

Vilniaus universiteto  
Fizikos fakulteto  
Fotonikos ir nanotechnologijų institutas

Darius Urbonis

FANO REZONANSO MIKROBANGŲ DAŽNIŲ RUOŽE TEORINIAI IR  
EKSPERIMENTINIAI TYRIMAI

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Fotonikos ir nanotechnologijų  
studijų programa

Studentas

Darius Urbonis

Darbo vadovas

dr. Paulius Ragulis

Konsultantas

habil. dr. Žilvinas Andrius Kancleris

Instituto/Centro direktorius/atstovas

dr. Arūnas Kadys

Vilnius 2023

## Turinys

Įvadas .....	3
1. Literatūros apžvalga.....	4
1.1. Bendrai apie metamedžiagas ir Fano rezonansą .....	4
1.2. Fano rezonansas metamedžiagų kontekste .....	9
2. Metapaviršiaus su juostelių matrica analizė .....	11
2.1. Metapaviršiaus skaičiavimų metodika.....	11
2.2. Metapaviršiaus modeliavimas.....	12
2.3. Apribojimai .....	21
3. Metapaviršiaus su daugiopu Fano rezonansu gamyba ir charakterizavimas .....	23
3.1. Metapaviršiaus gamyba .....	23
3.2. Metapaviršiaus charakterizavimas .....	24
Rezultatai ir išvados .....	27
Literatūros šaltiniai .....	28
Summary .....	33

## Ivadas

Metamedžiaga yra periodinis dirbtinis darinys susidedantis iš vienetinių celių matricos. Pagrindinis tokių medžiagų privalumas yra tas, kad jų sąveikos pobūdį su elektromagnetinėmis bangomis galima koreguoti keičiant vien tik jų vienetinės celės geometriją. Tokiu būdu sukuriamos medžiagos su įvairiomis pralaidumo ir atspindžio charakteristikomis bei bangų formavimo funkcijomis. Išskirtinė metamedžiagų savybė, kuri nulėmė jų dabartinį populiarumą yra ta, kad jos yra vienintelės medžiagos galinčios turėti neigiamą dielektrinę ir magnetinę skvarbas ( $\epsilon$ ,  $\mu$ ). Tai atsitinka dėl metamedžiagose pasireiškiančio Lorencio tipo rezonanso, tačiau yra įmanomas ir Fano tipo rezonansas.

Fano rezonansas metamedžiagose yra stebimas kaip glaudžiai susispaudęs pikas ir įduba pralaidumo arba atspindžio spektre. Šio rezonanso sužadavimo priežastis yra interferencija tarp kanalų per kuriuos gali sklirti elektromagnetinės bangos. Fano rezonansas įprastai pasižymi aukštu Q faktoriumi ir jautrumu rezonanso sužadavimui reikalingoms sąlygoms. Šios savybės yra pageidautinos kuriant jutiklius, spektriškai aštrius filtrus arba optinius jungiklius. Fano rezonansas metamedžiagose įprastai yra sužadinamas sulaužant metastruktūros simetriją. Nors tai yra populiariausias metodas, tačiau šiuo metu trūksta paprasto paaiškinimo kaip šis metodas veikia ir kaip juo galima pasinaudoti. Apie minėtą metodą mokslinėje literatūroje dažniausiai yra aptinkamos tik paviršutinės diskusijos, kuriose trūksta gilesnės įžvalgos, o kartais apskritai yra pateikiama neteisinga interpretacija. Geresnis Fano rezonanso sužadavimo supratimas yra svarbus, nes leistų palengvinti ateities Fano rezonanso tyrimus. Kadangi Fano rezonansas turi nemažai taikymų, tai taip pat leistų išsamiai įvertinti taikymų galimybes. Norint atsakyti į anksčiau iškeltus klausimus buvo suformuluotas darbo tikslas: tirti metamedžiagas kuriose būtų galima realizuoti Fano rezonansą ir keičiant metamedžiagos parametrus valdyti rezonanso dažnį, Q faktorių ir rezonansų kiekį. Šiam tikslui įgyvendinti buvo sugalvoti 2 uždaviniai: 1) išsiaiškinti Fano rezonanso valdymo galimybes, 2) eksperimentiškai pademonstruoti Fano rezonanso valdymą 1 – 18 GHz dažnių ruože.

# 1. Literatūros apžvalga

## 1.1. Bendrai apie metamedžiagas ir Fano rezonansą

Metamedžiaga - tai dirbtinė medžiaga kurios sąveiką su elektromagnetinėmis (EM) bangomis galima modifikuoti keičiant jos periodinę struktūrą. Šio darbo kontekste paminėtas apibrėžimas yra teisingas, tačiau nėra universalus. Taip yra dėl to nes egzistuoja ir kitokio tipo metamedžiagų ir todėl yra sudėtinga vienu sakiniu apibūdinti jas visas. Universalus apibrėžimo nebuvimo priežastį galima laikyti kaip metamedžiagų mokslo srities jaunumą ir greitą plėtimasi. Nors metamedžiagų mokslo pačią pradžią galima laikyti kaip 20 amžių, tačiau visas progresas šioje srityje buvo padarytas per pastaruosius du dešimtmečius. Spartų progresą lėmė tai, kad metamedžiagų mokslo sritis greitai pritraukė mokslininkų dėmesį dėl egzotinės fizikos ir prietaisų, kuriuos yra įmanoma įgyvendinti tik su metamedžiagom. Iki šiol buvo pademonstruoti tokie dalykai kaip: terpė vienu metu turinti neigiamas elektrinę ir magnetinę skvarbas ( $\epsilon$  ir  $\mu$ ) [1], bendrieji atspindžio ir lūžio dėsniai [2], neigiamas lūžio rodiklis [3], atvirkštinės bangos [4], atvirkštinis Doplerio efektas ir Čerenkovo radiacija [5], nematomumo apsiaustas [6] ir superlęšis [7]. Taip pat buvo pademonstruota, kad metamedžiagas galima taikyti kaip alternatyvias medžiagas kuriant įprastus prietaisus, tokius kaip: lęšius [8], poliarizatorius [9], bangų fronto formavimo optika [10], filtrus [11], moduliatorius [12], antenas [13], hologramų generatorius [14] ir t.t. Kalbant apie taikymus, reikia suprasti, kad kai kuriuos prietaisus yra sunku įgyvendinti praktikoje, geras pavyzdys yra nematomumo apsiaustas. Tačiau yra nemažai prietaisų kurie su dabartinėmis gamybos technologijomis yra nesudėtingai įgyvendinami ir jau net atradę savo vietą pramonėje. Per pastarąjį dešimtmetį buvo įkurta nemažai

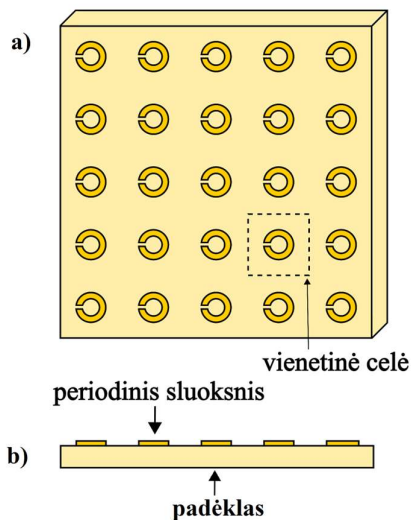
1 lentelė. Įmonės, kurios šiuo metu gamina produktus, paremtus metamedžiagomis.

Įmonė (įkūrimo metai)	Veikla
Meta (2011)	Įvairūs produktai ir sprendimai naudojantys metamedžiagas tokiose srityse kaip 5G komunikacijos, medicina, aviacija, energetika ir automobilių pramonė
Kymeta (2012)	Metamedžiagų antenos palydovinei komunikacijai
Evolv Technology (2013)	Mikro ir milimetrų bangų apsaugos paveikslavimo sistemos naudojančios metamedžiagų angas
Echodyne (2014)	Radarai naudojantys metamedžiagas bangos fronto formavimui
Metaboards (2016)	Bevielio pakrovimo technologija naudojanti metamedžiagas
Metalenz (2016)	Metaoptika projektoriams, poliarizacijos paveikslavimo sistemoms ir kitiems elektronikos prietaisams
Metawave (2017)	Metamedžiagų bangų fronto formavimo radarai automobiliams ir orlaiviams, bei antenos 5G komunikacijoms.
Primetaz (2018)	Metamedžiagos gerinančios signalo-triukšmo santykį magnetinio rezonanso tomografijos aparatuose
Metacept (?)	Dizaino ir inžinerijos sprendimai elektromagnetinėms sistemoms naudojančioms metamedžiagas

įmonių kurių siūlomi produktai yra paremti metamedžiagom (1 lentelė). Tokios įmonės kaip Kymeta, Evolv Technology ir Echodyne prasidėjo Duke universiteto laboratorijoje, o Metacept įmonės direktorius yra gerai žinomas metamedžiagų mokslininkas David R. Smith. Tuo tarpu Metalenz įmonės bendraįkurėjas yra garsus mokslininkas Federico Capasso. Taigi metamedžiagos nėra tik kažkas tokio kas yra tyrinėjama laboratorijose, bet jos jau yra atradusios nemažai taikymų ir už laboratorijos ribų.

Šiame darbe bus nagrinėjama elektromagnetinė metamedžiaga, tačiau egzistuoja ir kitokio tipo metamedžiagos (mechaninės, terminės ir akustinės). Paprasčiausios elektromagnetinės metamedžiagos įprastai yra gaminamos iš kompozitinės medžiagos, kurią sudaro dielektrinis padėklas su periodiškai struktūrizuotu metalo sluoksniu ant viršaus (1 pav.). Tokio tipo metamedžiaga dar kitaip yra vadinama 2D metamedžiaga arba metapaviršiumi. Metamedžiagų savybes ir jų bendrą veikimo principą galima suprasti remiantis efektinės terpės teorija [15]. Kai metamedžiagos struktūros periodiškumas, palyginus su krentančios EM bangos ilgiu, yra mažas, tai tokią medžiagą galima laikyti kaip homogeninę su efektinėmis elektromagnetinėmis savybėmis ( $\epsilon$ ,  $\mu$ ). Kitaip tariant, dielektriko ir metalo savybės susimaišo ir krentanti EM banga mato vietoj struktūrizuotos – vientisą medžiagą su lygiavertėmis savybėmis. Tačiau reikia dar įskaityti ir tai, kad struktūros metalinės celės tam tikruose dažniuose gali rezonuoti, o tai yra aštrių spektrinių savybių priežastis.

Fano rezonansas – tai interferencinis reiškinys vykstantis tarp kanalų, per kuriuos gali sklirti elektromagnetinė energija. Kaip pavyzdį galima pateikti bangų difrakcijos reiškinį, kur kiekvieną difrakcijos eilę galima laikyti kaip kanalą. Tokie kanalai turi savo spektrinius bruožus ir



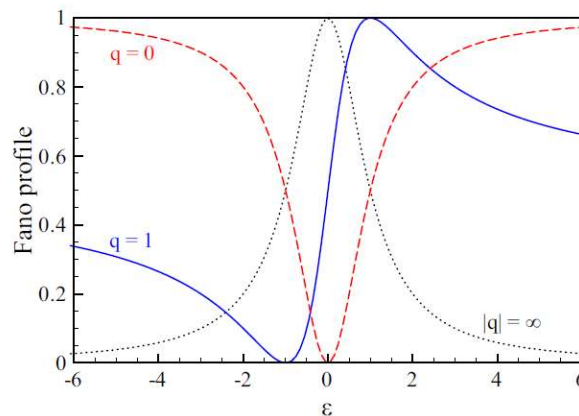
1 pav. Metapaviršiaus pavyzdys kurio periodinę struktūrą sudaro vienetinių celių matrica.  
a) vaizdas iš priekio, b) vaizdas iš šono.

skaidrumo spektre gali pasireikšti kaip rezonansai (įdubos ar pikai). Dėl to mokslinėje literatūroje taip pat yra dažnai rašoma, kad Fano rezonansas yra interferencija tarp dviejų rezonansų, iš kurių vienas turi būti platus (mažo  $Q$  faktoriaus), o kitas siauras (didelio  $Q$  faktoriaus). Idealiu atveju platus rezonansas prilygsta lygmenų kontinuumui, o siauras rezonansas – diskrečiam lygmeniui. Fano rezonansas yra pavadintas italų kilmės fiziko vardu U. Fano kuris pirmas paaikškino šio reiškinio fizikinę prigimtį. U. Fano savo darbe parašytame 1961 metais analitiškai išnagrinėjo asimetrinę rezonanso formą ir pateikė formulę [16]:

$$\sigma = \frac{(\epsilon + q)^2}{\epsilon^2 + 1}, \quad (1)$$

kur  $q$  – asimetrijos parametras,  $\epsilon$  – redukuota energija lygi  $2(E - E_F)/\Gamma$ ,  $E_F$  – rezonanso energija,  $\Gamma$  – rezonanso plotis. Asimetrijos parametras  $q$  turi daugiau nei vieną pavadinimą (Fano parametras, formos parametras ir t.t.), tačiau mokslinėje literatūroje yra dažnai apibūdinamas kaip parametras kuris nusako asimetrijos laipsnį tarp kontinuumo ir diskretaus lygmens atitinkančių rezonansų. Asimetrijos parametras  $q$  turi keletą ribinių atvejų kuriuos reiktų aptarti (2 pav.):

- 1) Kai  $q = 1$ , tai sužadavimo stipris į diskretų ir kontinuumo lygmenis yra lygiavertis.
- 2) Kai  $q = 0$ , tai sužadavimo stipris į diskretų lygmenį, palyginus su kontinuumu, yra silpnas.
- 3) Kai  $q = \pm\infty$ , tai sužadavimo stipris į kontinuumą, palyginus su diskrečiu lygmeniu, yra silpnas.



2 pav. Normuoti Fano profiliai įvairioms asimetrijos parametro  $q$  vertėms. Adaptuota pagal [17].

Pirmu atveju rezonanso kreivės forma turi tiek piką, tiek minimumą ir dėl to yra asimetrinė. Tai ir yra tas tipinis „Fano rezonansas“. Antru atveju kreivė turi tik įdubą be piko. Trečiu atveju atvirkščiai kreivė turi tik piką be minimumo. Tiek antru, tiek trečiu atvejais rezonansų linijos formos yra simetriškos ir yra Lorencio tipo. Lorencio rezonansas yra tas įprastą formą turintis rezonansas kurį turbūt visi įsivaizduoja kalbant apie rezonansinius reiškinius, tačiau remiantis (1) galima teigti, jog tai yra tiesiog Fano tipo rezonansas su sąlyga, kai  $q$  yra 0 arba  $\pm\infty$ . Tuo tarpu Fano rezonansas pasižymi asimetriška linijos forma. Tokia forma spektre susidaro dėl šalia vienas kito esančių piko ir įdubos. Iš pateikto paaikškinimo galima padaryti išvadą, kad Fano formulė yra universali ir gali

apibūdinti visų tipų rezonansinius reiškinius. Reiktų paminėti, kad pats U. Fano niekad nepavadino šio reiškinio rezonansu ir tiksliau būtų sakyti „Fano interferencija“, o ne „Fano rezonansas“ [18]. Nepaisant to, šiuolaikinėje mokslinėje literatūroje šis reiškinys įprastai yra vadinamas rezonansu.

