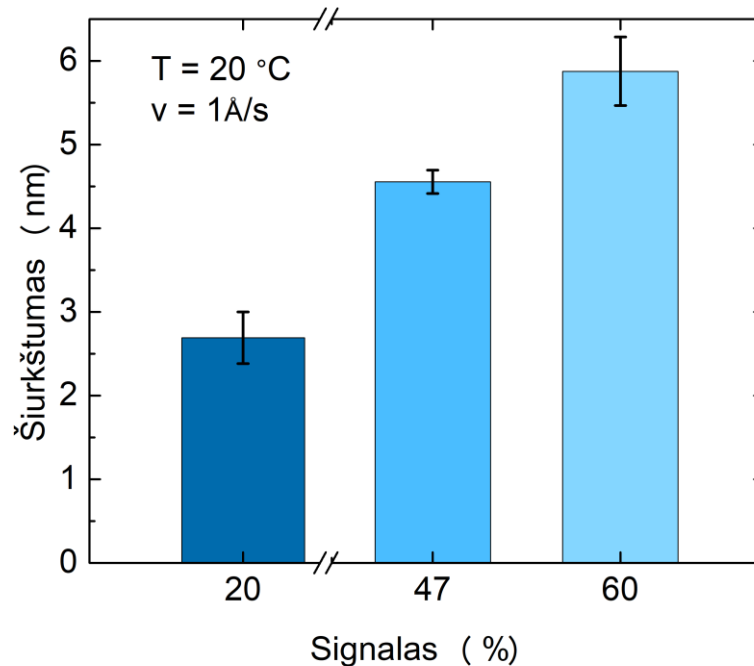
Analizuojant spektrus, varis visuose bandiniuose pasižymėjo pralaidumo maksimumu ties 600 nm. Garinant storesnes dangas, šis maksimumas stumiasi į trumpesnių bangų pusę [29]. Lyginant bandinių nuostolių spektrus, galima pastebėti, kad mažiausias nuostoliais pasižymėjo danga su 6 nm vario sluoksniu. Šis rezultatas aiškinamas tuo, kad plonesnės dangos absorbuoja mažiau spindulių, dėl to nuostoliai mažesni. Šioje dangoje taip pat galima pamatyti, kad atsiranda sugerties smailė ties 700 nm. Iš to galime daryti išvadą, kad ties šiuo bangos ilgiu pasireiškia plazmoniniai efektai metalo salelėse, o 6 nanometrų storio vario sluoksnis formuojasi 3D salelių augimo principu [38].



3.6 pav. Ultra plonų vario sluoksnių optinių savybių priklausomybė nuo sluoksnio storio.

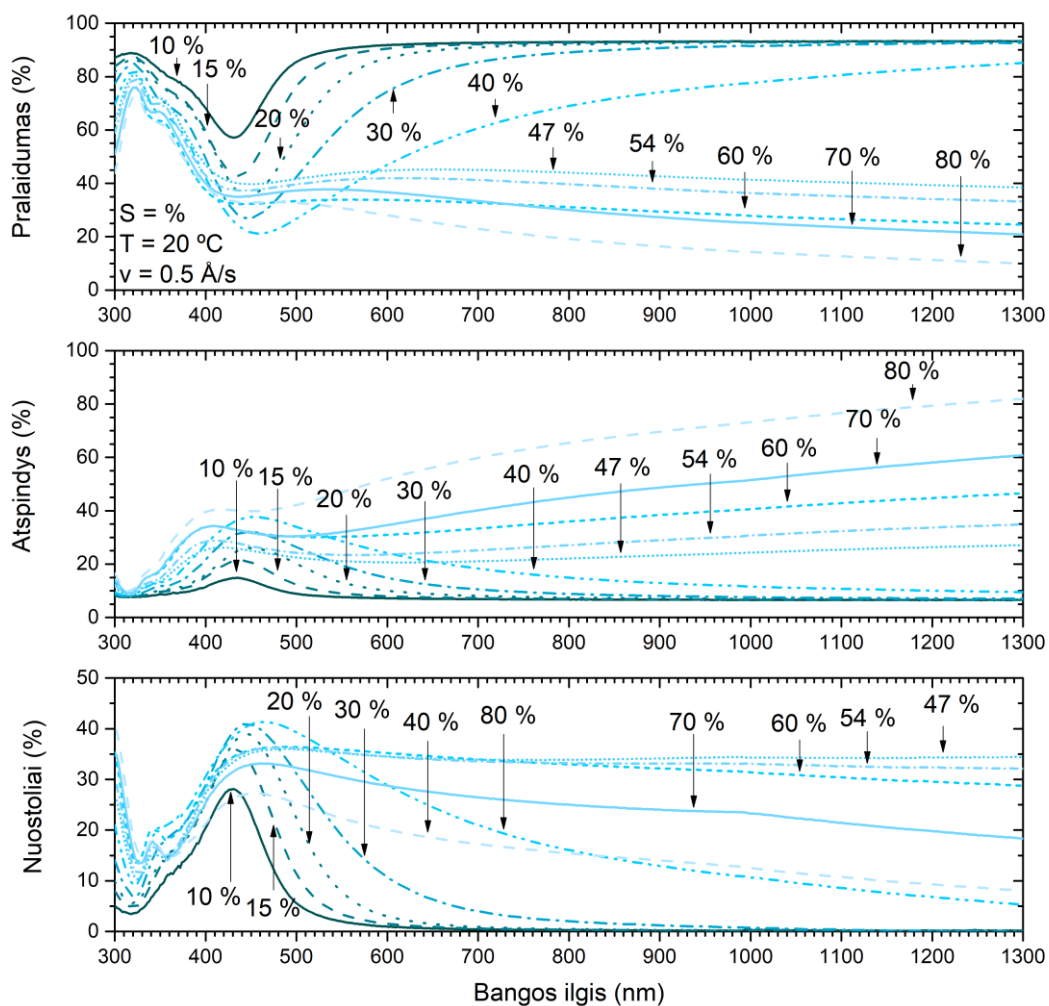
3.2. Ultra plonų sidabro sluoksnių nusodinimo optimizavimas

Eksperimentai nuo sluoksnio formavimosi greičio, sluoksnio storio ir temperatūros buvo taip pat atlikti su sidabru. Išmatuoti atspindžio ir pralaidumo spektrai apibūdina medžiagos optines savybes. Eksperimentai atlikti garinant skirtingus bandinių storius gali nusakyti medžiagos charakteristikas sluoksnio formavimosi metu. Dviejų eksperimentų metu buvo užgarinta 10 bandinių. Eksperimentų su sidabru metu, sluoksnio storio kontrolei buvo naudojama optinio monitoringo sistema. Pagal ją buvo matuojama signalo vertė, atsispindėjusi nuo susiformavusios medžiagos sluoksnio. Kadangi signalo vertė yra tiesiogiai proporcinga užgaravusios medžiagos storiui, šia vertę galima vertinti kaip bandinio storį. Matavimai buvo atlikti ties 620 nm banga.



