



VILNIAUS GEDIMINO TECHNIKOS UNIVERSITETAS
ELEKTRONIKOS FAKULTETAS
ELEKTRONINIŲ SISTEMŲ KATEDRA

Darius PLONIS

GIROTROPINIŲ BANGOL AidŽIŲ TYRIMAS
GYROTROPIC WAVEGUIDES ANALYSIS

Magistro baigiamasis darbas

Elektronikos inžinerijos studijų kryptis
Elektronikos studijų programa, valstybinis kodas 62401T209
Kompiuterizuotų elektroninių sistemų specializacija

Vilnius, 2010

VILNIAUS GEDIMINO TECHNIKOS UNIVERSITETAS
ELEKTRONIKOS FAKULTETAS
ELEKTRONINIŲ SISTEMŲ KATEDRA

TVIRTINU
Katedros vedėjas

(parašas)
prof. habil. dr. R. Martavičius
2010 m. _____ mėn. ____ d.

Darius PLONIS

GIROTROPINIŲ BANGOLAIÐŽIŲ TYRIMAS
GYROTROPIC WAVEGUIDES ANALYSIS

Magistro baigiamasis darbas

Elektronikos inŹinerijos studijŲ kryptis
Elektronikos studijŲ programa, valstybinis kodas 62401T209
KompiuterizuotŲ elektroniniŲ sistemŲ specializacija

Vadovas	doc. dr. V. Mališauskas	_____	_____
	(mokslinis vardas ir laipsnis, vardas, pavardė)	(parašas)	(data)
Konsultantai	dr. A. Serackis	_____	_____
	(mokslinis vardas ir laipsnis, vardas, pavardė)	(parašas)	(data)
	doc. dr. Z. Babickienė	_____	_____
	(mokslinis vardas ir laipsnis, vardas, pavardė)	(parašas)	(data)

Vilnius, 2010

Vilniaus Gedimino technikos universitetas

Elektronikos fakultetas**Elektroninių sistemų** katedra

ISBN ISSN

Egz. sk. 3.

Data 2010-06-10

Elektronikos studijų programos magistro baigiamasis darbasPavadinimas **Girotropinių bangolaidžių tyrimas**Autorius **Darius Plonis**Vadovas doc. dr. **Vacius Mališauskas**

Kalba

☒ X

lietuvių

☐

užsienio

Anotacija

Tiriami atvirieji cilindriniai girotropiniai bangolaidžiai.

Analizuojama literatūra apie šiuos bangolaidžius ir įrenginius. Pristatyti žinomi girotropinių bangolaidžių elektrodinaminis ir matematinis modeliai. Kuriami ir testuojami 4 algoritmai ir 4 programos dielektriniuose bei girotropiniuose bangolaidžiuose sklindančių EM bangų dispersinėms ir slopinimo charakteristikoms skaičiuoti.

Tiriamos dielektriniuose, n ir p tipų puslaidininkiniuose, puslaidininkiniuose-dielektriniuose, feritiniuose, feritiniuose-dielektriniuose bangolaidžiuose sklindančių bangų dispersinės ir slopinimo charakteristikos.

Darbą sudaro: 1. Įvadas; 2. Analitinė literatūros apžvalga; 3. Girotropinių bangolaidžių medžiagos ir duomenys; 4. Bangų dispersinių lygčių tyrimas. Algoritmų ir programų charakteristikoms skaičiuoti kūrimas; 5. Dispersinių ir slopinimo charakteristikų skaičiavimas bei tyrimas; 6. Apibendrinimas. Išvados; Literatūra; Priedai.

Darbo apimtis – 89 p. teksto be priedų, 52 iliustr., 11 lent., 46 bibliografijos šaltiniai, 7 priedai – 89 p

Prasminiai žodžiai: dielektriniai, girotropiniai, puslaidininkiniai, puslaidininkiniai-dielektriniai, feritiniai, feritiniai-dielektriniai bangolaidžiai; *Maxwello* lygtys; *Besselio*, *Hankelio*, *Neumanno* funkcijos; MATLAB; *Mullerio* metodas.

Vilnius Gediminas Technical University

Electronics faculty

Electronic systems department

ISBN ISSN

Copies No. 3

Date 2010-06-10

Electronics study programme master thesis.

Title: **Gyrotropic waveguides analysis**

Author **Darius Plonis**

Academic supervisor **Vacius Mališauskas**
Thesis language
☒

Lithuanian

☐

Foreign (English)

Annotation

In the Master's thesis are investigated cylindrical gyrotropic waveguides.

Analyzed the literature about the waveguides and devices. Presented known gyrotropic waveguides electrodynamic and mathematical models. Created and tested 4 algorithms, and 4 programs, for dispersion and losses characteristics calculations.

In the work are calculated dispersion and losses characteristics of the waves propagations in the dielectric, p and n type semiconductor, semiconductor-dielectric ferrite, ferrite-dielectric structures waveguides.

The work consists of 9 parts: Signs and abbreviations; 1. Introduction; 2. Literature analysis of the gyrotropic waveguides and devices overview; 3. Gyrotropic waveguides materials; 4. Dispersion equations analysis of the waves. Algorithms and programs creation for the characteristics calculations; 5. Dispersion and losses characteristics calculations and analysis; 6. Conclusions; References; Appendixes.

Thesis consist of: 89 p. text without appendixes, 52 pictures, 11 tables, 46 bibliographical entries. Appendixes included.

Keywords: dielectric, gyrotropic, gyroelectric (semiconductor, semiconductor-dielectric) gyromagnetic (ferrite, ferrite-dielectric) waveguides, Maxwell equations, Bessel, Hankel, Neumann functions, MATLAB[®], Muller method.

VILNIAUS GEDIMINO TECHNIKOS UNIVERSITETAS
ELEKTRONIKOS FAKULTETAS
ELEKTRONINIŲ SISTEMŲ KATEDRA

Technologijos mokslų sritis

Elektros ir elektronikos inžinerijos mokslo kryptis

Elektronikos inžinerijos studijų kryptis

Elektronikos studijų programa, valst. kodas 62401T209

Kompiuterizuotų elektroninių sistemų specializacija

TVIRTINU

Katedros vedėjas

prof. habil. dr. R. Martavičius

2010 m. _____ mėn. ____ d.

MAGISTRO BAIGIAMOJO DARBO
UŽDUOTIS

Studentui

Dariui PLONIUI

Baigiamojo darbo tema: Girotropinių bangolaidžių tyrimas

Gyrotropic waveguides analysis

Patvirtinta 2009 m. _____ mėn. ____ d. dekanų įsakymu Nr. _____.

Baigiamojo darbo užbaigimo terminas 2010 m. _____ mėn. ____ d.

Darbo tikslas – ištirti girotropiniuose bangolaidžiuose sklindančių bangų dispersines ir slopinimo charakteristikas.

Darbo uždaviniai

1. Apžvelgti analogiška literatūra parašytus straipsnius ir įrenginius
2. Sukurti algoritmus ir programas girotropiniuose bangolaidžiuose sklindančių bangų dispersinėms ir slopinimo charakteristikoms skaičiuoti.
3. Apskaičiuoti ir išanalizuoti dispersines ir slopinimo charakteristikas.

Tezių turinys

1. Įvadas
2. Analitinė literatūros ir įrenginių apžvalga
3. Girotropinių bangolaidžių medžiagos ir duomenys
4. Girotropiniuose bangolaidžiuose sklindančių bangų dispersinių lygčių analizė, algoritmų ir programų kūrimas dispersinėms ir slopinimo charakteristikoms skaičiuoti
5. Dispersinių ir slopinimo charakteristikų skaičiavimas
6. Dispersinių ir slopinimo charakteristikų analizė
7. Apibendrinimas. Išvados

Literatūra

Priedai

A priedas. CD su baigiamojo darbo aiškinamuoju raštu

B priedas. Pranešimų 12–13-oje Lietuvos jaunųjų mokslininkų konferencijose medžiaga

C priedas. Pranešimų 13–14-oje tarptautinėse konferencijose "Elektronika ir elektrotechnika" medžiaga

D priedas. Atspausdintų straipsnių medžiaga

Baigiamojo darbo rengimo konsultantas:

dr. Artūras Serackis

(mokslinis vardas ir laipsnis, vardas, pavardė)

Vadovas

(parašas)

doc. dr. Vacius Maližauskas

(mokslinis vardas ir laipsnis, vardas, pavardė)

Užduotį gavau

(parašas)

2010 m. _____ mėn. _____ d.

TURINYS

ŽYMENYS IR SANTRUMPOS	9
Lotynų kalbos abėcėlė.....	9
Graikų kalbos abėcėlė	11
1. ĮVADAS	13
2. ANALITINĖ LITERATŪROS APIE GIROTROPINIUS BANGOLAIDŽIUS IR ĮRENGINIUS APŽVALGA	16
2.1. Girotropinių bangolaidžių tyrimų apžvalga	16
2.2. Mikrobangų įrenginių apžvalga	18
2.2.1. Puslaidininkinis poliarizacinis cirkulatorius.....	18
2.2.2. Feritinis poliarizacinis cirkulatorius	19
2.2.3. Feritinis palydovinės TV antenos poliarizatorius	20
2.2.4. Feritinis-dielektrinis bangų fazės keitiklis.....	21
2.3. Trumpas skyriaus apibendrinimas	22
3. GIROTROPINIŲ BANGOLAIDŽIŲ MEDŽIAGOS IR DUOMENYS	23
3.1. Dielektrikai	23
3.2. Giroelektrinių bangolaidžių medžiagos	23
3.3. Dielektrinės skvarbos tenzorius	26
3.4. Giromagnetinių bangolaidžių medžiagos	30
3.5. Magnetinės skvarbos tenzorius	31
3.6. Trumpas skyriaus apibendrinimas	32
4. BANGŲ DISPERSINIŲ LYGČIŲ TYRIMAS. ALGORITMŲ IR PROGRAMŲ CHARAKTERISTIKOMS SKAIČIUOTI KŪRIMAS	34
4.1. Bangų girotropiniuose bangolaidžiuose dispersinių lygčių tyrimas	34
4.2. Algoritmų ir programų bangų charakteristikoms skaičiuoti kūrimas	40
4.2.1. Dispersinių charakteristikų skaičiavimo algoritmas ir programa	40
4.2.2. Slopinimo charakteristikų skaičiavimo algoritmas ir programa.....	43
4.2.3. Programų testavimas.....	47
4.3. Trumpas skyriaus apibendrinimas	52
5. DISPERSINIŲ IR SLOPINIMO CHARAKTERISTIKŲ SKAIČIAVIMAS BEI TYRIMAS	54
5.1. Bangų dielektriniuose bangolaidžiuose dispersinių charakteristikų skaičiavimas bei tyrimas.....	54
5.2. Bangų puslaidininkiniuose bangolaidžiuose dispersinių ir slopinimo charakteristikų skaičiavimas bei tyrimas	57
5.2.1. Bangų n tipo bangolaidžiuose dispersinių charakteristikų tyrimas	58
5.2.2. Bangų p tipo bangolaidžiuose dispersinių charakteristikų tyrimas	66
5.2.3. Puslaidininkinių n , p -InP bangolaidžių plačiajuostiškumo tyrimas	71
5.2.4. Bangų slopinimas puslaidininkiniuose bangolaidžiuose	74
5.3. Bangų feritiniuose bangolaidžiuose dispersinių charakteristikų skaičiavimas bei tyrimas.....	77
5.3.1. Bangų feritiniuose bangolaidžiuose dispersinių charakteristikų tyrimas	77
5.3.2. Bangų slopinimas feritiniuose bangolaidžiuose	80
5.4. Trumpas skyriaus apibendrinimas	83
6. APIBENDRINIMAS. IŠVADOS	85
LITERATŪRA	87
BAIGIAMOJO DARBO PRIEDAI A–G	90

Priedas B. 4 pranešimų 13–14-oje tarptautinėse konferencijose „ELEKTRONIKA“ Vilniuje 2009–10 m. medžiaga	91
Priedas C. Pranešimo Tarptautinėje studentų konferencijoje „Telekomunikacijos ir elektronika 2010“ Kaune medžiaga	111
Priedas D. 2 pranešimų 12–13-oje Lietuvos jaunųjų mokslininkų konferencijose "Mokslas - Lietuvos ateitis" Vilniuje 2009–10 m. medžiaga	116
Priedas E. Darbo tema publikuoti 4 straipsniai	126
Priedas F. IEEE konkursui parašytas straipsnis	150
Priedas G. PFI XX (2008 m.) mokslinės konferencijos darbuose publikuotas straipsnis	155

ŽYMENYS IR SANTRUMPOS

Lotynų kalbos abėcėlė

$\underline{A}_1, \underline{A}_2, \underline{A}_3$	nežinomi elektromagnetinių bangų amplitudžių koeficientai;
$\underline{a}$	H ir E tipų bangų sąsajos kvazielektrinėse (kvazi- E) hibridinėse bangose koeficientas;
a_{jk}	dispersinės lygties determinanto pavidalu j -tosios eilutės ir k -tojo stulpelio elementas (sandas);
B_0	pastoviojo magnetinio srauto tankis (magnetinė indukcija);
$\mathbf{B}_0$	pastoviojo magnetinio srauto tankio (magnetinės indukcijos) vektorius;
$\underline{B}_1, \underline{B}_2, \underline{B}_3$	nežinomi elektromagnetinių bangų amplitudžių koeficientai;
$\underline{b}$	E ir H tipų bangų sąsajos kvazimagnetinėse (kvazi- H) hibridinėse bangose koeficientas;
$\underline{C}_2$	nežinomas elektromagnetinės bangos amplitudės koeficientas;
c	elektromagnetinių bangų (šviesos) greitis vakuume (ir apytiksliai ore);
$\underline{D}_2$	nežinomas elektromagnetinės bangos amplitudės koeficientas;
d	dielektriško indeksas (viršutinis);
d	išorinio dielektriško sluoksnio absoliutinis storis feritiniame-dielektriniame arba puslaidininkiniame-dielektriniame bangolaidyje;
d / r^f	išorinio dielektriško sluoksnio santykinis storis feritiniuose-dielektriniuose bangolaidžiuose;
$\det[a_{jk}]$	dispersinės lygties determinantas su j eilutėmis ir k stulpeliais;
EH_{11}, EH_{12}	bangolaidžio išilginei z ašiai nesimetrinės hibridinės aukštesniųjų tipų bangos;
$\underline{E}$	elektrinio lauko stiprio vektoriaus kompleksinė amplitudė;
$e^{+im\varphi}$	bangų su kairiąja apskritimine poliarizacija išilginių z komponenčių priklausomybė nuo φ , kai $m = 1, 2, 3 \dots$;
$e^{-im\varphi}$	bangų su dešiniąja apskritimine poliarizacija išilginių z komponenčių priklausomybė nuo φ , kai $m = 1, 2, 3 \dots$;
f	ferito indeksas (viršutinis);
f	elektromagnetinės bangos dažnis;
fr^f	bangos dažnis, normuotas pagal feritinės šerdies spindulį r^f (normuotasis dažnis);
fr^p	bangos dažnis, normuotas pagal puslaidininkinės šerdies spindulį r^p (normuotasis dažnis);
f_c	bangolaidžio darbo dažnių juostos centrinis dažnis;
$f_c r^f$	bangolaidžio darbo dažnių juostos centrinis dažnis, normuotas pagal feritinės šerdies spindulį;

$f_c r^p$	bangolaidžio darbo dažnių juostos centrinis dažnis, normuotas pagal puslaidininkinės šerdies spindulį;
f_{kr}	elektromagnetinės bangos krizinis (atkiertos) dažnis;
f_{krp}	pagrindinio tipo bangos krizinis (atkiertos) dažnis;
f_{kra}	pirmojo aukštesniojo tipo bangos krizinis (atkiertos) dažnis;
g	giotropinės terpės (šerdies) indeksas (viršutinis);
H	magnetinio lauko stipris;
H_i	vidinio magnetinio lauko stipris;
HE_{11}	bangolaidžio išilginei z ašiai nesimetrinė hibridinė pagrindinio tipo banga;
HE_{12}	bangolaidžio išilginei z ašiai nesimetrinės hibridinės aukštesniųjų tipų bangos;
$\underline{H}$	magnetinio lauko stiprio vektoriaus kompleksinė amplitudė;
$\underline{H}_{z1,2,3}$	magnetinio lauko stiprio išilginių (z) komponentų kompleksinės amplitudės giotropinių bangolaidžių modelio srityse 1, 2, 3;
$H_m^{(2)}(\underline{k}_\perp^o r)$	<i>Hankelio</i> kompleksinė antrojo tipo m -tosios eilės funkcija su argumentu $\underline{k}_\perp^o r$;
$\underline{h}$	išilginis kompleksinis bangos skaičius (sklidimo koeficientas);
h'	elektromagnetinės bangos fazės koeficientas;
$h' r^f$	bangos fazės koeficientas, normuotas pagal feritinės šerdies spindulį r^f ;
$h' r^p$	bangos fazės koeficientas, normuotas pagal puslaidininkinės šerdies spindulį r^p ;
h''	elektromagnetinės bangos slopinimo koeficientas;
$h'' r^f$	elektromagnetinės bangos slopinimo koeficientas, normuotas pagal feritinės šerdies spindulį r^f ;
$h'' r^p$	elektromagnetinės bangos slopinimo koeficientas, normuotas pagal puslaidininkinės šerdies spindulį r^p ;
i	menamasis vienetasis;
$J_m(\underline{k}_{\perp 1,2}^g r^g)$	<i>Besselio</i> kompleksinės pirmojo tipo m -tosios eilės funkcijos su pirmuoju ir antruoju kompleksiniais argumentais $\underline{k}_{\perp 1}^g r^g$, $\underline{k}_{\perp 2}^g r^g$;
k	išilginis bangos skaičius (sklidimo koeficientas) neribotame vakuume;
$\underline{k}_\perp^g$	vidinis skersinis kompleksinis bangos skaičius (sklidimo koeficientas) giotropinėje šerdyje;
$\underline{k}_{\perp 1}^g, \underline{k}_{\perp 2}^g$	pirmasis ir antrasis vidiniai skersiniai kompleksiniai bangų skaičiai (sklidimo koeficientai) giotropinėje šerdyje;
$\underline{k}_\perp^g r^g$	vidinis skersinis kompleksinis bangos skaičius (sklidimo koeficientas), normuotas pagal giotropinės šerdies spindulį r^g (normuotasis vidinis skersinis bangos skaičius (sklidimo koeficientas));

$\underline{k}_{\perp 1}^g, \underline{k}_{\perp 2}^g$	pirmasis ir antrasis vidiniai skersiniai kompleksiniai bangų skaičiai (sklidimo koeficientai) girotropinėje šerdyje, normuojant pagal girotropinės šerdies spindulį r^g – normuotieji pirmasis ir antrasis vidiniai skersiniai bangų skaičiai (sklidimo koeficientai);
$\underline{k}_{\perp}^o$	išorinis skersinis kompleksinis bangos skaičius (sklidimo koeficientas) ore;
M	absoliutinis bangolaidžio įmagnetėjimas pagal SI matavimo vienetų sistemą;
M_s	absoliutinis bangolaidžio soties įmagnetėjimas;
M/M_s	santykinis bangolaidžio įmagnetėjimas;
n	bangos tipo antrasis indeksas (apatinis);
o	oro indeksas (viršutinis);
m_0	laisvojo krūvininko masė;
m_1^*	lengvosios skylutės efektinė masė;
m_2^*	sunkiosios skylutės efektinė masė;
m^*	elektrono efektinė masė;
N	laisvųjų krūvininkų koncentracija puslaidininkyje;
$N_m(\underline{k}_{\perp}^d r)$	<i>Neumanno</i> kompleksinė m -tosios eilės funkcija su kompleksiniu argumentu $\underline{k}_{\perp}^d r$;
r	ašis arba koordinatė pagal spindulį cilindrinėje r, φ, z koordinačių sistemoje;
r^g	girotropinės šerdies spindulys;
SDST	santykinės dielektrinės skvarbos tenzorius;
SMST	santykinės magnetinės skvarbos tenzorius;
z	ašis arba išilginė koordinatė cilindrinėje r, φ, z koordinačių sistemoje.

Graikų kalbos abėcėlė

Δf	bangolaidžio absoliutinė darbo dažnių juosta;
$\Delta f r^f$	feritinio bangolaidžio absoliutinė darbo dažnių juosta, normuota pagal feritinės šerdies spindulį r^f (normuotoji absoliutinė darbo dažnių juosta);
$\Delta f r^p$	puslaidininkinio bangolaidžio absoliutinė darbo dažnių juosta, normuota pagal puslaidininkinės šerdies spindulį r^p (normuotoji absoliutinė darbo dažnių juosta);
δ_f	bangolaidžio santykinė darbo dažnių juosta procentais (%);
ϵ_0	vakuumo absoliutinė dielektrinė skvarba (elektrinė konstanta);
ϵ_r^o	oro santykinė dielektrinė skvarba;
ϵ_r^d	idealaus nemagnetinio dielektriko santykinė dielektrinė skvarba;
$\epsilon_r^{d'}$	realaus nemagnetinio dielektriko santykinės dielektrinės skvarbos realioji dalis;
$\epsilon_r^{d''}$	realaus nemagnetinio dielektriko santykinės dielektrinės skvarbos menamoji dalis

	(dielektriniai nuostoliai dielektrike);
$\underline{\epsilon}_r^f$	realaus ferito kompleksinė santykinė dielektrinė skvarba;
$\epsilon_r^{f'}$	realaus ferito santykinės dielektrinės skvarbos realioji dalis;
$\epsilon_r^{f''}$	realaus ferito santykinės dielektrinės skvarbos menamoji dalis (dielektriniai nuostoliai ferite);
$\underline{\epsilon}_r^p$	pastoviojo magnetinio lauko išilgai veikiamo puslaidininkio SDST;
$\epsilon_{xx}^p, \epsilon_{xy}^p, \epsilon_{zz}^p$	pastoviojo magnetinio lauko išilgai veikiamo puslaidininkio SDST kompleksiniai elementai (sandai);
μ_0	vakuomo absoliutinė magnetinė skvarba (magnetinė konstanta);
μ_r^d	idealaus nemagnetinio dielektriko santykinė magnetinė skvarba;
μ_r^o	oro santykinė magnetinė skvarba;
$\underline{\mu}_r^f$	neįmagnetinto ferito kompleksinė santykinė magnetinė skvarba;
$\mu_r^{f'}$	realaus neįmagnetinto ferito santykinės magnetinės skvarbos realioji dalis;
$\mu_r^{f''}$	realaus neįmagnetinto ferito santykinės magnetinės skvarbos menamoji dalis (magnetiniai nuostoliai ferite);
$\underline{\mu}_{xx}^f, \underline{\mu}_{xy}^f, \underline{\mu}_{zz}^f$	realaus įmagnetinto ferito SMST kompleksiniai elementai (sandai);
$\underline{\mu}_r^f$	realaus įmagnetinto ferito kompleksinis SMST;
$\xi_{\perp}^o$	išorinis skersinis bangos skaičius (sklidimo koeficientas) ore;
$\xi_{\perp}^o r^g$	išorinis skersinis bangos skaičius (sklidimo koeficientas) ore, normuotas pagal girotropinės šerdies spindulį r^g – normuotasis išorinis skersinis bangos skaičius (sklidimo koeficientas) ore;
φ	azimuto kampas arba azimutinė (kampinė) koordinatė cilindrinėje r, φ, z koordinačių sistemoje;
ω	elektromagnetinės bangos kampinis dažnis.

1. ĮVADAS

Įvade aptariami D. Plonio magistro baigiamojo darbo „Giotropinių bangolaidžių tyrimas“ tikslas ir aktualumas, darbe sprendžiami uždaviniai, taikomi tyrimo metodai, be to, darbo naujumas ir praktinė nauda, struktūra bei rezultatai ir perspektyvos.

Darbo tikslas ir aktualumas. Tikslas – ištirti giotropiniuose bangolaidžiuose sklindančių elektromagnetinių bangų dispersines ir slopinimo charakteristikas. Šių bangolaidžių tyrimai yra labai aktualūs, nes giotropiniai bangolaidžiai pasižymi geromis elektrodinaminėmis charakteristikomis. Jie yra plačiajuosčiai, jų charakteristikų skaičiavimas palyginti paprastas ir tikslus. Giotropinių bangolaidžių gamyba yra nesudėtinga, jie lengvai suderinami su kitais mikrobangų įtaisais. Dėl to didėja šių bangolaidžių populiarumas. Jie naudojami mikrobangų fazės keitikliuose, suktuvuose, ventiliuose, fazės ir dažnio moduliatoriuose, poliarizatoriuose, gaminant antenų sistemas televizijai ir radiolokacijai. Tačiau giotropiniai bangolaidžiai yra nepakankamai ištirti ir tai riboja jų taikymą.

Apskritai bangolaidžius galima apibrėžti dviem prasmėmis – siaurąja ir plačiąja. Bangolaidžiais siaurąja prasme vadinami elektromagnetinės energijos perdavimui skirti tuščiaviduriai, iš dalies arba visai dielektriku užpildyti metaliniai vamzdžiai. Bangolaidžiais plačiąja prasme vadinamos laidininkų ar dielektrikų sistemos, skirtos elektromagnetinėms bangoms perduoti norimu keliu [1].

Dielektriniais bangolaidžiais galima vadinti dielektrinę plėvelę, vienalytį ar sluoksniuotą strypelį arba vamzdelį, skirtus elektromagnetinėms bangoms perduoti. Bangolaidyje sklindančios bangos sužadina papildomus dielektriko molekulių, atomų ir elektronų virpesius, o virpantys krūviai patys išspinduliuoja elektromagnetines bangas.

Giotropiniai bangolaidžiai iš esmės yra dielektriniai bangolaidžiai, pagaminti iš pastoviojo magnetinio lauko veikiamų terpių, kuriose pasireiškia giotropija.

Giotropija (graik. *gyros* – ratas + *tropos* – posūkis) – anizotropijos rūšis, būdinga terpėms, kurias veikiant pastoviuoju magnetiniu lauku, susidaro dirbtinė anizotropija, susijusi su įmagnetėjimo vektoriaus galų sukimusi ratu legiruotuose puslaidininkuose, įmagnetintuose ferituose ir jonizuotose dujose. Tokios terpės vadinamos giotropinėmis. Elektromagnetinių bangų sąveika su giotropinėmis terpėmis sukelia *Faradayo*, *Cottono* ir *Moutono* reiškinius, giromagnetinį (ciklotroninį, feromagnetinį) rezonansą [2].