Dabar bus aptarta Fano rezonanso fizikinė prasmė, kurią pirmas pateikė U. Fano nagrinėdamas helio atomų neelastinės elektronų sklaidos spektrą. Šiame spektre buvo matomas asimetrinis rezonansas, kurio priežastis buvo dviejų skirtingų elektrono sužadavimo kelių interferencija. Pirmas kelias yra kai bombarduojantis elektronas jonizuoja atomą išmušdamas elektroną pririštą prie atomo į atvirą erdvę. Dar kitaip, galima sakyti, kad elektronas yra sužadinamas į kontinuumą, t. y., diskrečių lygmenų aibę su be galo mažu energijos tarpu tarp lygmenų. Antras kelias yra kai bombarduojantis elektronas sužadina atomą į kvazidiskretų lygį. Helio atomo atveju, kuris įprastai turi du elektronus, abu elektronai yra sužadinami į 2s2p būseną. Dvigubai sužadintų elektronų vienas likimo kelias yra autojonizacija. Tai yra procesas kurio metu vienas iš elektronų relaksuoja spinduliniu būdu, o išspinduliuota fotono energija yra sugerama kito sužadinto elektrono, kuris tada yra išmušamas iš atomo. Visa interferencijos priežastis yra ta, kad kvazidiskretaus lygmens energija sutampa su viena iš kontinuumo energijų. Taigi klausimas yra kurį kelią elektronui pasirinkti, jei atomas yra žadinamas su energijos paketu, atitinkančiu kvazidiskretaus lygmens energiją? Remiantis kvantine mechanika galima teigti, jog elektrono pasirinkimas bus tikimybinis dėl dviejų galimų kelių superpozicijos ir jų interferencijos. Tam, kad įskaičiuoti šią tikimybę, U. Fano į formulę (1) įvedė prieš tai aptartą asimetrijos parametą  $q$ , kuris yra santykis tarp sužadavimo tikimybių atitinkančių diskretų ir kontinuumo lygmenis. Iš čia matosi, kad kai  $q = 1$ , tai abiejų kelių sužadavimo tikimybės yra vienodos ir rezonanso forma yra tobulai asimetrinė (žr. 2 pav.).

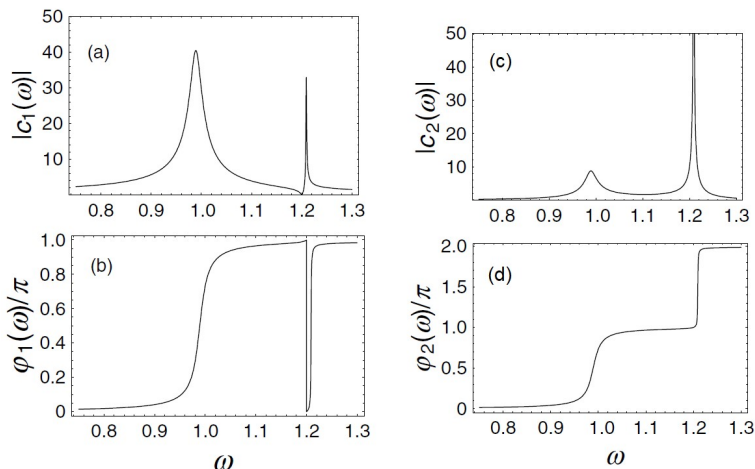
Nors Fano rezonanso fizikinė priežastis buvo pateikta būtent helio atomų sistemos atveju ir kvantinės mechanikos kontekste, patį paaiškinimą galima pritaikyti daugybei kitų sistemų ir fizikos sričių. Kaip pavyzdį galima būtų pateikti klasikinės mechanikos analogą: dvi švytuoklės surištas spyruokle iš kurių viena yra veikiamą periodine jėga. Tokią sistemą galima aprašyti diferencialinių lygčių pora [19]:

$$\begin{aligned} \ddot{x}_1 + \gamma_1 \dot{x}_1 + \omega_1^2 x_1 + v_{12} x_2 &= a_1 e^{i\omega t}, \\ \ddot{x}_2 + \gamma_2 \dot{x}_2 + \omega_2^2 x_2 + v_{12} x_1 &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

kur  $x_n$  yra švytuoklės atsilenkimas nuo pusiausvyros padėties,  $\gamma_n$  – trinties koeficientas,  $\omega_n$  – atitinkamos švytuoklės rezonansinis dažnis,  $\omega$  – varančiosios jėgos dažnis,  $v_{12}$  – ryšio tarp švytuoklių stipris,  $t$  – laikas. Norint tokioje mechaninėje sistemoje stebėti Fano rezonansą reikia, kad ji patenkintų keletą sąlygų:

- Vieną iš švytuoklių turi varyti periodinė jėga.
- Varomosios švytuoklės trinties koeficiento vertė turi būti nedidelė, o kitos švytuoklės trinties koeficientas turi būti lygus nuliui.

- Spyruoklės konstanta turi būti maža, t. y., ryšis tarp abiejų švytuoklių turi būti silpnas.



3 pav. Pirmos ((a), (b)) ir antros ((c), (d)) švytuoklių atsilenkimo amplitudžių ir fazių priklausomybės nuo išorinės varančiosios jėgos dažnio. Adaptuota pagal [19].

Jei šios sąlygos yra patenkintos, išsprendus diferencialines lygtis galima nustatyti švytuoklių atsilenkimo amplitudžių bei fazių priklausomybes nuo varančiosios periodinės jėgos dažnio. Iš 3a pav. matosi, kad pirmą švytuoklę, kurią veikia periodinė jėga, patiria Fano rezonansą: ties  $\omega = 1.20$  stebimas amplitudės minimumas, o kai  $\omega = 1.21$  – maksimumas. Rezonanso kreivė ryškiai asimetrinė. Ties minimumo dažniu pirmoji švytuoklė sustoja, nes tuo metu, ją iš vienos pusės stumia varančioji jėga, o iš kitos antroji švytuoklė. Antrosios švytuoklės amplitudė tuo metu pilnai kompensuoja varančiąją jėgą (3c pav.). To priežastis – fazių skirtumas tarp švytuoklių ir varančiosios jėgos (3b ir d pav.). Taigi Fano rezonansas yra universalus reiškinys pasireiškiantis įvairiose fizikos srityse kur yra įmanomas bangų sklidimas ir jų interferencija, pvz.: branduolinėje, atominėje, molekulinėje, kvantinėje, kieto kūno ir klasikinėje fizikoje. Fano rezonansas buvo pastebėtas tokiose sistemose kaip: plazmoninės nanodalelės [20], fotoniniai kristalai [21], atomai [22], kvantiniai taškai [23], metamedžiagos [24] ir t.t.

Fano rezonanso reiškinys yra sulaukęs daug dėmesio ne tik dėl įdomios fizikos, bet ir dėl galimų taikymų praktikoje. Iki šiol buvo pasiūlyti tokie taikymai kaip: jutikliai (lūžio rodiklio [25], temperatūros [26], organinių junginių [27], dujų [28]), paviršiaus sustiprintos Ramano sklaidos spektroskopijos signalo sustiprinimo metodas [29], optiniai jungikliai [30], modulatoriai [31], lėtos šviesos prietaisai [32] ir lazeriai [33]. Simetrinę formą turintys rezonansai yra plačiai naudojami praktikoje, tačiau pakeitus juos su Fano rezonansu – būtų galima pagerinti prietaisų kokybę. Palyginti su Lorencio rezonansu, Fano rezonansas turi tokius pranašumus:

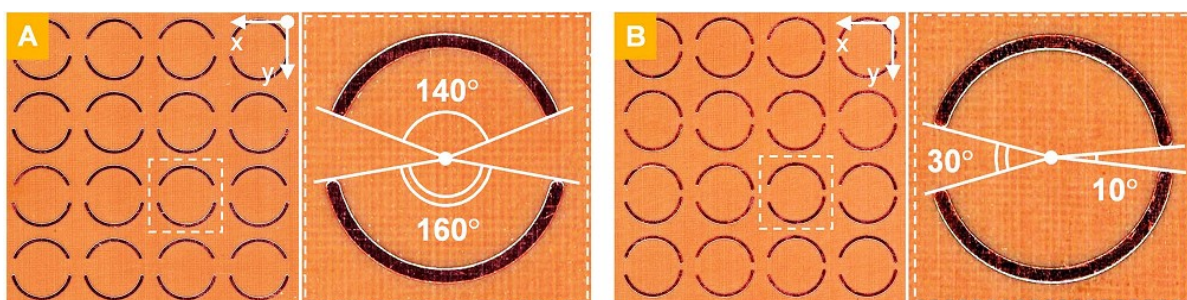
1. Įprastai pasižymi aštriu asimetriniu profiliu. Kadangi tai yra dviejų skirtingų rezonansų interferencijos pasekmė, tai bet koks mažas sąlygų pokytis bent vienam iš tų rezonansų gali pastebimai pakeisti spektrą.



2. Rezonansiniame dažnyje turi aštrius fazės pokyčius.
3. Idealiu atveju, turi tiek stiprų piką (1), tiek stiprų minimumą (0). Kadangi šie yra arti vienas kito, pastūmus spektrą per dažnį galima pilnai valdyti šviesą.

## 1.2. Fano rezonansas metamedžiagų kontekste

Metamedžiagų kontekste Fano rezonansą pirmą kartą pastebėjo V. A. Fedotov et al. (2007) mikrobangų dažnių ruože [34]. Šiame darbe buvo nagrinėjamas metapaviršius su periodine struktūra sudaryta iš asimetriškai perskeltų žiedų (4 pav.). Darbe buvo padaryta išvada, kad Fano rezonansas pasireiškia dėl „įkalintų modų“, kurios silpnai sąveikauja su aplinka ir yra pasiekiamos tik su asimetriniais žiedais. Nors, sistema, kurioje buvo pastebėtas Fano rezonansas buvo nauja, tačiau priežastis (asimetrija) – jau gerai žinoma. Taigi V. A. Fedotov atradimas tik patvirtino prieš tai jau daug kartų stebėtą asimetrijos priežastį, dėl kurios susidaro Fano rezonansas. Nepaisant to, kad Fano rezonansas turi universalų paaiškinimą, t. y., interferencija tarp dviejų rezonansų, kartais nėra akivaizdu iš kur tie rezonansai atsiranda. V. A. Fedotov iki galo taip ir nepaaiškino, kokie du rezonansai interferuoja, tačiau išvadoje paminėjo, kad rezonanso forma yra panaši į Fano.



4 pav. Metapaviršiaus fragmentai su asimetriškai perskeltais vario žiedais. Punktyrine linija apvesti plotai vaizduoja metapaviršiaus vienetines celes. Adaptuota pagal [34].

Po mėnesio buvo išspausdintas dar vienas straipsnis (A. Christ et al. 2007) nagrinėjantis panašią temą [35]. Straipsnyje buvo nagrinėjama dviejų sluoksnių plazmoninė gardelė, kurios atspindžio spektre taip pat buvo matomas Fano rezonansas. Priežastis buvo vėl ta pati – struktūros asimetrija. Šiame darbe taip pat buvo paaiškinta interferuojančių rezonansų prigimtis, t.y., spektrinė sankirta tarp siauros subradiantinės ir plačios superradiantinės modų. Mokslinėje literatūroje šios modos kartais būna vadinamos ir kitaip, nepaisant to, kalbama yra apie tą patį. Superradiatinė moda kartais dar yra vadinama kaip šviesi, plati arba kontinuumo moda, o subradiatinė – tamsi, diskreti, siaura, simetrijos apsaugota arba įkalinta moda. Subradiatinė moda yra silpnai sąveikaujanti su atvira erdve, tačiau sąveiką galima sustiprinti sulaužant vienetinės celės simetriją. Dėl to galima sakyti, jog ji yra tarsi „įkalinta simetrijos“. Žinoma, tai nebuvo paskutinis straipsnis šia tema ir per dešimtmetį buvo išspausdinta daug straipsnių, kuriuose yra nagrinėjamas Fano rezonansas metamedžiagose [36]–[42]. Ką visi šie straipsniai turi bendro, tai paaiškinimą, dėl ko atsiranda Fano rezonansas. Priežastis – ir

vėl ta pati struktūros asimetrija, kuri sužadina tamsią modą, o ši tada interferuoja su šviesia moda. Nors ir minėtuose darbuose yra analizuojamos skirtingos struktūros ar dažnių ruožai, pasirodo, kad pats principas visais atvejais yra tas pats.

Simetrijos laužymo metodas Fano rezonanso sužadinimui šiuo metu yra žinomas kaip faktas, tačiau nėra gerai suprastas. Pati priežastis, kodėl apskritai yra sužadinama tamsi moda, yra dažnai neaiški. Moksliniuose straipsniuose dažniausiai galima aptikti tik paviršutines diskusijas apie tamsias modas, tačiau ne išsamias analizes. Yra straipsnių, kurie teigia, kad šiuo metodu yra sunku nuspėti ir valdyti tamsios modos rezonansinį dažnį [43]–[47]. Iki šiol yra pademonstruota, kad tamsios modos Fano rezonanso Q faktorius turi atvirkštinę priklausomybę nuo asimetrijos parametro kvadrato (Q faktorius  $\propto \alpha^{-2}$ ) [41], tačiau analitinių išraiškų, leidžiančių nuspėti rezonansinį dažnį nėra. Dėl to Fano rezonanso valdymas šiuo metodu gali atrodyti nepraktiškas žiūrint iš taikymų perspektyvos, ypač jeigu yra norima sužadinti daugeriopą Fano rezonansą. Reikia paminėti, kad tamsiosios modos vaidmenį gali atlikti ir kitą atsiradimo priežastį turintys rezonansai (t.y., ne dėl simetrijos laužymo). Taigi nors ir yra kitų metodų, dominuojantis metodas yra vis tik simetrijos laužymas (2 lentelė). Dėl tokių problemų, šiame darbe bus pademonstruota, kad yra galima pažvelgti į simetrijos laužymo metoda daug paprasčiau. Bus parodyta, kaip šiuo metodu galima valdyti ne tik Fano rezonanso Q faktorių, bet ir jo rezonansinį dažnį. Taip pat bus parodyta, kad gerai suprantant šį metodą, su juo galima sužadinti nors ir visą Fano rezonansų kaskadą.

2 lentelė. Fano rezonanso sužadinimo metodai.