3.7 pav. Bandinių šiurkštumo vertės priklausomybė nuo išmatuotos atspindžio signalo vertės

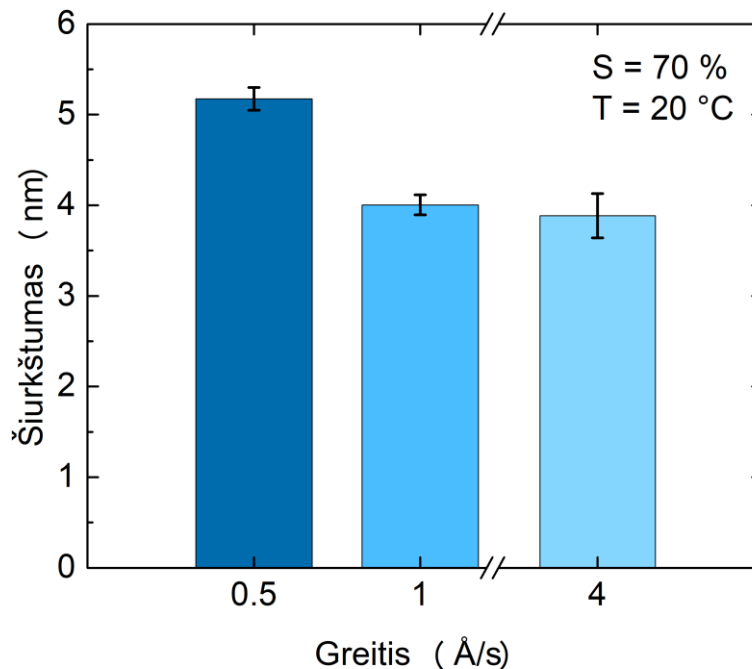
Buvo pasirinkti trys bandiniai ir išmatuotos jų paviršiaus šiurkštumo vertės. Šios vertės pateiktos 3.7 pav. ir parodo, kad didinant bandinio storį, šiurkštumas atitinkamai didėja. Paviršiaus šiurkštumo didėjimas atsiranda dėl sidabro salelių, kurios didėja tačiau nesusijungia tarpusavyje ir nesudaro ištisinio sluoksnio, proceso metu nusodinant vis didesnį medžiagos kiekį ant pagrindo. Tai patvirtina ir spektriniai matavimai. Išmatuotos bandinių pralaidumo ir atspindžio vertės, bei apskaičiuoti nuostoliai dangose pateikti 3.8 pav.



3.8 pav. Ultra plonų sidabro sluoksnių optinių savybių priklausomybė nuo sluoksnio storio.

Didinant dangos storį, didėja ir atstumas, kurį šviesa įveikia medžiagoje, atitinkamai mažėja ir praėjusios šviesos intensyvumas, kuris išplaučia iš Bero sugerties dėsnio (žr. 1-6). Dėl šios sugerties atitinkamai mažėja ir spindulių pralaidumas, o atspindys nuo paviršiaus didėja. Iš pralaidumo ir atspindžio verčių rastas nuostolių dangoje grafikas taip pat pateiktas. Jame pavaizduotas nuostolių kitimas bandiniams su skirtingais sluoksnio storiais. Pradiniu laiko momentu, kai sluoksnis dar tik ima formuotis, pasireiškia sluoksnio formavimasis salelėmis. Šviesai sąveikaujant su salele, atsiradęs plazmoninis rezonansas sukelia nuostolius bandinyje, kurie matomi nuostolių grafike. Visuose bandiniuose atsiradęs nuostolių maksimumas ties 400 – 450 nm bangos ilgiu rodo apie prasidėjusį Volmer – Weber sluoksnio augimą salelėmis. Salelių augimas pasireiškė visuose bandiniuose nepriklausomai nuo sluoksnio storio. Galima išskirti formavimosi etapus: bandinių nuo 10 % iki 30