Legiruotų puslaidininkių ir jonizuotų dujų plazmos giotropinės savybės lemia laisvųjų krūvininkų (elektronų, skylių) judėjimas pastoviajame magnetiniame lauke. Jo veikiamų feritų giotropinės savybės lemia įmagnetėjimo vektoriaus precesinis judėjimas (precesija, lot. *praecessio* – ėjimas priekyje) – ferito elektronų, atomų sukimosi ašių judėjimas, kurio metu ašys brėžia erdvėje kūginius paviršius [2].

Darbe sprendžiami uždaviniai. Analizuojama literatūra apie girotropinius bangolaidžius ir įrenginius. Kuriami algoritmai ir programos girotropiniuose bangolaidžiuose sklindančių bangų dispersinėms ir slopinimo charakteristikoms skaičiuoti. Skaičiuojamos ir tiriamos dispersinės ir slopinimo charakteristikos.

Taikomi tyrimo metodai. Naudojamas bendrasis elektrodinaminis atvirųjų cilindrinio apskritojo skerspjūvio girotropinių bangolaidžių modelis, diferencialinių *Maxwello* lygčių ir ribinių sąlygų bei susietųjų bangų metodai. Girotropiniuose bangolaidžiuose sklindančių bangų dispersinėms charakteristikoms skaičiuoti naudojamas transcendentinių tiesinių dispersinių lygčių sistemos 8-tosios eilės determinantas. Jame taikomos specialiosios cilindrinės *Besselio*, *Hankelio*, *Neumanno* funkcijos ir jų išvestinės su kompleksiniais argumentais. Determinantas sprendžiamas nuoseklaus priartėjimo (iteraciniu) metodu. Elektromagnetinių bangų slopinimas girotropiniuose bangolaidžiuose skaičiuojamas taikant *Mullerio* metodą (algoritmą).

Darbo naujumas ir praktinė nauda. Sukurti nauji bendrieji algoritmai ir programos asmeniniams kompiuteriams girotropiniuose bangolaidžiuose sklindančių bangų dispersinėms ir slopinimo charakteristikoms skaičiuoti. Jais gali būti skaičiuojamos daugelio skirtingų konstrukcijų ir medžiagų vienalyčiuose, sluoksniuotuose, vamzdeliniuose dielektriniuose, girolektriniuose (n ir p tipų puslaidininkiniuose, puslaidininkiniuose-dielektriniuose), giromagnetiniuose (feritiniuose, feritiniuose-dielektriniuose) bangolaidžiuose sklindančių bangų charakteristikos. Tai gali atlikti būtiniai stacionarūs arba nešiojamieji asmeniniai kompiuteriai per gana trumpą keliasdešimties sekundžių – kelių minučių laiką. Darbe ištirtos minėtuose bangolaidžiuose sklindančių bangų charakteristikos, nustatytos perspektyviausios girotropinių bangolaidžių konstrukcijos ir medžiagos.

Darbo struktūra. Aiškinamasis raštas pradedamas žymenimis ir santrumpomis, vartojamomis darbe. 1 skyriuje yra darbo įvadas. 2 skyriuje pateikta analitinė literatūros apie girotropinius bangolaidžius ir įrenginius apžvalga.

3 skyrius skirtas girotropinių bangolaidžių medžiagų ir duomenų tyrimui. Čia pristatomos dielektrinės, puslaidininkinės ir feritinės medžiagos, iš kurių gaminami atvirieji cilindriniai girotropiniai (girolektriniai ir giromagnetiniai) bangolaidžiai. Skaičiuojami jų kompleksiniai dielektrinės ir magnetinės skvarbų tenzoriai.

4 skyriuje tiriami žinomi girotropinių bangolaidžių bendrieji elektrodinaminis ir matematinis modeliai. Pateikiama sudėtinga tiesinių transcendentinių dispersinių lygčių sistema 8-osios eilės determinanto pavidalu. Kuriami nauji bendrieji algoritmai ir programos asmeniniams kompiuteriams, skirti girotropiniuose bangolaidžiuose sklindančių elektromagnetinių bangų dispersinėms ir slopinimo charakteristikoms skaičiuoti. Testuojamos sukurtosios programos.

5 skyriuje skaičiuojamos ir tiriamos jau minėtuose dielektriniuose bei girotropiniuose bangolaidžiuose sklindančių bangų dispersinės ir slopinimo charakteristikos. Tuo siekiama gauti

kuo platesnę tiriamųjų bangolaidžių darbo dažnių juostą ir didesnę plačiajuostiškumą.

Darbo rezultatai. Sukurti nauji bendrieji algoritmai ir programos asmeniniams kompiuteriams daugelio skirtingų konstrukcijų ir medžiagų girotropiniuose bangolaidžiuose sklindančių bangų dispersinėms ir slopinimo charakteristikoms skaičiuoti. Sukurtosios programos ištestuotos ir gerai veikia. Ištirtos dielektriniuose ir girotropiniuose bangolaidžiuose sklindančių bangų dispersinės ir slopinimo charakteristikos. Nustatyti pagrindiniai tokių bangolaidžių elektrodinaminiai parametrai.

Magistro baigiamojo darbo tema perskaityti 7 pranešimai: 13–14-oje tarptautinėse konferencijose „ELEKTRONIKA“ Vilniuje 2009–10 m. (medžiaga pateikta priede B), Tarptautinėje studentų konferencijoje „Telekomunikacijos ir elektronika 2010“ Kaune (medžiaga priede C), 12–13-oje Lietuvos jaunųjų mokslininkų konferencijose Vilniuje 2009–10 m. (medžiaga priede D). Laimėta *IEEE* pirmoji premija geriausio jaunojo mokslininko pranešimo konkurse 13-osios tarptautinės konferencijos „ELEKTRONIKA 2009“ sekcijoje „Aukštųjų dažnių technologijos, mikrobangos – T191“. Dalyvauta *IEEE* tarptautiniame studentų konkurse 2010 m.

Darbo tema publikuoti 4 straipsniai (pateikti priede E), be to, *IEEE* tarptautiniam studentų konkursui parašytas straipsnis (priede F), Puslaidininkių fizikos instituto (PFI) XX mokslinės konferencijos darbuose 2009 m. publikuotas straipsnis (priede G). D. Plonio publikuoti 5 straipsniai nurodyti darbo literatūros sąrašė [42 – 46].

Darbo perspektyvos. Šis darbas gali būti tęsiamas doktorantūroje, tiriant sluoksniuotuose dielektriniuose ir girotropiniuose bangolaidžiuose sklindančių bangų dispersines ir slopinimo charakteristikas bei tokių bangolaidžių taikymo mikrobangų įrenginiuose perspektyvas.

Siekiant maksimalaus šių bangolaidžių plačiajuostiškumo, reikia optimizuoti išorinio dielektriko sluoksnio storį, taikant skirtingas medžiagas. Norint panaudoti girotropinius bangolaidžius fazės suktuvuose, moduliatoriuose, reikia skaičiuoti juose sklindančių bangų dažnines fazės charakteristikas. Mikrobangų poliarizatoriams reikia reguliuojamo poliarizacijos kampo posūkio, kurio priklausomybės nuo girotropinių bangolaidžių struktūros, medžiagų, laisvųjų krūvininkų koncentracijos, pastoviojo magnetinio lauko stiprio kol kas nepakankamai ištirtos.

Detaliau turėtų būti išnagrinėti ir palyginti keli girotropinių terpių dielektrinės ir magnetinės skvarbų, juose sklindančių bangų dispersinių lygčių skaičiavimo metodai. Ypač mažai ištirtos dielektriniuose ir girotropiniuose bangolaidžiuose sklindančių bangų slopinimo charakteristikos.

Girotropinių bangolaidžių tyrimams galima taikyti dirbtinių neuronų tinklų teoriją. Tai įrodė su bendraautorais doc. dr. V. Mališausku ir dr. A. Serackiu parašytas straipsnis „*Gyrotropic Waveguide Analysis Based on the Neural Networks*“. Jis priimtas publikuoti Tarptautinės konferencijos „MIKON 2010“ pranešimų rinkinyje ir duomenų bazėje.

2. ANALITINĖ LITERATŪROS APIE GIROTROPINIUS BANGOLAIDŽIUS IR ĮRENGINIUS APŽVALGA

Skyriaus tikslas yra susipažinti su šio darbo tema parašytais darbais ir mikrobangų įrenginiais, kuriuose naudojami atvirieji cilindriniai girotropiniai bangolaidžiai. Čia pristatomi puslaidininkiniai ir feritiniai poliarizaciniai cirkulatoriai, feritinis palydovinės TV antenos poliarizatorius bei feritinių-dielektrinių bangų fazės keitiklis.

2.1. Girotropinių bangolaidžių tyrimų apžvalga

Straipsnyje [3] tiriami atvirieji cilindriniai apskrito vamzdelio pavidalo girotropiniai bangolaidžiai (ACB), kurių vidinės srities parametrai yra kaip oro, o išorinis sluoksnis – giroelektrinė medžiaga. Ji apibūdinama kompleksiniu dielektrinės skvarbos tenzoriumi. Skaitiniais metodais tiriamos pagrindinio ir aukštesniųjų tipų bangų dispersinės charakteristikos, pateikiamos kaip sklaidimo koeficiento ore priklausomybės nuo dažnio.

Straipsnyje [4] aprašomas ABC, kurį sudaro apskrita metalinė šerdis, įdėta feritinio vamzdelio centre simetriškai išilginei ašiai. Ant ferito išorinio paviršiaus pritvirtinta metalinė juostelė. Tokį mikrojuostelinį bangolaidį veikia pastovusis išilginis magnetinis laukas. Šie ACB naudojami telekomunikacijose kaip bevielio ryšio antenos. Jos yra mažos ir nedaug sveria. Darbe panaudotas baigtinių skirtumų laiko sričių (angl. *the Finite-Difference Time-Domain – FDTD*) metodas skaičiuoti bangų sklaidimo koeficientams cilindrinėje koordinačių sistemoje. Feritas įmagnetėjęs iki įsotinimo ir nuostoliai jame neįvertinti. Pateiktos bangolaidžio dispersinės ir banginės varžos charakteristikos dažnių ruože nuo 5 iki 30 GHz.

Straipsnyje [5] tiriami puslaidininkiniai n -GaAs bangolaidžiai su išoriniu dielektriko sluoksniu, kurio santykinė dielektrinė skvarba $\epsilon_r^d = 2,25$. Darbe skaičiuojamos fazės ir slopinimo koeficientų priklausomybės nuo dažnio, esant skirtingiems plazminio ir ciklotroninio rezonansų dažniams bei dalelių efektyviųjų susidūrimų skaičiams. Tam naudojamos *Greeno* funkcijos su kompleksiniais argumentais. Dispersinės lygties sprendiniams įvertinant slopinimą gauti taikomas *Mullerio* metodas. Darbe giroelektrinės šerdies medžiagai apibūdinti naudojamas kompleksinis santykinės dielektrinės skvarbos tenzorius.

Straipsnyje [6] tiriamos bangolaidinės struktūros sudarytos iš metamedžiagos. Darbe testuojama programa dielektrinio bangolaidžio atveju. Dispersinei lygčiai gauti įvertinamos ribinės sąlygos tarp sluoksnių. Gautos dispersinės charakteristikos lyginamos su literatūroje pateiktomis charakteristikomis. Po to tiriami metamedžiaginiai bangolaidžiai. Metamedžiaga užpildo beribę erdvę, kurioje yra apskrita oru užpildyta kiaurymė. Taip gaunamas bangolaidis su metamedžiagos sienelėmis.

Straipsnyje [7] aprašomi tuščiaviduriai skaiduliniai dielektriniai bangolaidžiai. Jų veikimas pagrįstas optiniais reiškiniais, t. y., bangų atspindžiu nuo sienelių. Tokie bangolaidžiai gaminami iš penkių silicio sluoksnių su skirtingais šviesos lūžio rodikliais. Nuo šių sluoksnių ribų ir atsispindi bangos. Autoriai tokius bangolaidžius lygina su tuščiaviduriais metaliniais bangolaidžiais. Palyginę jų bangas jie padarė išvadą, kad tuščiaviduriai skaiduliniai dielektriniai ir tuščiaviduriai metaliniai bangolaidžiai yra labai panašūs savo savybėmis.

Straipsnyje [8] tiriami puslaidininkiniai p -Ge ir p -Si bangolaidžiai, kuriuos išilgai veikia pastovusis magnetinis laukas. Darbe nustatomi rezonansiniai dažniai, kurie pasireiškia medžiagose ir bangolaidžiuose. Darbe sprendžiamos kompleksinės diferencialinės *Maxwello* lygtys. Gaunama tiesinių transcendentinių dispersinių lygčių sistema 4-tosios eilės determinanto pavidalu. Skaičiuojami puslaidininkinių p -Ge ir p -Si bangolaidžių darbo dažnių juostų pločiai, jų centriniai dažniai ir plačiajuostiškumas.

Straipsnyje [9] tiriami atvirieji cilindriniai puslaidininkiniai ir feritiniai bangolaidžiai, kuriuos taip pat išilgai veikia pastovusis magnetinis laukas. Pristatomi tokių bangolaidžių kompleksiniai santykinės magnetinės ir dielektrinės skvarbų tenzoriai.

Darbe pateikiamos puslaidininkiniuose ir feritiniuose bangolaidžiuose sklindančių bangų dispersinės bei slopinimo charakteristikos. Jų tyrimo rezultatai gali būti panaudoti gaminant superaukštųjų dažnių bangų (SAD) fazės keitiklius. Tiriami vienalyčiai puslaidininkiniai ir feritiniai bei feritiniai-dielektriniai bangolaidžiai.

Straipsnyje [10] pristatoma greitųjų ir lėtųjų bangų, sklindančių apskritajame ir stačiakampiame cilindrinuose SiC puslaidininkio bangolaidžiuose, elektrodinaminė analizė. Pateikiamas elektrodinaminis tokių bangolaidžių modelis, išvedamos dispersinės lygtys, naudojant singularinių integralinių lygčių metodą. Darbe pristatomos elektromagnetinių bangų fazės ir slopinimo koeficientų priklausomybės nuo dažnio. Slopinimo skaičiavimams naudojamas *Mullerio* metodas. Lyginamos apskritųjų bei stačiakampių skerspjūvių bangolaidžių dispersinės charakteristikos, esant panašioms skerspjūvių matmenims.

Straipsnis [11] skirtas lankstiesiems dielektriniams ACB tirti. Tai dvisluoksniai bangolaidžiai, esantys vienalytėje terpėje. ACB apibūdinami vidiniu R_1 ir išoriniu R_2 spinduliais. Išnagrinėti trijų tipų bangolaidžiai, kurie skiriasi terpių dielektrinės skvarbos pasiskirstymo dėsniais bangolaidžio skerspjūvyje. Įvertinamos ribinės sąlygos tangentinėms elektromagnetinio lauko komponentėms, pereinant terpių su skirtingomis dielektrinėmis ir magnetinėmis skvarbomis ribas.

Pateiktos išilginių elektrinio ir magnetinio lauko komponentių bei skersinių sklidimo koeficientų išraiškos visoms kiekvieno iš trijų bangolaidžių sritims. Nurodytos formulės skaičiuoti dielektriniais nuostoliams (angl. *dielectric losses*) EM energijos, sklindančios išilgine kryptimi, galiai (angl. *the power propagated in the axial direction*), nuostolių galiai ilgio vienetui (angl. *the*

power lost per unit length) ir linkio nuostoliams (angl. *the bending loss*). Kadangi bangolaidžiai yra lankstūs, tai greta nuostolių dielektrike gali atsirasti ir nuostoliai bangolaidžių linkiuose dėl ištekiančių ir radiacinių bangų, kai EM energija išspinduliuojama į aplinką.

2.2. Mikrobangų įrenginių apžvalga

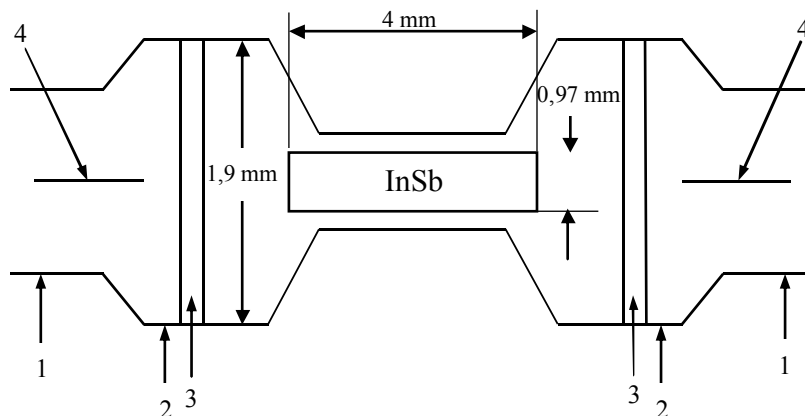
Šioje dalyje apžvelgiami mikrobangų įrenginiai, kuriuose naudojami girotropiniai bangolaidžiai.

2.2.1. Puslaidininkinis poliarizacinis cirkuliatorius

Dažniausiai cirkuliatoriumi vadinamas neapgėžiamas daugiapolis, kurio pečius galima sunumeruoti taip, kad banga, patekusi į petį, kurio numeris p , būtų perduodama į petį, kurio numeris $p+1$, o iš paskutiniojo peties – tik į pirmąjį (arba atvirkščiai) [12].

Puslaidininkiniai poliarizaciniai cirkuliatoriai dažniausiai gaminami iš InSb puslaidininkio, kurio elektrodinaminės savybės bus nagrinėjamos 3 skyriuje. 2.1 paveiksle parodytas milimetrinių bangų cirkuliatorius veikia esant 94 GHz dažniui.

Cirkuliatorius sudarytas iš WR-10 tipo metalinių bangolaidžių 1, cilindrinio bangolaidžio 2, tefloninių poliarizatorių 3, suderinimo plokštelių 4. Centrinio cilindrinio bangolaidžio viduryje yra įmontuotas InSb puslaidininkinio strypelis, kurį išilgai veikia pastovusis magnetinis laukas [12].



2.1 pav. Puslaidininkinis poliarizacinis cirkuliatorius [12]

InSb puslaidininkinio strypelyje vyksta tokie patys procesai, kaip girotropiniuose (puslaidininkiniuose) bangolaidžiuose.

Tokiame cirkuliatoriuje esančio puslaidininkio santykinė dielektrinė skvarba gali būti apskaičiuota pagal išraišką, pateikta literatūroje [12]. Į cirkuliatoriaus petį paduodama 94 GHz dažnio elektromagnetinė banga, kurios poliarizacija yra apskritiminė, o fazės posūkio kampas nežinomas.

Keičiant pastoviojo magnetinio lauko stiprį, galima keisti bangos poliarizacijos kampą, bet dėl to sumažėja elektromagnetinio lauko stipris, nes tokiuose cirkuliatoriuose pasireiškia didelis bangų

slopinimas. Šie milimetrinių bangų cirkulatoriai veikia kaip aukštųjų dažnių filtrai, nes, esant žemesiems dažniams, juose gaunami dideli energijos nuostoliai.

2.2.2. Feritinis poliarizacinis cirkulatorius

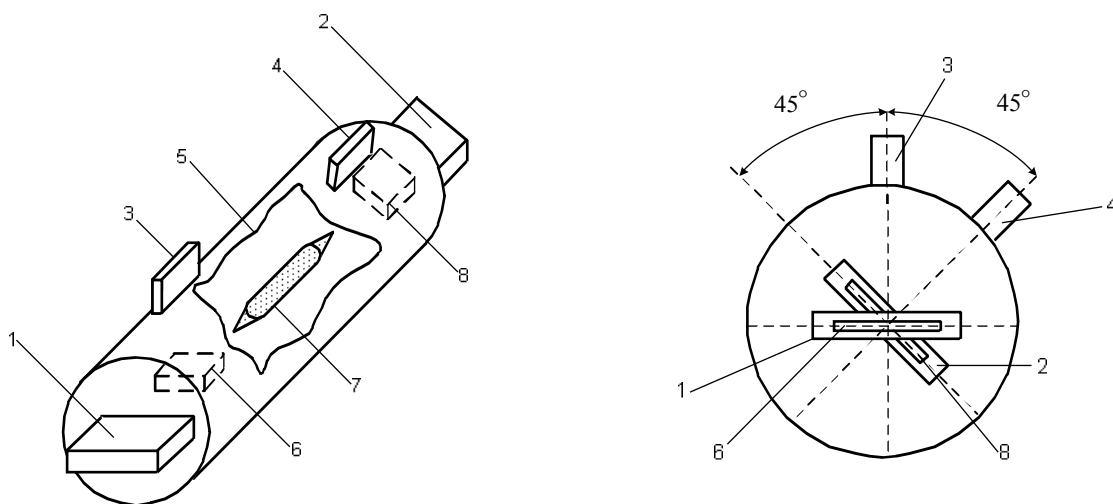
Feritiniuose poliarizaciniuose cirkulatoriuose panaudojamas bangų poliarizacijos plokštumos pasukimas apskritajame bangolaidyje su įmagnetintu feritiniu strypu. Tai vadinama *Faradayo* efektu, todėl tokie cirkulatoriai įvardinami kaip *Faradayo* cirkulatoriai. Poliarizacinis cirkulatorius, parodytas 2.2 paveiksle, turi keturis pečius, todėl energijos perdavimas tarp jų vyksta pagal schemą $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4 \rightarrow 1$ [12].

Cirkulatoriaus bangolaidžių matmenys turi būti parenkami taip, kad, esant darbo dažniui, stačiakampiuose pečių bangolaidžiuose sklistų tik H_{10} tipo bangos, o apskritajame – H_{11} . Ritės nuolatinio magnetinio lauko stipris H_i parenkamas taip, kad H_{11} bangos poliarizacijos plokštuma, bangai perėjus poliarizacinį cirkulatorių, pasisuktų 45° kampu.

Cirkulatoriaus pečių orientacija parodyta 2.2 paveiksle. Stačiakampis bangolaidis 3 įstatytas statmenai bangolaidžiui 1, bangolaidis 4 – statmenai bangolaidžiui 2, o bangolaidžiai 1 ir 2 pasukti vienas kito atžvilgiu 45° kampu. Paduota į stačiakampį bangolaidį 1 banga H_{10} patenka į suderinimo elementą 6, kuri perėjusi transformuojasi į apskritojo bangolaidžio bangą H_{11} .

Bangos H_{10} poliarizacijos plokštuma yra statmena plačiajai bangolaidžio 1 sieniei. Perėjus apskritojo bangolaidžio atkarpą 5 su joje patalpintu feritiniu strypu, H_{11} bangos poliarizacijos plokštumą pasisuks 45° kampu pagal laikrodžio rodyklę. Perėjusi suderinimo elementą 8 pateks į bangolaidį 2. Banga H_{10} nepateks į bangolaidžius 3 ir 4, kadangi jų skerspjūviuose bangos H_{11} laukų struktūra tokia, kad banga H_{10} nesužadina bangolaidžiuose 3 ir 4 [12].

Metalinių suderinimo plokštelių 6 ir 8 plokštumos yra statmenos bangos H_{11} elektriniam laukui ir todėl nedaro jokios įtakos bangos sklidimui.



2.2 pav. Feritinis poliarizacinis cirkulatorius ir jo skerspjūvis [12]

Pakeitus nuolatinio magnetinio lauko kryptį priešingą, energijos perdavimo schema bus kitokia – $1 \rightarrow 4 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$. Tokį cirkuliatorių galima panaudoti kaip spartų komutatorių arba moduliatorių. Iš tikrųjų, pakeitus magnetinio lauko kryptį priešingą, energijos perdavimo kryptis iš peties 1 į 2 pakeičiama kryptimi iš 1 į 4. Jeigu nuolatinio magnetinio lauko stipris bus keičiamas pagal tam tikrą dėsnį, tai pečiuose 2 ir 4 bus gaunamas pagal tą patį dėsnį amplitudė moduluotos bangos [12].

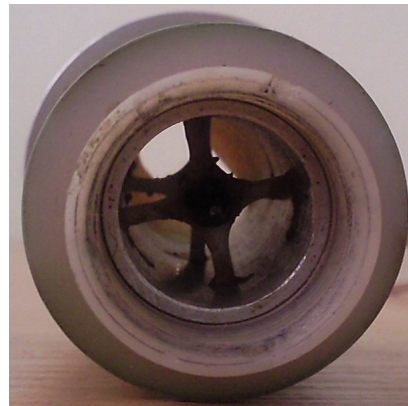
Realiuose cirkuliatoriuose nepavyksta užtikrinti idealaus cirkuliacinio energijos perdavimo dėl nuostolių ferite ir bangolaidžių simetrijos pažeidimų. Todėl, pvz., perduodant energiją iš peties 1 į 2, dalis energijos atsišakoja ir į pečius 3 bei 4. Poliarizacinį cirkuliatorių galima panaudoti ir kaip kryptinį šakotuvą. Šiuo atveju energija iš generatoriaus paduodama į petį 1, prie peties 2 jungiama tiriamoji apkrova, prie 3 – detektorius, o prie 4 – suderinta apkrova. Taip prijungtas cirkuliatorius veikia ne tik kaip kryptinis šakotuvas, bet tuo pačiu metu ir kaip ventilis, kadangi į petį 1 patenka tik labai nežymi atspindėtos energijos dalis [12].

2.2.3. Feritinis palydovinės TV antenos poliarizatorius

Giromagnetiniai bangolaidžiai taikomi gaminant feritinius palydovinės televizijos antenų poliarizatorius. Tokio poliarizatoriaus vaizdai pateikti 2.3 paveiksle. Į 2.3 paveiksle pateikto poliarizatoriaus sandarą įeiną magnetinė ritė, kuri išilgai įmagnetina aliuminio bangolaidyje esanti feritą. Bangų poliarizacijos kampą galima keisti keičiant išilginio magnetinio lauko stiprį, kuris priklauso nuo rite tekančios srovės dydžio.



a



b

2.3 pav. Palydovinės antenos feritinio poliarizatoriaus su magnetine rite vaizdai: iš šono (a), iš priekio (b)

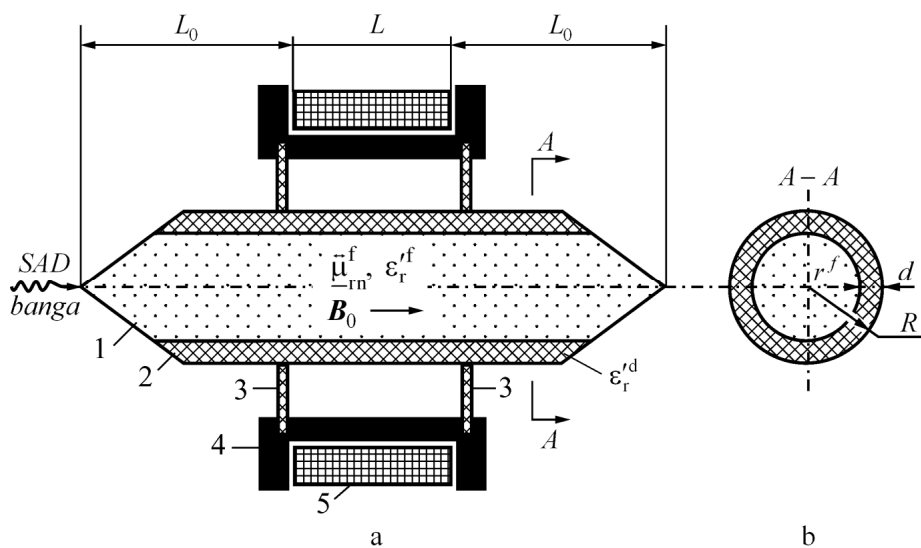
Tokių poliarizatorių derinimas nesudėtingas ir keičiant išilginio pastoviojo magnetinio lauko stiprį galima keisti priimamų elektromagnetinių bangų poliarizacijos kampą. Tačiau tam reikalinga papildoma įranga elektros srovei per magnetinę ritę valdyti.