Metodas	Komentaras	Šaltiniai
Tamsios ir šviesių modų interferencija laužiant simetriją	Sunku nuspėti tamsios modos rezonansinį dažnį	[34]–[42]
Bangolaidinės modos ir plazmoninio rezonanso interferencija	Galima lengvai valdyti bangolaidinės modos sužadinimo dažnį keičiant periodą, tačiau daugeriopą Fano rezonanso sužadinimas gali būti komplikuoatas	[48], [49]
Fabry-Perot rezonanso ir bangolaidinės modos interferencija	Fabry-Perot rezonanso valdymui reikia keisti arba padėklo storį arba jo dielektrinę konstantą. Tą nėra paprasta daryti.	[50]

## 2. Metapaviršiaus su juostelių matrica analizė

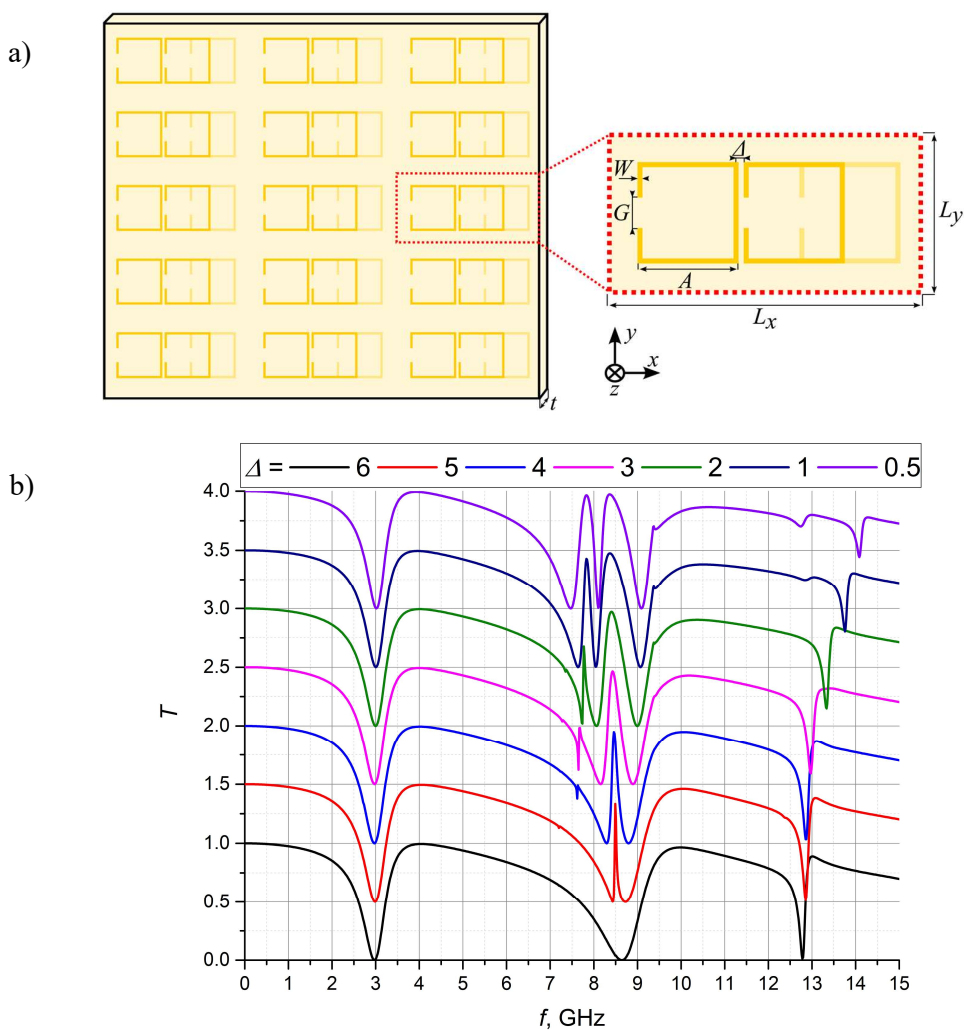
### 2.1. Metapaviršiaus skaičiavimų metodika

Tam, kad nustatyti metapaviršiaus sąveiką su pro jį keliaujančiomis EM bangomis įprastai yra naudojamos elektromagnetinių laukų pasiskirstymo skaičiavimo programos. Gana populiarios yra Ansys HFSS, CST Studio, COMSOL ir Lumerical. Šiame darbe metapaviršiaus modeliavimas ir skaičiavimai buvo atlikti su CST Studio programa. Ši programa yra skirta ne tik 3D elektromagnetinių laukų pasiskirstymo analizei, bet ir įvairių prietaisų kūrimui ir optimizavimui. CST Studio gali atlikti, taip vadinamus, pilnos bangos skaičiavimus. Tai yra tokie skaičiavimai, kurie yra atliekami 3D geometrinėms struktūroms be jokių supaprastinimų, t.y., programa skaitmeniškai sprendžia Maksvelo lygtis įskaitant visas elektrinio ir magnetinio laukų komponentes ( $E_x, E_y, E_z, H_x, H_y, H_z$ ). Programa taip pat įskaito, kad šie laukai kinta laike ir priklauso nuo dažnio.

CST Studio yra universali programa, turinti platų skaičiavimų metodų pasirinkimą, tarp jų yra tokie metodai kaip laiko skyros (time domain), dažnio skyros (frequency domain), tikrinių verčių (eigenmode) ir t.t. Kiekvienas metodas yra optimizuotas tam tikrai problemai. Šiame darbe buvo naudotas dažnio skyros metodas, kuris yra paremtas baigtinių elementų metodu (finite element method). Šis metodas diskretizuoja metapaviršiaus struktūrą į ribotą kiekį tetraedrų ir tokiu būdu sukuria geometrinį tinklą (mesh). Maksvelo lygtys yra sprendžiamos kiekvienam tetraedru. Dažnio skyros metodas puikiai tinka spręsti uždavinius su rezonuojančioms struktūroms nedideliame dažnio diapazone. Tokius uždavinius su dažnio skyros metodu galima spręsti greitai ir kokybiškai. Kad pagreitinti skaičiavimus dar labiau, įprastai yra modeliuojama tik viena metapaviršiaus vienetinė celė su periodinėmis kraštinėmis sąlygomis. Tokiu būdu, skaičiavimai yra atliekami tik vienai celei, bet to užtenka įvertinti viso metapaviršiaus savybes (visą metapaviršių gali sudaryti šimtai, tūkstančiai, o gal net ir šimtai tūkstančių celių). Reiktų paminėti, kad tokią metodiką galima taikyti tik periodiniams metapaviršiams. Programai atlikus skaičiavimus rezultatai yra pateikiami S-parametrų forma, iš kurių galima įvertinti metapaviršiaus pralaidumo ir atspindžio spektrus. Tai leidžia charakterizuoti elektromagnetinių metamedžiagų optines savybes.

## 2.2. Metapaviršiaus modeliavimas

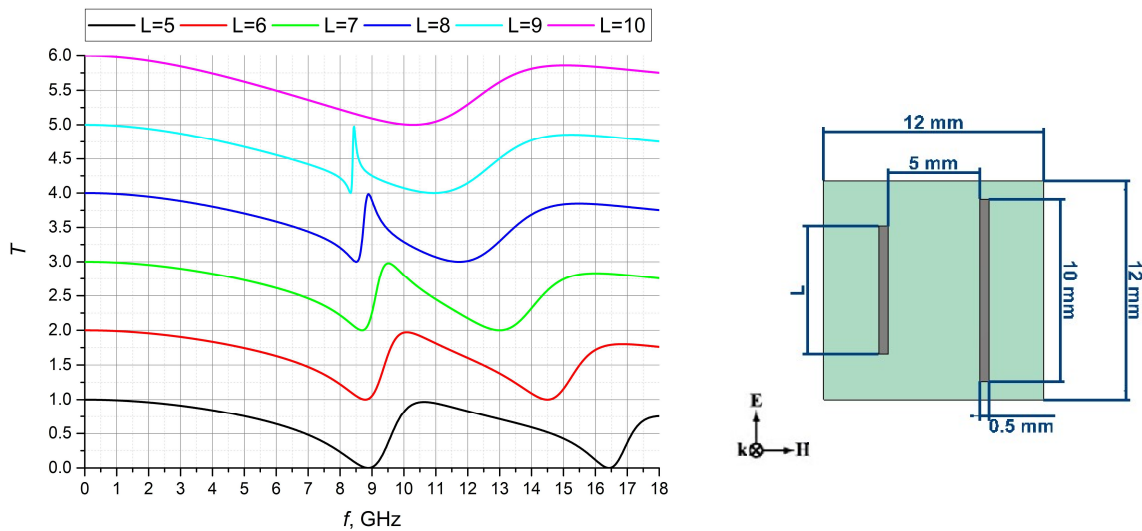
Praėjusiame mokslo tiriamajame darbe, tyrinėjant metapaviršių su iš simetrijos padėties pastumtais žiedais (5 pav.) buvo padaryta išvada, kad tokiame metapaviršiuje yra sužadunami du Fano rezonansai su skirtinga prigimtimi [51]. Vienas yra sužadinas dėl siauros gardelės ir plačios plazmoninės modų interferencijos, o kitas dėl simetrijos sulaužymo. Vėliau buvo atrasta, kad nors šių rezonansų prigimtys yra skirtingos, jų sužadimui turi būti patenkinta bendra sąlyga, t.y., gardelinės modos sužadimas [52]. Tai reiškia, kad šių rezonansų negalima valdyti atskirai. Vieno iš jų rezonansinį dažnį galima apskaičiuoti pasinaudojant analitine išraiška, tačiau kitas yra susijęs su tamsiąja moda, kuri įprastai susižadina atsitiktinoje vietoje. Šiuo atveju, tamsioji moda yra surišta su gardeline moda, todėl nuspėti jos rezonansinį dažnį yra lengviau. Nepaisant to, atsakyti į klausimą – kodėl ji apskritai



5 pav. a) Tyrinėto metapaviršiaus scheminis vaizdas, b) skaidrumas  $T$  vaizduojantis tarpo tarp žiedų  $\Delta$  įtaką metapaviršiaus charakteristikai.  $L_x = 32$  mm,  $L_y = 16$  mm,  $A = 10$  mm,  $\Delta = 0.5$  mm,  $W = G = 3$  mm,  $t = 1.5$  mm,  $\varepsilon = 4.3$ ,  $\tan \delta = 0$ , metalas = PEC.

yra sužadinama – sunku. Taigi dvigubo Fano rezonanso valdymas nagrinėtu metodu turi ribotą laisvę, o tai paskatino ieškoti alternatyvų, arba tiesiog išsiaiškinti kaip tą tamsiąją modą galima suvaldyti.

Buvo nutarta, kad norint geriau suprasti metapaviršiaus su kvadratinėmis žiedų matrica skaidrumo spektrą, reikia panagrinėti paprastesnę struktūrą. Todėl buvo pasirinkta turbūt pati paprasčiausia metapaviršiaus struktūra sudaryta iš vertikalių juostelių matricos (6 pav.). Taigi jeigu metapaviršiaus vienetinė celė yra sudaryta iš dviejų skirtingo ilgio vertikalių juostelių – skaidrumo spektre bus matomi du atskiri rezonansai. Vienos juostelės ilgis yra fiksuotas ir lygus 10 mm, kitos juostelės ilgis  $L$  kinta nuo 5 mm iki 10 mm. Iš 6 pav. matyti, kad jei šių juostelių ilgiai tampa artimi, yra sužadinas Fano rezonansas. Na, o kai juostelių ilgiai tampa vienodi, tai rezonansai susijungia į vieną ir Fano rezonansas išnyksta. Visuose tolimesniuose grafikuose, jeigu neparasyta kitaip, skaičiavimai atlikti be nuostolių ( $\tan \delta = 0$ , metalas – PEC) ant 1.5 mm storio FR-4 padėklo medžiagos ( $\epsilon = 4.3$ ).

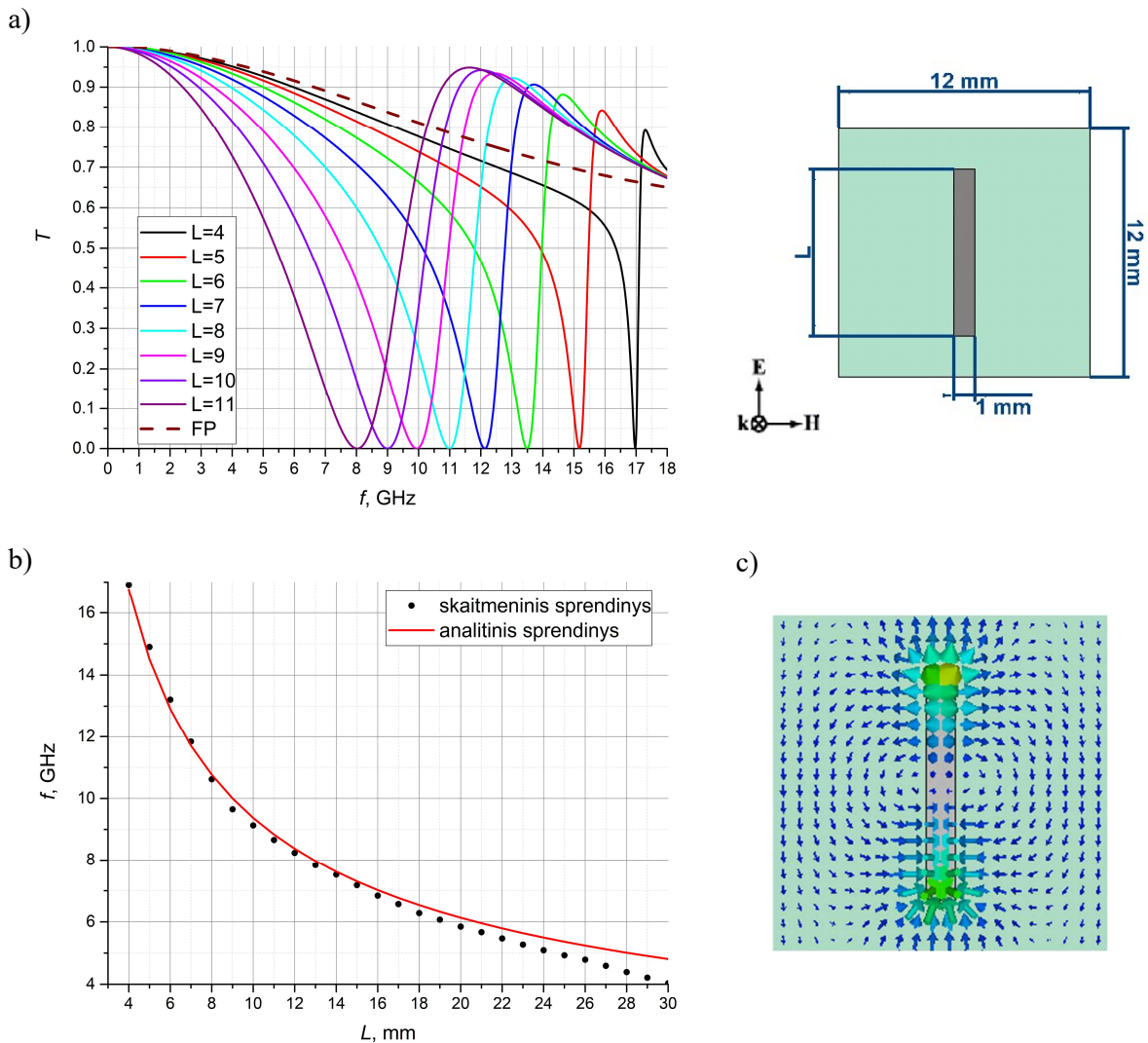


6 pav. Paskaičiuotas metapaviršiaus skaidrumas  $T$  ir jo vienetinė celė. Spektras yra paskaičiuotas skirtingiems kairės juostelės ilgiams  $L$ .