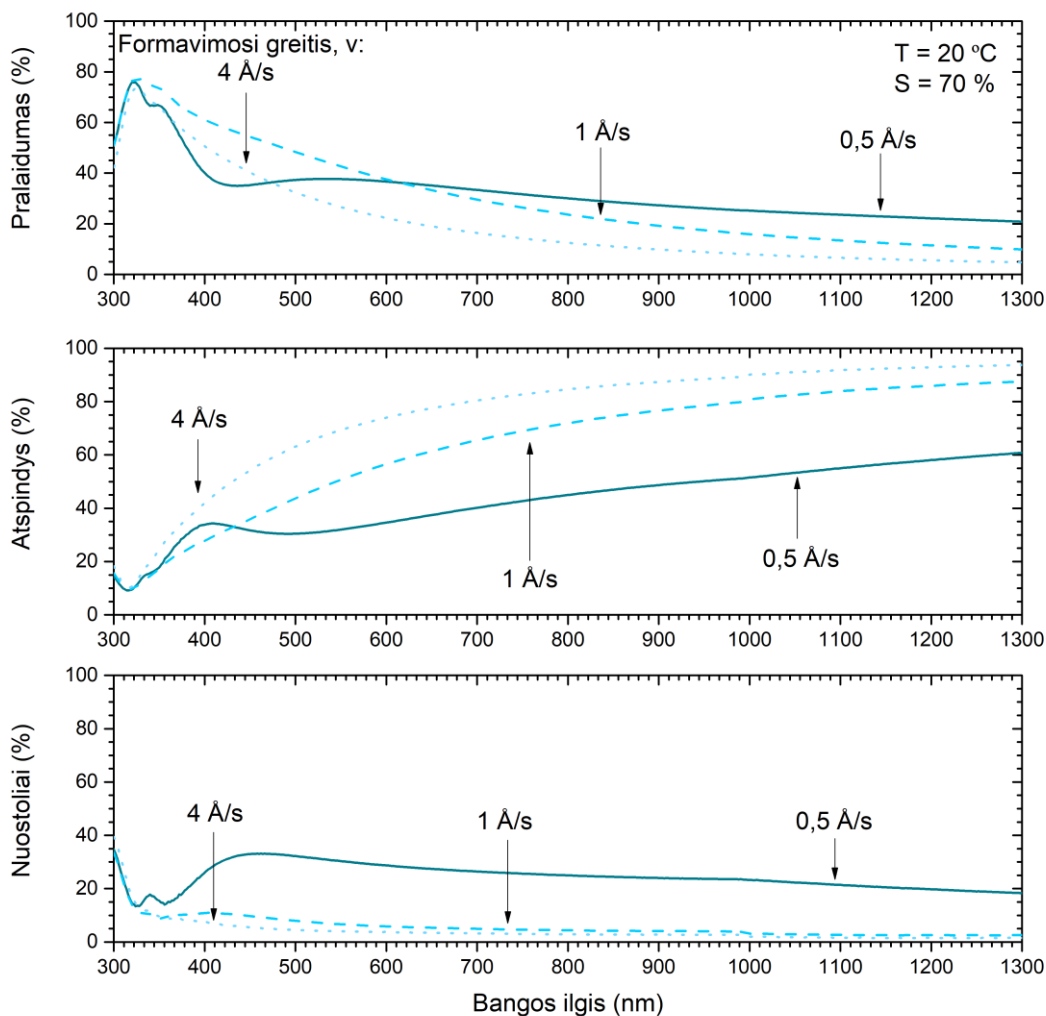
% ir bandinių nuo 40 % iki 80 %. Pirmuoju atveju dangai augant formuojasi sferinės salelės su tam tikru dydžių pasiskirstymu pagal Gauso statistiką. Tokios dalelės demonstruoja simetrinę sugerties kreivę aplink centrinę sugerties bangą, kuri slenkasi ilgųjų bangų link, o sugerties kreivės intensyvumas didėjant, didėjant salelių matmenims. Antrasis atvejas pasireiškia salelėmis toliau didėjant ir keičiant formą. Bandinių iki 30 % salelių pasiskirstymas yra ganėtinai siauras, o jų forma simetriška, dėl to sugerties kreivė taip pat yra simetriška. Garinant dangą iki 80 % salelės didėja ir keičia savo formą, pasidaro nesimetriškos ir smarkiau sąveikauja su padėklu. Iš sugerties matyti, kad nuo 40 % atsiranda didžiulė sugertis ilgabangių spindulių ruože ($> 20\%$ ties 800 nm). Ši sugertis atsiranda dėl rezonansinių sąlygų salelėje, sukeliančių nebe dipolinę poliarizaciją, o multipolinę [13]. Didžiausia sugertis yra bandinyje su signalo verte $S = 47\%$. Dėl lėto formavimosi proceso ($0,5 \text{ \AA/s}$) salelių jungimasis į ištisinį sluoksnį yra lėtas, o salelės stebimos ir bandinyje suformuotam prie $S = 80\%$ signalo vertės. Iš šios priežasties plazmoniai efektai stebimi ir bandinyje $S = 80\%$. Nuo $S = 47\%$ iki $S = 80\%$ mažėjanti sugertis bandiniuose byloja apie sluoksnio optinių savybių perėjimą nuo bandinio su salelėmis iki bandinio su ištisiniu sluoksniu, t.y. šiame storių ruože vyksta dangos perkoliacija.



3.9 pav. Sidabro bandinių šiurkštumo verčių priklausomybė nuo dangų formavimo greičio.

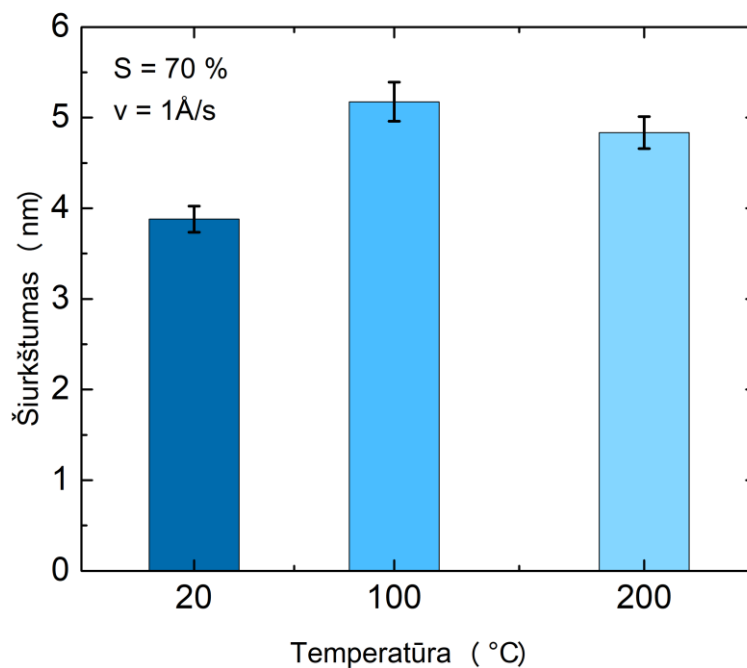
Sekantys eksperimentai buvo atlikti siekiant išsiaiškinti sluoksnio formavimosi greičio įtaką susidariusio sluoksnio struktūrai. Eksperimento metu buvo užgarinti trys bandiniai su greičiais: 4 \AA/s , 1 \AA/s ir $0,5 \text{ \AA/s}$. Pasirinktas signalo lygis buvo 70 %. Matavimai atominių jėgų mikroskopu parodė,

kad bandinių suformuotų $\geq 1 \text{ \AA/s}$, paviršiaus šiurkštumas yra mažesnis lyginant su bandiniu suformuotu $0,5 \text{ \AA/s}$ (3.9 pav.). Galima pastebėti, kad bandinio užgarinto su $0,5 \text{ \AA/s}$ greičiu tiek pralaidumo tiek atspindžio spektrai nepasižymi tokiomis pat tendencijomis lyginant su greičiau užgarintais bandiniais. Nuostolių grafikas (3.10 pav.) parodo, kad bandinys užgarintas su $0,5 \text{ \AA/s}$ greičiu pasižymi nuostolių vertėmis tarp 15 % ir 35 %. Šiame bandinyje yra pasireiškia plazmoninis rezonansas ties 450 nm ir parodo, kad bandiniai suformuoti su mažomis greičių vertėmis yra labiau linkę formotis salelėmis – Volter – Weber formavimosi mechanizmas. Platus rezonansinis spektras parodo, kad ant dangos susiformavęs didelis skaičius atskirų salelių. Didinant greitį nuostoliai mažėja iki 5 %, kas parodo, jog susidaręs sluoksnis yra artimas ištisinio sluoksnio savybėms, o perkoliacijos slenkstis yra greičiau peržengiamas.