2.2.4. Feritinis-dielektrinis bangų fazės keitiklis

L. Nickelson (Kniševskaja) ir jos bendradarbiai užregistravo išradimą (1989 01 08 TSRS autorinis liudijimas Nr. 1478926), kuriame pasiūlyta tuo metu nauja superaukštųjų dažnių (SAD, angl. *SHF* – *Super High Frequency*, 3–30 GHz) bangų fazės keitiklio konstrukcija [2].

Išradimas susijęs su radijo matavimų, SAD diapazono radijo priėmimo įrenginių technika. Jis gali būti panaudotas visų pirma SAD plačiajuostėje radijo matavimų aparaturoje, pvz., matuoti SAD signalų dažnio postūmį prietaisuose, skirtuose nustatyti keturpolių įnešamą slopinimą ir fazės pokytį; taip pat SAD priėmimo įrenginiuose keisti serodininiam dažniui (serodininis dažnio keitiklis analogiškas heterodininiam pagal atliekamas funkcijas, bet skirtas SAD diapazonui); moduluoti SAD signalų fazę pagal bet kokią dėsnį plačioje (iki 100 kHz) moduliavimo signalo juostoje ir SAD diapazone, perdengiančiame visą uždaryjį stačiakampių bangolaidžių darbo dažnių juostą.

2.4 pav. parodė išrasto SAD fazės keitiklio išilginis (a) ir skersinis (b) pjūviai. Fazės keitiklį sudaro iš abiejų galų nusmailinta feritinė šerdis 1, kurios spindulys r^f , dielektriko sluoksnis 2, kurio storis $d = 0,3r^f$ ir dielektrinė skvarba ϵ_r^d , ritės laikikliai 3, korpusas 4 ir magnetinė ritė 5.



2.4 pav. Feritinio-dielektrinio SAD fazės keitiklio išilginis (a) ir skersinis (b) pjūviai [2]

Šio išradimo tikslas buvo sumažinti SAD galios nuostolių pokytį feritinio fazės keitiklio darbo dažnių juostoje, išlaikant fazinę kokybę sumažinus signalo amplitudės moduliaciją bei išplečiant matuojamų dydžių diapazoną [2].

Ritė teka pastovioji srovė, sukurianti pastovų magnetinį srautą, kurio tankis ferite B_0 , ir įmagnetina feritinę šerdį. Jos santykinės magnetinės skvarbos tenzorius (SMST) yra $\vec{\mu}_{rn}^f$.

Į feritinį-dielektrinį ACB patenka apskritiminės poliarizacijos SAD banga, kurios poliarizacijos kryptį ir diferencinio fazės pokyčio ženklą bei dydį bangolaidžio išėjime galima valdyti, keičiant pastoviosios srovės (magnetinio lauko) kryptį ir stiprį.

2.3. Trumpas skyriaus apibendrinimas

1. Skyriuje analitiškai apžvelgti 9 straipsniai. Juose nagrinėjami atvirųjų cilindrinų apskritojo skerspjūvio dielektrinių ir girotropinių bangolaidžių tyrimo rezultatai. Iš apžvalgos matyti, kad šie bangolaidžiai yra gana populiarūs, bet nepakankamai ištirti.
2. Dielektriniams ir girotropiniams bangolaidžiams tirti naudojami įvairūs metodai ir tiriami skirtingi parametrai. Dažniausiai tiriamos bangolaidžiuose sklindančių bangų dispersinės ir slopinimo charakteristikos. Bangų slopinimui skaičiuoti dažnai taikomas *Mullerio* metodas, kurį verta įsisavinti.
3. Aptarti 4 mikrobangų įrenginiai su girotropiniais bangolaidžiais. Iš jų tik 1 yra puslaidininkinis, 3 – feritiniai. Tai rodo gerokai žemesnį girotelektrinių bangolaidžių ištyrimo ir taikymo lygį. Todėl reikia įdėmiau ištirti dielektrinius, puslaidininkinius ir puslaidininkinius-dielektrinius bangolaidžius.

3. GIROTROPINIŲ BANGOLAIDŽIŲ MEDŽIAGOS IR DUOMENYS

Šio skyriaus tikslas – pristatyti medžiagas, kurios yra naudojamos girotropiniuose bangolaidžiuose. Jie priklauso dielektrinių bangolaidžių grupei, be to, norint sustiprinti girotropinius bangolaidžius ir pakeisti jų savybes, naudojamas išorinis dielektriko sluoksnis. Todėl šiame skyriuje visų pirma aptariami dviejų tipų dielektrikų elektrodinaminiai duomenys.

Skyriuje pristatomos ir puslaidininkinės medžiagos, naudojamos giroelektrinių puslaidininkinių bangolaidžių gamybai. Šios medžiagos apibūdinamas efektinėmis laisvųjų krūvininkų masėmis ir judriais bei kristalinių gardelių konstantomis. Giromagnetiniams feritiniams bangolaidžiams gaminti taikomi dviejų tipų feritai. Aptariamos jų elektrodinaminės savybės.

Skyriuje pateikiamos santykinų kompleksinių dielektrinės ir magnetinės skvarbų tenzorių išraiškos bei tiriamos jų priklausomybės nuo dažnio.

3.1. Dielektrikai

Tyrimams naudojami dviejų tipų dielektrikai, kurie apibūdinami kompleksine santykinė dielektrine skvarba $\epsilon_r^d = \epsilon_r^{d'} - i\epsilon_r^{d''}$, čia $\epsilon_r^{d'}$ – realaus nemagnetinio dielektriko santykinės dielektrinės skvarbos realioji dalis; $\epsilon_r^{d''}$ – menamoji dalis (dielektriniai nuostoliai dielektrike). Pastaroji išreiškiama formule $\epsilon_r^{d''} = 1/(\omega\epsilon_0\rho)$, čia ω – bangos kampinis dažnis, ρ – dielektriko savitoji varža [13, 14]. Vienalyčiuose, sluoksniuotuose dielektriniuose bangolaidžiuose naudojamas dielektrikas TM-15, kurio kompleksinė santykinė dielektrinė skvarba yra $\epsilon_r^d = 15(1 - i10^{-4}) \approx 15$. Skaičiuojant dielektrinių, puslaidininkinių-dielektrinių ir feritinių-dielektrinių bangolaidžių dispersines charakteristikas taikoma tik realioji santykinės dielektrinės skvarbos dalis, o skaičiuojant bangų slopinimą bangolaidžiuose naudojamos santykinės dielektrinės skvarbos realioji ir menamoji dalys.

TORLON-5530 tipo dielektrike, kurio santykinė dielektrinė skvarba $\epsilon_r^d = 4,2$, bangų slopinimas mažėja tiesiškai, didėjant dažniui [14]. Eksperimentiniu būdu gautos priklausomybės nuo dažnio pateiktos [14]. Šio tipo dielektriko savitoji varža $\rho = 10^{12} \Omega/\text{m}$, nuostolių kampo tangentas $\tan \delta = \epsilon_r^{d''}/\epsilon_r^{d'} = 0,05$ [14].

3.2. Giroelektrinių bangolaidžių medžiagos

Norint klasikiniu būdu aprašyti elektronų ir skylių judėjimą puslaidininkinių plazmoje, jiems priskiriama efektinė masė. Elektrono efektinė masė puslaidininkinių plazmoje $m^* = m_k m_e$, čia

m_k – krūvio koeficientas plazmoje. Elektrono ir skylutės efektinė masė paprastai būna gerokai mažesnė už elektrono rimties masę m_e ir priklauso nuo krūvininko energijos bei judėjimo krypties. Tada laisviesiems krūvininkams su atitinkama efektine mase taikoma klasikinių dalelių judėjimo vakuume teorija.

Puslaidininkinių p tipo bangolaidžių tyrimuose atsižvelgiama į lengvasias ir sunkiąsias skylutes. Apskaičiuojant skylių suminę efektinę masę naudojama formulė [2, 8]:

$$m_{\Sigma}^* = m_1^* \cdot 0,045 + m_2^* \cdot 0,955 = (m_{k1} \cdot 0,045 + m_{k2} \cdot 0,955)m_e, \quad (3.1)$$

čia m_1^* – lengvųjų skylių efektinė masė; m_2^* – sunkiųjų skylių efektinė masė. Ši formulė įvertina, kad tiriami bangolaidžiai su dviem rūšių laisvaisiais krūvininkais, iš kurių lengvosios skylutės sudaro 4,5 %, o sunkiosios skylutės – 95,5 %.

Analogiška išraiška taikoma ir skylių judriui įvertinti [2, 8]:

$$\mu_{\Sigma}^* = \mu_1 \cdot 0,045 + \mu_2 \cdot 0,955, \quad (3.2)$$

čia μ_1 – lengvųjų skylių judris; μ_2 – sunkiųjų skylių judris.

Iš InSb puslaidininkio dažniausiai gaminami mikrobangų fazės modulatoriai ir suktuvai. Ši medžiaga pasižymi gana geromis savybėmis aukštuosiuose dažniuose. Šio puslaidininkio kristalinė gardelė yra cinko blizgio (angl. *zinc blende*) tipo. Žemiau pateikiami kai kurie elektrodinaminiai InSb duomenys normalioje (kambario) temperatūroje (300 K).

InSb puslaidininkio kristalinės gardelės konstanta yra žemuosiuose ir aukštuosiuose dažniuose atitinkamai $\epsilon_k^{p,p,n} = 17,7 - 15,7$.

p -InSb lengvųjų skylių efektinė masė yra $m_1^* = 0,015m_e$, o sunkiųjų skylių – $m_2^* = 0,43m_e$. Žinant šiuos duomenis galima lengvai apskaičiuoti skylių suminę efektinę masę: $m_{\Sigma}^* = (0,015 \cdot 0,045 + 0,43 \cdot 0,955)m_e = 0,4113m_e$. Šiuo atveju lengvųjų ir sunkiųjų skylių judriai μ_1 ir μ_2 yra tokie patys, todėl $\mu_{\Sigma}^* = \mu_{\Sigma p}^* \leq 0,085 \text{ m}^2/\text{V} \cdot \text{s}$, čia $\mu_{\Sigma p}^*$ – pradinis skylių judris [17].

n -InSb elektronų efektinė masė $m^* = 0,013m_e$, o judris $\mu = 7 - 40 \text{ m}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ yra žymiai didesnis už skylių judrį p -InSb [2, 8, 17, 18].

InAs kristalinė gardelė yra panaši į InSb puslaidininkio gardelę. Skiriasi tik puslaidininkio kristalinių gardelių konstantos žemuosiuose ir aukštuosiuose dažniuose. Šio tipo puslaidininkio gardelės konstanta yra $\epsilon_k^{p,p,n} = 15,15 - 12,3$.

p -InAs lengvųjų skylių efektinė masė $m_1^* = 0,026m_e$, o sunkiųjų skylių – $m_2^* = 0,41m_e$. Pasinaudojus (3.1) formule apskaičiuojama suminė efektinė visų skylių masė $m_{\Sigma}^* = 0,393m_e$.

Skylių suminis judris yra $\mu_{\Sigma}^* = \mu_{\Sigma p}^* \leq 0,05 \text{ m}^2/\text{V} \cdot \text{s}$.

n -InAs elektronų efektinė masė $m^* = 0,023m_e$, o judris $\mu_{\Sigma}^* = \mu_{\Sigma p}^* \leq 4 \text{ m}^2/\text{V} \cdot \text{s}$. Šie duomenys naudojami girotropinių bangolaidžių tyrimui [17].

p -InP puslaidininkio gardelės konstanta yra $\varepsilon_k^{pp,n} = 12,5 - 9,61$. Lengvųjų skylių efektinė masė $m_1^* = 0,089m_e$, o sunkiųjų skylių – $m_2^* = 0,6m_e$, skylių efektinė masė $m_{\Sigma}^* = 0,577m_e$. Skylių suminis judris yra $\mu_{\Sigma}^* = \mu_{\Sigma p}^* \leq 0,02 \text{ m}^2/\text{V} \cdot \text{s}$.

n -InP puslaidininkio elektronų efektinė masė yra $m^* = 0,08m_e$, o judris $\mu_{\Sigma}^* = \mu_{\Sigma p}^* \leq 5,4 \text{ m}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ [17].

3.1 ir 3.2 lentelėse pateikti aptartų puslaidininkių elektrodinaminiai duomenys, taip pat 3.1 lentelėje pateikti duomenys p -Ge puslaidininkio, kuris čia neapartas. Jo duomenys paimti iš [8, 18].

p -Ge puslaidininkio lengvosios skylutės su efektine mase $m_1^* = 0,043m_e$ ir judriu $\mu_1 = 40,9 \text{ m}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ sudaro 4,5 %, o sunkiosios skylutės su efektine mase $m_2^* = 0,279m_e$ ir judriu $\mu_2 = 6,3 \text{ m}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ sudaro 95 % laisvųjų krūvininkų. Be to, įvertinta p -Ge puslaidininkio su vienakrūve dvikomponente plazma gardelės konstanta $\varepsilon_k^{pp} = 16$.

3.1 lentelė. p tipo puslaidininkių elektrodinaminiai duomenys [17, 18]

Puslaidininkio tipas	ε_k^{pp}	m_{k1}	m_{k2}	m_{Σ}^*	$\mu_1, \text{ m}^2/\text{V} \cdot \text{s}$	$\mu_2, \text{ m}^2/\text{V} \cdot \text{s}$	$\mu_{\Sigma}^*, \text{ m}^2/\text{V} \cdot \text{s}$
p -InSb	17,7 – 15,7	0,015	0,430	0,411	0,085	0,085	0,085
p -InAs	15,2 – 12,3	0,026	0,410	0,393	0,050	0,050	0,050
p -InP	12,5 – 9,6	0,089	0,600	0,577	0,020	0,020	0,020
p -Ge	16,0	0,043	0,279	0,268	40,90	6,300	7,857

3.2 lentelė. n tipo puslaidininkių elektrodinaminiai duomenys [17, 18, 20]

Puslaidininkio tipas	ε_k^{pn}	m_k	$\mu, \text{ m}^2/\text{V} \cdot \text{s}$
n -InSb	17,7 – 15,7	0,013 – 0,014	7 – 40
n -InAs	15,2 – 12,3	0,023	4
n -InP	12,5 – 9,6	0,08	5,4

Iš 3.1 lentelėje pateiktų puslaidininkių duomenų labiausiai išsiskiria p -Ge skylių judris, kuris yra pats didžiausias ir tos pačios eilės, kaip ir n tipo puslaidininkių elektronų judris. Likusiųjų p tipo puslaidininkių skylių judriai yra žymiai mažesni. Tai paaiškinama tuo, kad p -Ge skylių judris nurodytas $\sim 400 \text{ K}$ temperatūroje [18].

3.3. Dielektrinės skvarbos tenzoriai

Neįmagnetintų puslaidininkių plazmos kompleksinė dielektrinė skvarba išreiškiama formule [2, 8, 16]:

$$\underline{\varepsilon}^p = \varepsilon_0 \left(\varepsilon_k^p - i \frac{\sigma^p}{\omega \varepsilon_0} \right), \quad (3.3)$$

čia σ^p – plazmos savitasis elektrinis laidis (bendriausiu atveju gali būti tenzorius $\vec{\sigma}^p$), ε_k^p – puslaidininkių kristalinės gardelės konstanta.

Puslaidininkių plazmos savųjų virpesių dažnis ω_p yra apskaičiuojamas pagal formulę [2, 8, 15 – 24]:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{q^2 N}{m^* \varepsilon_L^p}}, \quad (3.4)$$

čia q – laisvojo krūvininko krūvis, mūsų atveju $q = e$ – elektrono (elementarusis) krūvis; N – laisvųjų krūvininkų koncentracija plazmoje; $\varepsilon_L^p \approx \varepsilon_k^p \varepsilon_0$ – puslaidininkio dielektrinė skvarba, kuri yra realus skaliarinis dydis. Apatinis indeksas „k“ reiškia, kad ε_k^p – puslaidininkio gardelės konstanta [2, 8, 18].

Tenzoriaus formulės išvedimui reikalinga ir ciklotroninio (giromagnetinio *Larmoro*) rezonanso dažnio ω_c išraiška [2, 8, 15 – 24]:

$$\omega_c = \frac{|q| B_0}{m^*}, \quad (3.5)$$

čia B_0 – pastoviojo magnetinio srauto tankis nemagnetinio puslaidininkio plazmoje.

Laisvųjų krūvininkų judėjimo spindulys vektorius ciklotroninio rezonanso metu randamas pagal išraišką [14]:

$$r_c = \frac{\mathbf{v}_0}{\omega_c}, \quad (3.6)$$

čia $\mathbf{v}_0$ – pradinio krūvininkų greičio vektorius. Jeigu $\mathbf{v}_0$ turi dedamąją $\mathbf{v}_{0B}$, kurios kryptis sutampa su pastoviojo magnetinio srauto tankio vektoriaus $\mathbf{B}_0$ kryptimi, tada krūvininkų judėjimo trajektorija bus sraigtinė [2, 14].

Taigi laisvojo krūvininko judėjimo kryptis priklauso nuo krūvio ženklo ir magnetinio srauto tankio vektoriaus krypties. Jeigu magnetinio srauto tankio vektoriaus kryptis yra nuo stebėtojo, tada teigiamojo krūvininko (skylutės) judėjimo kryptis sutampa su laikrodžio rodyklės kryptimi, o neigiamas krūvininkas (elektronas) – juda prieš laikrodžio rodyklę.

Žinant puslaidininkių plazmos savųjų virpesių dažnį ω_p ir ciklotroninio rezonanso dažnį ω_c , galima pateikti plazmos santykinės dielektrinės skvarbos tenzoriaus ir jo kompleksinių sandų išraiškas [2, 8, 15 – 24]:

$$\underline{\underline{\epsilon}}_r^p = \begin{pmatrix} \underline{\epsilon}_{xx}^p & i\underline{\epsilon}_{xy}^p & 0 \\ -i\underline{\epsilon}_{xy}^p & \underline{\epsilon}_{xx}^p & 0 \\ 0 & 0 & \underline{\epsilon}_{zz}^p \end{pmatrix}; \quad (3.7)$$

$$\underline{\epsilon}_{xx}^p = \epsilon_k^p \left(1 - \frac{i\omega_p^2}{\omega} \cdot \frac{(\zeta + i\omega)}{[\omega_c^2 + (\zeta + i\omega)^2]} \right); \quad (3.8)$$

$$\underline{\epsilon}_{xy}^p = -\epsilon_k^p \left(\frac{\omega_p^2}{\omega} \cdot \frac{\omega_c}{[\omega_c^2 + (\zeta + i\omega)^2]} \right); \quad (3.9)$$

$$\underline{\epsilon}_{zz}^p = \epsilon_k^p \left(1 - \frac{i\omega_p^2}{\omega} \cdot \frac{1}{(\zeta + i\omega)} \right), \quad (3.10)$$

čia $\zeta \approx \frac{|e|}{m^*} \cdot \frac{1}{\mu}$ – laisvųjų krūvininkų efektyvių susidūrimų su puslaidininkio molekulėmis dažnis, μ – krūvininkų judris.

Taikomos ir dielektrinės skvarbos tenzoriaus sandų išraiškos, kurios neįvertina nuostolių puslaidininkyje [16, 19]:

$$\epsilon_{xx}^p = 1 - \frac{\zeta^2}{1 - \tau^2}; \quad (3.11) \quad \epsilon_{xy}^p = i \cdot \frac{\tau \zeta^2}{1 - \tau^2} = -i\epsilon_k^p; \quad (3.12)$$

$$\epsilon_{zz}^p = 1 - \zeta^2, \quad (3.13)$$

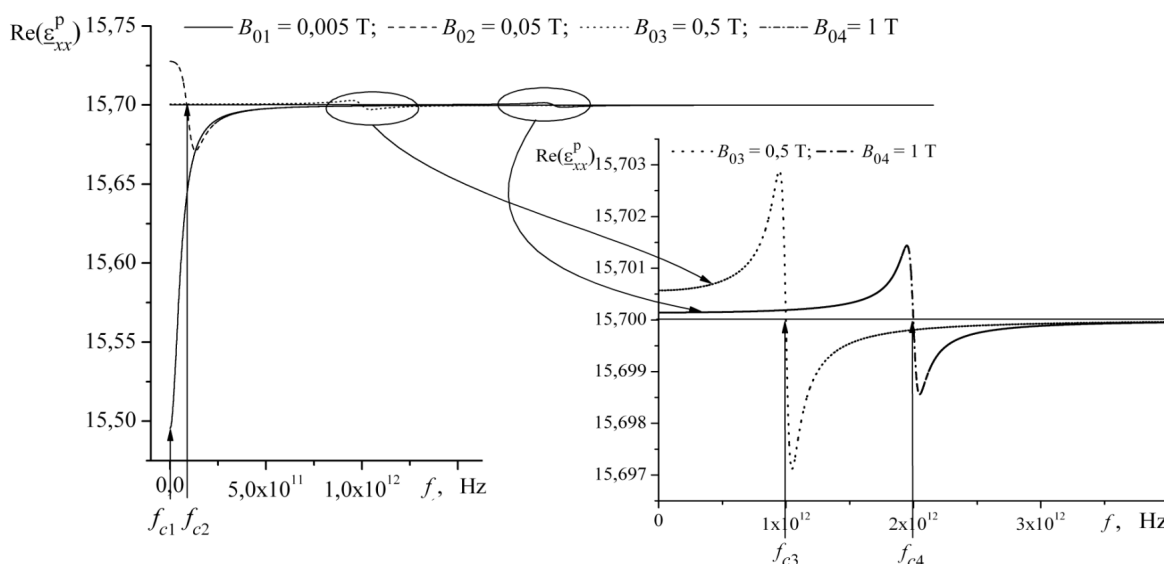
čia $\zeta = \omega_p/\omega$, $\tau = \omega_c/\omega$. Šios išraiškos dažniausiai taikomos naudojant skaitinius metodus.

Patikrinamieji dielektrinės skvarbos tenzoriaus skaičiavimai buvo atlikti, priimant skirtingą n -InSb puslaidininkio elektronų koncentraciją $N = 1 \cdot 10^{17}; 5 \cdot 10^{19}; 2 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ir skirtingus pastoviojo magnetinio srauto tankius $B_0 = 0; 0,005; 0,05; 0,5; 1 \text{ T}$. Taip buvo siekiama nustatyti, kada n -InSb puslaidininkinis bangolaidis tampa dielektriniu bangolaidžiu. Be to, atlikti skaičiavimai siekiant nustatyti, kada puslaidininkio parametrai ir magnetinio srauto tankis yra tinkamiausi giroelektriniams bangolaidžiams.

Kai pastoviojo magnetinio srauto tankis $B_0 = 0 \text{ T}$, tada $\omega_c = 0$ ir girotropinė terpė virsta izotropine terpe, nes tenzoriaus sando $\underline{\epsilon}_{xy}^p$ realioji dalis $\text{Re}(\underline{\epsilon}_{xy}^p) \rightarrow 0$. Tokiu atveju puslaidininkinis

giroelektrinis bangolaidis tampa dielektriniu bangolaidžiu, nes kompleksinių sandų realiosios dalys $\text{Re}(\underline{\epsilon}_{xx}^p)$, $\text{Re}(\underline{\epsilon}_{zz}^p)$ artėja prie puslaidininkio kristalinės gardelės konstantos: $\text{Re}(\underline{\epsilon}_{xx}^p) = \text{Re}(\underline{\epsilon}_{zz}^p) \rightarrow \epsilon_k^{p,n}$, o $\text{Re}(\underline{\epsilon}_{xy}^p) \rightarrow 0$.

Esant mažai n -InSb elektronų koncentracijai, pvz., $N = 1 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$, bet augant pastoviojo magnetinio srauto tankiui $B_0 \rightarrow 1 \text{ T}$, giroelektrinio bangolaidžio savybės mažai kinta ir yra išlaikoma anizotropija. Tai galima pastebėti iš 3.1 paveiksle pateiktų grafikų. Tačiau juose pateiktos tenzorius sando realiosios dalies $\text{Re}(\underline{\epsilon}_{xx}^p)$ priklausomybės nuo dažnio yra stipriai iškraipytos žemųjų dažnių srityje dėl ciklotroninių rezonansų. Iš 3.1 – 3.3 pav. matyti, kad rezonansai yra gaunami esant tiems patiems dažniams, kurie tiesiog proporcingai priklauso nuo magnetinio srauto tankio ir pasireiškia tuo mažiau, kuo tankis yra didesnis.