Norint geriau suprasti tokio metapaviršiaus skaidrumo spektro priklausomybę nuo vienetinės celės geometrinių parametrų iš pradžių reikia panagrinėti tik vieną juostelę (7 pav. a). Juostelės rezonansinis dažnis atvirkščiai priklauso nuo jos ilgio. Pats rezonansas yra dipolinio pobūdžio (7 pav. c), taigi galima manyti, kad juostelė elgiasi kaip dipolė antena kurios rezoninį dažnį galima paskaičiuoti su formule [53]:

$$f_0 = \frac{c}{2L\sqrt{\epsilon_{eff}}}, \quad (3)$$

kur  $f_0$  – fundamentinis rezonansinis dažnis,  $c$  – šviesos greitis vakuume,  $L$  – antenos ilgis,  $\epsilon_{eff}$  – efektyvi santykinė elektrinė skvarba. Pagal šią formulę, antena rezonuoja tada, kai ją žadina elektromagnetinės bangos su bangos ilgiu du kartus didesniu nei antenos ilgis. Deja ši formulė leidžia



7 pav. a) Paskaičiuotas skaidrumas  $T$  skirtingiems juostelės ilgiams  $L$ , FP – Fabry-Perot, b) rezonansinio dažnio priklausomybė nuo juostelės ilgio  $L$ , c) paskaičiuotas elektrinio lauko pasiskirstymas metapaviršiaus paviršiuje.

tik grubiai aproksimuoti rezonansinį dažnį, kadangi ji yra skirta pavieninėms dipolėms antenoms, o ne metapaviršiams. Geresnę aproksimaciją galima pasiekti analizuojant juostelę pritaikant  $LC$  grandinės modelį, pagal kurį juostelė turi talpą ir induktyvumą priklausančius nuo jos geometrijos [54]. Elektromagnetinės bangos žadinančios juostelę indukuoja srovę, o kartu ir magnetinį lauką supantį juostelę. Induktyvumas tiesiogiai priklauso nuo energijos sukauptos magnetiniame lauke, o patį induktyvumo dydį dominuoja juostelės ilgis. Dėl tekančios srovės juostelės galuose atsiras priešingų krūvių sanakaupa ir galuose esančios sienos veiks kaip kondensatorius. Juostelės talpa pagrindė priklauso nuo skerspjūvio ploto ir aplinkos terpės elektrinės skvarbos. Pagal  $LC$  grandinės modelį, juostelės rezonansas atitinkamai bus  $LC$  pavidalo  $f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$ . Na, o gana tiksliai nustatyti rezonansinį galima su formule [54]:

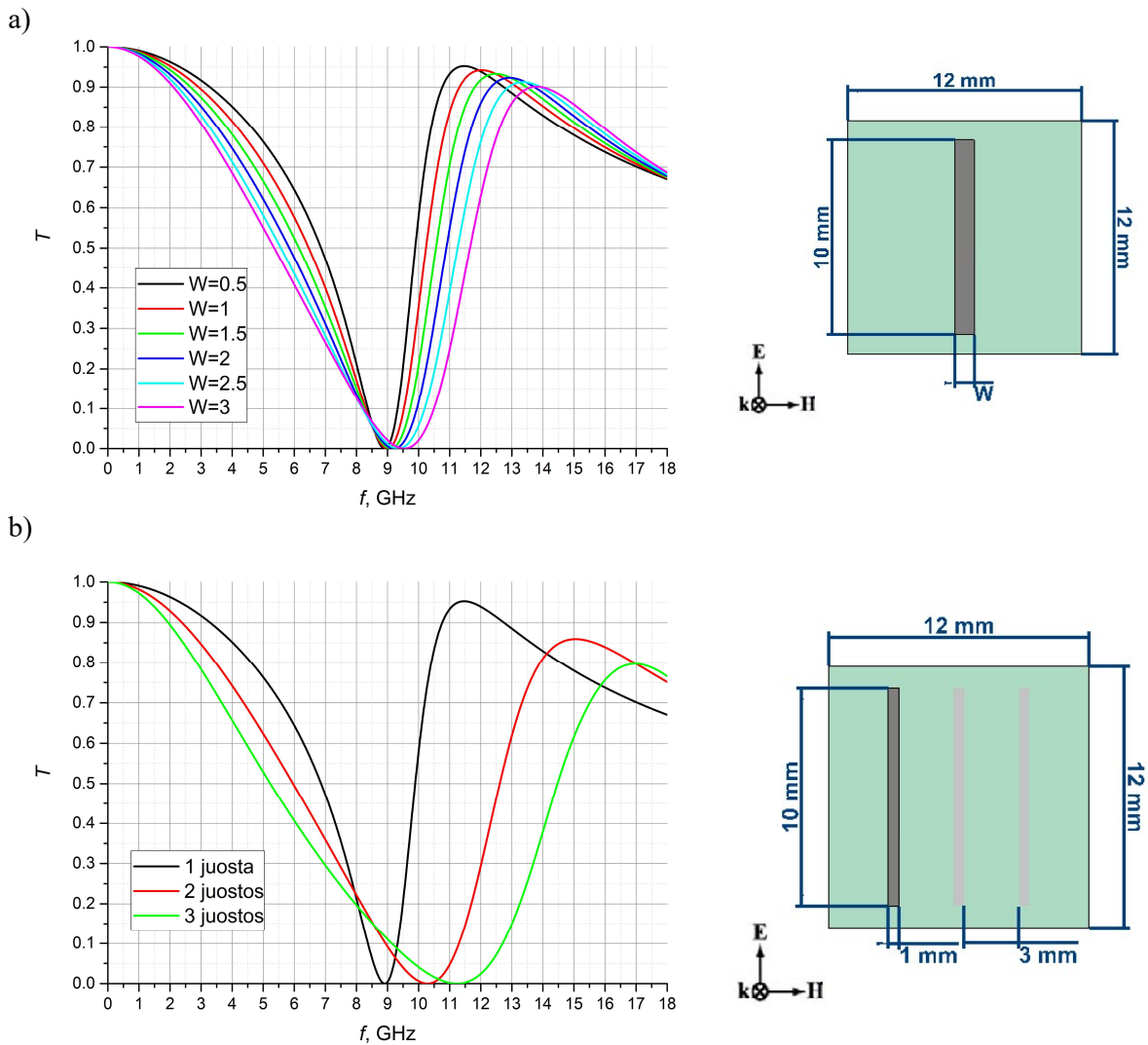
$$\lambda_0 = \pi n_d \sqrt{\frac{5l(2\pi\delta^2 + ab \ln \kappa)}{a \ln\left(\frac{b}{a} + \sqrt{1 + \frac{b^2}{a^2}}\right) + b \ln\left(\frac{a}{b} + \sqrt{1 + \frac{a^2}{b^2}}\right)}}, \quad (4)$$

kur  $\lambda_0$  – rezonanso bangos ilgis,  $n_d$  – aplinkinės terpės lūžio rodiklis,  $l$  – juostelės ilgis,  $\delta$  – skinefekto gylis,  $a$  ir  $b$  – juostelės skerspjūvio kraštinių ilgiai,  $\kappa \approx \left(\frac{l}{2}\right) \sqrt{\frac{\pi}{ab}}$ .

$$\delta = \sqrt{\frac{\rho}{\pi f_0 \mu_r \mu_0}}, \quad (5)$$

$\rho$  – savitoji varža,  $f_0$  – signalo dažnis,  $\mu_r$  – santykinė magnetinė skvarba,  $\mu_0$  – laisvos erdvės magnetinė skvarba ( $4\pi \times 10^{-7}$ ). Reikia paminėti, kad aptartas  $LC$  grandinės modelis yra skirtas nanodalelių plazmoniniams rezonansams aprašyti, tačiau galima pritaikyti ir metapaviršiams. Žiūrint į 7 pav. b yra matyti, kad prie mažų juostelės ilgių modelis turi gerą sutapimą su skaitmeniniu sprendiniu, tačiau didėjant ilgiui paklaida turi tendenciją didėti. Greičiausia tai yra dėl to, nes modelis neįtraukia artimos sąveikos tarp juostelių. Prie didelių ilgių atskirų juostelių galai yra arti viena kitos, o tai būtų galima išversti į papildomą talpos indėlį. Kadangi juostelės rezonansas yra  $LC$  pobūdžio, tai papildoma talpa rezonansinį dažnį turėtų paslinkti į žemesnius dažnius. Taigi į modelį įtraukus papildomą talpos indėlį, kuris priklauso nuo tarpo tarp juostelių galų, sutapimas prie didelių ilgių turėtų pagerėti.

Juostelės plotis turi pastebimą įtaką rezonanso sąveikos stipriui su elektromagnetinėmis bangomis (8 pav. a). Didinant juostelės plotį, didėja ir rezonanso plotis (mažėja  $Q$  faktorius). Taip yra todėl, nes didinant plotį, didėja ir plotas per kurį juostelė sąveikauja su EM bangomis. Didėjant plociui taip pat galima išvelgti ir rezonansinio dažnio poslinkį į aukštesnius dažnius. Kaip jau buvo minėta, pagal  $LC$  grandinės modelį, didinant skerspjūvio plotą turėtų didėti talpa, o tai turėtų rezonansinį dažnį žeminti, o ne aukštinti. Tačiau čia reiktų paminėti, kad induktyvumas, ne taip kaip talpa, turi atvirkštinę priklausomybę nuo skerspjūvio ploto. Taigi induktyvumo indėlis šiuo atveju matomai dominuoja ir didinant juostelės plotį jo mažėjimas yra spartesnis nei talpos didėjimas. Dėl to rezonansinis dažnis aukštėja. Tą patį galima pasakyti ir apie atvejį kai vienetinėje celėje yra daugiau nei viena to pačio ilgio juostelė (8 pav. b). Juostelių skaičiaus didėjimą galima palyginti vienos juostelės pločio didėjimui. Tačiau šiuo atveju tiek rezonanso pločio didėjimas, tiek dažnio poslinkis yra stipresnis. Taip yra todėl, nes juostelių skaičius turi įtaką artimo magnetinio lauko pasiskirstymui. Srovei tekant, magnetinis laukas sukasi aplink juostelę, o kai juostelės yra šalia viena kitos, laukai susijungia ir tarpuose tarp juostelių pradeda vienas kitą kompensuoti. Tai matomai leidžia sukaupti mažesnę energijos kiekį lauke, o tai reiškia neigiamą induktyvumo indėlį.



8 pav. a) Paskaičiuotas skaidrumas  $T$  skirtingiems juostelės pločiams  $W$  ir b) paskaičiuotas skaidrumo spektras skirtingiems juostelių kiekiam.

Dabar bus aptarta kas vyksta kai vienutinėje celėje yra dvi skirtingo ilgio juostelės. Kaip jau buvo parodyta prieš tai, tokia metamaterialyje galima sužadinti Fano rezonansą (6 pav.). Literatūroje analogiškos sistemos yra įprastai nagrinėjamos pasitelkiant Lorencio osciliatoriaus modelį [55]–[60]. Metapaviršiaus vienutinės celės juostelę galima įsivaizduoti kaip atomą, prie kurio yra pririšti elektronai, arba visas elektronų debesys, su spyruokle. Elektronų debesį atomo atžvilgiu galima pastumti (polarizuoti) su elektriniu lauku ir dėl to atsiranda dipolis momentas. Elektronų debesį varant sinusoidės pavidalo periodiniu signalu, dipolis momentas atitinkamai keis kryptį. Tai ir yra dipolinio tipo rezonansas. Labai panašiai elgiasi ir kiekviena juostelė žadinama elektromagnetinėmis bangomis. Kiekvieną atomą su pririštu elektronų debesiu galima vadinti osciliatoriumi. Taigi kiekvieną juostelę taip pat galima vadinti osciliatoriumi. Lorencio modelį matematiškai galima išreikšti su diferencialinių lygčių sistema:



$$\ddot{x}_a(t) + \gamma_a \dot{x}_a(t) + \omega_a^2 x_a(t) + \Omega^2 x_b(t) = \frac{Q}{M} E, \quad (6)$$

$$\ddot{x}_b(t) + \gamma_b \dot{x}_b(t) + \omega_b^2 x_b(t) + \Omega^2 x_a(t) = \frac{q}{m} E, \quad (7)$$

kur  $a$  ir  $b$  žymi skirtingus osciliatorius (juosteles),  $x_n$  yra osciliatoriaus poslinkis iš pusiausvyros padėties,  $\gamma_n$  – nuostolio koeficientas,  $\omega_n$  – rezonansinis kampinis dažnis,  $\Omega$  – ryšio tarp osciliatorių stipris,  $t$  – laikas,  $Q$  ir  $q$  – efektinis krūvis,  $M$  ir  $m$  – efektinė masė,  $E$  – žadinantis elektrinis laukas (čia  $E = E_0 e^{i\omega t}$ ). Čia yra manoma, kad abu osciliatoriai sąveikauja su elektriniu lauku  $E$ . Lygtyse galima įstatyti  $q = Q/A$  ir  $m = M/B$ , kur  $A$  ir  $B$  yra bedimensinės konstantos nusakančios sąveikos stiprį tarp atitinkamo osciliatoriaus ir elektrinio lauko. Išsprendus lygtis yra gaunamas toks atsakymas [61]:

$$x_a = \frac{\frac{B}{A} \Omega^2 + (\omega^2 - \omega_b^2 + i\omega\gamma_b)}{\Omega^4 - (\omega^2 - \omega_a^2 + i\omega\gamma_a)(\omega^2 - \omega_b^2 + i\omega\gamma_b)} \frac{Q}{M} E_0 \quad (8)$$

$$x_b = \frac{\Omega^2 + \frac{B}{A} (\omega^2 - \omega_a^2 + i\omega\gamma_a)}{\Omega^4 - (\omega^2 - \omega_a^2 + i\omega\gamma_a)(\omega^2 - \omega_b^2 + i\omega\gamma_b)} \frac{Q}{M} E_0 \quad (9)$$

Jutą  $\chi$ , kuri sieja osciliatoriaus poliarizaciją ( $P$ ) su išoriniu elektriniu lauku ( $E$ ), galima išreikšti taip:

$$\chi = \frac{P}{\varepsilon_0 E} = \frac{Qx_a + qx_b}{\varepsilon_0 E}, \quad (10)$$

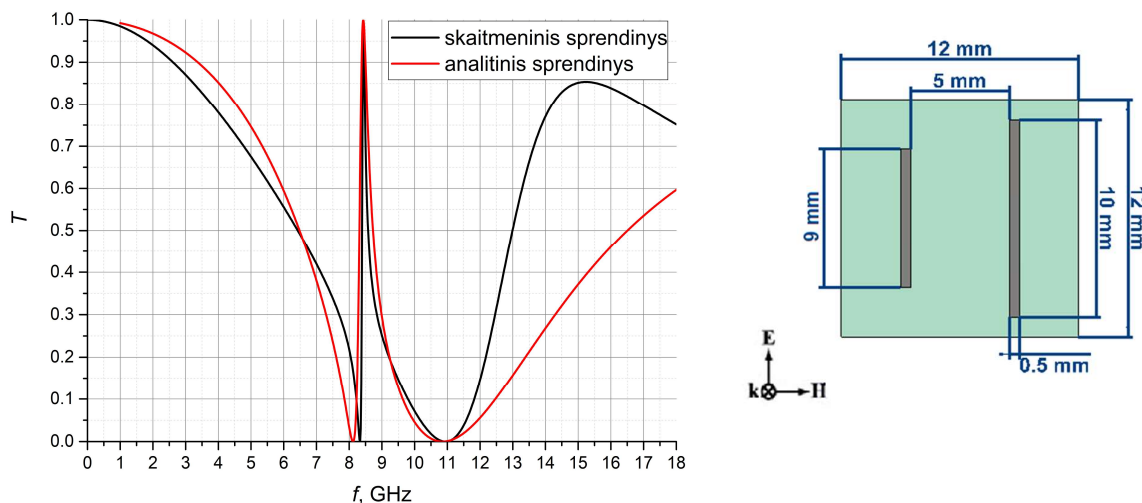
$$\chi = \frac{K}{A^2 B} \left( \frac{A(B+1)\Omega^2 + A^2((\omega^2 - \omega_b^2) + B(\omega^2 - \omega_a^2))}{\Omega^4 - (\omega^2 - \omega_a^2 + i\omega\gamma_a)(\omega^2 - \omega_b^2 + i\omega\gamma_b)} + i\omega \frac{A^2\gamma_a + B\gamma_b}{\Omega^4 - (\omega^2 - \omega_a^2 + i\omega\gamma_a)(\omega^2 - \omega_b^2 + i\omega\gamma_b)} \right), \quad (11)$$

kur  $K$  – proporcingumo faktorius. Galiausiai, skaidrumą galima paskaičiuoti taip:

$$T(\omega) = \left| \frac{c(1+n)}{c(1+n) - i\omega\chi} \right|^2,$$

kur  $n$  – padėklo lūžio rodiklis.