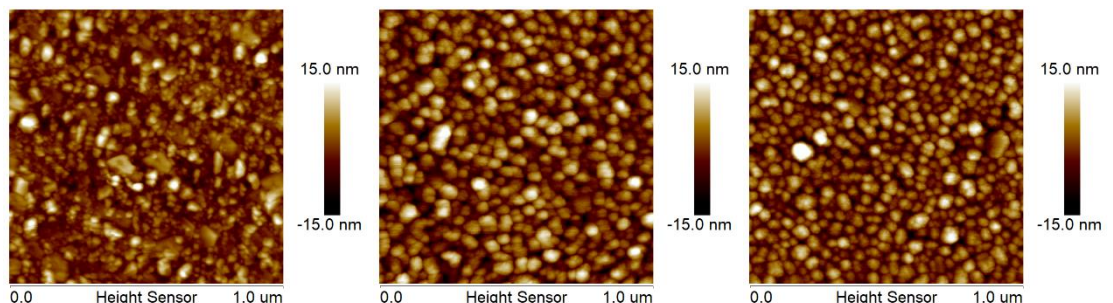


3.10 pav. Ultra plonų sidabro sluoksnių optinių savybių priklausomybė nuo sluoksnio formavimo greičio.

Ekspimento metu taip pat buvo patikrinta ir bandinių temperatūros įtaka sluoksnio formavimuisi. 3.11 pav. matyti, kad bandinių suformuotų esant 100 °C ar 200 °C temperatūroms šiurkštumo vertė 5,15 nm yra didesnės negu bandinio suformuoto kambario temperatūroje, kurio šiurkštumo vertė 3,91 nm. Priklausomybės nuo garinimo greičio metu pastebėta, kad bandiniai formuojantys neištisinius sluoksnius taip pat pasižymi šiurkštumo vertėmis ~ 5 nm, ištiniai sluoksniai pasižymi ~ 4 nm vertėmis. Iš to galima daryti prielaidą, kad bandiniai suformuoti kambario temperatūroje ir garavimo greičiui 1 Å/s yra ištiniai.



3.11 pav. Sidabro bandinių šiurkštumo verčių priklausomybė nuo padėklo temperatūros.

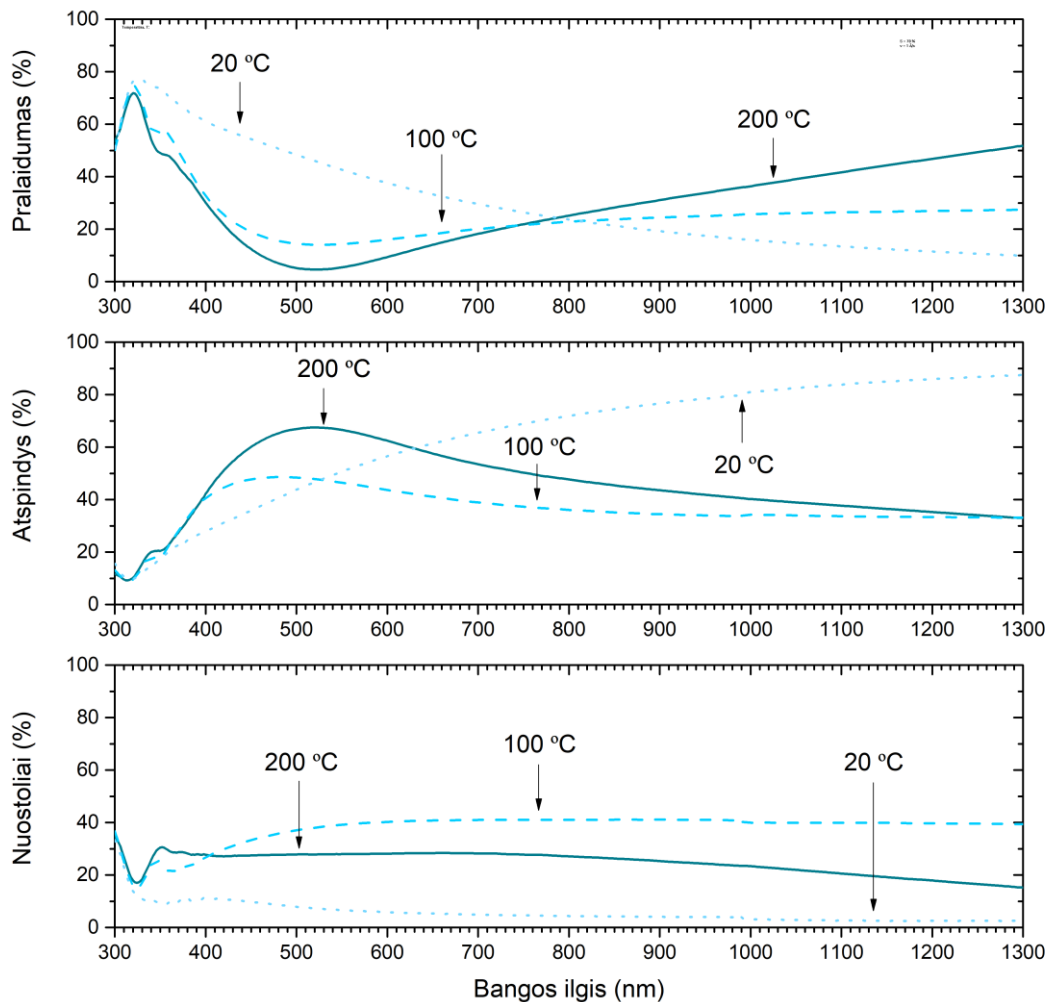


3.12 pav. Sidabro bandinių suformuotų esant skirtingoms padėklo temperatūroms, paviršiaus morfologija. Kairė – 20 °C, Vidurys – 100 °C, Dešinė – 200 °C.