3.1 pav. n -InSb dielektrinės skvarbos tenzorius sando $\text{Re}(\underline{\epsilon}_{xx}^p)$ priklausomybė nuo dažnio, kai $N = 1 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$

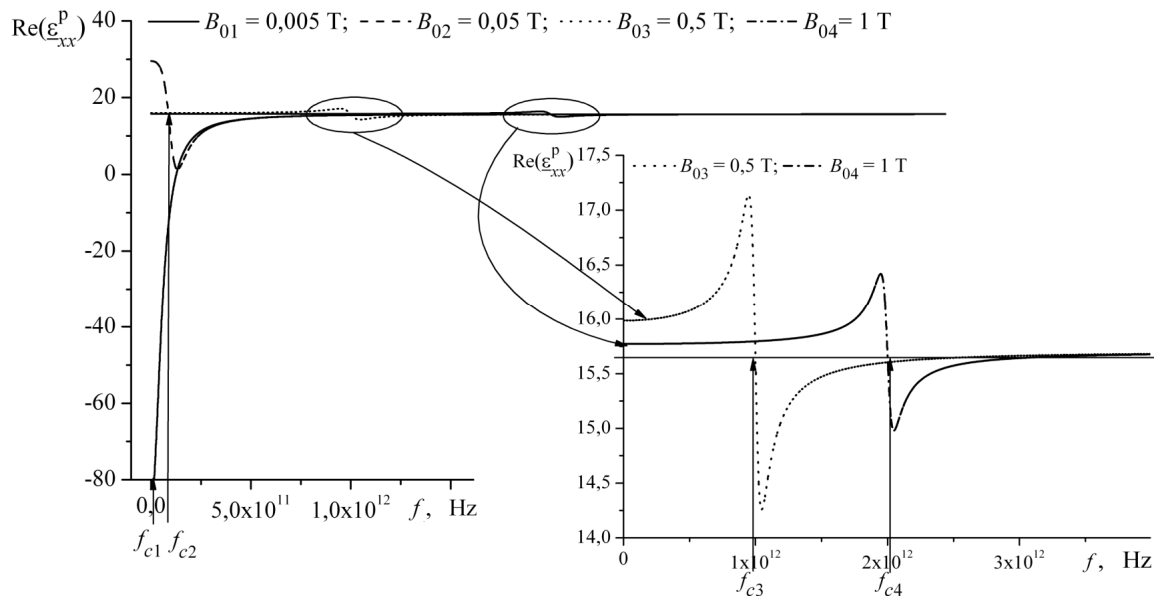
Ciklotroninių rezonansų dažnius, esant skirtingiems tankiams B_0 , galima apskaičiuoti pagal (3.5) formulę:

$$f_{c1} \Big|_{B_0=0,005 \text{ T}} = \omega_c / 2\pi = \frac{|q| B_0}{2\pi m^*} \approx \frac{1,7588 \cdot 10^{11} \cdot B_0}{2\pi m_{\Sigma}^*} = \frac{1,7588 \cdot 10^{11} \cdot 0,005}{2 \cdot 3,1416 \cdot 0,014} = 9,99 \text{ GHz};$$

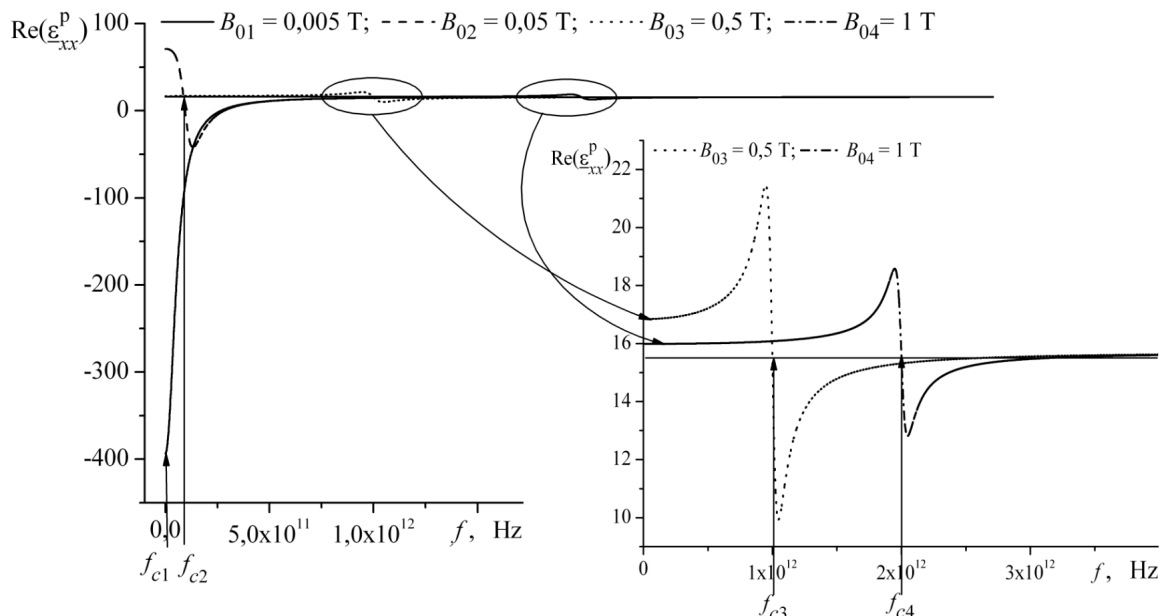
$$f_{c2} \Big|_{B_0=0,05 \text{ T}} = 99,9 \text{ GHz}; \quad f_{c3} \Big|_{B_0=0,5 \text{ T}} = 999,73 \text{ GHz}; \quad f_{c4} \Big|_{B_0=1 \text{ T}} = 2,2 \text{ THz}.$$

Iš išraiškų matyti, kad ciklotroninio rezonanso dažnis didėja tiesiog proporcingai didinant B_0 . Kai $B_0 = 0,005 \text{ T}$, ciklotroninio rezonanso dažnis yra mažiausias, tačiau $\text{Re}(\underline{\epsilon}_{xx}^p)$ maksimumai ir minimumai abipus jo yra didžiausi. Tuo tarpu esant $B_0 = 1 \text{ T}$, ciklotroninis rezonansas pasireiškia

mažiausiai. Todėl galima suformuluoti išvadą: *n-InSb* giroelektrinius bangolaidžius geriausiai naudoti aukštųjų dažnių diapazone virš 500 GHz, kur praktiškai nepasireiškia ciklotroniniai rezonansai esant $B_0 = 0,5$ T.



3.2 pav. *n-InSb* dielektrinės skvarbos tenzoriaus sando $\text{Re}(\underline{\varepsilon}_{xx}^p)$ priklausomybė nuo dažnio, kai $N = 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$



3.3 pav. *n-InSb* dielektrinės skvarbos tenzoriaus sando $\text{Re}(\underline{\varepsilon}_{xx}^p)$ priklausomybė nuo dažnio, kai $N = 2 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$

Didėjant elektronų koncentracijai N , didėja ir $\text{Re}(\underline{\varepsilon}_{xx}^p)$ maksimumai bei minimumai abipus ciklotroninio rezonanso dažnių. Plazmininio rezonanso dažniai ω_p neturi įtakos $\text{Re}(\underline{\varepsilon}_{xx}^p)$ dydžiui.

Taigi tikslinga giroelektriniuose bangolaidžiuose naudoti puslaidininkius su maža laisvųjų

krūvininkų koncentracija, esant gana dideliame pastoviojo magnetinio srauto tankiui.

Detalesniais tyrimais reikia nustatyti, kokiai elektronų koncentracijai esant n -InSb puslaidininkyje, tenzorius skaičiavimas neturės prasmės, t. y., tenzorius bus suardomas ir skaičiuojamas dielektrinis bangolaidis. Tyrimas atliktas esant mažai elektronų koncentracijai $N = 5 \cdot 10^5; 5 \cdot 10^{10}; 5 \cdot 10^{15}; 1 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$, kai magnetinio srauto tankis $B_0 = 1 \text{ T}$.

Dielektriko atveju $\text{Re}(\epsilon_{xx}^p) = \epsilon_k^{p,p,n}$. Toks pat rezultatas gaunamas, esant elektronų koncentracijai $N = 5 \cdot 10^5; 5 \cdot 10^{10}; 5 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$ ir dažniams $f = 70; 80; 90 \text{ GHz}$. Tenzoriaus sando realiosios dalies reikšmės $\text{Re}(\epsilon_{xx}^p) \Big|_{N=5 \cdot 10^5; 5 \cdot 10^{10}; 5 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}} = 15,7; 15,7; 15,7$ nekinta didinant dažnį. Bet, esant elektronų koncentracijai $N = 1 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ ir dažniams $f = 70; 80; 90 \text{ GHz}$, tenzorius sando reikšmės yra $\text{Re}(\epsilon_{xx}^p) \Big|_{N=1 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}} = 15,7001; 15,7001; 15,7001$.

Iš šių rezultatų matyti, kad n -InSb puslaidininkis yra kaip dielektrikas, esant elektronų koncentracijai $N = 5 \cdot 10^5 - 5 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$. Tačiau, esant elektronų koncentracijai $N = 1 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$, tenzorius sando reikšmės pradeda, nors ir nežymiai, kisti. Taigi izotropinis bangolaidis pradeda virsti giroelektriniu bangolaidžiu.

Tolimesniuose tyrimuose siūloma laikyti, kad skaičiuojamas giroelektrinis puslaidininkinis bangolaidis yra toks bangolaidis, kuriame mažiausia laisvųjų krūvininkų koncentracija yra $N = 1 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$.

3.4. Giromagnetinių bangolaidžių medžiagos

Šioje dalyje aptariami dviejų tipų feritai. YIG tipo ferito dielektrinė skvarba $\epsilon_r^f = 15,3$. Šio ferito absoliutinis soties įmagnetėjimas $M_s = 0,139 \text{ kA/m}$, elektromagnetinių bangų slopinimą ferite įvertina nuostolių kampo tangentas $\tan \delta = \epsilon_r^{f''} / \epsilon_r^{f'} = 2 \cdot 10^{-4}$. YIG tipo ferito savitasis laidis yra $\sigma = 41 \cdot 10^{-6} \text{ S/m}$, rezonansinės kreivės pusplotis $\Delta H = 7,985 \text{ kA/m}$ [25].

Mikrobangų įrenginiuose taip pat naudojami feritai, pagaminti iš nikelio. Vienas iš tokio tipo feritų yra TT2-113, kurio dielektrinė skvarba $\epsilon_r^f = 9$, o nuostolių kampo tangentas $\tan \delta = \epsilon_r^{f''} / \epsilon_r^{f'} = 8 \cdot 10^{-3}$. Šiam feritui Lande veiksnys $g = 1,54$. TT2-113 tipo ferito absoliutinis soties įmagnetėjimas $M_s = 39 \text{ kA/m}$, rezonansinės kreivės pusplotis $\Delta H = 15,11 \text{ kA/m}$. Elektrodinaminiai minėtų feritų duomenys pateikti 3.3 lentelėje [26].

3.3 lentelė. Elektrodinaminiai feritų duomenys

Ferito tipas	ϵ_r^f	M_s , kA/m	ΔH , kA/m	$\tan \delta$
YIG	15,3	0,139	7,985	$2 \cdot 10^{-4}$
TT2-113	9	39	15,11	$8 \cdot 10^{-3}$

Pateiktieji elektrodinaminiai feritų duomenys bus panaudoti tiriant santykinės magnetinės skvarbos tenzorius ir feritinius bei feritinius-dielektrinius bangolaidžius.

3.5. Magnetinės skvarbos tenzorius

Esant ferito daliniam ir soties įmagnetinimui naudojama SMST išraiška [25, 27 – 33]:

$$\underline{\underline{\mu}}_r^f = \begin{vmatrix} \underline{\mu}_{xx}^f & i\underline{\mu}_{xy}^f & 0 \\ -i\underline{\mu}_{xy}^f & \underline{\mu}_{xx}^f & 0 \\ 0 & 0 & \underline{\mu}_{zz}^f \end{vmatrix}. \quad (3.14)$$

Kompleksiniai šio tenzoriaus sandai ferito soties įmagnetėjimo atveju pateikti žemiau formulėse (3.15 – 3.17). Jas pasiūlė *D. Polderis* [33], kuris įvertino magnetinius nuostolius realiame ferite [30 – 33]:

$$\underline{\mu}_{xx}^f = 1 + \frac{(\omega_b + i\alpha\omega)\omega_m}{(\omega_b + i\alpha\omega)^2 - \omega^2}; \quad (3.15)$$

$$\underline{\mu}_{xy}^f = 1 + \frac{\omega\omega_m}{(\omega_b + i\alpha\omega)^2 - \omega^2}; \quad (3.16)$$

$$\underline{\mu}_{zz}^f = 1, \quad (3.17)$$

čia $\omega_b = \gamma H_i$ – *Larmoro* rezonanso kampinis dažnis; $\omega_m = \gamma M_s$ – giromagnetinio rezonanso kampinis dažnis; $\alpha\omega = \gamma \Delta H / 2$ – slopinimo faktorius; H_i – vidinio magnetinio lauko stipris;

M_s – absoliutinis bangolaidžio soties įmagnetėjimas pagal SI matavimo vienetų sistemą; $\gamma = \frac{g|e|}{2m_e}$ –

giromagnetinis (magnetomechaninis) santykis (angl. *the gyromagnetic ratio*); g – Lande veiksnys;

$|e| = |-1,60217733(49) \cdot 10^{-19}|$ C – elektrono (elementarusis) neigiamasis krūvis absoliutiniu dydžiu;

$m_e = 9,1093897(54) \cdot 10^{-31}$ kg – elektrono rimties masė. Elektronui $g = 2$ ir $\gamma = 1,759 \cdot 10^{11}$ C/kg.

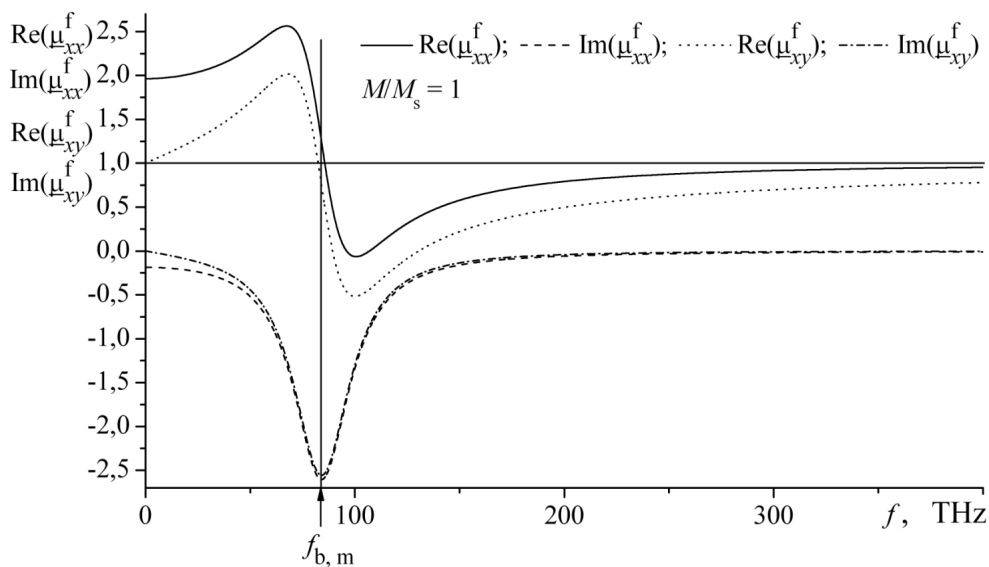
Esant daliniam ferito įmagnetinimui *D. Polderis* pasiūlė naudoti kiek kitokią išraišką:

$$\underline{\mu}_{xy}^f = 1 + \frac{\omega\omega_m}{(\omega_b + i\alpha\omega)^2 - \omega^2} \cdot \frac{M}{M_s}, \quad (3.18)$$

čia M/M_s – santykinis ferito įmagnetėjimas.

3.4 paveiksle pateiktos TT2-113 tipo ferito SMST kompleksinių sandų μ_{xx}^f , μ_{xy}^f realiųjų ir menamųjų dalių priklausomybės nuo dažnio. Šiuo atveju giromagnetinis (magnetomechaninis) santykis $\gamma = 1,354 \cdot 10^{11}$ C/kg.

Ferito TT2-113 elektrodinaminiai duomenys ΔH ir M_s buvo dirbtinai sumažinti po 10 kartų, nes *Larmoro* ir giromagnetinis rezonansai šio ir YIG tipo ferituose pasireiškia tik esant labai aukštiems 1000 THz eilės dažniams.



3.4 pav. Ferito TT2-113 SMST kompleksinių sandų realiųjų ir menamųjų dalių priklausomybės nuo dažnio

Iš 3.4 pav. matyti, kad, sumažinus ferito duomenis po 10 kartų, t. y., nustačius $M_s = (39/10)$ kA/m ir $\Delta H = (15,11/10)$ kA/m, rezonansų dažniai pasislenka į žemesniųjų dažnių pusę. Kadangi $H_i = M_s$, tai giromagnetinio rezonanso dažnis yra lygus *Larmoro* rezonanso dažniui $-f_b = f_m = 84,061$ THz. 3.4 paveiksle abipus šio dažnio atsiranda maksimumai ir minimumai. Šios priklausomybės sutampa su literatūroje [28, 29] pateiktomis priklausomybėmis.

Nesumažinus 10 kartų pagrindinių ferito parametrų, rezonansai bus dar aukštesnių dažnių pusėje ir, atliekant giromagnetinių bangolaidžių tyrimus, jie neturėtų pasireikšti. Bet kol kas tai galioja tik TT2-113 tipo feritui.

3.6. Trumpas skyriaus apibendrinimas

1. Skyriuje pateikti TM-15 ir TORLON-5530 realiųjų dielektrikų elektrodinaminiai duomenys. Jie taikomi tiriant vienalyčius, sluoksniuotuosius ir vamzdelinius dielektrinius, puslaidininkinius-dielektrinius ir feritinius-dielektrinius bangolaidžius.
2. Pristatyti p , n -InSb, p , n -InAs, p , n -InP, p -Ge puslaidininkiai, naudojami giroelektriniuose bangolaidžiuose. Aptarti ir apibendrinti jų elektrodinaminiai duomenys.

3. Apskaičiuotos n -InSb SDST sando $\text{Re}(\underline{\epsilon}_{xx}^p)$ priklausomybės nuo dažnio, elektronų koncentracijos ir pastoviojo magnetinio srauto tankio. Nustatyta, kad dėl ciklotroninio rezonanso giroelektriniuose bangolaidžiuose reikia naudoti puslaidininkius su maža laisvųjų krūvininkų koncentracija, kai magnetinio srauto tankis yra iki $B_0 = 1$ T. Giroelektriniais laikyti puslaidininkinius bangolaidžius su krūvininkų koncentracija nuo ir virš $N = 1 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$. Iki tol jie laikytini dielektriniais bangolaidžiais.
4. Pristatyti YIG ir TT2-113 realiųjų feritų elektrodinaminiai duomenys. Apskaičiuotos TT2-113 ferito SMST sandų $\underline{\mu}_{xx}^f$, $\underline{\mu}_{xy}^f$ realiųjų ir menamųjų dalių priklausomybės nuo dažnio. Pastebėta, kad *Larmoro* ir giromagnetinis rezonansai pasislenka į žemesniųjų dažnių pusę, žymiai sumažinus ferito ΔH ir M_s . Tačiau šie rezonansai neturi įtakos tyrimams, nes vyksta esant 1000 THz eilės dažniams.

4. BANGŲ DISPERSINIŲ LYGČIŲ TYRIMAS. ALGORITMŲ IR PROGRAMŲ CHARAKTERISTIKOMS SKAIČIUOTI KŪRIMAS

Šiame skyriuje atliekama girotropiniuose bangolaidžiuose sklindančių bangų dispersinių lygčių analizė, nagrinėjamas sudėtingas dispersinės lygties 8-tosios eilės determinantas su specialiosiomis cilindrinėmis funkcijomis.

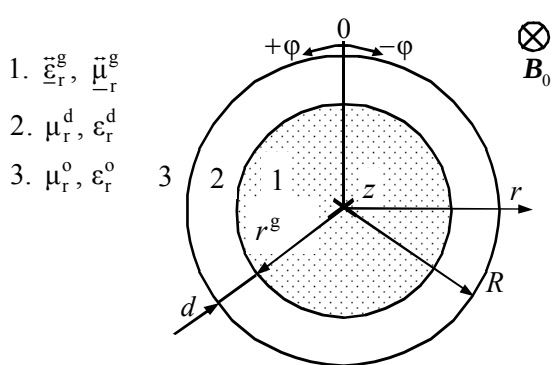
Sukuriami nauji 4 algoritmai ir 4 programos MATLAB® terpei girotropiniuose bangolaidžiuose sklindančių elektromagnetinių bangų dispersinėms ir slopinimo charakteristikoms asmeniniu kompiuteriu skaičiuoti. *Mullerio* metodo pagrindu sukurtas algoritmas kompleksinės dispersinės lygties kompleksinėms šaknims rasti. Atliktas sukurtųjų programų testavimas.

4.1. Bangų girotropiniuose bangolaidžiuose dispersinių lygčių tyrimas

Čia pristatomas žinomas bendrasis elektrodinaminis atvirųjų girotropinių bangolaidžių modelis. Remiantis šiuo modeliu nagrinėjamas literatūroje [2] pateiktas bendrasis matematinis modelis, reikalingas girotropiniams bangolaidžiams tirti.

4.1 paveiksle parodytas bendrasis elektrodinaminis atvirųjų girotropinių bangolaidžių modelis cilindrinėje r, φ, z koordinačių sistemoje.

Pastoviojo magnetinio srauto tankio vektoriaus B_0 kryptis bangolaidyje sutampa su z ašies kryptimi, kuria sklinda elektromagnetinės bangos. Girotropinėje srityje (šerdyje) 1, kurios spindulys r^g , modelio santykinės dielektrinė ir magnetinė skvarbos apibūdinamos kompleksiniais tenzoriais $\tilde{\epsilon}_r^g$ ir $\tilde{\mu}_r^g$. Bendriausiu atveju tai gali būti ferito ir (arba) puslaidininkio plazmos tenzoriai [2].



4.1 pav. Bendrasis elektrodinaminis atvirųjų girotropinių bangolaidžių modelis [2]

2 srityje, kurios storis d , yra nemagnetinis dielektrikas. Jo santykinė kompleksinė dielektrinė skvarba yra ϵ_r^d , o reali magnetinė skvarba $\mu_r^d = 1$. Begalinę sritį 3 užpildo oras, kurio santykinės skvarbos praktiškai yra $\epsilon_r^o = 1$ ir $\mu_r^o = 1$.

Naudojant šį modelį griežtai sprendžiamas kraštinis elektrodinamikos uždavinys, siekiant

gauti girotropiniuose bangolaidžiuose sklindančiųjų, ištekančiųjų ir išspinduliuojamųjų elektromagnetinių bangų dispersines lygtis [2].

Dispersinių lygčių išvedimui naudojamos vektorinės diferencialinės *Maxwello* lygtys [1, 2]:

$$\text{rot } \underline{E} = -i\omega \underline{\mu}_r \mu_0 \underline{H}; \quad \text{rot } \underline{H} = i\omega \underline{\epsilon}_r \epsilon_0 \underline{E}. \quad (4.1)$$

Jose $\underline{E}$, $\underline{H}$ – harmoniškai kintančių ($e^{i\omega t}$) elektrinio ir magnetinio laukų stiprio vektorių kompleksinės amplitudės [2]:

$$\begin{aligned} \underline{E} &= \underline{E}(x, y, z) = \underline{E}_s(x, y) \underline{Z}(z) = \underline{E}_s(x, y) e^{-i\hbar z}; \\ \underline{H} &= \underline{H}(x, y, z) = \underline{H}_s(x, y) \underline{Z}(z) = \underline{H}_s(x, y) e^{-i\hbar z}, \end{aligned} \quad (4.2)$$

čia $\underline{E}_s(x, y)$, $\underline{H}_s(x, y)$ – vektorinės funkcijos, apibūdinančios vektorių $\underline{E}$, $\underline{H}$ pasiskirstymą bangolaidžio skersinėje plokštumoje, taikant *Descartes*o koordinačių x, y, z sistemą; $\underline{Z}(z) = e^{-i\hbar z}$ – kompleksinė skaliarinė funkcija, aprašanti elektromagnetinio lauko vektorių priklausomybę nuo išilginės koordinatės z ; $\hbar$ – išilginis kompleksinis bangos skaičius (sklidimo koeficientas) [2].

Elektrinio ir magnetinio laukų stiprio vektorių kompleksus $\underline{E}(x, y, z, t)$, $\underline{H}(x, y, z, t)$, į kuriuos įeina kampinis laukų kitimo dažnis ω ir laikas t , aprašo lygtys [1]:

$$\begin{aligned} \underline{E}(x, y, z, t) &= \underline{E}_s(x, y) \underline{Z}(z) \underline{T}(t) = \underline{E}_s(x, y) e^{-i\hbar z} e^{i\omega t}; \\ \underline{H}(x, y, z, t) &= \underline{H}_s(x, y) \underline{Z}(z) \underline{T}(t) = \underline{H}_s(x, y) e^{-i\hbar z} e^{i\omega t}, \end{aligned} \quad (4.3)$$

čia $\underline{T}(t) = e^{i\omega t}$ – eksponentinė kompleksinė laiko funkcija (daugiklis), esant harmoniniams virpesiams [2].

Kad būtų palengvintas sprendimas, vektorinės diferencialinės *Maxwello* lygtys (4.1) elektromagnetinio lauko vektoriams pakeičiamos skaliarinėmis lygtimis vektorių (4.3) projekcijoms stačiakampėje *Descartes*o koordinačių x, y, z sistemoje. Iš koeficientų prie elektromagnetinio lauko vektorių projekcijų sudaromas determinantas [2]:

$$\Delta_{PF} = \begin{vmatrix} i\omega\epsilon_0\epsilon_{xx} & -\omega\epsilon_0\epsilon_{xy} & 0 & -i\hbar \\ -\omega\epsilon_0\epsilon_{xy} & -i\omega\epsilon_0\epsilon_{xx} & -i\hbar & 0 \\ 0 & -i\hbar & -i\omega\mu_0\mu_{xx} & \omega\mu_0\mu_{xy} \\ -i\hbar & 0 & \omega\mu_0\mu_{xy} & i\omega\mu_0\mu_{xx} \end{vmatrix}; \quad (4.4)$$

Šio determinanto sprendinys [2]:

$$\Delta_{PF} = k^4 (\mu_{xx}^2 - \mu_{xy}^2) (\epsilon_{xx}^2 - \epsilon_{xy}^2) - 2\hbar^2 k^2 (\epsilon_{xx}\mu_{xx} + \epsilon_{xy}\mu_{xy}) + \hbar^4, \quad (4.5)$$

čia $k = \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0} = \omega/c$ – bangos skaičius neribotame vakuume; c – bangos fazinis greitis jame.