Palyginimas tarp skaitmeniškai ir analitiškai paskaičiuotų spektrų yra parodytas 9 pav. Analitiniam sprendiniui buvo panaudoti tokie parametrai:  $\omega_a = 5.10 \times 10^{10}$  rad/s,  $\omega_b = 6.82 \times 10^{10}$  rad/s,  $\gamma_a = \gamma_b = 0$ ,  $\Omega = 2.76 \times 10^9$  rad/s,  $A = 10$ ,  $B = 9$ ,  $K = 5 \times 10^{19}$ . Įprastai  $\omega_a$  ir  $\omega_b$  galima nustatyti pagal vienos juostelės rezonansinį dažnį kuris daugiausiai priklauso nuo jos ilgio. Tuo tarpu  $\gamma_a$  ir  $\gamma_b$  galima nustatyti iš atitinkamų rezonansų dažnių juostos pločio, bet kadangi skaitmeniniai skaičiavimai buvo atlikti be nuostolių, tai ir  $\gamma_n$  yra atitinkamos vertės.  $A$  ir  $B$  galima nustatyti iš

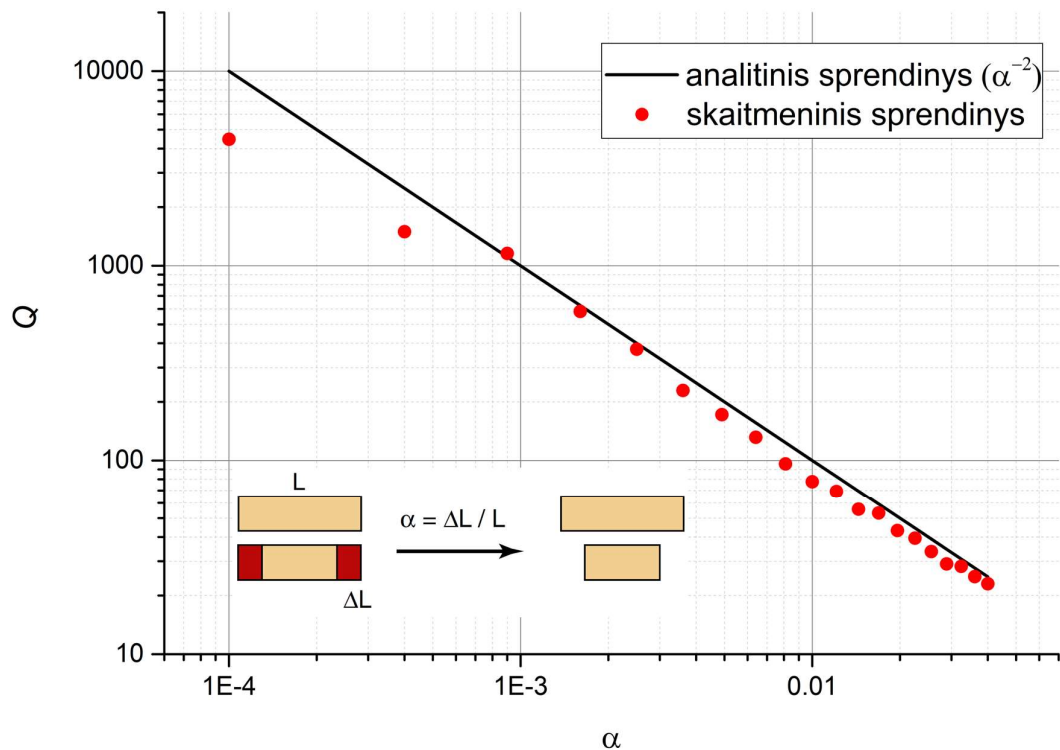


9 pav. Palyginimas tarp paskaičiuotų skaitmeninio ir analitino (Lorenzo osciliatoriaus modelis) sprendinių.

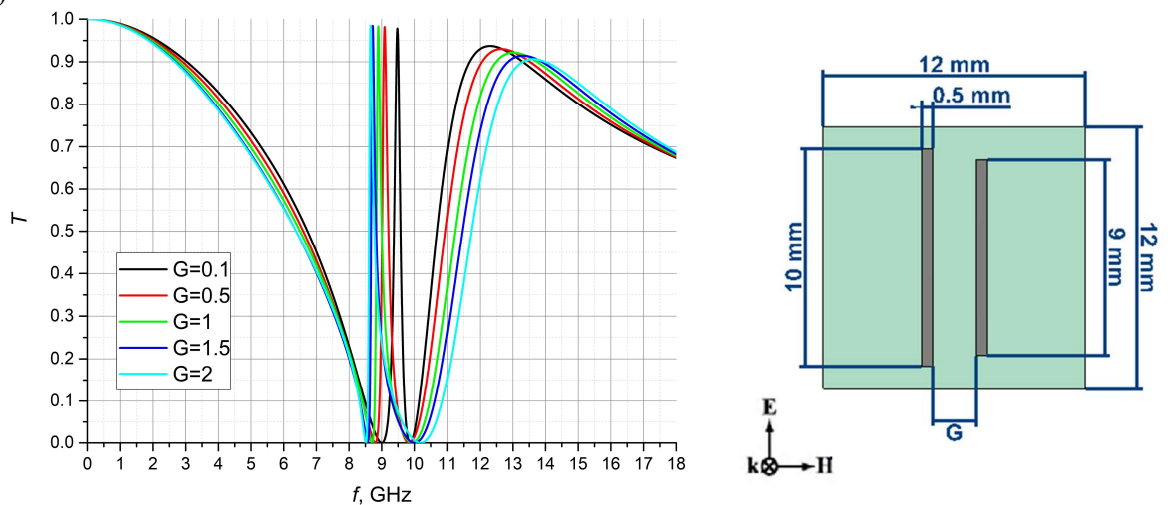
osciliatoriaus sąveikos stiprio su elektriniu lauku, kuris taip pat stipriai priklauso nuo ilgio, taigi šios konstantos buvo parinktos pagal juostelių ilgius.  $K$  yra laisvas parametras su kuriuo reikia „žaisti“ norint priderinti analitinį sprendinį. Žiūrint į 10 pav yra matyti, kad iki 11 GHz paklaida tarp dviejų sprendinių yra menka, tačiau nuo 11 GHz paklaida išauga. Čia reikia paminėti, kad iki šiol nėra pilnai suprasta kokią įtaką juostelės dipoliniams rezonansams turi Fabry-Perot rezonansas atsirandantis dėl padėklo, kuris veikia kaip rezonansinė ertmė. Kaip jau buvo parodyta 7 pav., už dipolinio rezonanso skaidrumas viršija Fabry-Perot liniją, tai reiškia, kad yra skaidrumo stiprinimas. Reikiai prisiminti, kad Fabry-Perot rezonansas yra interferencinis reiškinys, t.y., rezonansinės modos priklauso nuo pirminio spindulio ir jo daugkartinių atspindžių fazių skirtumo. Taip pat yra žinoma, kad metapaviršių rezonatoriai gali pasukti EM bangos fazę, tai yra ypač aktualu dirbant rezonansiniame režime. Visa apsvarsčius galima daryti spėjimą: skaidrumo sustiprėjimas virš Fabry-Perot linijos yra dėl to, nes atsispindėjusi banga nuo padėklo sandūros ant kurios yra rezonatoriai patiria fazės poslinkį kuris yra palankesnis konstruktyviai interferencijai. Panaudotame Lorenzo modelyje šis fizikinis reiškinys nėra įskaičiuotas, dėl to nuo 11 GHz yra matoma pastebima paklaida.

Metapaviršiaus su juostelių matrica charakteristikos valdymas yra tiek pat paprastas, kaip ir pati vienetinės celės konstrukcija. Kaip jau buvo parodyta prieš tai 7 pav., juostelės rezonansų dažnį galima patogiai valdyti keičiant jos ilgį. Na, o Fano rezonansą užtikrintai galima sužadinti tarp dviejų juostelių rezonansų. Tą padaryti galima konstruojant panašaus ilgio juosteles (6 pav.). Taigi Fano rezonanso dažnis yra valdomas derinant juostelių ilgius. Tuo tarpu Fano rezonanso  $Q$  faktorių galima valdyti su ilgių skirtumu tarp juostelių (10 pav. a). Kuo mažesnis skirtumas – tuo didesnis  $Q$  faktorius, o bendrai, tai  $Q$  faktorius paklūsta atvirkštiniam kvadrato dėsnui [41]. Taip pat reikia paminėti, kad keičiant atstumą tarp juostelių, galima švelniai pastumti rezonansinį dažnį (10 pav. b). Taip darant

a)



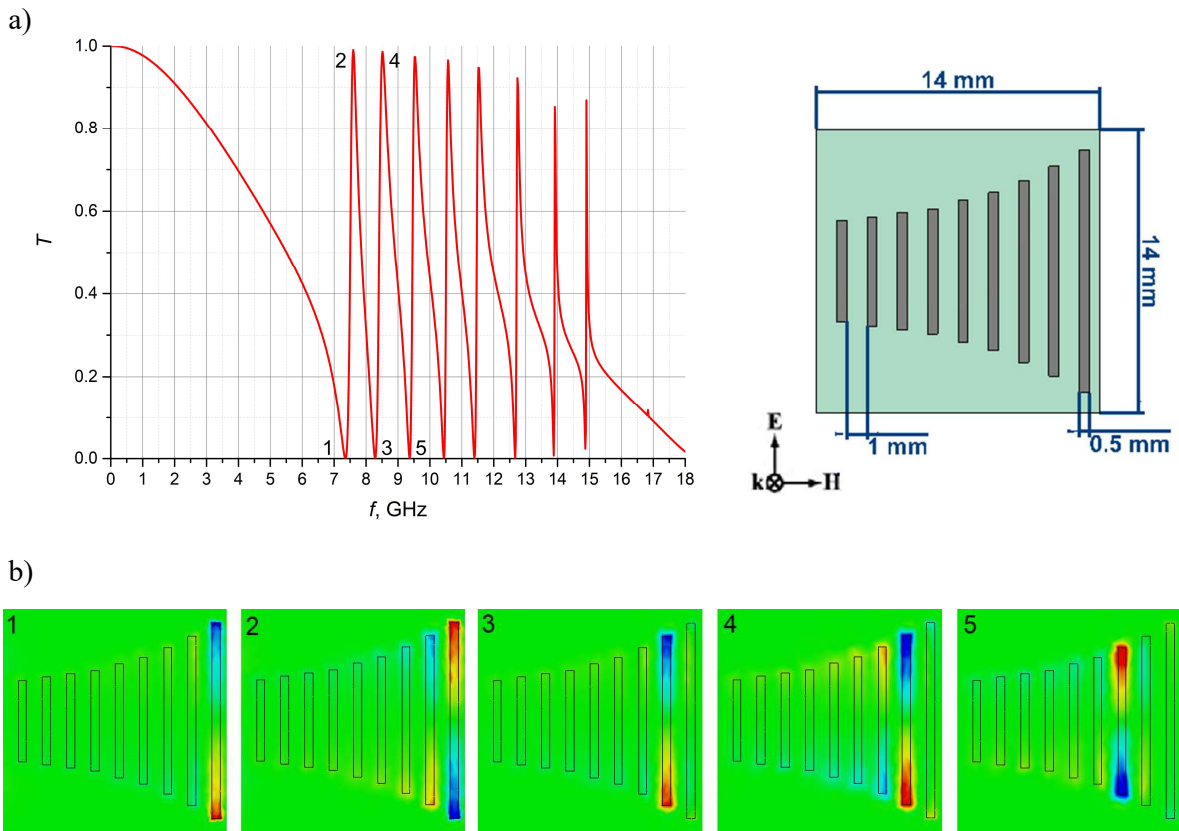
b)



10 pav. a) Fano rezonanso  $Q$  faktoriaus priklausomybė nuo asimetrijos parametro  $\alpha = \Delta L / L$ , b) paskaičiuotas skaidrumas  $T$  skirtingiems atstumams  $G$  tarp juostelių.

kartu keičiasi jo forma ir kuo arčiau juostelės yra sustumtos, tuo labiau rezonansas tampa EIT (electromagnetically induced transparency) pavidalo, kas yra tik Fano rezonanso specialus atvejis.