Atominių jėgų mikroskopu išanalizavus paviršiaus morfologiją, galima pastebėti, kad kambario temperatūroje suformuotas sluoksnis nepasižymėjo akivaizdžiu salelių susidarymu ant paviršiaus (įvykusi perkoliacija), kai tuo tarpu didesnėje temperatūroje suformuoti bandiniai vaizduoja aiškius

salelių kontūrus. Didinant temperatūrą nuo 100 °C iki 200 °C salelės įgauna labiau sferinį pavidalą ir yra simetriškesnės, lyginant su salelėmis suformuotomis esant 100 °C temperatūrai.

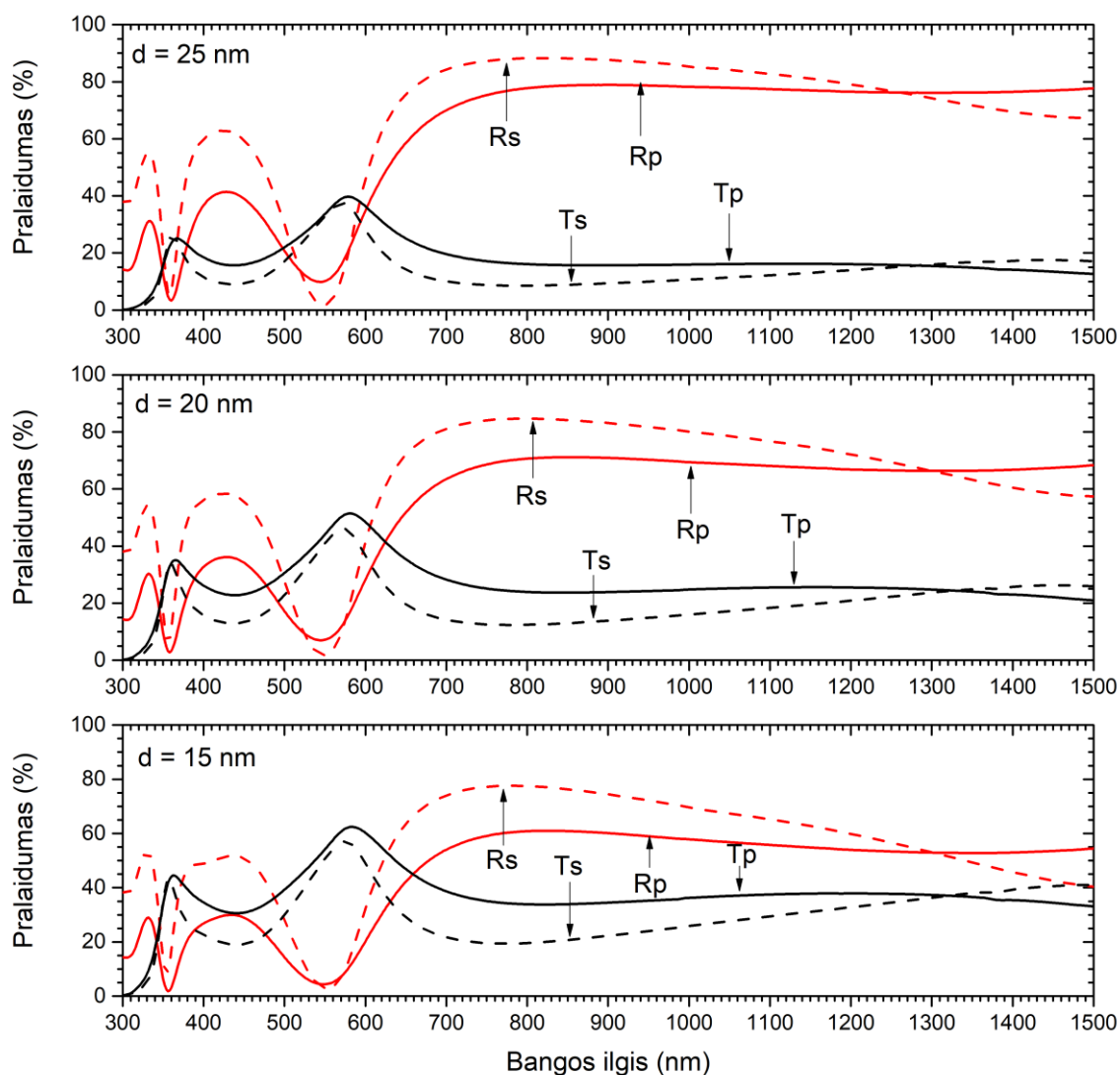
Nuostolių grafikas (3.13 pav.) parodo, kad mažiausi nuostoliai yra bandinyje suformuotame kambario temperatūroje, kai tuo tarpu bandiniai suformuoti aukštesnėse temperatūrose pasižymėjo sugerties kreivėmis, atitinkančiomis plazmoninio rezonanso kreives. Šie rezultatai sutampa su atominių jėgų mikroskopu padarytomis nuotraukos, kuriose matosi, kad ištisinis sluoksnis (20 °C) nepasižymi plazmoniniais nuostoliais, o 100 °C aplinkoje suformuotas sluoksnis pasižymi didesniais nuostoliais negu 200 °C aplinkoje kadangi, susidariusios salelės yra didesnės ir labiau asimetriškos.



3.13 pav. Ultra plonų vario sluoksnių optinių savybių priklausomybės nuo sluoksnio formavimo temperatūros.