Kai $\Delta_{PF} \neq 0$, gaunama bikvadratinė dispersinė lygtis $k_{\perp}$ atžvilgiu [2]:

$$\begin{aligned} & \underline{k}_{\perp}^4 \underline{\varepsilon}_{xx} \underline{\mu}_{xx} - \underline{k}_{\perp}^2 \left\{ k^2 \left[\underline{\mu}_{xx} \underline{\mu}_{zz} (\underline{\varepsilon}_{xx}^2 - \underline{\varepsilon}_{xy}^2) + \underline{\varepsilon}_{xx} \underline{\varepsilon}_{zz} (\underline{\mu}_{xx}^2 - \underline{\mu}_{xy}^2) \right] - \right. \\ & \left. - \underline{h}^2 (\underline{\varepsilon}_{xx} \underline{\mu}_{zz} + \underline{\varepsilon}_{zz} \underline{\mu}_{xx}) \right\} + \underline{\Delta}_{PF} \underline{\varepsilon}_{zz} \underline{\mu}_{zz} = 0. \end{aligned} \quad (4.6)$$

Ši lygtis supaprastinama, įrašius efektinių dielektrinės ir magnetinės skvarbų žymenis [2]:

$$\underline{\varepsilon}_{ef} = \underline{\mu}_{zz} \left(\underline{\varepsilon}_{xx} - \frac{\underline{\varepsilon}_{xy}^2}{\underline{\varepsilon}_{xx}} \right); \quad \underline{\mu}_{ef} = \underline{\varepsilon}_{zz} \left(\underline{\mu}_{xx} - \frac{\underline{\mu}_{xy}^2}{\underline{\mu}_{xx}} \right). \quad (4.7)$$

Galutinis bikvadratinės dispersinės lygties pavidalas $\underline{k}_{\perp}$ atžvilgiu yra toks [2]:

$$\underline{k}_{\perp}^4 - \underline{k}_{\perp}^2 \left[k^2 (\underline{\varepsilon}_{ef} + \underline{\mu}_{ef}) - \underline{h}^2 \left(\frac{\underline{\varepsilon}_{zz}}{\underline{\varepsilon}_{xx}} + \frac{\underline{\mu}_{zz}}{\underline{\mu}_{xx}} \right) \right] + \underline{\Delta}_{PF} \frac{\underline{\varepsilon}_{zz} \underline{\mu}_{zz}}{\underline{\varepsilon}_{xx} \underline{\mu}_{xx}} = 0. \quad (4.8)$$

Šios lygties šaknų kvadratai yra [2, 8]:

$$\begin{aligned} \underline{k}_{\perp 1,2}^2 &= \frac{1}{2} \left[k^2 (\underline{\varepsilon}_{ef} + \underline{\mu}_{ef}) - \underline{h}^2 \left(\frac{\underline{\varepsilon}_{zz}}{\underline{\varepsilon}_{xx}} + \frac{\underline{\mu}_{zz}}{\underline{\mu}_{xx}} \right) \right] \pm \\ & \frac{1}{2} \sqrt{\left[k^2 (\underline{\varepsilon}_{ef} - \underline{\mu}_{ef}) + \underline{h}^2 \left(\frac{\underline{\varepsilon}_{zz}}{\underline{\varepsilon}_{xx}} - \frac{\underline{\mu}_{zz}}{\underline{\mu}_{xx}} \right) \right]^2 + 4 \underline{h}^2 k^2 \underline{\varepsilon}_{zz} \underline{\mu}_{zz} \left(\frac{\underline{\varepsilon}_{xy}}{\underline{\varepsilon}_{xx}} + \frac{\underline{\mu}_{xy}}{\underline{\mu}_{xx}} \right)^2}. \end{aligned} \quad (4.9)$$

Šaknies kvadratas $\underline{k}_{\perp 1}^2$ atitinka kvazi- H bangą, o $\underline{k}_{\perp 2}^2$ – kvazi- E bangą. Tai patikrinama panaudojant ribinį perėjimą, kai girotropinio bangolaidžio kompleksinių tenzorių $\underline{\varepsilon}_r$ ir $\underline{\mu}_r$ elementai (sandai) $\underline{\varepsilon}_{xy} \rightarrow 0$; $\underline{\mu}_{xy} \rightarrow 0$. Tokiu atveju lygties (4.9) šaknų kvadratų išraiškos skiriasi tik magnetinių arba dielektrinių skvarbų santykiu prieš skliaustus [1]:

$$\underline{k}_{\perp 1}^2 = \frac{\underline{\mu}_{zz}}{\underline{\mu}_{xx}} (k^2 \underline{\varepsilon}_{xx} \underline{\mu}_{xx} - \underline{h}^2); \quad \underline{k}_{\perp 2}^2 = \frac{\underline{\varepsilon}_{zz}}{\underline{\varepsilon}_{xx}} (k^2 \underline{\varepsilon}_{xx} \underline{\mu}_{xx} - \underline{h}^2). \quad (4.10)$$

Kai $\underline{\varepsilon}_{xx} = \underline{\varepsilon}_{zz} = \underline{\varepsilon}_r^d$; $\underline{\varepsilon}_{xy} \rightarrow 0$; $\underline{\mu}_{xx} = \underline{\mu}_{zz} = \underline{\mu}_r^d$; $\underline{\mu}_{xy} \rightarrow 0$, girotropinė terpė tampa izotropine, o šaknų kvadratų išraiškos yra vienodos [2]:

$$\underline{k}_{\perp 1}^2 = \underline{k}_{\perp 2}^2 = k^2 \underline{\varepsilon}_r^d \underline{\mu}_r^d - \underline{h}^2. \quad (4.11)$$

Panaudojus „susietųjų“ bangų metodą, galima rasti koeficientą $\underline{a}$, nurodantį, kokiomis proporcijomis susimaišo E ir H tipų bangų amplitudės kvazi- E hibridinėse bendrojo elektrodinaminio girotropinių bangolaidžių modelio (4.1 pav. 1 sritis) bangose [2]:

$$\underline{a} = \frac{AE_{zm}(\underline{k}_{\perp} r)}{BH_{zm}(\underline{k}_{\perp} r)} = \frac{i \hbar k \underline{k}_{\perp 1}^2 R_0 (\varepsilon_{xx} \underline{\mu}_{xy} + \varepsilon_{xy} \underline{\mu}_{xx})}{-k_{\perp 1}^2 \left[k^2 \underline{\mu}_{xx} (\varepsilon_{xx}^2 - \varepsilon_{xy}^2) - \hbar^2 \varepsilon_{xx} \right] + \varepsilon_{zz} \Delta_{PF}}. \quad (4.12)$$

Toliau pagal „susietųjų“ bangų metodą randamas koeficientas $\underline{b}$, nurodantis, kokiomis proporcijomis susimaišo H ir E tipų bangų amplitudės kvazi- H hibridinėse girotropinių bangolaidžių modelio (4.1 pav. 1 sritis) bangose [2]:

$$\underline{b} = \frac{BH_{zm}(\underline{k}_{\perp} r)}{AE_{zm}(\underline{k}_{\perp} r)} = - \frac{i \hbar k \underline{k}_{\perp 2}^2 (\varepsilon_{xx} \underline{\mu}_{xy} + \varepsilon_{xy} \underline{\mu}_{xx})}{R_0 \left\{ -k_{\perp 2}^2 \left[k^2 \varepsilon_{xx} (\underline{\mu}_{xx}^2 - \underline{\mu}_{xy}^2) - \hbar^2 \underline{\mu}_{xx} \right] + \underline{\mu}_{zz} \Delta_{PF} \right\}}. \quad (4.13)$$

Užrašomos laikinųjų koeficientų formulės [2]:

$$\begin{aligned} \underline{f}_1 &= i \omega \mu_0 \left[k^2 \varepsilon_{xx} (\underline{\mu}_{xx}^2 - \underline{\mu}_{xy}^2) - \hbar^2 \underline{\mu}_{xx} \right]; & \underline{s}_1 &= \omega \varepsilon_0 \left[k^2 \underline{\mu}_{xy} (\varepsilon_{xx}^2 - \varepsilon_{xy}^2) + \hbar^2 \varepsilon_{xy} \right]; \\ \underline{f}_2 &= \omega \mu_0 \left[k^2 \varepsilon_{xx} (\underline{\mu}_{xx}^2 - \underline{\mu}_{xy}^2) + \hbar^2 \underline{\mu}_{xx} \right]; & \underline{s}_2 &= i \omega \varepsilon_0 \left[k^2 \underline{\mu}_{xx} (\varepsilon_{xx}^2 - \varepsilon_{xy}^2) - \hbar^2 \varepsilon_{xx} \right]; \\ \underline{f}_3 &= i \hbar \left[k^2 (\varepsilon_{xx} \underline{\mu}_{xx} + \varepsilon_{xy} \underline{\mu}_{xy}) - \hbar^2 \right]; & \underline{s}_3 &= \underline{f}_3 = i \hbar \left[k^2 (\varepsilon_{xx} \underline{\mu}_{xx} + \varepsilon_{xy} \underline{\mu}_{xy}) - \hbar^2 \right]; \\ \underline{f}_4 &= \hbar k^2 (\varepsilon_{xx} \underline{\mu}_{xy} + \varepsilon_{xy} \underline{\mu}_{xx}); & \underline{s}_4 &= \underline{f}_4 = \hbar k^2 (\varepsilon_{xx} \underline{\mu}_{xy} + \varepsilon_{xy} \underline{\mu}_{xx}). \end{aligned} \quad (4.14) \quad (4.15)$$

Išilginės EM lauko komponentės girotropinėje ACB šerdyje (4.1 pav. 1 sritis) randamos pagal formules [2, 8]:

$$\underline{E}_z^g = \left[\underline{a} \underline{A}_1 J_m(\underline{k}_{\perp 1}^g r) + \underline{B}_1 J_m(\underline{k}_{\perp 2}^g r) \right] e^{+im\varphi}; \quad (4.16)$$

$$\underline{H}_z^g = \left[\underline{A}_1 J_m(\underline{k}_{\perp 1}^g r) + \underline{b} \underline{B}_1 J_m(\underline{k}_{\perp 2}^g r) \right] e^{+im\varphi}, \quad (4.17)$$

čia $\underline{A}_1, \underline{B}_1$ – nežinomi elektromagnetinių bangų amplitudžių koeficientai; $J_m(\underline{k}_{\perp 1,2}^g r)$ – Besselio pirmosios rūšies m -tosios eilės funkcijos su pirmuoju $\underline{k}_{\perp 1}^g r$ ir antruoju $\underline{k}_{\perp 2}^g r$ kompleksiniais argumentais; $\underline{k}_{\perp 1}^g, \underline{k}_{\perp 2}^g$ – skersiniai kompleksiniai bangų skaičiai (sklidimo koeficientai) girotropinėje terpėje; m – hibridinių bangų pirmasis azimutinio periodiškumo indeksas, nurodantis stovinčiųjų bangų skaičių bangolaidžio perimetre pagal azimutinę koordinatę φ .

Išilgines elektromagnetinio lauko komponentes dielektriko sluoksnyje (4.1 pav. 2 sritis) aprašo lygtys [2, 8]:

$$\underline{E}_z^d = \left[\underline{B}_2 J_m(\underline{k}_{\perp}^d r) + \underline{C}_2 N_m(\underline{k}_{\perp}^d r) \right] e^{\pm im\varphi}; \quad (4.18)$$

$$\underline{H}_z^d = \left[\underline{A}_2 J_m(\underline{k}_{\perp}^d r) + \underline{D}_2 N_m(\underline{k}_{\perp}^d r) \right] e^{\pm im\varphi}, \quad (4.19)$$

čia $\underline{A}_2, \underline{B}_2, \underline{C}_2, \underline{D}_2$ – nežinomi elektromagnetinių bangų amplitudžių koeficientai;

$N_m(\underline{k}_\perp^d r)$ – *Neumanno* kompleksinė m -tosios eilės funkcija su kompleksiniu argumentu $\underline{k}_\perp^d r$; $\underline{k}_\perp^d$ – skersinis kompleksinis bangos skaičius (sklidimo koeficientas) dielektrike. Jis randamas pagal išraišką [2]:

$$(\underline{k}_\perp^d)^2 = k^2 \underline{\epsilon}_r^d \mu_r^d - \underline{h}^2, \quad (4.20)$$

čia $\underline{\epsilon}_r^d, \mu_r^d$ – dielektriko sluoksnio (4.1 pav. 2 sritis) santykinės dielektrinė ir magnetinė skvarbos.

Išilginės elektromagnetinio lauko komponentės bangolaidį gaubiančiame ore [2, 8]:

$$\underline{E}_z^o = B_3 H_m^{(2)}(\underline{k}_\perp^o r) e^{\pm i m \varphi}; \quad (4.21)$$

$$\underline{H}_z^o = A_3 H_m^{(2)}(\underline{k}_\perp^o r) e^{\pm i m \varphi}, \quad (4.22)$$

čia A_3, B_3 – nežinomi elektromagnetinių bangų amplitudžių koeficientai; $H_m^{(2)}(\underline{k}_\perp^o r)$ – *Hankelio* kompleksinė antrojo tipo m -tosios eilės funkcija su kompleksiniu argumentu $\underline{k}_\perp^o r$, $\underline{k}_\perp^o$ – skersinis kompleksinis bangos skaičius (sklidimo koeficientas) ore. Jis randamas pagal išraišką [2]:

$$\underline{k}_\perp^o = \sqrt{k^2 - \underline{h}^2}. \quad (4.23)$$

Kai kuriais atvejais yra skaičiuojamas ir išorinis skersinis bangos skaičius (sklidimo koeficientas) ore. Jis randamas pagal formulę [2, 8]:

$$\underline{\xi}_\perp^o = -\sqrt{\underline{h}^2 - k^2}, \quad (4.24)$$

Tai svarbus parametras. Jis atsiranda tik atvirųjų bangolaidžių EM laukus aprašančiose išraiškose ir nurodo, kokia bangos energijos dalis sklinda bangolaidyje ir kokia – jį gaubiančiame ore. Kuriant programą jis aprašomas išraiška $\underline{\xi}_\perp^o = \sqrt{\underline{h}^2 - k^2}$.

Girotropinės šerdies (1 sritis) ir išorinio dielektriko sluoksnio (2 sritis) riboje $r = r^g$ turi būti taikomos ribinės sąlygos, pagal kurias bus vienodos tangentinės šiai ribai išilginės ir azimutinės elektromagnetinio lauko komponentės girotropinėje ir dielektriko terpėse. Be to, būtina įvertinti bangolaidžių išorinio dielektriko sluoksnio (2 sritis) ir jį gaubiančio oro (3 sritis) riboje $r = r^g + d = R$ galiojančias ribines sąlygas. Žemiau pateikiamos šios ribinės sąlygos [2]:

$$\underline{E}_z^g(r^g) = \underline{E}_z^d(r^g); \quad (4.25) \quad \underline{E}_z^d(R) = \underline{E}_z^o(R); \quad (4.26)$$

$$\underline{H}_z^g(r^g) = \underline{H}_z^d(r^g); \quad (4.27) \quad \underline{H}_z^d(R) = \underline{H}_z^o(R); \quad (4.28)$$

$$\underline{E}_\varphi^g(r^g) = \underline{E}_\varphi^d(r^g); \quad (4.29) \quad \underline{E}_\varphi^d(R) = \underline{E}_\varphi^o(R); \quad (4.30)$$

$$\underline{H}_\varphi^g(r^g) = \underline{H}_\varphi^d(r^g); \quad (4.31) \quad \underline{H}_\varphi^d(R) = \underline{H}_\varphi^o(R). \quad (4.32)$$

Irašius atitinkamas tangentes elektromagnetinio lauko komponentes į ribines sąlygas (4.25–4.32) arba, kitaip tariant, taikant ribines sąlygas, gaunama tiesinių transcendentinių dispersinių lygčių aštuntosios eilės sistema su nežinomais amplitudžių koeficientais $\underline{A}_1, \underline{B}_1, \underline{A}_2, \underline{B}_2, \underline{A}_3, \underline{B}_3, \underline{C}_2, \underline{D}_2$ [2]. Sistema išsprendžiama, kai prilyginamas nuliui jos determinantas, sudarytas iš sistemos elementų, kurie priklauso nuo išilginio kompleksinio bangos skaičiaus (sklidimo koeficiento) $\underline{h}$. Jis savo ruožtu nustatomas, esant fiksuotoms dažnio, pastoviojo magnetinio srauto tankio, medžiagų elektrodinaminių parametrų ir bangolaidžių matmenų reikšmėms.

Bendruoju atveju ieškomoji atvirųjų $\underline{\mu}$ ir (arba) $\underline{\varepsilon}$ girotropinių ACB su išoriniu dielektriko sluoksniu dispersinė lygtis yra tiesinių transcendentinių dispersinių lygčių sistemos aštuntosios eilės determinantas [2]:

$$D^g = \det[a_{jk}] = \begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & 0 & 0 & a_{16} & 0 & 0 \\ a_{21} & a_{22} & 0 & a_{24} & a_{25} & 0 & 0 & 0 \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} & a_{34} & a_{35} & a_{36} & 0 & 0 \\ a_{41} & a_{42} & a_{43} & a_{44} & a_{45} & a_{46} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a_{53} & 0 & 0 & a_{56} & a_{57} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & a_{64} & a_{65} & 0 & 0 & a_{68} \\ 0 & 0 & a_{73} & a_{74} & a_{75} & a_{76} & a_{77} & a_{78} \\ 0 & 0 & a_{83} & a_{84} & a_{85} & a_{86} & a_{87} & a_{88} \end{vmatrix} = 0. \quad (4.33)$$

Nenuliniai šio determinanto elementai (sandai) yra [2]:

$$a_{11} = J_m(\underline{k}_{\perp 1}^g r^g); \quad a_{12} = \underline{b} J_m(\underline{k}_{\perp 2}^g r^g); \quad a_{13} = -J_m(\underline{k}_{\perp}^d r^g); \quad a_{16} = -N_m(\underline{k}_{\perp}^d r^g); \quad (4.34)$$

$$a_{21} = \underline{a} J_m(\underline{k}_{\perp 1}^g r^g); \quad a_{22} = J_m(\underline{k}_{\perp 2}^g r^g); \quad a_{24} = -J_m(\underline{k}_{\perp}^d r^g); \quad a_{25} = -N_m(\underline{k}_{\perp}^d r^g); \quad (4.35)$$

$$a_{31} = -\frac{1}{\underline{\Delta}_{PF}} \left\{ \frac{i m}{r^g} J_m(\underline{k}_{\perp 1}^g r^g)(\underline{a} \underline{s}_1 + \underline{s}_3) + \underline{k}_{\perp 1}^g J'_m(\underline{k}_{\perp 1}^g r^g)(\underline{a} \underline{s}_2 - \underline{s}_4) \right\}; \quad (4.36)$$

$$a_{32} = -\frac{1}{\underline{\Delta}_{PF}} \left\{ \frac{i m}{r^g} J_m(\underline{k}_{\perp 2}^g r^g)(\underline{s}_1 + \underline{b} \underline{s}_3) + \underline{k}_{\perp 2}^g J'_m(\underline{k}_{\perp 2}^g r^g)(\underline{s}_2 - \underline{b} \underline{s}_4) \right\}; \quad (4.37)$$

$$a_{33} = -\frac{m \underline{h}}{(\underline{k}_{\perp}^d)^2 r^g} J_m(\underline{k}_{\perp}^d r^g); \quad a_{34} = \frac{i \omega \varepsilon_0 \underline{\varepsilon}_r^d}{\underline{k}_{\perp}^d} J'_m(\underline{k}_{\perp}^d r^g); \quad (4.38)$$

$$a_{35} = \frac{i \omega \varepsilon_0 \underline{\varepsilon}_r^d}{\underline{k}_{\perp}^d} N'_m(\underline{k}_{\perp}^d r^g); \quad a_{36} = -\text{sign} \cdot \frac{m \underline{h}}{(\underline{k}_{\perp}^d)^2 r^g} N_m(\underline{k}_{\perp}^d r^g); \quad (4.39)$$

$$a_{41} = -\frac{1}{\underline{\Delta}_{PF}} \left\{ \frac{i m}{r^g} J_m(\underline{k}_{\perp 1}^g r^g)(\underline{f}_2 - \underline{a} \underline{f}_3) + \underline{k}_{\perp 1}^g J'_m(\underline{k}_{\perp 1}^g r^g)(\underline{f}_1 + \underline{a} \underline{f}_4) \right\}; \quad (4.40)$$

$$a_{42} = -\frac{1}{\Delta_{PF}} \left\{ \frac{im}{r^g} J_m(\underline{k}_{\perp 2}^g r^g)(\underline{b} \underline{f}_2 - \underline{f}_3) + \underline{k}_{\perp 2}^g J'_m(\underline{k}_{\perp 2}^g r^g)(\underline{b} \underline{f}_1 + \underline{f}_4) \right\}; \quad (4.41)$$

$$a_{43} = -\frac{i\omega\mu_0\mu_r^d}{\underline{k}_{\perp}^d} J'_m(\underline{k}_{\perp}^d r^g); \quad a_{44} = -\frac{mh}{(\underline{k}_{\perp}^d)^2 r^g} J_m(\underline{k}_{\perp}^d r^g); \quad (4.42)$$

$$a_{45} = -\frac{mh}{(\underline{k}_{\perp}^d)^2 r^g} N_m(\underline{k}_{\perp}^d r^g); \quad a_{46} = -\frac{i\omega\mu_0\mu_r^d}{\underline{k}_{\perp}^d} N'_m(\underline{k}_{\perp}^d r^g); \quad (4.43)$$

$$a_{53} = J_m(\underline{k}_{\perp}^d R); \quad a_{56} = N_m(\underline{k}_{\perp}^d R); \quad a_{57} = -H_m^{(2)}(\underline{k}_{\perp}^o R); \quad (4.44)$$

$$a_{64} = J_m(\underline{k}_{\perp}^d R); \quad a_{65} = N_m(\underline{k}_{\perp}^d R); \quad a_{68} = -H_m^{(2)}(\underline{k}_{\perp}^o R); \quad (4.45)$$

$$a_{73} = \frac{mh}{(\underline{k}_{\perp}^d)^2 R} J_m(\underline{k}_{\perp}^d R); \quad a_{74} = -\frac{i\omega\varepsilon_0\varepsilon_r^d}{\underline{k}_{\perp}^d} J'_m(\underline{k}_{\perp}^d R); \quad a_{75} = -\frac{i\omega\varepsilon_0\varepsilon_r^d}{\underline{k}_{\perp}^d} N'_m(\underline{k}_{\perp}^d R); \quad (4.46)$$

$$a_{76} = \frac{mh}{(\underline{k}_{\perp}^d)^2 R} N_m(\underline{k}_{\perp}^d R); \quad a_{77} = -\frac{mh}{(\underline{k}_{\perp}^o)^2 R} H_m^{(2)}(\underline{k}_{\perp}^o R); \quad a_{78} = -\frac{i\omega\varepsilon_0}{\underline{k}_{\perp}^o} H_m^{(2)}(\underline{k}_{\perp}^o R); \quad (4.47)$$

$$a_{83} = -\frac{i\omega\mu_0\mu_r^d}{\underline{k}_{\perp}^d} J'_m(\underline{k}_{\perp}^d R); \quad a_{84} = \frac{mh}{(\underline{k}_{\perp}^d)^2 R} J_m(\underline{k}_{\perp}^d R); \quad a_{85} = \frac{mh}{(\underline{k}_{\perp}^d)^2 R} N_m(\underline{k}_{\perp}^d R); \quad (4.48)$$

$$a_{86} = \frac{i\omega\mu_0\mu_r^d}{\underline{k}_{\perp}^d} N'_m(\underline{k}_{\perp}^d R); \quad a_{87} = -\frac{i\omega\mu_0}{\underline{k}_{\perp}^o} H_m^{(2)}(\underline{k}_{\perp}^o R); \quad a_{88} = -\frac{mh}{(\underline{k}_{\perp}^o)^2 R} H_m^{(2)}(\underline{k}_{\perp}^o R). \quad (4.49)$$

Pasinaudojus gauta tiesinių transcendentinių dispersinių lygčių determinanto išraiška, sukuriama 4 algoritmai ir 4 programos MATLAB[®] terpei vienaalyčiuose, sluoksniuotuose ir vamzdeliniuose dielektriniuose bei girotropiniuose bangolaidžiuose sklindančių bangų dispersinėms ir slopinimo charakteristikoms asmeniniu kompiuteriu skaičiuoti.

4.2. Algoritmų ir programų bangų charakteristikoms skaičiuoti kūrimas

Šio poskyrio tikslas – sukurti algoritmus ir programas girotropiniuose bangolaidžiuose sklindančių bangų dispersinėms ir slopinimo charakteristikoms skaičiuoti. Darbo metu sukurtos 4 atskiros programos skirtos skaičiuoti puslaidininkiniuose, puslaidininkiniuose-dielektriniuose bei feritiniuose, feritiniuose-dielektriniuose bangolaidžiuose sklindančių bangų dispersinėms ir slopinimo charakteristikoms.

4.2.1. Dispersinių charakteristikų skaičiavimo algoritmas ir programa

Šiame poskyryje pristatomi bangų dispersinių charakteristikų skaičiavimo neįvertinat slopinimo, algoritmas ir programa. Bendrasis atvirųjų cilindrinų girotropinių bangolaidžių

tyrimo programos MATLAB[®] terpei algoritmas pateiktas 4.2 paveiksle. Detaliau bus aptartas kiekvienas šio algoritmo etapas.

1. Įvedami duomenys, kurie naudojami skaičiavimams. Jeigu skaičiuojamas SDST, tada reikia įvesti: ϵ_r^d – idealaus nemagnetinio dielektriko dielektrinę skvarbą; m – elektromagnetinės bangos azimutinio periodiškumo indeksą; r^p – puslaidininkinės šerdies spindulį; R – atvirojo cilindrinio bangolaidžio išorinį spindulį; N – laisvųjų krūvininkų koncentraciją puslaidininkyje; m_k – krūvio koeficientą; B_0 – pastoviojo magnetinio srauto tankį; ϵ_k^p – puslaidininkio gardelės konstantą; μ – elektronų judrį; m_1^* – lengvųjų skylių efektinę masę; m_2^* – sunkiųjų skylių efektinę masę; μ_1 – lengvųjų skylių judrį; μ_2 – sunkiųjų skylių judrį; d – išorinio dielektriko sluoksnio storį.

Kitu atveju, kai skaičiuojama SMST, reikia įvesti: H_i – vidinio pastoviojo magnetinio lauko stiprį; M_s – bangolaidžio soties įmagnetėjimą pagal SI matavimo vienetų sistemą; ΔH – rezonansinės kreivės pusplotį [1]. Šiuo atveju dar įvedamas r^f – feritinės šerdies spindulys; ϵ_r^f – bangolaidžio feritinės šerdies santykinė dielektrinė skvarba.