Paskutinis dalykas, ką galima padaryti norint pademonstruoti aptarto metodo lanksčias Fano rezonanso valdymo galimybes – sužadinti Fano rezonansų kaskadą (11 pav.). Kaip jau buvo parodyta, norint sužadinti vieną Fano rezonansą, reikia bent 2 juostelių, o paskiau kiekviena papildoma juostelė sužadins dar vieną Fano rezonansą. Taigi iš viso bus sužadinta  $n - 1$  Fano rezonansų, kur  $n$  yra



11 pav. a) Paskaičiuotas skaidrumo spektras metapaviršiui su Fano rezonansų kaskada, b) paskaičiuotas elektrinio lauko pasiskirstymas metapaviršiaus paviršiuje. Skaičiai 1,2,3,4,5 rodo dažnį, kuriame buvo atliktas lauko skaičiavimas.

juostelių skaičius. Kiekvieną rezonanso  $Q$  faktorių ir dažnį kaskadoje galima valdyti prieš tai aptartais būdais. Kiekviena juostelė turi savo dipolinį rezonansą, kuris skaidrumo spektre pasireiškia kaip įduba. Tame dažnyje pagrindė rezonuoja tik viena juostelė. Tuo tarpu pikas, kuris yra tarp dviejų įdubų atsiranda dėl sąveikos tarp dviejų juostelių ir šiame dažnyje rezonuoja juostelių pora. Pažvelgus į artimo elektrinio lauko pasiskirstymą (11 pav. b) yra matyti, kad rezonuojant juostelių porai, dipolis momentas yra nukreiptas priešingomis kryptimis. Kitaip tariant fazės skirtumas yra  $\pi$ . Kadangi spektre yra matomas skaidrumo pikas, vadinasi du rezonatoriai kompensuoja vienas kita ir dėl to rezonansas yra destruktvyvinio pobūdžio. Pats Fano rezonansų kaskados reiškinys jau buvo pademonstruotas dielektrinėse nanodalelėse [62]. Tačiau iki šiol dar nebuvo pademonstruotas tradiciniuose metapaviršiuose. Galima pridurti, kad šiose skirtingose sistemose, Fano rezonansų kaskados atsiradimo priežastis yra taip pat skirtinga. Dielektrinėse nanodalelėse kaskada atsiranda dėl Mie sklaidos ir žadinančios bangos interferencijos. Tuo tarpu metapaviršiuje kaskada atsiranda dėl dviejų dipolinių rezonansų interferencijos.

### 2.3. Apribojimai

Aptartas metodas turi keletą trūkumų: 1) metapaviršius gali veikti tik subdifrakciniame režime, 2) gali būti sunku pasiekti aukštą  $Q$  faktorių realiomis sąlygomis. Kadangi metapaviršius turi periodinę struktūrą, jis gali veikti kaip difrakcinė gardelė. Tai reiškia, kad kai bangos ilgis padėkle, ant kurio yra patalpintas periodinis sluoksnis, tampa lygus arba mažesnis už periodą, tai elektromagnetinė banga difraguos. Difrakcijos eilių kampus galima paskaičiuoti taip:

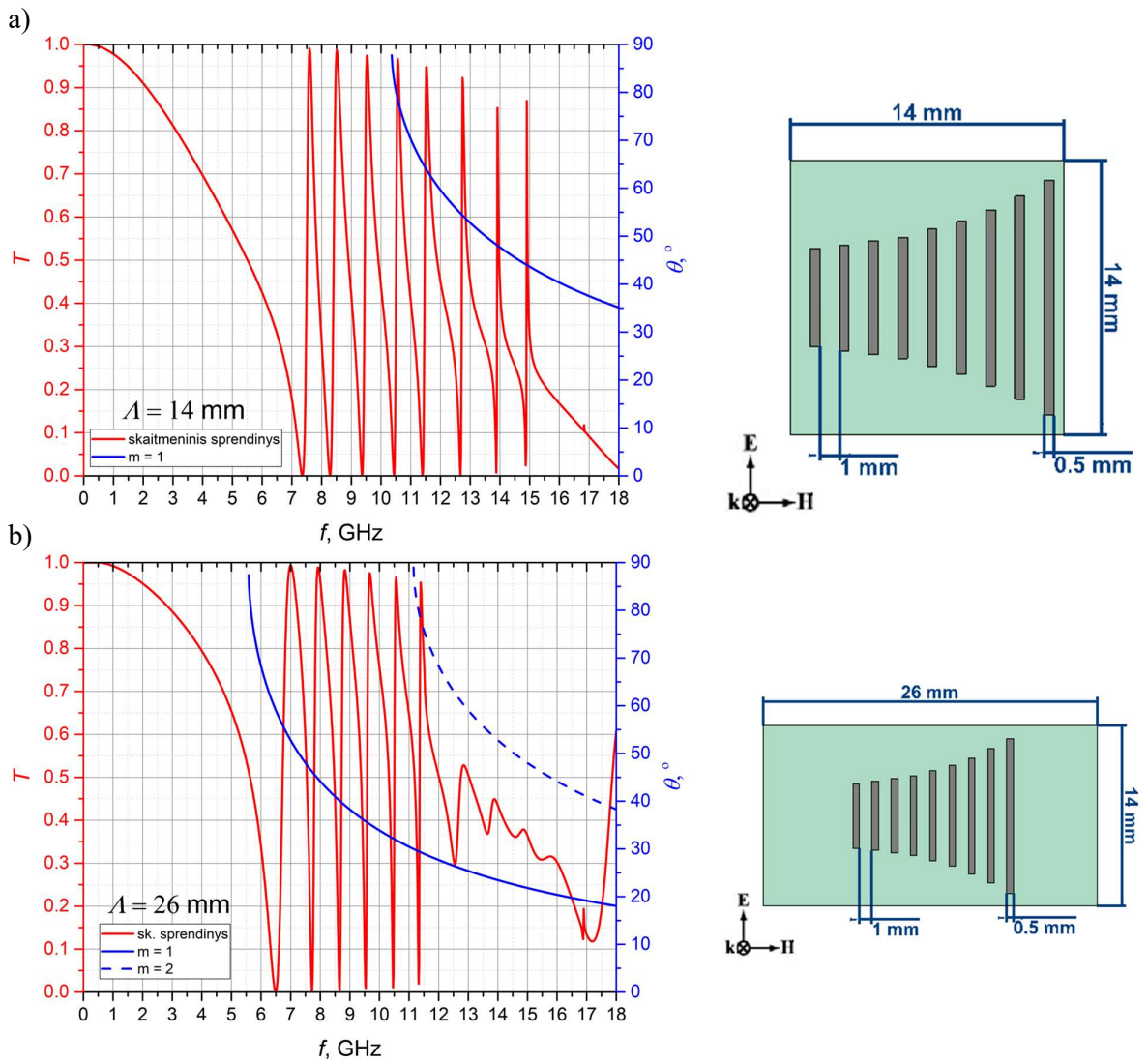
$$\theta_m = \sin^{-1} \frac{m\lambda_0}{n\Lambda}, \quad (12)$$

kur  $\theta_m$  – difrakcijos eilės kampas,  $m$  – difrakcijos eilė,  $n$  – dielektriko lūžio rodiklis,  $\Lambda$  – gardelės periodas,  $\lambda_0$  – EM bangos ilgis laisvoje erdvėje. Iš šios lygties matosi, kad pirmoji difrakcijos eilė atsiranda tada, kai bus patenkinta sąlyga:

$$\lambda_0 \leq n\Lambda \quad (13)$$

Subdifrakcinis režimas reiškia tai, kad su metapaviršiumi yra dirbama iki pirmos ( $m = 1$ ) difrakcijos eilės atsiradimo. Tai nėra labai griežta taisyklė, bet galima sakyti, kad tai yra būdinga visiems metapaviršiams. Kas atsitinka, jei šios taisyklės yra nepaisoma, parodyta 12 pav. Žiūrint į 12 pav. a) matosi, kad nuo pirmos difrakcijos eilės Fano rezonansai pradeda deformuotis, taip pat krenta pikų amplitudės. Čia žinoma reiktų dar ir Fabry-Perot rezonansą įskaityti, bet šiuo metu yra sunku pasakyti, kas turi didesnę įtaką. Toliau galima pasižiūrėti, kas atsitinka, jei yra padidinamas gardelės periodas  $\Lambda$  iki 26 mm (12 pav. b). Iš 12 pav. b) yra matyti, kad difrakcijos pirma eilė pasislenka į žemesnius dažnius, o taip pat atsiranda ir antra eilė. Taip pat matosi akivaizdi difrakcijos eilių įtaka Fano rezonansų kaskadai, ypač aukštesniuose dažniuose, kur yra net dvi difrakcijos eilės, Fano rezonansai visai susigadina.

Visi skaičiavimai iki šiol buvo atlikti be nuostolių, tačiau tikrame pasaulyje medžiagos be nuostolių neegzistuoja. Kaip bus pademonstruota trečiame skyriuje, nuostoliai, deja, turi didelę įtaką Fano rezonansams. Tai apriboja medžiagų pasirinkimą norint aptarta metodika pagaminti metapaviršių. Medžiagos turėtų būti pačios aukščiausios kokybės, t.y., padėklo dielektrinė medžiaga turėtų būti su kuo mažesniais dielektriniais nuostoliais ( $\tan \delta \rightarrow 0$ ), o metalas su kuo aukštesniu laidumu. Mikrobangų ar terahercų ruože tą įgyvendinti yra nesunku, tačiau problemos prasideda įžengiant į infraraudonąją ir regimąją sritis. Šiose srityse metalai tampa per daug nuostolingi, kad būtų galima pagaminti tradicinį metapaviršių (1 pav.) su aštriais rezonansais. Taigi šiame darbe pademonstruoto metapaviršiaus panaudojimas optiniuose dažniuose yra ribotas.



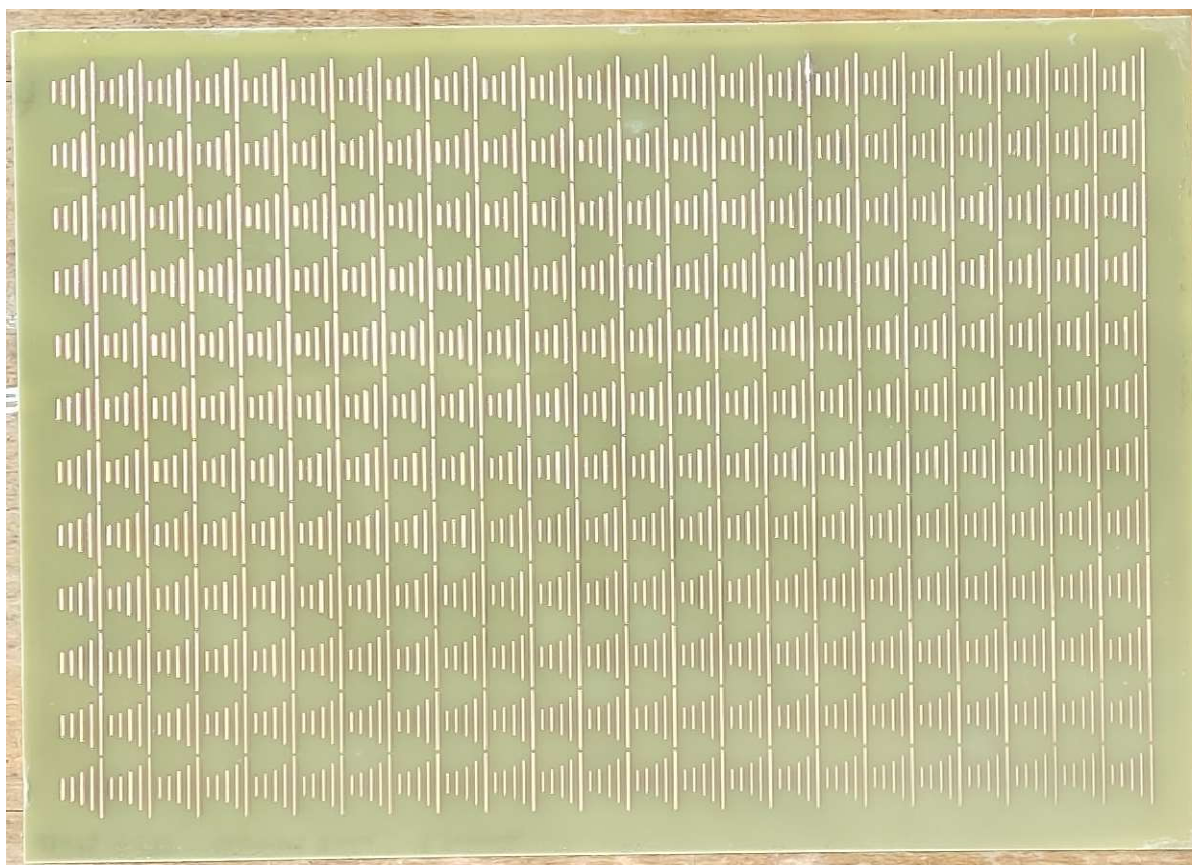
12 pav. a) Paskaičiuotas skaidrumo spektras metapaviršių su Fano rezonansų kaskada, kai  $\Lambda = 14 \text{ mm}$  ir b) kai  $\Lambda = 26 \text{ mm}$ . Mėlyna kreivė rodo difrakcijos eilės kampą.

### 3. Metapaviršiaus su daugeriopu Fano rezonansu gamyba ir charakterizavimas

#### 3.1. Metapaviršiaus gamyba

Norint eksperimentiškai pademonstruoti aptartą metodą, buvo pagamintas metapaviršius su Fano rezonansų kaskada. Pagaminto metapaviršiaus nuotrauka parodyta 13 pav. Metapaviršiaus gamybai buvo panaudota UV fotolitografija. Metapaviršius buvo pagamintas iš variu dengtos A4 formato FR-4 plokštės su fotorezistu (BUNGARD). Plokštės dielektriko storis – 1.5 mm, tuo tarpu vario sluoksnio storis – 0.035 mm. Metapaviršiaus gamyba susideda iš šešių žingsnių:

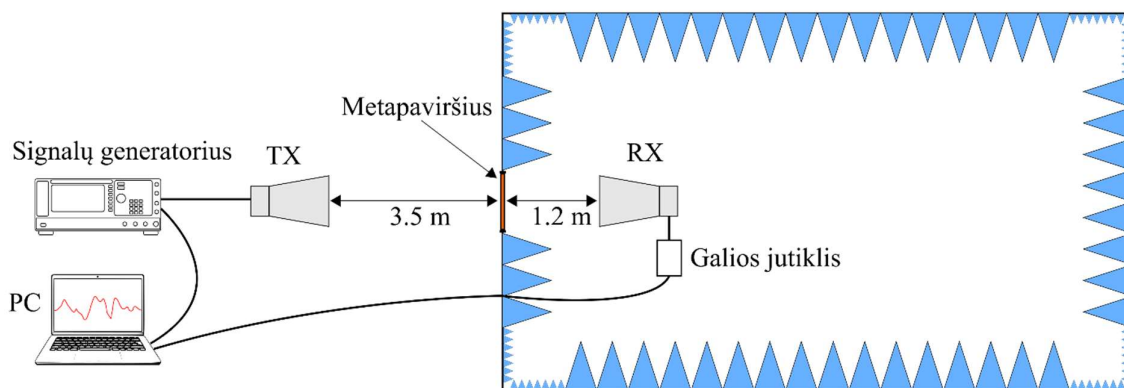
- 1) Fotokaukės projektavimas ir gamyba. Fotokaukė yra atspausdinama su lazeriniu spausdintuvu ant permatomos plėvelės (~15 min).
- 2) Fotorezisto eksponavimas per fotokaukę (2 min).
- 3) Fotorezisto rašto ryškinimas su DP-50 ryškalu (5 min).
- 4) Ryškalo nuplovimas vandeniu (2 min).
- 5) Vario ėsdinimas su natrio persulfatu ( $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_8$ ) (~ 3 h).
- 6) Natrio persulfato nuplovimas vandeniu (2 min).