3.3. Ultra plonų metalo sluoksnių panaudojimas nepoliarizuojančių dangų gamyboje

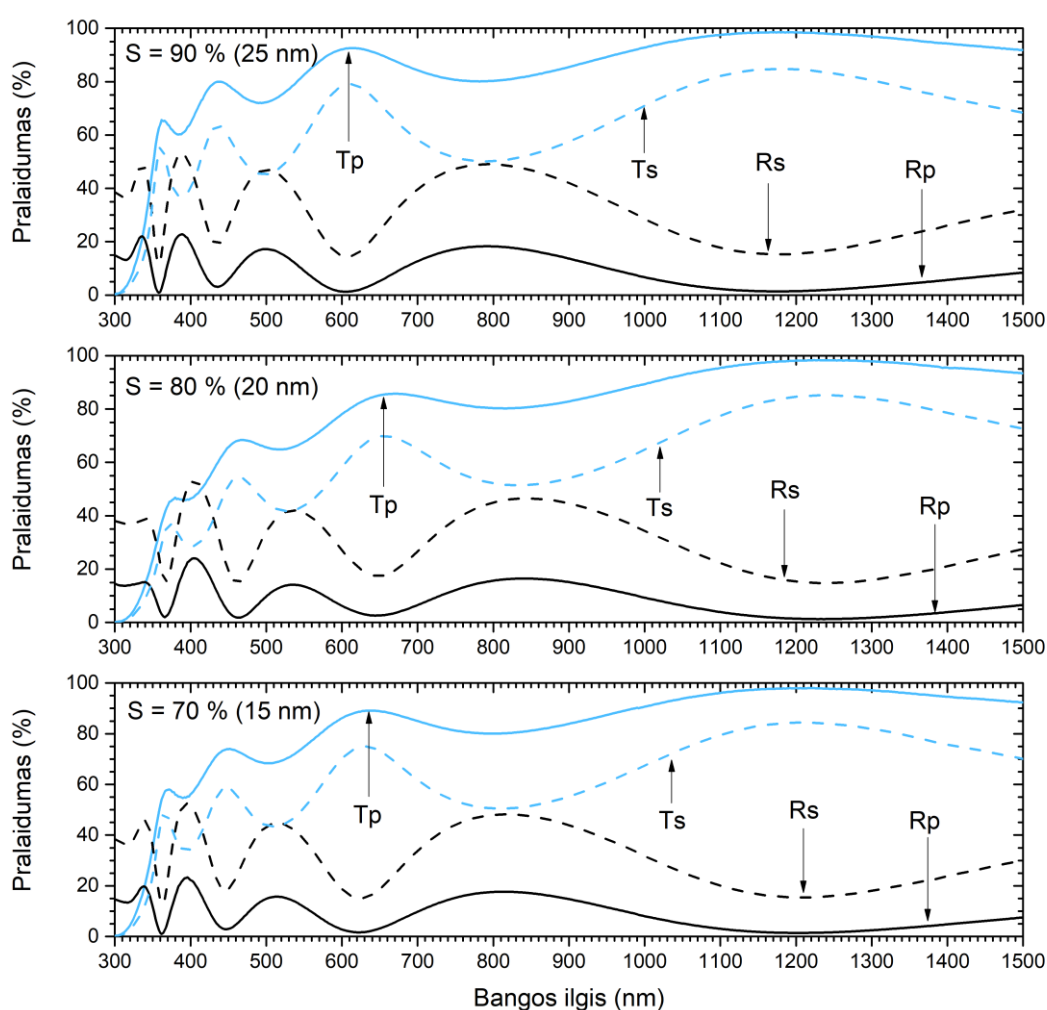
Remiantis duomenimis gautais ištyrus ultra plonų metalų sluoksnius buvo atlikta serija eksperimentų siekiant pagaminti nepoliarizuojantį pluošto daliklį (3.14 pav.). Pasinaudojus OptiLayer programiniu paketu, buvo sumodeliuotos ir terminio garinimo būdu suformuotos dangos.



3.14 pav. Nepoliarizuojančių pluošto daliklių, suformuotų su ultra plona vario danga, spektrinės charakteristikos ir jų priklausomybė nuo vario sluoksnio storio.

Nepoliarizuojanti danga sudaryta iš 3 sluoksnių struktūros, kurios vidurinis sluoksnis buvo pagamintas naudojant vario arba sidabro ultra ploną sluoksnį. Likę du sluoksniai (išoriniai) buvo sudaryti iš Nb_2O_5 . Pritaikius iš anksto apskaičiuotą teorinį modelį buvo suformuotos šešios nepoliarizuojančios dangos, iš kurių trys buvo su vario sluoksniu ir trys su sidabro. Tiek vario, tiek

sidabro atveju nepoliarizuojančių dangų metalo sluoksniai buvo pasirinkti 15 nm, 20 nm ir 25 nm. Žemiau pavaizduotos išmatuotos nepoliarizuojančių dangų spektrinės charakteristikos matuojant 45° kampų s ir p poliarizacijos. Kaip matyti iš grafiko, vario dangos atveju, sudaryta danga pasižymi nepoliarizuojančiu spindulių efektu ties 1300 nm bangos ilgiu, tačiau atitinka iš šios tikslą ties 1064 nm banga. Ties šiuo bangos ilgiu skirtumas tarp poliarizacijų praėjusių ir atsispindėjusių spindulių atveju yra $\leq 5\%$. Toks pluošto daliklis, kai skirtumas tarp poliarizacijų yra $\leq 5\%$, atitinka dažnai literatūroje sutinkamus nepoliarizuojančių pluošto daliklių apibrėžimus [40].



3.15 pav. Nepoliarizuojančių pluošto daliklių, suformuotų su ultra plona sidabro danga, spektrinės charakteristikos ir jų priklausomybė nuo sidabro sluoksnio storio.

Pluošto dalinimo santykis šiuo atveju yra 15 % praėjusios ir 80 % atsispindėtos šviesos. Keičiant vario sluoksnio storį dangoje keičiasi ir spindulių dalinimo santykis. Tačiau šiuo atveju didėja ir skirtumas tarp poliarizacijų, kurios jau nebeatitinka šiandieninių reikalavimų nepoliarizuojančiai

dangai ties 1064 nm bangos ilgiu. Ties 1300 nm skirtumas tarp poliarizacijų vis dar išlieka nepatikęs. Toks pluošto daliklis ties 1300 nm puikiai tiktų Nd:YAG lazeriams (apart 1064nm taip pat spinduliuoja ir 1300nm) ir InGaAs pagrindu veikiančioms 1270-1330 nm lazeriniams diodams (DPSS).