Abiem atvejais yra užduodami tyrimo dažnių ir išilginių bangos skaičių kitimo intervalai ir žingsniai. Taigi reikia užduoti: $f_{\min}$ – minimalų, $f_{\max}$ – maksimalų elektromagnetinės bangos dažnius bei dažnio kitimo žingsnį Δf ; $h_{\min}$ – minimalų, $h_{\max}$ – maksimalų išilginius bangos skaičius bei jo kitimo žingsnį Δh .

2. Skaičiuojami kintamieji: k – išilginis bangos skaičius neribotame vakuume; $\underline{k}_{\perp}^d$ – skersinis kompleksinis bangos skaičius dielektrike; $\underline{k}_{\perp,2}^g$ – pirmasis ir antrasis skersiniai kompleksiniai bangos skaičiai girotropinėje šerdyje; $\underline{k}_{\perp}^o$ – išorinis skersinis kompleksinis bangos skaičius ore. Taip pat skaičiuojami laikinieji koeficientai, kurie pateikti formulėse (4.46) ir (4.47) [2].
3. Skaičiuojamos specialiosios cilindrinės funkcijos ir jų išvestinės, remiantis rekurentinių ryšių formule [35 – 37]:

$$\wp'_m(\underline{arg}) = \frac{m}{\underline{arg}} \wp_m(\underline{arg}) - \wp_{m+1}(\underline{arg}), \quad (4.50)$$

čia $\underline{arg}$ – cilindrinės funkcijos kompleksinis argumentas, $\wp_m(\underline{arg})$ – atitinka

$$J_m(\underline{k}_{\perp,2}^g r^g), J_m(\underline{k}_{\perp}^d r^g), N_m(\underline{k}_{\perp}^d r^g), N_m(\underline{k}_{\perp}^d R) \text{ ir } H_m^{(2)}(\underline{k}_{\perp}^o R).$$

Žemiau pateikiamos *Bessellio*, *Neumanno* ir *Hankelio* funkcijų išvestinės, gautos pagal (4.50) formulę:

$$J'_m(k_{\perp 1,2}^g r^g) = \frac{m}{k_{\perp 1,2}^g r^{f,p}} J_m(k_{\perp 1,2}^g r^g) - J_{m+1}(k_{\perp 1,2}^g r^g); \quad (4.51)$$

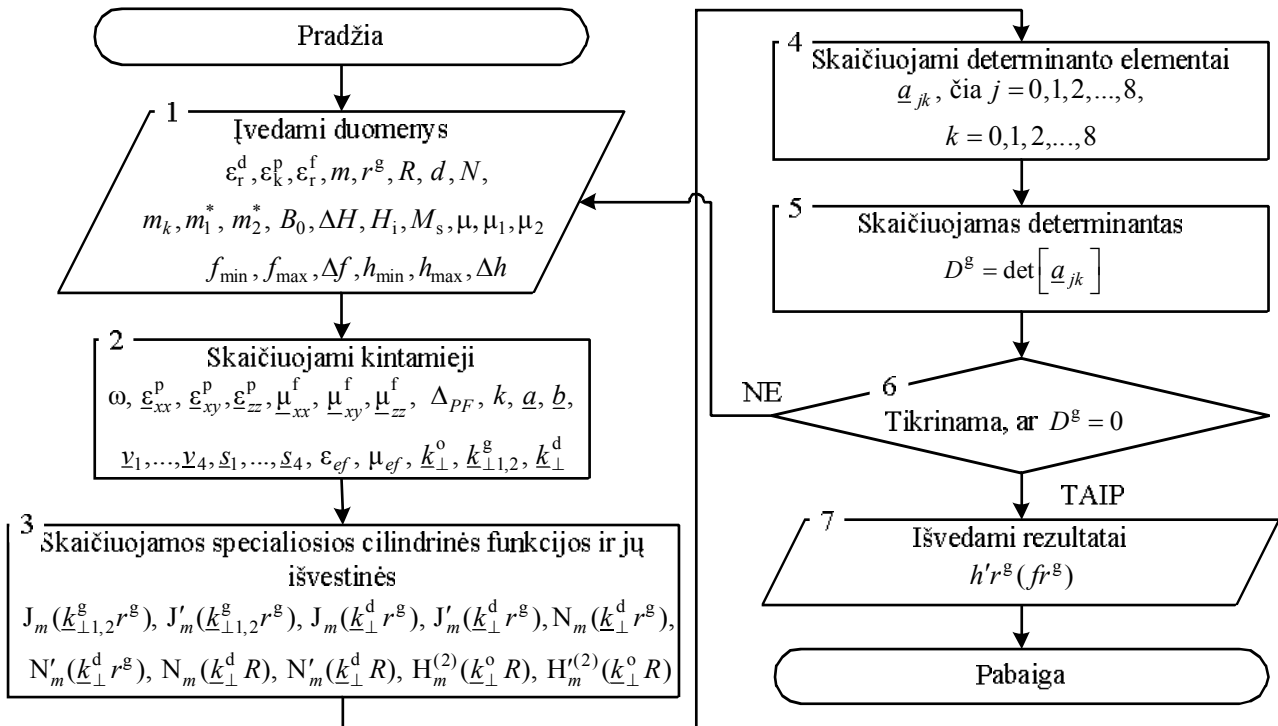
$$J'_m(k_{\perp}^d r^g) = \frac{m}{k_{\perp}^d r^g} J_m(k_{\perp}^d r^g) - J_{m+1}(k_{\perp}^d r^g); \quad (4.52)$$

$$N'_m(k_{\perp}^d r^g) = \frac{m}{k_{\perp}^d r^g} N_m(k_{\perp}^d r^g) - N_{m+1}(k_{\perp}^d r^g); \quad (4.53)$$

$$N'_m(k_{\perp}^d R) = \frac{m}{k_{\perp}^d R} N_m(k_{\perp}^d R) - N_{m+1}(k_{\perp}^d R); \quad (4.54)$$

$$H_m^{(2)}(k_{\perp}^o R) = \frac{m}{k_{\perp}^o R} H_m^{(2)}(k_{\perp}^o R) - H_{m+1}^{(2)}(k_{\perp}^o R). \quad (4.55)$$

4. Skaičiuojami nenuliniai kompleksiniai determinanto elementai $\underline{a}_{jk}$ ($\underline{a}_{11} - \underline{a}_{88}$).
5. Skaičiuojamas 8-tosios eilės determinantas pagal programos sudarytą skleistinę.



4.2 pav. Bendrasis sukurtos girotropinių bangolaidžių tyrimo neįvertinant slopinimo programos MATLAB® terpei algoritmas

6. Tikrinama, ar $D^g = 0$. Ieškomos bangos dažnių f ir išilginių skaičių h vertės, kurioms esant determinanto reikšmės yra lygios arba labai artimos nuliui. Nuoseklus

priartėjimo (iteraciniu) metodu rasti išilginiai bangos skaičiai h prilyginami fazės koeficientams h' . Jie ir dažniai f normuojami, dauginant iš šerdies spindulio r^g .

7. Išvedami rezultatai – bangų normuotųjų fazės koeficientų vertės, esant vienam normuotajam dažniui – $h'r^g(fr^g)$.

Šis algoritmas taip pat tinka skaičiuoti vienalyčiuose, sluoksniuotuose ir vamzdeliniuose dielektriniuose bangolaidžiuose sklindančių bangų dispersinėms charakteristikoms, kai kompleksinių tenzorių sandų reikšmės yra prilyginamos dielektriko santykinei dielektrinei skvarbai $\epsilon_{xx}^f = \epsilon_{zz}^f = \epsilon_r^d$, o $\epsilon_{xy}^f = 0$.

MATLAB[®] terpei sukurtos dvi programos, pavadintos *giroEL_programa.mat* ir *giroMA_programa.mat*. Pirmoji programa skirta girolektriniuose, antroji giromagnetiniuose bangolaidžiuose sklindančių bangų dispersinėms charakteristikoms skaičiuoti. Sukurtųjų programų išeities kodai pateikti baigiamajame darbe priedo A kompaktiniame diske.

4.2.2. Slopavimo charakteristikų skaičiavimo algoritmas ir programa

Šiame poskyryje sukuriamas ir aptariamas bendrasis programos algoritmas, skirtas atviruosiuose cilindrinuose girotropiniuose bangolaidžiuose sklindančių bangų slopinimo charakteristikoms *Mullerio* metodu skaičiuoti. Slopavimo charakteristikoms skaičiuoti yra naudojamas.

Mullerio metodas yra šiek tiek panašus į *Secanto* metodą. *Secanto* metodas – tai modifikuotas *Newtono* metodas, kuriame išvestinių skaičiavimas pakeistas išvestinės aproksimacija skirtumu, nes jo radimas atima mažiau laiko. *Mullerio* metodu ieškoma kompleksinių šaknų naudojant antrojo laipsnio daugianarį, t. y., kvadratinę lygtį. Tam skaičiuojamas diskriminantas, kuriam esant neigiamam, skaičiavimo rezultatas yra kompleksinis dydis [41, 42].

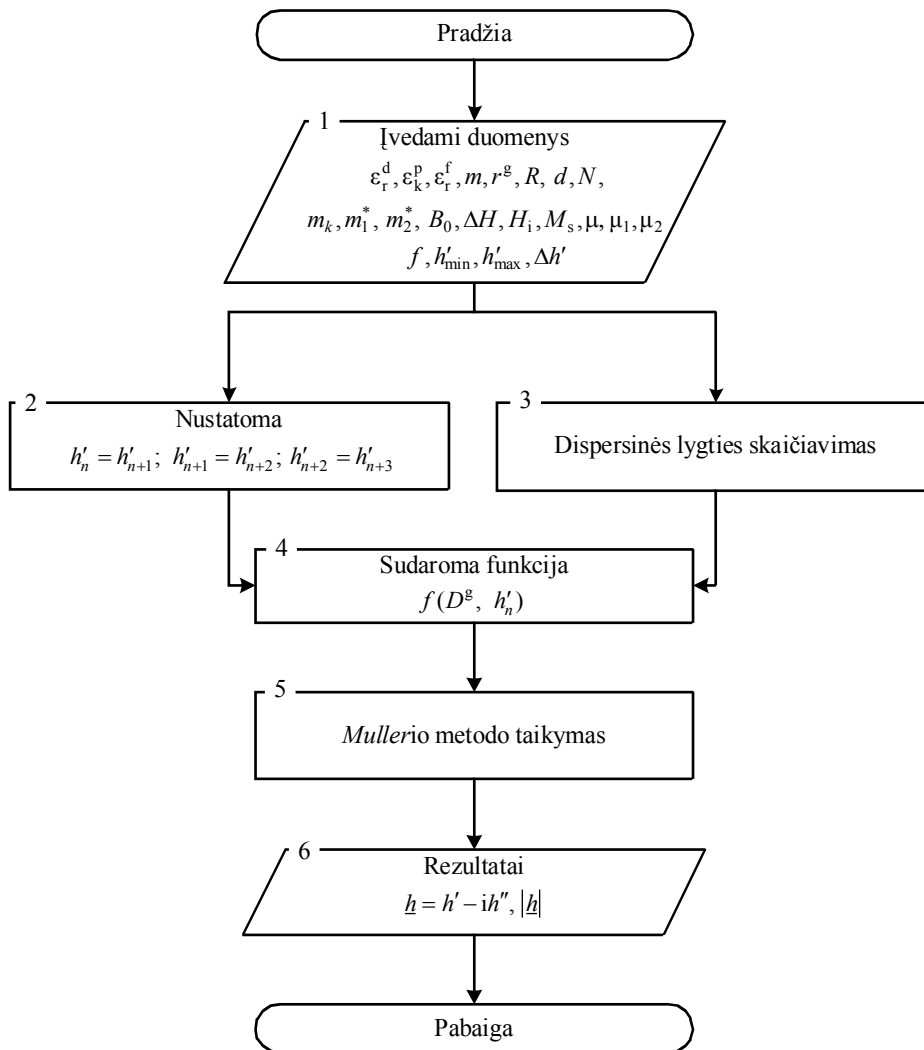
4.3 paveiksle pateikto bendrojo slopinimo charakteristikų tyrimo algoritmo ypatumas yra tas, kad bangų dielektrinius ir magnetinius nuostolius bangolaidžiuose reikia skaičiuoti tada, kai jau yra apskaičiuotos dispersinės charakteristikos pasinaudojus algoritmu, pateiktu 4.2 paveiksle.

Pagal 4.3 paveiksle pateiktą algoritmą skaičiuojamos determinanto D^g reikšmės, kai kinta kompleksinis išilginis bangos skaičius $\underline{h} = h' - ih''$. Čia h' – elektromagnetinės bangos fazės koeficientas, h'' – slopinimo koeficientas. Tam reikia įvesti elektromagnetinės bangos dažnį kaip konstantą – $f = const$. Tai reiškia, kad esant tam pačiam elektromagnetinės bangos dažniui, keičiasi tik elektromagnetinės bangos fazės koeficientas h' . Detaliau bus aptarta kiekvienas šio algoritmo etapas.

1. Įvedami duomenys. Šis etapas skiriasi nuo 4.2 paveiksle pateikto algoritmo etapo tuo, kad įvedamos spėjamos bangos fazės koeficiento reikšmės $h'_{\min}$ – minimali,

$h'_{\max}$ – maksimali bei kitimo žingsnis $\Delta h'$, kai elektromagnetinės bangos dažnis nekinta – $f = \text{const}$.

2. Perrašomi bangos fazės koeficientai kompiuterio atmintyje.
3. Atliekamas dispersinės lygties skaičiavimas panašiu principu, kaip ir 4.2 paveiksle pateiktame algoritme, tik skiriasi paskutiniai etapai.



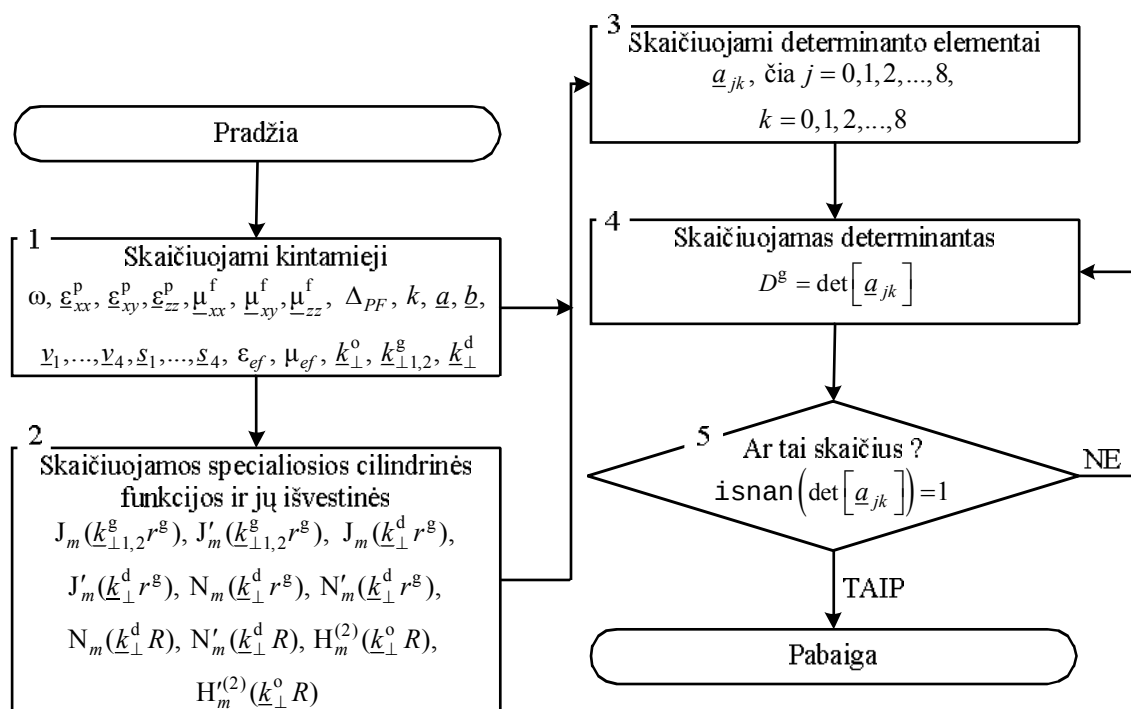
4.3 pav. Bendrasis slopinimo charakteristikų skaičiavimo programos algoritmas

4. Surašomos gautosios determinanto reikšmės, į vieną bendrą funkciją $f(D^g, h'_n)$. Tam panaudojama MATLAB[®] funkcija `feval()`.
5. Taikomas *Mullerio* metodas (algoritmas).
6. Išvedami rezultatai – išilginis kompleksinis bangos skaičius $\underline{h}$, kurio realioji dalis yra fazės koeficientas, o menamoji dalis – slopinimo koeficientas.

Toliau aptartas dispersinės lygties skaičiavimo algoritmas, kuris pateiktas 4.4 paveiksle. Šis algoritmas skiriasi nuo 4.2 paveiksle pateikto algoritmo tuo, kad įvertinamas bangų slopinimas

tiriamuose bangolaidžiuose. Todėl po determinanto skaičiavimo neieškomos h' vertės, kurioms determinantas yra lygus nuliui. Šio algoritmo etapai yra tokie:

1. Skaičiuojami kintamieji, pradedant nuo užduoto dažnio $f = const$ ir mažiausio bangos fazės koeficiento $h'_{\min}$
2. Skaičiuojamos specialiosios cilindrinės funkcijos ir jų išvestinės su kompleksiniais argumentais.
3. Skaičiuojami nenuliniai determinanto elementai, pasinaudojus formulėmis (4.34) – (4.49).
4. Skaičiuojamas determinantas.
5. Gautosios determinanto reikšmės tikrinamos, ar tai tikrai yra skaičius, o ne neapibrėžtis. Neapibrėžties atveju MATLAB[®] determinanto reikšmė tampa NaN. Neapibrėžčiai panaikinti yra naudojama funkcija `isnan()`, kuri išrenka tik skaitines determinanto reikšmes.



4.4 pav. Dispersinės lygties skaičiavimo, įvertinant bangų slopinimą, algoritmas

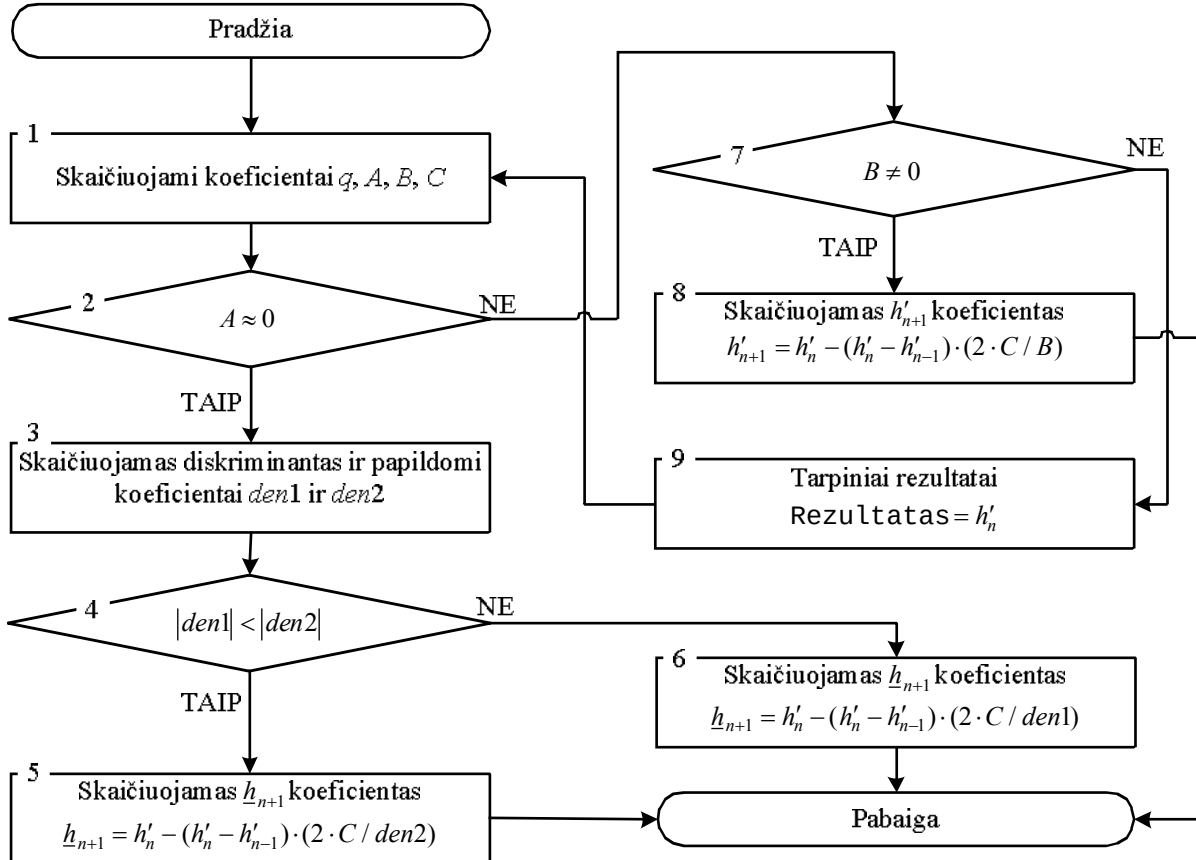
Mullerio algoritmas pateiktas 4.5 paveiksle. Detaliau aptarta kiekviena šio algoritmo dalis.

1. Kadangi jau yra žinomos determinanto reikšmės, skaičiuojami koeficientai q , A , B , C , kurių fizikinė prasmė nėra detaliai apibrėžta [38 – 42]:

$$q \cong \frac{h'_n - h'_{n+1}}{h'_{n+1} - h'_{n+2}}; \quad (4.55)$$

$$\begin{aligned}
 A &= qD^g(h'_n) - q(1+q)D^g(h'_{n+1}) + q^2D^g(h'_{n+2}); \\
 B &= (2q+1)D^g(h'_n) - (1+q)^2D^g(h'_{n+1}) + q^2D^g(h'_{n+2}); \\
 C &= (1+q)D^g(h'_n),
 \end{aligned}
 \tag{4.56}$$

čia q – bangos fazės koeficientų santykis, esant skirtingoms fazės koeficientų reikšmėms; A, B, C – diskriminanto koeficientai.



4.5 pav. Mullerio algoritmas

2. Šis skaičiavimo etapas pereina į du etapus, t. y., 3 arba 7. Pirmiausiai bus aptartas 3 skaičiavimo etapas, po to – 7.

3 etapas. Jei skaičiuojant gaunamas koeficientas $A \approx 0$, tada skaičiuojamas diskriminantas ir papildomi koeficientai $den1$ ir $den2$ [41]:

$$Diskriminantas = B^2 - 4AC; \tag{4.57}$$

$$den1 = B + \sqrt{Diskriminantas}; \tag{4.58}$$

$$den2 = B - \sqrt{Diskriminantas}. \tag{4.59}$$

7 etapas. Jei koeficientas $B \neq 0$, tai 8 etape skaičiuojamas kompleksinis išilginis bangos skaičius. h'_{n+1} , randamas pagal išraišką:

$$h'_{n+1} = h'_n - (h'_n - h'_{n-1})(2C / B). \quad (4.60)$$

4. Šis etapas išsiskiria tuo, kad prieš tolimesnius skaičiavimus yra lyginami moduliai $|den1|$ ir $|den2|$. Jei $|den1| < |den2|$, tada vykdomas 5 etapas. Kitu atveju, kai $|den1| > |den2|$, yra vykdomas 6 etapas.

5 ir 6 etapai skiriasi tik galutinėmis $\underline{h}_{n+1}$ skaičiavimo formulėmis. 5 etapo atveju [41]:

$$\underline{h}_{n+1} = h'_n - (h'_n - h'_{n-1})(2C / den2). \quad (4.61)$$

6 etapo atveju [41]:

$$\underline{h}_{n+1} = h'_n - (h'_n - h'_{n-1})(2C / den1). \quad (4.62)$$

9 etapo atveju rezultatas h'_n yra grąžinamas į 1 etapą ir taip yra skaičiuojama tol, kol gaunamas 7 sąlygą $B \neq 0$ tenkinantis rezultatas.

Mullerio algoritmas baigiamas, kai gaunamas kompleksinis išilginis bangos skaičius $\underline{h} = h' - ih''$. Šis algoritmas veikia gerai, esant mažam slopinimui bangolaidžiuose. Kai slopinimas didelis, reikia taikyti kitokius kompleksinės šaknies paieškos metodus ir algoritmus. Daugelį metodų sunku taikyti, kai, dispersinė lygtis yra 8-tosios eilės determinanto pavidalo.

Davidenko ar *Newtono-Rapshono* metodai reikalauja skaičiuoti dispersinės lygties išvestinę, tačiau determinanto atveju, tai padaryti sudėtinga.

Šiam algoritmui įgyvendinti sukurtos dvi MATLAB[®] terpei skirtos programos: *bendroji_programa_muller.mat* ir *muller.mat*. Programos susietos tarpusavyje tiesiogiai. Tai reiškia, kad *bendroji_programa_muller.mat* neveiks be programos *muller.mat* ir atvirkščiai. Programų išeities kodai pateikti baigiamojo darbo priedo A kompaktiniame diske.

4.2.3. Programų testavimas

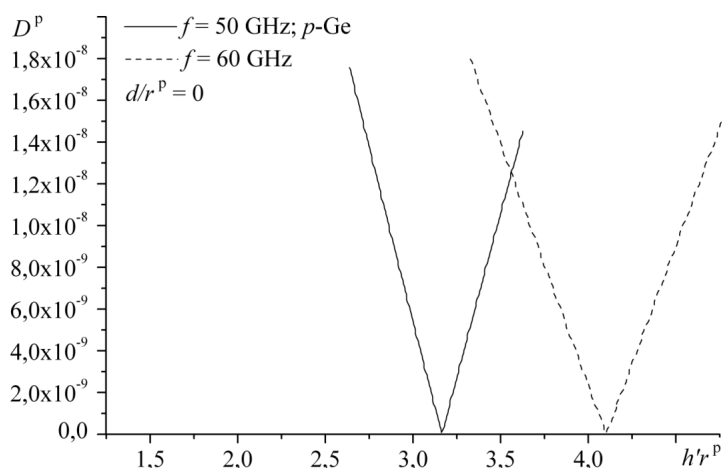
Dispersinių charakteristikų skaičiavimo programa testuojama su giroelektriniais ir giromagnetiniais bangolaidžiais, neįvertinant bangų slopinimo juose.