13 pav. Pagaminto metapaviršius iš variu dengto FR-4 laminato vaizdas.

### 3.2. Metapaviršiaus charakterizavimas

Pagaminto metapaviršiaus elektromagnetinių savybių įvertinimui buvo atliktas metapaviršiaus skaidrumo matavimas. Matavimo standas yra pavaizduotas 14 pav. Mikrobangos buvo generuojamos su Agilent E2857D analoginiu signalų generatoriumi. Generuojama mikrobangų galia buvo +20 dBm (100 mW). Signalų generatoriaus išėjimas buvo prijungtas prie ruporinės antenos kuri atliko siųstuvo (TX) vaidmenį. Praėjusių EM bangų galia buvo matuojama su Rohde & Schwarz NRP-Z24 galios jutikliu, kuris buvo prijungtas prie kitos ruporinės antenos, atlikusios imtuvo (RX) vaidmenį. Matavimų duomenys iš jutiklio buvo kaupiami kompiuteryje, kuris taip pat valdė signalų generatorių. RX antena buvo patalpinta beaidėje kameroje, tuo tarpu metapaviršius buvo pritvirtintas prie apertūros, jungiančios beaidę kamerą su išore. Taip buvo išvengta priimamo signalo iškrypimo dėl difrakcijos bandinio kraštuose. Su standu buvo atlikti trys skirtingi matavimai – fono, mikrobangų signalo be metapaviršiaus ir su metapaviršiumi. Mikrobangų signalas yra matuojamas dviem atvejais (su ir be metapaviršiaus) normavimo tikslams. Kai apertūra yra be metapaviršiaus, tai yra matuojama visa praėjusi mikrobangų galia be jokių kliūčių. Tada yra pritvirtinamas metapaviršius ir mikrobangos yra leidžiamos per jį. Padalinus pamatuotą spektrą be metapaviršiaus iš spektro su metapaviršiumi yra nustatoma kokia dalis (nuo 0 iki 1) mikrobangų galios praeina pro metapaviršį. Tuo tarpu fono matavimai parodo aplinkos triukšmo lygį ir nustato matavimų galimybių ribą. Pagal atliktus matavimus, fono triukšmas dažnių ruože nuo 1 – 12 GHz neviršija 20 nW. Tuo tarpu matuojant mikrobangų signalą, tiek su metapaviršiumi, tiek be jo, registruojamas signalas svyruoja 100 – 800  $\mu$ W ribose. Tai yra bent 5000 kartų stipresnis signalas už aplinkos triukšmą. Iš to galima daryti išvadą, kad aplinkos triukšmas matavimams įtakos neturėjo. Visi skaičiavimai antrame skyriuje buvo atlikti panaudojus teorinę dielektrinę medžiagą kuri neturi nuostolių. Tuo tarpu, FR-4 dielektrikas turi palyginti nemažus nuostolius. Norint paskaičiuoti realų metapaviršiaus skaidrumą,



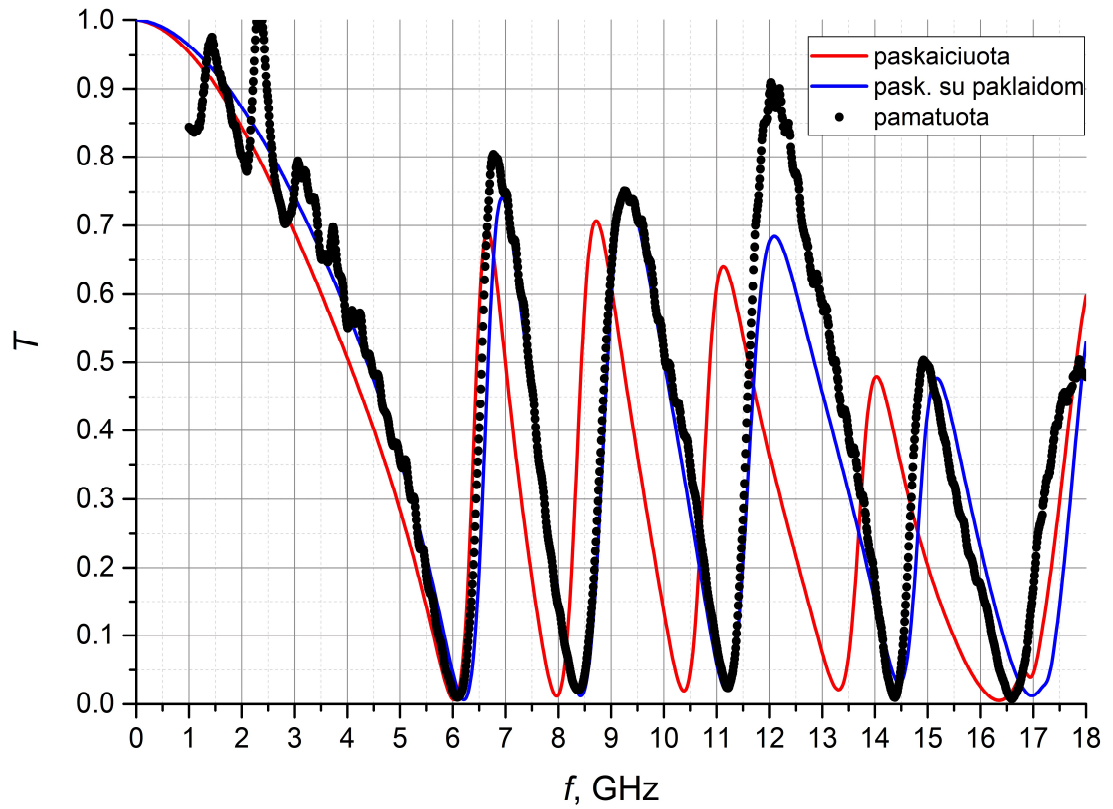
14 pav. Mikrobangų skaidrumo matavimų standas. TX ir RX žymi siųstuvo ir imtuvo antenas.



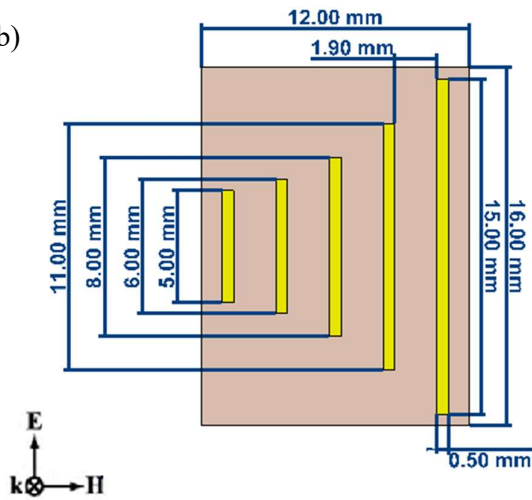
buvo atlikti skaičiavimai su realiomis medžiagų savybėmis, t.y.,  $\epsilon_r = 4.3$ ,  $\tan \delta = 0.025$ ,  $\sigma = 5.8 \times 10^7 \text{ S/m}$ . Paskaičiavus paaiškėjo, kad yra gan didelis skirtumas tarp atvejų, kai yra skaičiuojama su nuostoliais ir be jų. Įtraukti nuostoliai mažina rezonansų amplitudes ir jų Q faktorių. Dėl šių priežasčių buvo sumodeliuotas metapaviršius su ne tokiais aštriais rezonansais, kad juos būtų galima aiškiai pamatyti eksperimentiškai. Pasirinkta FR-4 medžiaga nėra pati geriausia, norint gauti aštrius rezonansus ir jai yra alternatyvų, bet šiuo atveju tikslas buvo pademonstruoti metodą, o tam užtenka ir FR-4.

Pagaminto metapaviršiaus pamatuotas mikrobangų skaidrumas yra pavaizduotas 15 pav. a). Taip pat šiame grafike palyginimui yra pavaizduoti atlikti skaitmeniniai skaičiavimai. Prieš metapaviršiaus gamybą buvo užsibrėžti tokie geometriniai parametrai kaip parodyta pav. b). Tuo tarpu jau pagaminto metapaviršiaus pamatuoti geometriniai parametrai parodyti 15 pav. c). Pasirodo, kad juostelės gavosi 0.2 mm trumpesnės ir 0.05 mm siauresnės nei buvo projektuota. Taip yra greičiausiai dėl to, nes esdinant rūgštis į proceso pabaigą pradeda būti juostelės per šonus, kurie nėra apsaugoti fotorezisto. Paklaidų įtaką skaidrumo spektrui galima pamatyti 15 pav. a) palyginus raudoną ir juodą kreives. Matosi, kad Fano rezonansų kaskada yra pasislinkusi į aukštesnius dažnius. Pamatuotas paklaidas galima įtraukti į modelį ir skaičiavimo rezultatas yra parodytas su mėlyna kreive 15 pav. a). Matosi, kad sutapimas yra kur kas geresnis. Taigi tai patvirtina, kad nesutapimas tarp užsibrėžtos ir pagaminto metapaviršiaus charakteristikų yra dėl atsiradusių paklaidų gamybos metu.

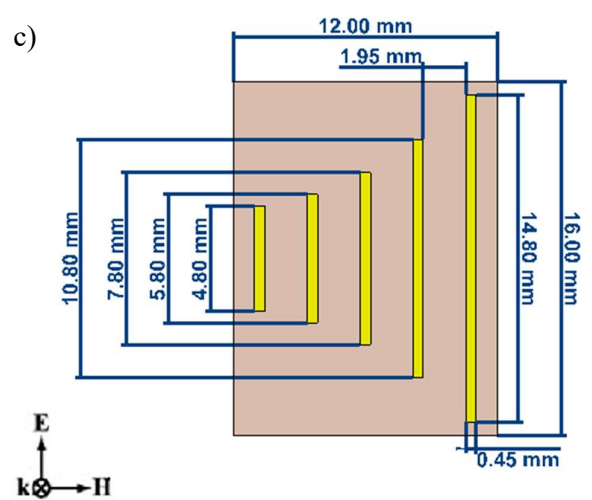
a)



b)



c)



15 pav. a) Pagaminto metapaviršiaus mikrobangų skaidrumas  $T$ , b) teoriškai sumodeliuoto metapaviršiaus geometriniai parametrai, c) pagaminto metapaviršiaus išmatuoti geometriniai parametrai

## Rezultatai ir išvados

1. Pademonstruotas nesudėtingas metapaviršius, kuriame galima valdyti Fano rezonansą. Pagrindinius Fano rezonanso parametrus – dažnį ir Q faktorių galima derinti keičiant juostelių ilgį, o keičiant juostelių skaičių, galima pasiekti norimą rezonansų skaičių.
2. Išsiaiškinta, kad aptartas Fano rezonanso sužadavimo metodas turi du apribojimus: gali būti pritaikomas tik subdifraciniame režime, o aukštam Q faktoriui pasiekti realiomis sąlygomis, būtinas dielektrikas su mažais nuostoliais ir metalas su aukštu laidumu.
3. Pirmą kartą pademonstruota galimybė tradiciniuose metapaviršiuose sužadinti Fano rezonansų kaskadą.

## Literatūros šaltiniai

- [1] D. R. Smith, W. Padilla, D. C. Vier, and S. Nemat-Nasser, “Composite Medium with Simultaneously Negative Permeability and Permittivity,” *Phys Rev Lett*, vol. 84, pp. 4184–4187, Apr. 2000.
- [2] N. Yu *et al.*, “Light Propagation with Phase Discontinuities: Generalized Laws of Reflection and Refraction,” *Science (1979)*, vol. 334, no. 6054, pp. 333–337, 2011, doi: 10.1126/science.1210713.
- [3] R. A. Shelby, D. R. Smith, and S. Schultz, “Experimental Verification of a Negative Index of Refraction,” *Science (1979)*, vol. 292, no. 5514, pp. 77–79, 2001, doi: 10.1126/science.1058847.
- [4] I. V Lindell, S. A. Tretyakov, K. I. Nikoskinen, and S. Ilvonen, “BW media—media with negative parameters, capable of supporting backward waves,” *Microw Opt Technol Lett*, vol. 31, no. 2, pp. 129–133, Oct. 2001, doi: <https://doi.org/10.1002/mop.1378>.
- [5] V. G. Veselago, “THE ELECTRODYNAMICS OF SUBSTANCES WITH SIMULTANEOUSLY NEGATIVE VALUES OF  $\epsilon$  AND  $\mu$ ,” *Soviet Physics Uspekhi*, vol. 10, no. 4, pp. 509–514, Apr. 1968, doi: 10.1070/pu1968v010n04abeh003699.
- [6] D. Schurig *et al.*, “Metamaterial Electromagnetic Cloak at Microwave Frequencies,” *Science (1979)*, vol. 314, no. 5801, pp. 977–980, 2006, doi: 10.1126/science.1133628.
- [7] J. B. Pendry, “Negative Refraction Makes a Perfect Lens,” *Phys Rev Lett*, vol. 85, pp. 3966–3969, Apr. 2000, doi: 10.1103/PhysRevLett.85.3966.
- [8] M. K. Chen *et al.*, “Principles, Functions, and Applications of Optical Meta-Lens,” *Adv Opt Mater*, vol. 9, 2021.
- [9] A. H. Dorrah, N. A. Rubin, A. Zaidi, M. Tamagnone, and F. Capasso, “Metasurface optics for on-demand polarization transformations along the optical path,” *Nat Photonics*, vol. 15, pp. 287–296, 2021.
- [10] J. Hu, S. Bandyopadhyay, Y. Liu, and L. Shao, “A Review on Metasurface: From Principle to Smart Metadevices,” *Front Phys*, vol. 8, 2021, doi: 10.3389/fphy.2020.586087.
- [11] F. Shen, Q. Kang, J. Wang, K. Guo, Q. Zhou, and Z. Guo, “Dielectric Metasurface-Based High-Efficiency Mid-Infrared Optical Filter,” *Nanomaterials*, vol. 8, 2018.
- [12] Y. Li, J. Lin, H. Guo, W. Sun, S. Xiao, and L. Zhou, “A Tunable Metasurface with Switchable Functionalities: From Perfect Transparency to Perfect Absorption,” *Adv Opt Mater*, vol. 8, no. 6, p. 1901548, 2020, doi: <https://doi.org/10.1002/adom.201901548>.
- [13] A. Iqbal, O. A. Saraereh, A. Bouazizi, and A. Basir, “Metamaterial-Based Highly Isolated MIMO Antenna for Portable Wireless Applications,” *Electronics (Basel)*, 2018.