Ultra plonų sidabro sluoksnių atveju suformuoti nepoliarizuojantys pluošto dalikliai pavaizduoti 3.15 paveiksle. Suformuotos trys dangos su skirtingais sidabro sluoksnio storiais viduryje atitinkamai 15 nm, 20 nm ir 25 nm. Grafikuose atvaizduoti atspindžio ir pralaidumo spektrai p ir s poliarizacijoms parodo, kad visame bangų ruože nuo 300 iki 1500 nm poliarizacijų išsiskyrimas yra $> 5 \%$, o tokia danga negali būti naudojama kaip nepoliarizuojanti. Dangos suformuotos naudojant storesnius sidabro sluoksnius, t.y. 20 ir 25 nm, parodo, kad spektrai iš esmės nesiskiria nuo dangos su 15 nm sidabro sluoksniu. Paskaičiuotos nuostolių reikšmės parodo, kad $A_p, A_s < 1 \%$ infraraudonųjų spindulių diapazone. Turint omenyje, kad ultra plono sidabro sluoksnio nuostolių reikšmė IR srityje $> 5 \%$, galima daryti išvadą, kad proceso metu įvyko lokalūs pokyčiai sidabro sluoksnyje, ko pasekoje grynas sidabras buvo pašalintas iš daugiasluoksnės struktūros.

4. Išvados

Atlikus eksperimentinius darbus, buvo nustatyta, kad:

- Tiek vario, tiek sidabro atveju, sluoksnių formavimui naudojant santykinai žemas nusodinimo vertes (variui – 1 Å/s, o sidabru – 0,5 Å/s), dėl nespėjusios įvykti susiformavusių salelių perkoliacijos, bandiniai pasižymės aukštesnėmis paviršiaus šiurkštumo vertėmis lyginant su nusodinimu dideliais greičiais.
- Priklausomybė nuo užgaravusio metalo storio skirtingiems metalams rodo, kad besiformuodamas sluoksnis pasižymi salelių augimu ir pasireiškia lokalizuotų plazmonų rezonansas. Dangai storėjant ir salelėms jungiantis tarpusavyje, plazmoninio rezonanso įtaka mažėja.
- Priklausomai nuo paviršiaus temperatūros, sluoksnio formavimasis gali skirtis. Ištininiai sluoksniai greičiau susiformuoja esant žemesnėms temperatūroms sidabro atveju. Variui galima išskirti tam tikrą temperatūrų ruožą, kuriam esant ištisinis sluoksnis formuojasi greičiau.
- Formuojant ištisinius ultra plonus vario sluoksnius optimalūs parametrai yra 5 Å/s ir $T = 50$ °C, o sidabru – 1 Å/s ir $T = 20$ °C
- Keičiant vario storį nepoliarizuojančios dangos dizaine, keičiasi ir skirtumas tarp šviesos poliarizacijų pralaidume ir atspindį, taip pat ir spindulių skaidymo santykis. Sidabro atveju dėl silpnos adhesijos susiformavęs sluoksnis yra nuėsdinamas formuojant sekantį sluoksnį dėl atskriejančių medžiagos dalelių, ko pasekoje nepoliarizuojantis pluošto daliklis nesusidaro nepriklausomai nuo ultra plonų sidabro sluoksnio storio.

5. Literatūra

- [1] O. Stenzel, *The physics of thin film optical spectra: an introduction*. Berlin: Springer, 2005.
- [2] M. Lončarić, H. Zorc, and J. Sancho-Parramon, “Optical and Structural Properties of Noble Metal Island Films,” in *Nano-Optics for Enhancing Light-Matter Interactions on a Molecular Scale*, B. Di Bartolo and J. Collins, Eds. Dordrecht: Springer Netherlands, 2013, pp. 385–386.
- [3] L. V. Rodríguez-de Marcos, J. I. Larruquert, J. A. Méndez, and J. A. Aznárez, “Self-consistent optical constants of SiO₂ and Ta₂O₅ films,” *Opt. Mater. Express*, vol. 6, no. 11, p. 3622, Nov. 2016.
- [4] P. B. Johnson and R. W. Christy, “Optical Constants of the Noble Metals,” *Phys. Rev. B*, vol. 6, no. 12, pp. 4370–4379, Dec. 1972.
- [5] M. A. Ordal *et al.*, “Optical properties of the metals Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, and W in the infrared and far infrared,” *Appl. Opt.*, vol. 22, no. 7, p. 1099, Apr. 1983.
- [6] J. H. Shi and Z. P. Wang, “Designs of infrared nonpolarizing beam splitters with a Ag layer in a glass cube,” *Appl. Opt.*, vol. 47, no. 14, pp. 2619–2622, May 2008.
- [7] J. H. Shi, C. Y. Guan, and Z. P. Wang, “Design and analysis of metal-dielectric nonpolarizing beam splitters in a glass cube,” *Appl. Opt.*, vol. 48, no. 18, p. 3385, Jun. 2009.
- [8] B. von Blanckenhagen, “Practical layer designs for polarizing beam-splitter cubes,” *Appl. Opt.*, vol. 45, no. 7, p. 1539, Mar. 2006.
- [10] J. Ciosek, J. A. Dobrowolski, G. A. Clarke, and G. Laframboise, “Design and manufacture of all-dielectric nonpolarizing beam splitters,” *Appl. Opt.*, vol. 38, no. 7, p. 1244, Mar. 1999.
- [11] J. H. Shi, C. Y. Guan, and Z. P. Wang, “Design and analysis of metal-dielectric nonpolarizing beam splitters in a glass cube,” *Appl. Opt.*, vol. 48, no. 18, p. 3385, Jun. 2009.
- [12] S. A. Maier, *Plasmonics: fundamentals and applications*. New York: Springer, 2007.
- [13] E. Petryayeva and U. J. Krull, “Localized surface plasmon resonance: Nanostructures, bioassays and biosensing—A review,” *Anal. Chim. Acta*, vol. 706, no. 1, pp. 8–24, Nov. 2011.
- [14] X. Fan, W. Zheng, and D. J. Singh, “Light scattering and surface plasmons on small spherical particles,” *Light Sci. Appl.*, vol. 3, no. 6, pp. e179–e179, Jun. 2014.
- [15] K. B. Mogensen and K. Kneipp, “Size-Dependent Shifts of Plasmon Resonance in Silver Nanoparticle Films Using Controlled Dissolution: Monitoring the Onset of Surface Screening Effects,” *J. Phys. Chem. C*, vol. 118, no. 48, pp. 28075–28083, Dec. 2014.
- [16] W. Hergert and T. Wriedt, Eds., *The Mie Theory*, vol. 169. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2012.
- [17] Department of Physics, Chemistry and Biology, Plasma and Coating Physics, Linköping University, Sweden and B. Lü, *Dynamics of the Early Stages in Metal-on-Insulator Thin Film Deposition*. Linköping University Electronic Press, 2014.
- [18] F. L. Forgerini and R. Marchiori, “A brief review of mathematical models of thin film growth and surfaces: A possible route to avoid defects in stents,” *Biomatter*, vol. 4, no. 1, p. e28871, Jan. 2014.
- [19] N. I. Lebovka, S. S. Manna, S. Tarafdar, and N. Teslenko, “Percolation in models of thin film depositions,” *Phys. Rev. E*, vol. 66, no. 6, Dec. 2002.
- [20] A. Fathi, K. Hatami, and B. P. Grady, “Effect of carbon black structure on low-strain conductivity of polypropylene and low-density polyethylene composites,” *Polym. Eng. Sci.*, vol. 52, no. 3, pp. 549–556, Mar. 2012.
- [21] V. A. Semenov, V. O. Oskirko, S. V. Rabotkin, K. V. Oskomov, A. A. Solovyev, and S. A. Stepanov, “Natural Oxidation of Ultra-Thin Copper Films,” *Russ. Phys. J.*, vol. 60, no. 9, pp. 1559–1564, Jan. 2018.
- [22] C. Zhong, Y. M. Jiang, Y. F. Luo, B. Deng, L. Zhang, and J. Li, “Kinetics characterization of the oxidation of Cu thin films at low temperature by using sheet resistance measurement,” *Appl. Phys. A*, vol. 90, no. 2, pp. 263–266, Nov. 2007.