Taip pat testuojama ir slopinimo charakteristikų skaičiavimo programa, skaičiavimo rezultatai lyginami su literatūroje [2] pateiktais rezultatais. Be to programa testuota pagal formules, skirtas skaičiuoti elektromagnetinių bangų slopinimui idealiajame ir realiajame dielektrikuose [1].

Giroelektrinių bangolaidžių tyrimo programos testavimas. Šiame poskyryje testuojama giroelektriniuose bangolaidžiuose sklindančių bangų dispersinių charakteristikų skaičiavimo programa. Testavimui parinktas *p*-Ge tipo puslaidininkis. Testuojant patikrinta, ar tiksliai programos algoritmas suranda nulines arba jam artimas determinanto D^p reikšmes.

4.6 paveiksle pateiktos determinanto D^p reikšmių priklausomybės nuo normuotojo bangos fazės koeficiento dydžio. Jos parodo, kaip nulinės determinanto reikšmės išsiskiria iš kitų reikšmių. Šiuo atveju SDST skaičiuotas, neįvertinant bangų slopinimo puslaidininkyje.

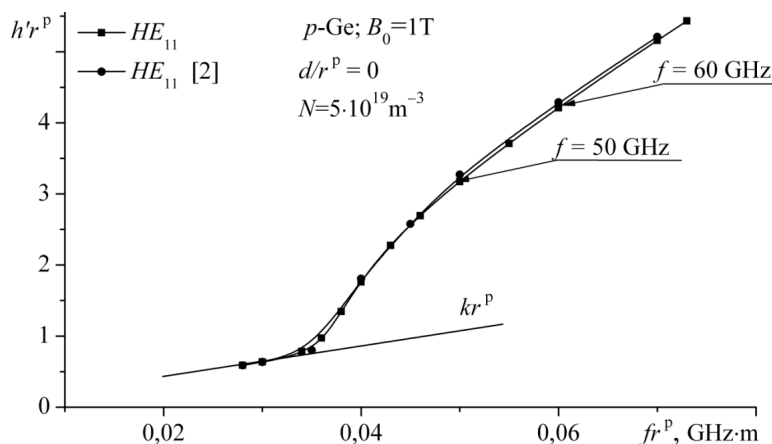
Skaičiavimai atlikti, kai p -Ge puslaidininkio gardelės konstanta $\varepsilon_k^{pp} = 16$, laisvųjų krūvininkų – skylių koncentracija $N = 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, suminė efektinė masė $m_\Sigma^* = 0,268 m_e$, suminis skylių judris $\mu_\Sigma = 7,857$, pastoviojo magnetinio srauto tankis $B_0 = 1 \text{ T}$.



4.6 pav. Determinanto D^p nulinių reikšmių paieška

Giroelektrinių bangolaidžių tyrimo programos testavimas atliktas, kai $r^p = 1 \text{ mm}$. Pateikiami determinanto nuliai, esant $f = 50; 60 \text{ GHz}$ dažniams. Iš 4.6 paveikslo matyti, kad determinanto minimumai yra gana gilūs, todėl galima laikyti, kad tai yra nulinės determinanto reikšmės.

4.7 paveiksle pateikiamos pagrindinio tipo bangos HE_{11} žinoma iš literatūros [2] ir apskaičiuota dispersinės charakteristikos. Jose nurodyti taškai, kurie buvo apskaičiuoti 4.6 paveiksle. Testavimas atliktas dažnių ruože nuo 28 iki 73 GHz.



4.7 pav. Giroelektrinių bangolaidžių tyrimo programos testavimo rezultatai – pagrindinio tipo bangos HE_{11} žinoma ir naujai apskaičiuota dispersinės charakteristikos

Iš 4.7 paveikslo dispersinių charakteristikų matyti, kad jas iš apačios apriboja bangos sklaidimo neribotame vakuume koeficiento, kuris yra normuotas pagal puslaidininkio šerdies spindulį kr^p tiesė. Šios charakteristikos praktiškai sutampa, skirtumas tarp žinomos ir naujai apskaičiuotos dispersinių charakteristikų svyruoja nuo $\sim 0,01\%$ iki $\sim 1,5\%$, esant skirtingiems dažniams.

Detaliau palyginti skaičiavimo ir žinomus rezultatus yra sudėtinga, nes skaičiavimo rezultatai literatūroje [2] pateikiami kaip išorinio skersinio bangos skaičiaus ore $\xi_{\perp}^0 r^p$ priklausomybė nuo dažnio fr^p . Todėl žinomas arba apskaičiuotąsias charakteristikas reikia perskaičiuoti iš $\xi_{\perp}^0 r^p$ į $h'r^p$ arba atvirkščiai – $h'r^p$ į $\xi_{\perp}^0 r^p$, o tai taip pat turi įtakos galutiniams skaičiavimo ir testavimo rezultatams.

Giromagnetinių bangolaidžių tyrimo programos testavimas. Programos testavimui panaudotas ISCh4 markės feritas, neįskaitant bangų slopinimo jame. Ferito santykinė dielektrinė skvarba yra $\epsilon_r^f = \epsilon_{xx}^f = \epsilon_{zz}^f \approx 13,5$ ir $\epsilon_{xy}^f = 0$.

Testavimas atliekamas, ieškant nulinių determinanto reikšmių tam tikroms normuotųjų dažnio ir bangos fazės koeficiento reikšmėms, kurios pateiktos 4.1 lentelėje. Joje pateikiami ir žinomi rezultatai pagrindinio tipo bangai HE_{11} [2].

Iš lentelėje pateiktų rezultatų matyti, kad šiame darbe skaičiavimai atlikti gana tiksliai su didžiausiu $0,1\%$ skirtumu žinomų rezultatų atžvilgiu. Skaičiavimai, atlikti esant $f = 76,4$ GHz dažniui yra tiksliausi. Didėjant elektromagnetinės bangos dažniui keičiasi skirtumas. Taip galėjo atsirasti dėl to, kad egzistuoja apvalinimo paklaida pačioje MATLAB programoje.

4.1 lentelė. Žinomi ir skaičiavimo rezultatai pagrindinio tipo bangai HE_{11}

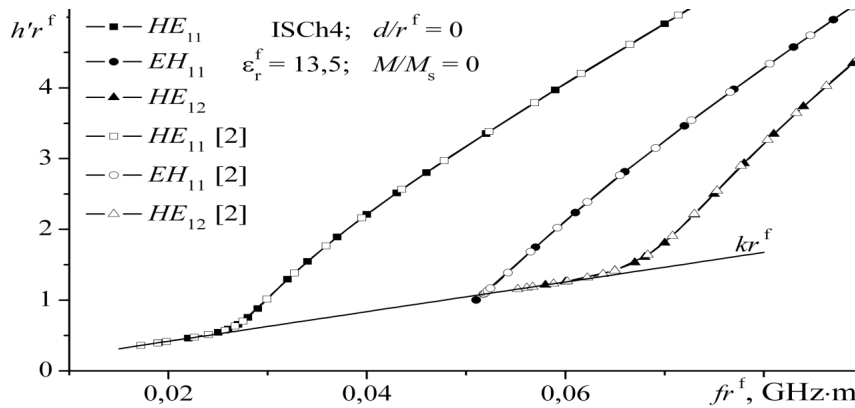
Žinomi rezultatai		Skaičiavimo rezultatai	Skirtumas, %
Dažnis, GHz	Fazės koeficientas, rad/m	Fazės koeficientas, rad/m	
24	513	513,4	0,08
47,8	2974	2971	0,1
76,4	5441	5438	0,06

4.8 paveiksle pateiktos žinomos [2] ir apskaičiuotos dispersinės charakteristikos pagrindinio tipo bangai HE_{11} ir dviems aukštesniųjų tipų bangoms EH_{11} ir HE_{12} , kai ferito santykinis įmagnetėjimas $M / M_s = 0$, t. y., neįmagnetinto ferito, faktiškai dielektriko, atveju.

Šių dispersinių charakteristikų skaičiavimai atlikti, kai feritinio bangolaidžio be išorinio dielektriko sluoksnio spindulys $r^f = 1$ mm, esant kairiajai apskritiminei elektromagnetinių bangų poliarizacijai ($e^{+i\varphi}$).

Iš 4.8 paveikslo matyti, kad apskaičiuotos dispersinės charakteristikos gerai sutampa su jau žinomomis. Tai reiškia, kad sukurtasis programos algoritmas veikia gana gerai.

Šios kreivės yra apribotos iš apačios normuotojo išilginio bangos sklaidimo neribotame vakuume skaičiaus kr^f tiese.



4.8 pav. Apskaičiuotos ir žinomos [2] dispersinės charakteristikos

Virš kr^f tiesės yra lėtųjų elektromagnetinių bangų dispersinės charakteristikos. Po apačia turėtų būti greituųjų bangų charakteristikos, tačiau jų nėra. Tai galima paaiškinti tuo, kad atvirųjų bangolaidžių dispersinės lygtys neturi realių sprendinių, kai $0 \leq h'r^f < kr^f$.

Slopinimo charakteristikų skaičiavimo programos testavimas. Slopinimo charakteristikų skaičiavimo programa testuota naudojant ISCh4 markės feritą. Jo santykinės kompleksinės magnetinė $\underline{\mu}_r^f = \mu_r^{f'} - i\mu_r^{f''} = 1 - i5 \cdot 10^{-3}$ ir dielektrinė $\underline{\epsilon}_r^f = \epsilon_r^{f'} - i\epsilon_r^{f''} = 13,5(1 - i5 \cdot 10^{-4})$ skvarbos turi ne tik realiąsias, bet ir menamąsias dalis. Mažos, palyginti su realiosiomis, menamosios šių skvarbų dalys ir lemia elektromagnetinių bangų slopinimą, kurį įvertina nuostolių kampo tangentas $\text{tg}\delta = \epsilon_r^{f''} / \epsilon_r^{f'}$.

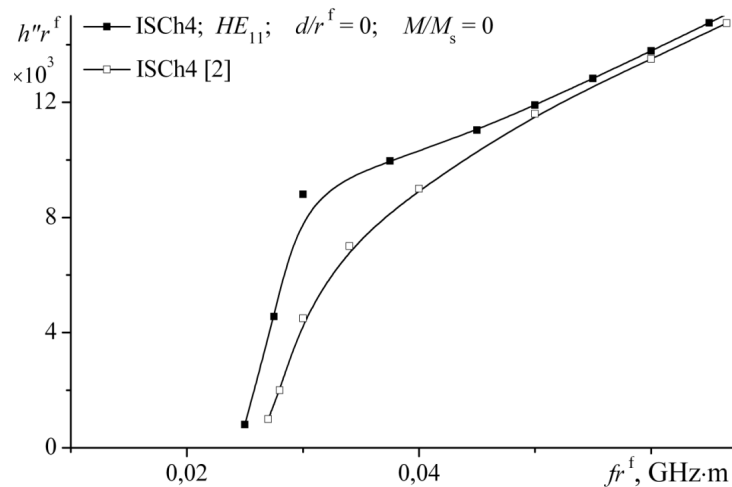
Slopinimą atvirųjų cilindrinų bangolaidžių ilgio metrui nurodo išilginio kompleksinio bangos skaičiaus (sklidimo koeficiento) $\underline{h}$ menamoji dalis – nenormuotasis slopinimo koeficientas h'' , matuojamas vienetais metrui (1/m). Normuotasis slopinimo koeficientas $h''r^f$ gali būti suprantamas ir kaip slopinimas bangolaidyje, kurio tiek spindulys, tiek ir ilgis yra r^f .

4.9 paveiksle pateiktos žinoma ir apskaičiuota normuotojo slopinimo koeficiento $h''r^f$ priklausomybės nuo dažnio pagrindinio tipo bangai HE_{11} su kairiąja ($e^{+i\varphi}$) apskritimine poliarizacija, sklindančiai feritiniuose bangolaidžiuose.

Iš 4.9 paveikslo matyti, kad didžiausias skirtumas ~ 96 % tarp žinomų [2] ir apskaičiuotų charakteristikų yra esant normuotajam dažniui $fr^f = 0,03 \text{ GHz} \cdot \text{m}$. Po to didėjant dažniui skirtumas laipsniškai mažėja, kol pasiekia ~ 2 %.

Didžiausias skirtumas gautas, esant pagrindinio tipo bangos HE_{11} kriziniam dažniui. Tačiau darbe apskaičiuotos slopinimo charakteristikos savo pobūdžiu yra panašios į literatūroje [2]

pateiktas charakteristikas. Jų nesutapimas reikalauja trečio metodo arba eksperimentinio tyrimo klaidingiems rezultatams nustatyti.



4.9 pav. Žinoma ir skaičiuota pagrindinio tipo bangos HE_{11} su kairiaja ($e^{+i\varphi}$) apskritimine poliarizacija slopinimo koeficiento $h''r^f$ priklausomybės nuo dažnio f^f feritiniams bangolaidžiams, kai $d/r^f = 0$ ir $M/M_s = 0$

Todėl nutarta slopinimo charakteristikų skaičiavimo programą patikrinti dar dviem metodais tariant, kad neribotoje erdvėje išilginis kompleksinis bangos skaičius (sklidimo koeficientas) $\underline{h}$ yra kompleksinis dydis realiajam dielektrikui ir realus dydis idealiajam dielektrikui [1, 2]:

$$\underline{h} = \omega \sqrt{(\epsilon_r^{f'} - i\epsilon_r^{f''})\epsilon_0\mu_r^{f'}\mu_0} = h' - ih''; \quad (4.63)$$

$$h' = \omega \sqrt{\epsilon_r^{f'}\epsilon_0\mu_r^{f'}\mu_0}.$$

Fazės koeficientą h' galima apskaičiuoti trim metodais: 1) iteraciniu metodu, naudojant darbe sukurta bendrąją dispersinių charakteristikų skaičiavimo be slopinimo programą; 2) pagal formulę (4.63); 3) *Mullerio* metodu.

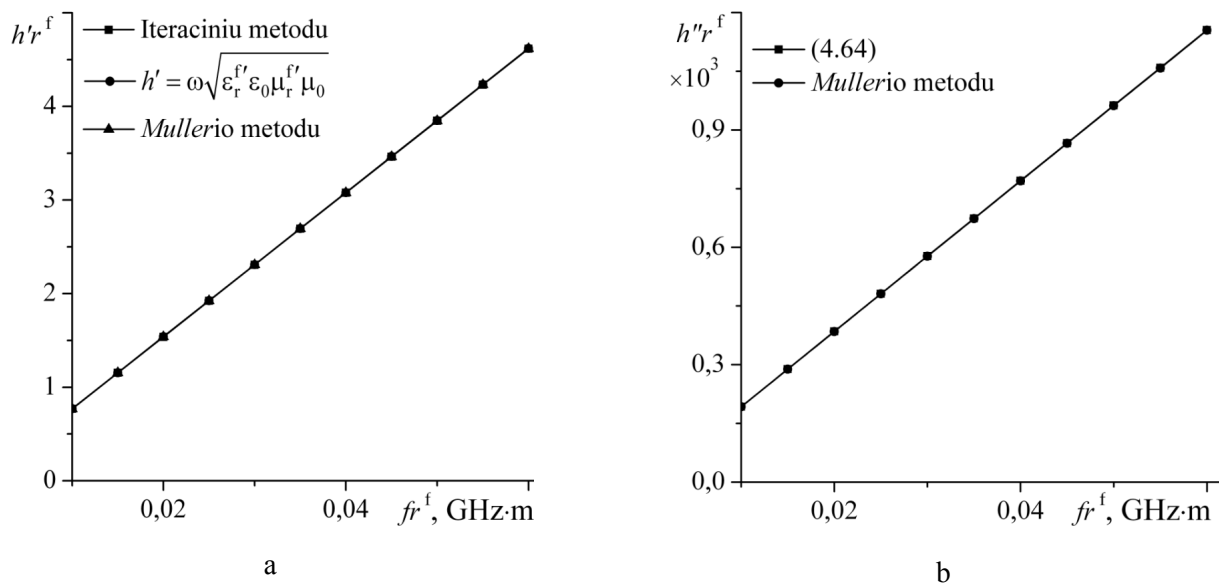
Slopinimo koeficientą h'' galima apskaičiuoti dviem metodais: 1) naudojant MATLAB® programą, (4.64) formulę bei kompleksinių skaičių konjunkciją; 2) taikant sukurta bendrąją programą slopinimui *Mullerio* metodu skaičiuoti.

Jei z yra realusis arba kompleksinis dydis, tada jo kompleksinė konjunkcija $\text{conj}(z) = \text{Re}(z) - i\text{Im}(z)$ ir slopinimo koeficiento h'' išraiška yra:

$$h'' = \frac{i \cdot \text{conj}(\omega) \cdot \text{conj}\left(\sqrt{(\epsilon_r^{f'} - i\epsilon_r^{f''})\epsilon_0\mu_r^{f'}\mu_0}\right)}{2} - \frac{i\omega\sqrt{(\epsilon_r^{f'} - i\epsilon_r^{f''})\epsilon_0\mu_r^{f'}\mu_0}}{2}. \quad (4.64)$$

Testavimas atliekamas dviem atvejais tariant, kad pirmuoju atveju feritinis bangolaidis yra idealusis neribotas dielektrikas, kurio $\epsilon_r^{f'} = 13,5$ ir $\mu_r^{f'} = 1$. Kitu atveju feritas – neribotas realusis

dielektrikas, kurio $\underline{\epsilon}_r^f = \epsilon_r^{f'} - i\epsilon_r^{f''} = 13,5 - i67,5 \cdot 10^{-4}$ ir $\mu_r^{f'} = 1$. Be to buvo apskaičiuotos bangos fazės ir slopinimo koeficientų priklausomybės nuo dažnio *Mullerio* metodu. Tokio testavimo rezultatai pateikti 4.10 paveiksle.



4.10 pav. Slopinimo skaičiavimo programos testavimas pagal: bangos fazės h' (a) ir slopinimo h'' (b) koeficientų priklausomybes nuo dažnio

Iš 4.10, a paveiksle pateiktų rezultatų matyti, kad idealiojo ir realiojo dielektriko atvejais normuotasis bangos fazės koeficientas keičiasi tiesiniu dėsniu, kintant elektromagnetinės bangos dažniui. Normuotojo bangos fazės koeficiento $h'r^f$ priklausomybės nuo dažnio, apskaičiuotos trim metodais idealiojo ir realiojo dielektrikų atvejais, praktiškai sutampa. Rezultatų skirtumas yra $\sim 0,07\%$.

Iš 4.10, b paveiksle pateiktų slopinimo koeficiento $h''r^f$ priklausomybių nuo dažnio matyti, kad jos taip pat auga tiesiniu dėsniu, didėjant elektromagnetinės bangos normuotajam dažniui fr^f . Skaičiuojant slopinimo koeficientą dviem metodais, charakteristikos praktiškai sutampa. Jų skirtumas yra $\sim 0,08\%$.

4.3. Trumpas skyriaus apibendrinimas

1. Skyriuje pristatyti žinomi atvirųjų girotropinių bangolaidžių bendrieji elektrodinaminis ir matematinis modeliai. Ištirtas bangolaidžiuose sklindančioms bangoms gaunamas transcendentinių dispersinių lygčių 8-tosios eilės determinantas.
2. Panaudojus determinantą sukurti 4 nauji bendrieji algoritmai ir 4 programos MATLAB[®] terpei. Jie skirti dielektriniuose bei girotropiniuose bangolaidžiuose sklindančių bangų

dispersinėms charakteristikoms be bangų slopinimo ir su juo bei slopinimo charakteristikoms *Mullerio* metodu skaičiuoti asmeniniu kompiuteriu.

3. Nauja bendroji dispersinių charakteristikų skaičiavimo programa ištestuota giroelektrinių ir giromagnetinių bangolaidžių atvejais be bangų slopinimo. Skirtumas tarp žinomų [2] ir naujai apskaičiuotų charakteristikų sudarė nuo 0,01 iki 1,5 %.
4. Nauja bendroji slopinimo charakteristikų skaičiavimo programa išbandyta su ISCh4 ferito bangolaidžiu. Skirtumas tarp žinomos [2] ir naujos charakteristikų sudarė nuo 96 % žemųjų iki 2 % aukštųjų dažnių srityse. Todėl programa ištestuota idealaus ir realaus neribotų dielektrikų atvejais dar 2 metodais, naudojant: 1) MATLAB[®] programą ir kompleksinių skaičių konjunkciją, 2) taikant sukurta bendrąja programą slopinimui *Mullerio* metodu skaičiuoti. Abiem metodais apskaičiuotų slopinimo charakteristikų skirtumas sudarė iki 0,08 %.
5. Konstatuota, kad nauji bendrieji dispersinių ir slopinimo charakteristikų skaičiavimo algoritmai bei programos MATLAB[®] terpėje veikia gana tiksliai, patikimai ir greitai, patenkinant darbo užduoties reikalavimus asmeniniam kompiuteriui.

5. DISPERSINIŲ IR SLOPINIMO CHARAKTERISTIKŲ SKAIČIAVIMAS BEI TYRIMAS

Šio skyriaus tikslas – ištirti atvirųjų cilindrinų girotropinių bangolaidžių bangų dispersines ir slopinimo charakteristikas, atlikti detalią jų elektrodinaminę analizę. Šiame skyriuje tiriami dielektriniai ir girotropiniai bangolaidžiai.

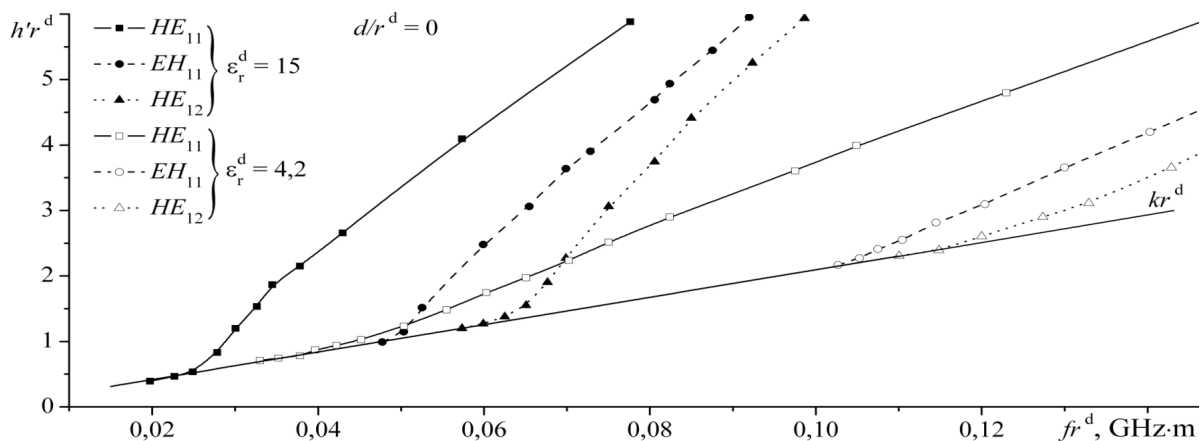
Dielektrinių bangolaidžių šerdims naudoti TM-15 ir TORLON-5530 markių dielektrikai, girotektrinių-dielektrinių ir giromagnetinių-dielektrinių bangolaidžių išoriniam dielektriko sluoksniui – TM-15 markės dielektrikas.

Tiriami n ir p tipų laidžio girotektriniai puslaidininkiai ir puslaidininkiniai-dielektriniai bangolaidžiai su laisvųjų krūvininkų koncentracijomis $N = 1 \cdot 10^{17}$; $5 \cdot 10^{18}$; $5 \cdot 10^{19}$; $1 \cdot 10^{20}$; $5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$. Taip pat tiriami puslaidininkiniai p -Ge bangolaidžiai su tokiais pat koncentracijomis iki $N = 2 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$. Tiriamas bangų slopinimas puslaidininkiniuose ir puslaidininkiniuose-dielektriniuose n, p -InSb bangolaidžiuose.

Giromagnetinių feritinių ir feritinių-dielektrinių bangolaidžių tyrimas atliktas, kai vidinio pastoviojo magnetinio lauko stipris yra $H_i = 0,5 \cdot M_s$ ir $1,0 \cdot M_s$. Taip pat tiriamas bangų slopinimas YIG markės feritiniuose ir feritiniuose-dielektriniuose bangolaidžiuose.

5.1. Bangų dielektriniuose bangolaidžiuose dispersinių charakteristikų skaičiavimas bei tyrimas

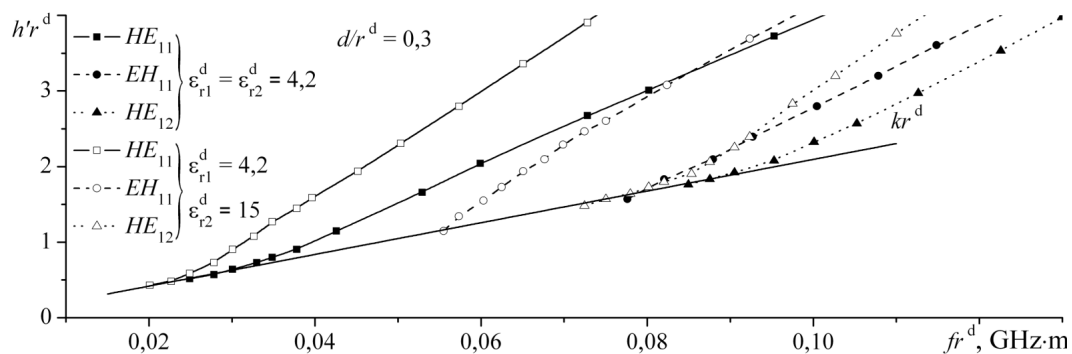
Vienalyčių dielektrinių bangolaidžių atveju panaudoti dielektrikai TM-15 ir TORLON-5530, kurių santykinės dielektrinės skvarbos yra atitinkamai $\epsilon_r^d = 15$ ir $\epsilon_r^d = 4,2$. 5.1 paveiksle pateikiamos dispersinės charakteristikos vienalyčiuose bangolaidžiuose sklindančių bangų, kurių azimutinio periodiškumo indeksas $m = 1$.



5.1 pav. Vienalyčiuose dielektriniuose bangolaidžiuose sklindančių bangų dispersinės charakteristikos, kai $\epsilon_r^d = 4,2$ ir 15 , $d/r^d = 0$

Iš 5.1 paveiksle pateiktų dispersinių charakteristikų matyti, kad, pagrindinio tipo bangos HE_{11} krizinis dažnis $f_{kp} = 0,024 \text{ GHz} \cdot \text{m}$, kai dielektrinė skvarba $\epsilon_r^d = 15$. Sumažėjus dielektrinei skvarbai iki 4,2, pagrindinio tipo bangos dispersinės charakteristikos pasislinko į aukštesniųjų dažnių pusę, o krizinis dažnis tapo $f_{kp} = 0,045 \text{ GHz} \cdot \text{m}$.