- [14] K. Huang *et al.*, “Ultraviolet Metasurfaces of  $\approx 80\%$  Efficiency with Antiferromagnetic Resonances for Optical Vectorial Anti-Counterfeiting,” *Laser Photon Rev*, vol. 13, p. 1800289, Apr. 2019, doi: 10.1002/lpor.201800289.
- [15] R. and S. D. R. Cui Tie Jun and Liu, “Introduction to Metamaterials,” in *Metamaterials: Theory, Design, and Applications*, D. and L. R. Cui Tie Jun and Smith, Ed., Boston, MA: Springer US, 2010, pp. 1–19. doi: 10.1007/978-1-4419-0573-4\_1.
- [16] U. Fano, “Effects of Configuration Interaction on Intensities and Phase Shifts,” *Physical Review*, vol. 124, no. 6, pp. 1866–1878, Dec. 1961, doi: 10.1103/PhysRev.124.1866.
- [17] A. E. Miroshnichenko, S. Flach, and Y. S. Kivshar, “Fano resonances in nanoscale structures,” *Rev Mod Phys*, vol. 82, no. 3, pp. 2257–2298, Aug. 2010, doi: 10.1103/RevModPhys.82.2257.
- [18] M. F. Limonov, “Fano resonance for applications,” *Adv. Opt. Photon.*, vol. 13, no. 3, pp. 703–771, Sep. 2021, doi: 10.1364/AOP.420731.
- [19] Y. Joe, A. Satanin, and C. S. Kim, “Classical analogy of Fano resonances,” *Phys. Scr*, vol. 7463, Aug. 2006, doi: 10.1088/0031-8949/74/2/020.
- [20] N. A. Mirin, K. Bao, and P. J. Nordlander, “Fano resonances in plasmonic nanoparticle aggregates,” *J Phys Chem A*, vol. 113 16, pp. 4028–34, 2009.
- [21] A. Christ, T. Zentgraf, J. Kuhl, S. G. Tikhodeev, N. A. Gippius, and H. Giessen, “Optical properties of planar metallic photonic crystal structures: Experiment and theory,” *Phys Rev B*, vol. 70, p. 125113, 2004.
- [22] M. Wickenhauser, J. Burgdörfer, F. Krausz, and M. Drescher, “Time resolved Fano resonances,” *Phys Rev Lett*, vol. 94 2, p. 023002, 2005.
- [23] M. Kroner *et al.*, “The nonlinear Fano effect,” *Nature*, vol. 451, no. 7176, pp. 311–314, 2008, doi: 10.1038/nature06506.
- [24] V. A. Fedotov, M. Rose, S. L. Prosvirnin, N. Papasimakis, and N. I. Zheludev, “Sharp Trapped-Mode Resonances in Planar Metamaterials with a Broken Structural Symmetry,” *Phys Rev Lett*, vol. 99, no. 14, p. 147401, Oct. 2007, doi: 10.1103/PhysRevLett.99.147401.
- [25] R. Zafar and M. Salim, “Enhanced Figure of Merit in Fano Resonance-Based Plasmonic Refractive Index Sensor,” *IEEE Sens J*, vol. 15, pp. 6313–6317, 2015.
- [26] Y. Kong, Q. Wei, C. Liu, and S. Wang, “Nanoscale temperature sensor based on Fano resonance in metal–insulator–metal waveguide,” *Opt Commun*, vol. 384, pp. 85–88, 2017.
- [27] B. Lahiri, A. Z. Khokhar, R. M. D. La Rue, S. G. McMeekin, and N. P. Johnson, “Asymmetric split ring resonators for optical sensing of organic materials,” *Opt. Express*, vol. 17, no. 2, pp. 1107–1115, Jan. 2009, doi: 10.1364/OE.17.001107.
- [28] S. E. Zaki, A. Mehaney, H. M. Hassanein, and A. H. Aly, “Fano resonance based defected 1D phononic crystal for highly sensitive gas sensing applications,” *Sci Rep*, vol. 10, 2020.

- [29] Y. Zhang, Y.-R. Zhen, O. Neumann, J. K. Day, P. J. Nordlander, and N. J. Halas, “Coherent anti-Stokes Raman scattering with single-molecule sensitivity using a plasmonic Fano resonance,” *Nat Commun*, vol. 5, 2014.
- [30] K. Nozaki, A. Shinya, S. Matsuo, T. Sato, E. Kuramochi, and M. Notomi, “Ultralow-energy and high-contrast all-optical switch involving Fano resonance based on coupled photonic crystal nanocavities,” *Opt Express*, vol. 21 10, pp. 11877–88, 2013.
- [31] J. Lou *et al.*, “Silicon-Based Terahertz Meta-Devices for Electrical Modulation of Fano Resonance and Transmission Amplitude,” *Adv Opt Mater*, vol. 8, 2020.
- [32] M. Manjappa, S.-Y. Chiam, L. Cong, A. A. Bettiol, W. Zhang, and R. Singh, “Tailoring the slow light behavior in terahertz metasurfaces,” *Appl Phys Lett*, vol. 106, no. 18, p. 181101, May 2015, doi: 10.1063/1.4919531.
- [33] B. Zhen *et al.*, “Enabling enhanced emission and low-threshold lasing of organic molecules using special Fano resonances of macroscopic photonic crystals,” *Proceedings of the National Academy of Sciences*, vol. 110, pp. 13711–13716, 2013.
- [34] V. A. Fedotov, M. Rose, S. L. Prosvirnin, N. Papasimakis, and N. I. Zheludev, “Sharp Trapped-Mode Resonances in Planar Metamaterials with a Broken Structural Symmetry,” *Phys Rev Lett*, vol. 99, no. 14, p. 147401, Oct. 2007, doi: 10.1103/PhysRevLett.99.147401.
- [35] A. Christ, Y. Ekinici, H. H. Solak, N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, and O. J. F. Martin, “Controlling the Fano interference in a plasmonic lattice,” *Phys Rev B*, vol. 76, no. 20, p. 201405, Nov. 2007, doi: 10.1103/PhysRevB.76.201405.
- [36] K. Aydin, I. Pryce, and H. Atwater, “Symmetry breaking and strong coupling in planar optical metamaterials,” *Opt Express*, vol. 18, pp. 13407–13417, Jun. 2010, doi: 10.1364/OE.18.013407.
- [37] C. Wu *et al.*, “Fano-resonant asymmetric metamaterials for ultrasensitive spectroscopy and identification of molecular monolayers,” *Nat Mater*, vol. 11, no. 1, pp. 69–75, 2012, doi: 10.1038/nmat3161.
- [38] R. Singh, I. Al-Naib, W. Cao, C. Rockstuhl, M. Koch, and W. Zhang, “The Fano Resonance in Symmetry Broken Terahertz Metamaterials,” *IEEE Trans Terahertz Sci Technol*, vol. 3, no. 6, pp. 820–826, 2013, doi: 10.1109/TTHZ.2013.2285498.
- [39] Y. Moritake, Y. Kanamori, and K. Hane, “Experimental demonstration of sharp Fano resonance in optical metamaterials composed of asymmetric double bars,” *Opt Lett*, vol. 39, no. 13, pp. 4057–4060, 2014, doi: 10.1364/OL.39.004057.
- [40] T. Cao, C. Wei, R. E. Simpson, L. Zhang, and M. J. Cryan, “Fast Tuning of Double Fano Resonance Using A Phase-Change Metamaterial Under Low Power Intensity,” *Sci Rep*, vol. 4, no. 1, p. 4463, 2014, doi: 10.1038/srep04463.

- [41] K. Koshelev, S. Lepeshov, M. Liu, A. Bogdanov, and Y. Kivshar, “Asymmetric Metasurfaces with High-Q Resonances Governed by Bound States in the Continuum,” *Phys Rev Lett*, vol. 121, no. 19, p. 193903, Nov. 2018, doi: 10.1103/PhysRevLett.121.193903.
- [42] L. Chen *et al.*, “Defect-Induced Fano Resonances in Corrugated Plasmonic Metamaterials,” *Adv Opt Mater*, vol. 5, no. 8, p. 1600960, Apr. 2017, doi: <https://doi.org/10.1002/adom.201600960>.
- [43] Z. Zhang *et al.*, “Double Fano Resonance and Independent Regulation Characteristics in a Rectangular-like Nanotetramer Metasurface Structure,” *Nanomaterials*, vol. 12, p. 3479, Oct. 2022, doi: 10.3390/nano12193479.
- [44] Y. Wang, S. Jia, and J. Qin, “Tunable Fano Resonance and Enhanced Sensing in Terahertz Metamaterial,” *Front Phys*, vol. 8, 2021, [Online]. Available: <https://www.frontiersin.org/articles/10.3389/fphy.2020.605125>
- [45] Z.-L. Deng *et al.*, “Full controlling of Fano resonances in metal-slit superlattice,” *Sci Rep*, vol. 5, no. 1, p. 18461, 2015, doi: 10.1038/srep18461.
- [46] Y. Yu *et al.*, “Fano resonance control in a photonic crystal structure and its application to ultrafast switching,” *Appl Phys Lett*, vol. 105, no. 6, p. 061117, Aug. 2014, doi: 10.1063/1.4893451.
- [47] S. Kim *et al.*, “Full manipulation of transparency and absorption through direct tuning of dark modes in high-Q Fano metamaterials,” *Opt Express*, vol. 30, no. 3, pp. 3443–3454, 2022, doi: 10.1364/OE.449968.
- [48] D. Seliuta, G. Šlekas, A. Kamarauskas, and Ž. Kancleris, “Guided Lattice Modes in Terahertz Metasurface Deposited on Ultrathin Dielectric Substrate,” *IEEE Trans Terahertz Sci Technol*, vol. 12, no. 4, pp. 345–352, 2022, doi: 10.1109/TTHZ.2022.3180497.
- [49] D. Seliuta, G. Šlekas, G. Valušis, and Ž. Kancleris, “Fano resonance arising due to direct interaction of plasmonic and lattice modes in a mirrored array of split ring resonators,” *Opt Lett*, vol. 44, no. 4, pp. 759–762, 2019, doi: 10.1364/OL.44.000759.
- [50] Q. Shi and F. Chen, “Double Fano resonance based on Fabry-Perot mode and asymmetric waveguide mode,” *Results in Optics*, vol. 5, p. 100185, 2021, doi: <https://doi.org/10.1016/j.rio.2021.100185>.
- [51] D. Urbonis, P. Ragulis, G. Šlekas, and Ž. Kancleris, “Double Fano resonance in broken symmetry split-ring resonator array metasurface,” *Advanced Properties and Processes in Optoelectronic Materials and Systems, APROPOS 18*, Vilnius, Lithuania, 2022.
- [52] D. Urbonis, P. Ragulis, and Ž. Kancleris, “INVESTIGATION OF FANO RESONANCE NATURE IN SPLIT-RING RESONATOR ARRAY METASURFACE,” *Material Science and Modern Technologies, Open Readings*, Vilnius, Lithuania, 2023.

- [53] M. Kanesan, D. Thiel, and S. Keefe, “A Robust Method of Calculating the Effective Length of a Conductive Strip on an Ungrounded Dielectric Substrate,” *Progress In Electromagnetics Research M*, vol. 35, pp. 57–66, Feb. 2014, doi: 10.2528/PIERM13122404.
- [54] C. Huang, X. Yin, H. Huang, and Y. Zhu, “Study of plasmon resonance in a gold nanorod with an LC circuit model,” *Opt Express*, vol. 17, no. 8, pp. 6407–6413, 2009, doi: 10.1364/OE.17.006407.
- [55] X. He *et al.*, “Implementation of selective controlling electromagnetically induced transparency in terahertz graphene metamaterial,” *Carbon N Y*, vol. 123, pp. 668–675, 2017, doi: <https://doi.org/10.1016/j.carbon.2017.08.016>.
- [56] R. Yahiaoui *et al.*, “Electromagnetically induced transparency control in terahertz metasurfaces based on bright-bright mode coupling,” *Phys Rev B*, vol. 97, no. 15, p. 155403, Apr. 2018, doi: 10.1103/PhysRevB.97.155403.
- [57] F.-Y. Meng, Q. Wu, D. Erni, K. Wu, and J.-C. Lee, “Polarization-Independent Metamaterial Analog of Electromagnetically Induced Transparency for a Refractive-Index-Based Sensor,” *IEEE Trans Microw Theory Tech*, vol. 60, no. 10, pp. 3013–3022, 2012, doi: 10.1109/TMTT.2012.2209455.
- [58] R. Yahiaoui, M. Manjappa, Y. K. Srivastava, and R. Singh, “Active control and switching of broadband electromagnetically induced transparency in symmetric metadevices,” *Appl Phys Lett*, vol. 111, no. 2, p. 021101, Jul. 2017, doi: 10.1063/1.4993428.
- [59] N. Jiang *et al.*, “Analysis of Evolution of Coupled Lorentz Resonances and Their Sensing Properties in Terahertz Metamaterials,” *Front Phys*, vol. 10, 2022, [Online]. Available: <https://www.frontiersin.org/articles/10.3389/fphy.2022.840090>
- [60] X. Su *et al.*, “Dynamic mode coupling in terahertz metamaterials,” *Sci Rep*, vol. 5, no. 1, p. 10823, 2015, doi: 10.1038/srep10823.
- [61] R. Yahiaoui *et al.*, “Electromagnetically induced transparency control in terahertz metasurfaces based on bright-bright mode coupling,” *Phys Rev B*, vol. 97, no. 15, p. 155403, Apr. 2018, doi: 10.1103/PhysRevB.97.155403.
- [62] M. V Rybin *et al.*, “Mie scattering as a cascade of Fano resonances,” *Opt Express*, vol. 21, no. 24, pp. 30107–30113, 2013, doi: 10.1364/OE.21.030107.



## Summary

Darius Urbonis

Numerical and Experimental Study of Fano Resonance in the Microwave Frequency Range

The aim of this work is to study metamaterials in which Fano resonance can be realized, and by changing the parameters of the metamaterial, control of the resonance frequency, Q factor and quantity of resonances achieved. To achieve this goal, 2 tasks were devised: 1) find out the possibilities of Fano resonance control, 2) experimentally demonstrate Fano resonance control in the 1-18 GHz frequency range. The transmittance of the studied metamaterials with an array of vertical strips were evaluated by performing numerical and analytical calculations. Metamaterial modeling and numerical calculations were performed using CST Studio 2020. Various parametric calculations were performed to reveal the controllability of the Fano resonance. The obtained numerical results were explained on the basis of analytical models. In order to confirm the results of the calculations, a metasurface was fabricated, which exhibits a cascade of Fano resonances in the transmittance spectrum. This is the first time that the Fano resonance cascade has been observed in conventional metasurfaces. The reason for the appearance of the studied Fano resonances was also explained. According to calculations of the electric field distribution, each strip can experience a dipole-type resonance, the frequency of which depends mainly on the length of the strip. By inserting multiple strips of different lengths into a unit cell, individual dipole resonances can be excited. When the difference between the strip lengths is small, the individual dipole resonances can interfere. This means that the Fano resonance that occurs between the two dipole resonances is excited by the paired resonance between the two strips. It was also shown that the analyzed metasurface has two limitations: 1) it will only work in the subdiffraction regime, 2) it may be difficult to achieve a high Q factor in practice. Despite these limitations, the principle of Fano resonance control was successfully demonstrated, the tasks completed and the goal achieved.