- [23] B. Maack and N. Nilius, "Oxidation of polycrystalline copper films – Pressure and temperature dependence," *Thin Solid Films*, vol. 651, pp. 24–30, Apr. 2018.
- [24] F. Jensen, F. Besenbacher, and I. Stensgaard, "Two new oxygen induced reconstructions on Cu(111)," *Surf. Sci.*, vol. 269–270, pp. 400–404, May 1992.
- [25] J. Kunze, V. Maurice, L. H. Klein, H.-H. Strehblow, and P. Marcus, "In Situ Scanning Tunneling Microscopy Study of the Anodic Oxidation of Cu(111) in 0.1 M NaOH," *J. Phys. Chem. B*, vol. 105, no. 19, pp. 4263–4269, May 2001.
- [26] A. Axelevitch, B. Gorenstein, and G. Golan, "Investigation of Optical Transmission in Thin Metal Films," *Phys. Procedia*, vol. 32, pp. 1–13, 2012.
- [27] N. Formica, D. S. Ghosh, A. Carrilero, T. L. Chen, R. E. Simpson, and V. Pruneri, "Ultrastable and Atomically Smooth Ultrathin Silver Films Grown on a Copper Seed Layer," *ACS Appl. Mater. Interfaces*, vol. 5, no. 8, pp. 3048–3053, Apr. 2013.
- [28] C. Zhang, L. Chen, X. Chen, Y. Yang, D. Zhao, and L. J. Guo, "Ultrathin and smooth Aluminum-doped Silver based Meta-material with Low Loss and Homogeneous Response," 2014, p. JTh2A.117.
- [29] W. Chen, M. D. Thoreson, S. Ishii, A. V. Kildishev, and V. M. Shalaev, "Ultra-thin ultra-smooth and low-loss silver films on a germanium wetting layer," *Opt. Express*, vol. 18, no. 5, p. 5124, Mar. 2010.
- [30] Logeeswaran VJ *et al.*, "Ultrasoft Silver Thin Films Deposited with a Germanium Nucleation Layer," *Nano Lett.*, vol. 9, no. 1, pp. 178–182, Jan. 2009.
- [31] G. Zhao *et al.*, "Stable ultrathin partially oxidized copper film electrode for highly efficient flexible solar cells," *Nat. Commun.*, vol. 6, p. 8830, Nov. 2015.
- [32] Y. Liu, C.-F. Guo, S. Huang, T. Sun, Y. Wang, and Z. Ren, "A new method for fabricating ultrathin metal films as scratch-resistant flexible transparent electrodes," *J. Mater. Sci.*, vol. 1, no. 1, pp. 52–59, Mar. 2015.
- [33] X. Zhang and Z. Liu, "Superlenses to overcome the diffraction limit," *Nat. Mater.*, vol. 7, no. 6, pp. 435–441, Jun. 2008.
- [34] L. Martinez, D. S. Ghosh, S. Giurgola, P. Vergani, and V. Pruneri, "Ultrathin metal film: An emerging transparent electrode for the optoelectronics industry," 2008, pp. 15–17.
- [35] H. Wu *et al.*, "Electrospun Metal Nanofiber Webs as High-Performance Transparent Electrode," *Nano Lett.*, vol. 10, no. 10, pp. 4242–4248, Oct. 2010.
- [36] J. Lee, P. Lee, H. Lee, D. Lee, S. S. Lee, and S. H. Ko, "Very long Ag nanowire synthesis and its application in a highly transparent, conductive and flexible metal electrode touch panel," *Nanoscale*, vol. 4, no. 20, p. 6408, 2012.
- [37] A. Peer and R. Biswas, "Extraordinary optical transmission in nanopatterned ultrathin metal films without holes," *Nanoscale*, vol. 8, no. 8, pp. 4657–4666, 2016.
- [38] R. S. Sennett and G. D. Scott, "The Structure of Evaporated Metal Films and Their Optical Properties," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 40, no. 4, p. 203, Apr. 1950.
- [39] Z. Rakocevic, R. Petrovic, and S. Strbac, "Surface roughness of ultra-thin silver films sputter deposited on a glass," *J. Microsc.*, vol. 232, no. 3, pp. 595–600, Dec. 2008.
- [40] M. Hövel, B. Gompf, and M. Dressel, "Dielectric properties of ultrathin metal films around the percolation threshold," *Phys. Rev. B*, vol. 81, no. 3, Jan. 2010.