5.2 paveiksle pateiktos sluoksnuotųjų dielektrinių bangolaidžių bangų dispersinės charakteristikos, kai bangolaidžių vidinės šerdies dielektrinė skvarba yra tokia pati, kaip ir išorinio dielektriško sluoksnio skvarba – $\epsilon_{r1}^d = \epsilon_{r2}^d = 4,2$. Kitu atveju – išorinio dielektriško sluoksnio santykinė dielektrinė skvarba yra gerokai didesnė – $\epsilon_{r2}^d > \epsilon_{r1}^d$. Išorinio dielektriško sluoksnio santykinis normuotasis storis $d/r^d = 0,3$. Charakteristikos pasislinko į žemesniųjų dažnių pusę ir tapo statesnės, padidėjus ϵ_{r2}^d .

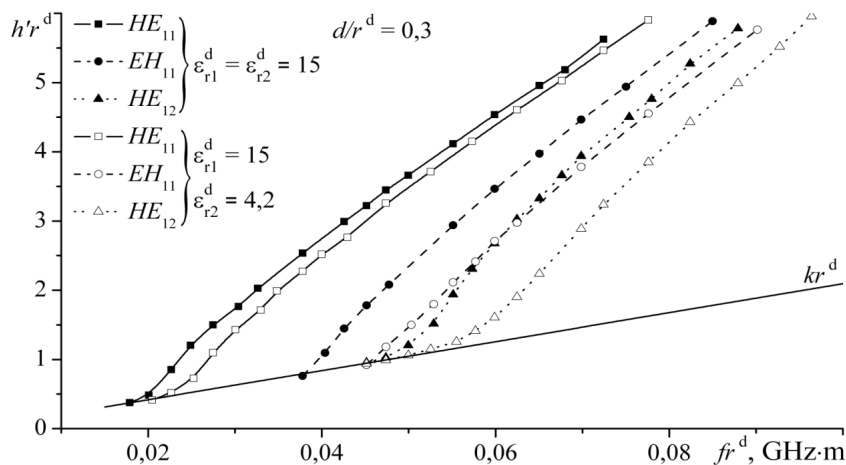


5.2 pav. Sluoksnuotuose dielektriniuose bangolaidžiuose sklindančių bangų dispersinės charakteristikos, kai $\epsilon_{r1}^d = 4,2$, $\epsilon_{r2}^d = 4,2$ arba 15, $d/r^d = 0,3$

5.3 paveiksle pateiktos dispersinės charakteristikos, kai bangolaidžių vidinės šerdies dielektrinė skvarba yra tokia pati, kaip ir išorinio dielektriško sluoksnio skvarba – $\epsilon_{r1}^d = \epsilon_{r2}^d = 15$. Kitu atveju išorinio dielektriško sluoksnio santykinė dielektrinė skvarba yra gerokai mažesnė už vidinės šerdies dielektrinę skvarbą – $\epsilon_{r2}^d < \epsilon_{r1}^d$.

Iš 5.3 paveiksle pateiktų charakteristikų matyti, kad bangolaidžio dispersinės charakteristikos yra aukštesniųjų dažnių pusėje, esant išorinio dielektriško sluoksnio $\epsilon_{r2}^d = 4,2$. Charakteristikos statesnės, lyginant su 5.2 paveiksle pateiktomis charakteristikomis. Dispersinės charakteristikos pasislinko į žemesniųjų dažnių pusę lygiagrečiai, padidėjus ϵ_{r2}^d iki 15.

Kai $\epsilon_{r1}^d = \epsilon_{r2}^d = 15$, pagrindinio tipo bangos HE_{11} krizinis dažnis yra $f_{kp} = 0,020 \text{ GHz} \cdot \text{m}$, o, esant išoriniam dielektriško sluoksniui, kurio santykinė dielektrinė skvarba lygi $\epsilon_{r2}^d = 4,2$, HE_{11} bangos krizinis dažnis tapo $f_{kp} = 0,023 \text{ GHz} \cdot \text{m}$. Taigi bangų dispersinės charakteristikos pasislinko į aukštesniųjų dažnių pusę, sumažėjus ϵ_{r2}^d iki 4,2.



5.3 pav. Sluoksniuotuose dielektriniuose bangolaidžiuose sklindančių bangų dispersinės charakteristikos, kai $\epsilon_{r1}^d = 15$, $\epsilon_{r2}^d = 4,2$ arba 15 , $d/r^d = 0,3$

Bangolaidžių normuotoji darbo dažnių juosta $\Delta f r^d$ nustatoma kaip skirtumas tarp techninių krizinių dažnių $f_{kra} r^d$ pirmojo aukštesniojo tipo bangai EH_{11} ir $f_{knp} r^d$ pagrindinio tipo (tos pačios simetrijos pagal indeksą m) bangai HE_{11} . Bangolaidžių plačiajuostiškumas randamas pagal išraišką [2]:

$$\delta_f^d = \left(\frac{\Delta f r^d}{f_c r^d} \right) \cdot 100, \% = \frac{2 \cdot (f_{kra} - f_{knp}) r^d}{(f_{kra} + f_{knp}) r^d} \cdot 100, \% \quad (5.1)$$

čia $f_c r^d$ – centrinis darbo dažnių juostos dažnis.

Rezultatų apibendrinimui 5.1 lentelėje pateikiami HE_{11} ir EH_{11} bangų kriziniai dažniai ir dielektrinių bei sluoksniuotųjų dielektrinių bangolaidžių plačiajuostiškumas.

5.1 lentelė. Dielektrinių bangolaidžių elektrodinaminiai parametrai

$\epsilon_{r1}^d, \epsilon_{r2}^d$	d/r^d	$f_{knp} r^d$, GHz·m	$f_{kra} r^d$, GHz·m	$\Delta f r^d$, GHz·m	$f_c r^d$, GHz·m	δ_f^d , %
4,2; –	0	0,045	0,102	0,058	0,073	78,5
15; –		0,024	0,049	0,025	0,037	67,3
4,2; 4,2	0,3	0,034	0,080	0,046	0,057	80,8
4,2; 15	0,3	0,025	0,055	0,031	0,040	77,0
15; 15	0,3	0,020	0,038	0,018	0,029	64,2
15; 4,2	0,3	0,023	0,047	0,024	0,035	67,8

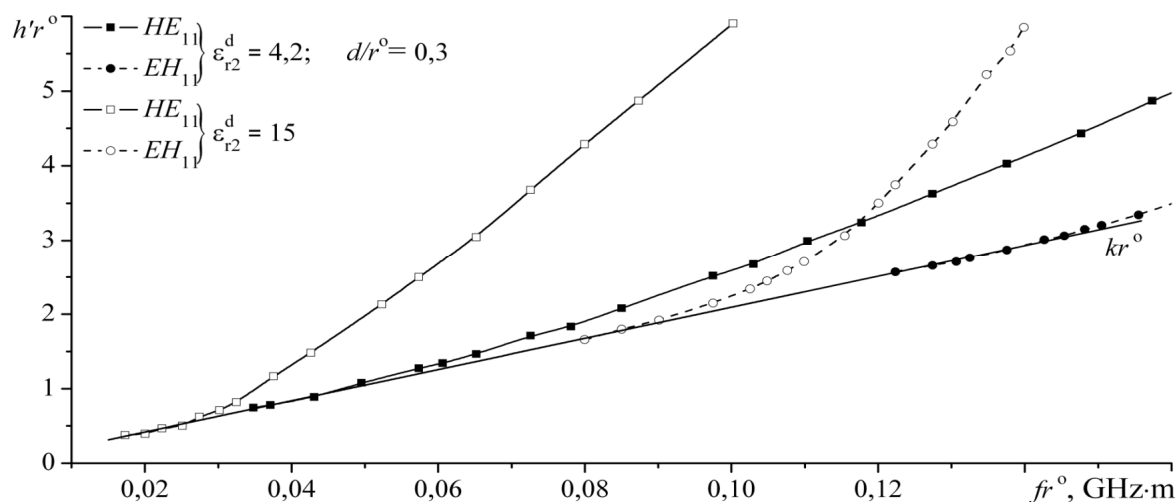
Iš 5.1 lentelėje pateiktų parametų matyti, kad pats didžiausias dielektrinių bangolaidžių plačiajuostiškumas gaunamas, kai vidinės šerdies ir išorinio dielektriko sluoksnio santykinės dielektrinės skvarbos $\epsilon_{r1}^d = \epsilon_{r2}^d = 4,2$. Tokių bangolaidžių plačiajuostiškumas yra 80,8 %. Normuotoji absoliutinė darbo dažnių juosta plačiausia ($\Delta f r^d = 0,058 \text{ GHz} \cdot \text{m}$), kai bangolaidžio dielektrinė skvarba mažiausia ir nenaudojamas išorinio dielektriko sluoksnis ($d/r^d = 0$).

Vamzdelinių dielektrinių bangolaidžių bangų dispersinių charakteristikų skaičiavimuose vidinės šerdies santykinė dielektrinė ir magnetinė skvarbos prilygintos oro santykinė dielektrinei ir

magnetinei skvarboms $\epsilon_{r1}^d = \mu_{r1}^d = \epsilon_r^o = \mu_r^o \approx 1$. Šiuo atveju skaičiavimai atlikti esant dviem skirtingoms vamzdelio santykinėms skvarboms, kai vamzdelio sienelės storis 0,3 mm ir vidinis vamzdelio spindulys 1 mm. Dielektrinio vamzdelio santykinė dielektrinė skvarba $\epsilon_{r2}^d = 4,2$ arba 15, jame sklindančių bangų dispersinės charakteristikos pateiktos 5.4 paveiksle.

Iš dispersinių charakteristikų matyti, kad, esant mažai vamzdelio santykiniai dielektrinei skvarbai $\epsilon_{r2}^d = 4,2$, charakteristikos yra aukštųjų dažnių pusėje. Pirmosios aukštesniojo tipo bangos krizinis dažnis siekia $f_{kra}^d = 0,145 \text{ GHz} \cdot \text{m}$, o pagrindinio tipo HE_{11} bangos krizinis dažnis yra $f_{kpr}^d = 0,0627 \text{ GHz} \cdot \text{m}$. Šių bangolaidžių plačiajuostiškumas yra 79,43 %.

Padidėjus ϵ_{r2}^d iki 15, padidėjo charakteristikų statumas ir charakteristikos pasislinko į žemesniųjų dažnių pusę.



5.4 pav. Vamzdeliniuose dielektriniuose bangolaidžiuose sklindančių bangų dispersinės charakteristikos, kai $\epsilon_{r2}^d = 4,2$ arba 15, $d/r^o = 0,3$

HE_{11} bangos krizinis dažnis šiuo atveju tapo $f_{kpr}^d = 0,031 \text{ GHz} \cdot \text{m}$. Todėl 10 % išaugo bangolaidžių plačiajuostiškumas, kuris siekia 89,4 %. Toks didelis plačiajuostiškumas gautas, nes pirmojo aukštesnio tipo bangos EH_{11} krizinis dažnis f_{kra}^d stipriai pasislinko į aukštesniųjų dažnių pusę ir pasiekė $f_{kra}^d = 0,080 \text{ GHz} \cdot \text{m}$.

Vamzdeliniai dielektriniai bangolaidžiai dažnai yra mechaniškai stipresni už ištirtuosius vienalyčius dielektrinius bangolaidžius, bet tokiuose bangolaidžiuose sklindančių bangų slopinimas dar nėra ištirtas.

5.2. Bangų puslaidininkiniuose bangolaidžiuose dispersinių ir slopinimo charakteristikų skaičiavimas bei tyrimas

Poskyryje tiriamos puslaidininkiniuose ir puslaidininkiniuose-dielektriniuose bangolaidžiuose sklindančių bangų dispersinės charakteristikos. Tiriami n ir p tipų puslaidininkiniai ir

puslaidininkiniai-dielektriniai bangolaidžiai. Bangų dispersinės charakteristikos apskaičiuotos neįvertinant slopinimo medžiagose.

Taip pat šiame poskyryje atliekamas detalus puslaidininkinių n, p -InP bangolaidžių plačiajuostiškumo tyrimas, esant skirtingam išorinio dielektriko sluoksnio storiui. Taip stengiamasi nustatyti, koks išorinis dielektriko sluoksnis yra optimalus puslaidininkiniams n, p -InP bangolaidžiams, keičiantis laisvųjų krūvininkų koncentracijoms.

Pagal dispersines charakteristikas, apskaičiuotas be slopinimo medžiagoje, apskaičiuojamas bangų slopinimas puslaidininkiniuose bangolaidžiuose. Slopinimo skaičiavimai šiame skyriuje atlikti, esant krūvininkų koncentracijai $N = 1 \cdot 10^{17}; 5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$.

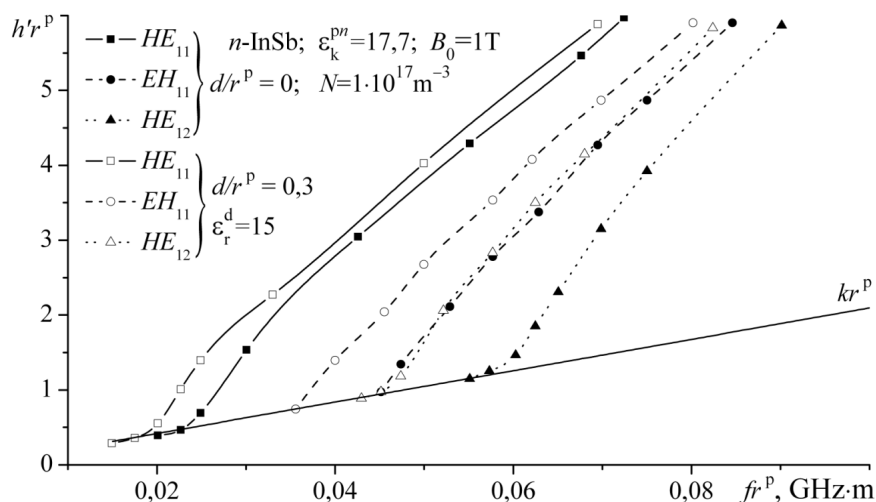
Slopinimo charakteristikos pateiktos pagrindinio tipo bangai HE_{11} , sklindančiai n, p -InSb puslaidininkiniuose bangolaidžiuose be išorinio dielektriko sluoksnio ir su juo. Išorinio dielektriko sluoksnio kompleksinė santykinė dielektrinė skvarba $\epsilon_r^d = 15(1 - i10^{-4}) \approx 15$.

5.2.1. Bangų n tipo bangolaidžiuose dispersinių charakteristikų tyrimas

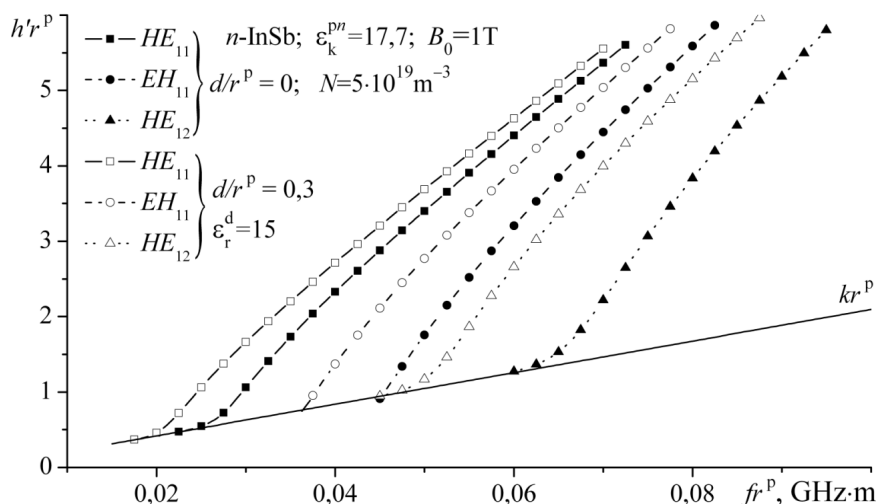
Poskyryje pristatomos puslaidininkinių n -InSb, n -InAs, n -InP bangolaidžių bangų dispersinės charakteristikos, skaičiuotos esant laisvųjų krūvininkų koncentracijoms $N = 1 \cdot 10^{17}; 5 \cdot 10^{18}; 5 \cdot 10^{19}; 1 \cdot 10^{20}; 5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$. Dispersinės charakteristikos pateikiamos dešinėsios ($e^{-i\varphi}$) apskritiminės poliarizacijos bangų atveju kaip normuotųjų bangos fazės koeficiento $h'r^p$ priklausomybė nuo elektromagnetinės bangos dažnio fr^p . Jų pagrindu atliekamas bangolaidžių darbo dažnių juostos ir plačiajuostiškumo tyrimas.

Pirmiausiai pateikiamos n -InSb giroelektrinių bangolaidžių bangų dispersinės charakteristikos, kai elektronų koncentracija $N = 1 \cdot 10^{17}; 5 \cdot 10^{19}; 1 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$, o judris $\mu = 7 \text{ m}^2 / \text{V} \cdot \text{s}$, efektyvioji masė $m = 0,013m_e$. Kristalinės gardelės konstanta n ir p tipo puslaidininkiniams InSb bangolaidžiams yra vienoda – $\epsilon_k^{p,n,p} = 17,7$. Dispersinės charakteristikos bangoms bangolaidžiuose be išorinio dielektriko sluoksnio ($d/r^p = 0$) ir su išoriniu sluoksniu ($d/r^p = 0,3$) pateiktos 5.5–5.7 paveiksluose, esant skirtingoms elektronų koncentracijoms. Juose pateikiamos pagrindinio tipo HE_{11} , pirmojo aukštesniojo tipo EH_{11} ir antrojo aukštesniojo tipo HE_{12} bangų dispersinės charakteristikos.

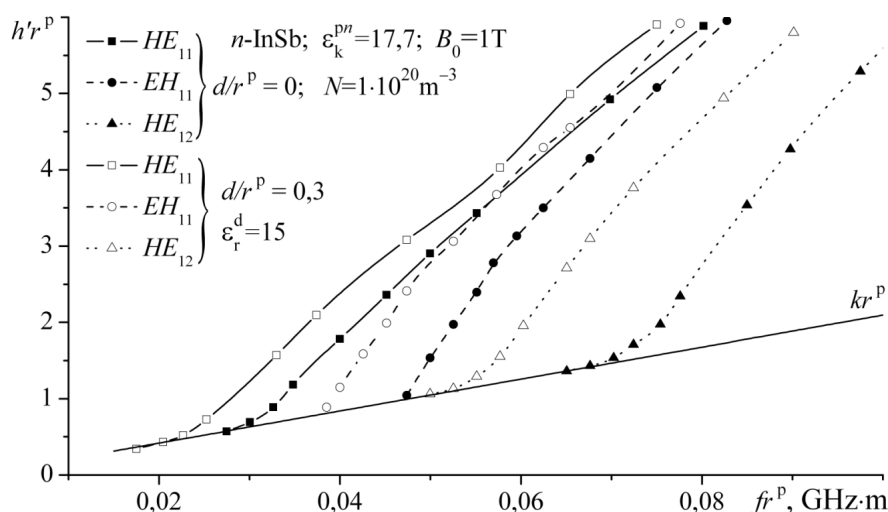
Iš dispersinių charakteristikų matyti, kad bangolaidžių su išorinio dielektriko sluoksniu pagrindinio tipo HE_{11} ir pirmojo aukštesniojo tipo EH_{11} bangų kriziniai dažniai pasislinko į žemesniųjų dažnių pusę, pakeisdami grynai puslaidininkinių n -InSb bangolaidžių plačiajuostiškumą.



5.5 pav. Giroelektrinių puslaidininkinių ir puslaidininkinių-dielektrinių n -InSb bangolaidžių bangų dispersinės charakteristikos, kai elektronų koncentracija $N = 1 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$, pastoviojo magnetinio srauto tankis $B_0 = 1 \text{ T}$



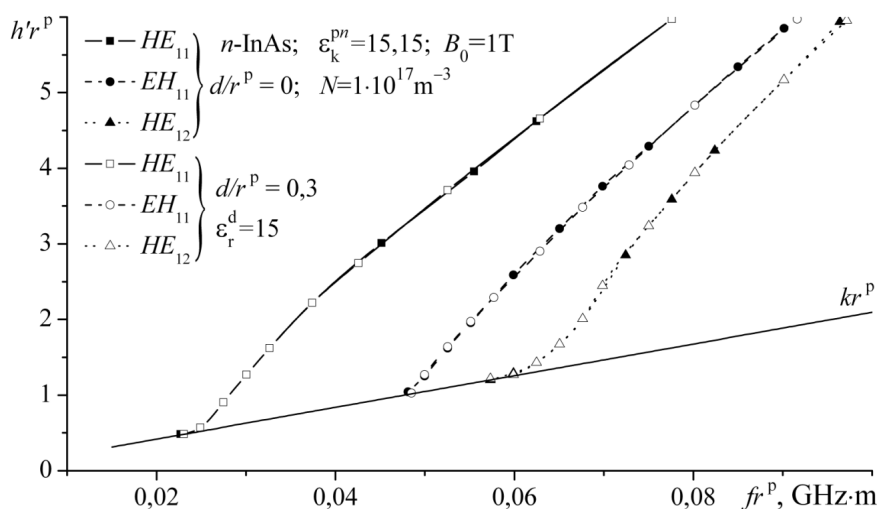
5.6 pav. Giroelektrinių puslaidininkinių ir puslaidininkinių-dielektrinių n -InSb bangolaidžių bangų dispersinės charakteristikos, kai elektronų koncentracija $N = 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, pastoviojo magnetinio srauto tankis $B_0 = 1 \text{ T}$



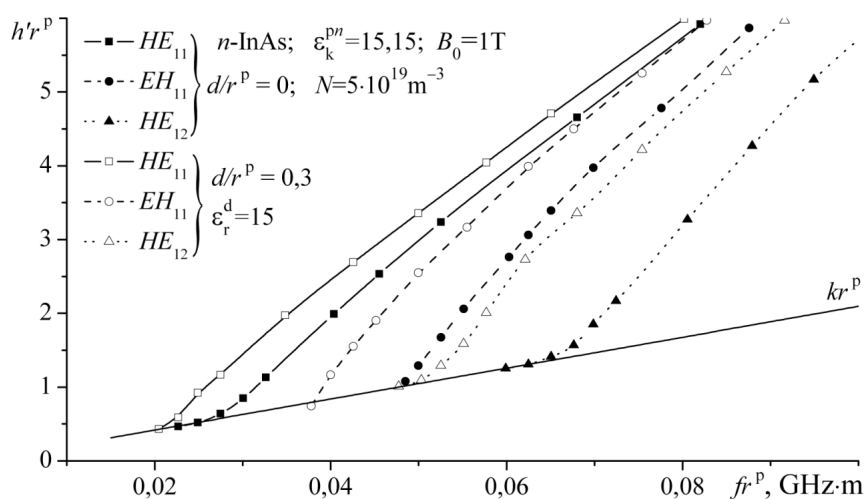
5.7 pav. Giroelektrinių puslaidininkinių ir puslaidininkinių-dielektrinių n -InSb bangolaidžių bangų dispersinės charakteristikos, kai elektronų koncentracija $N = 1 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$, pastoviojo magnetinio srauto tankis $B_0 = 1 \text{ T}$

Puslaidininkinių n -InAs bangolaidžių tyrimai atlikti, kai efektinė elektronų masė yra $m^* = 0,023m_e$, o judris $\mu = 4 \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$. Dispersinės charakteristikos pateiktos 5.8–5.10 paveiksluose. Skaičiavimams naudotos tokios pačios krūvininkų koncentracijos, kaip ir n -InSb atveju.

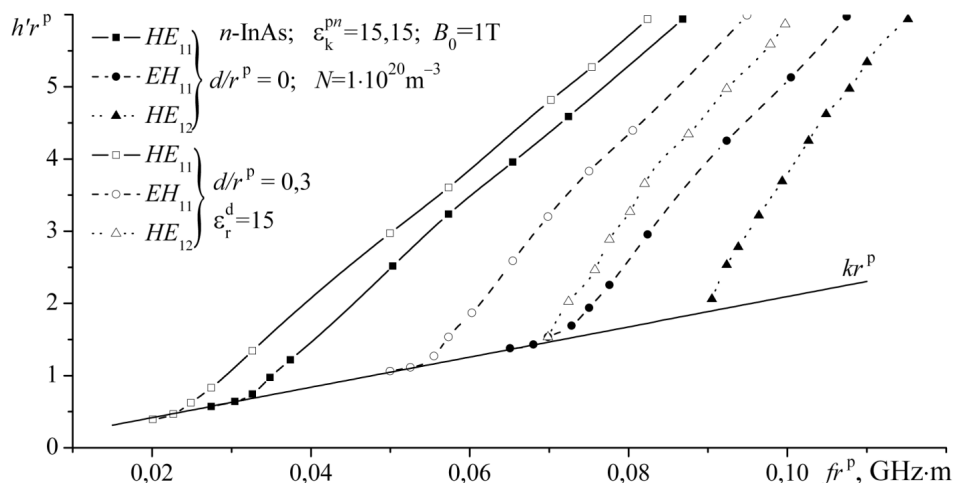
Iš 5.8 paveiksle pateiktų dispersinių charakteristikų matyti, kad, esant mažai krūvininkų koncentracijai, n -InAs puslaidininkinių bangolaidžių, kurių kristalinės girdelės konstanta $\varepsilon_k^p = 15,15 \approx \varepsilon_r^d$, bangų dispersinės charakteristikos dėl išorinio dielektriko nepasikeitė. Išoriniam sluoksniui panaudotas TM-15 tipo dielektrikas, kurio santykinė dielektrinė skvarba $\varepsilon_r^d = 15$. Matoma, kad esant mažai krūvininkų koncentracijai ir išorinio dielektriko sluoksniu santykinėi skvarbai, artimai kristalinės girdelės konstantai, bangolaidžių plačiajuostiškumas lieka toks pats.



5.8 pav. Giroelektrinių puslaidininkinių ir puslaidininkinių-dielektrinių n -InAs bangolaidžių bangų dispersinės charakteristikos, kai elektronų koncentracija $N = 1 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$, pastoviojo magnetinio srauto tankis $B_0 = 1 \text{ T}$



5.9 pav. Giroelektrinių puslaidininkinių ir puslaidininkinių-dielektrinių n -InAs bangolaidžių bangų dispersinės charakteristikos, kai elektronų koncentracija $N = 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, pastoviojo magnetinio srauto tankis $B_0 = 1 \text{ T}$

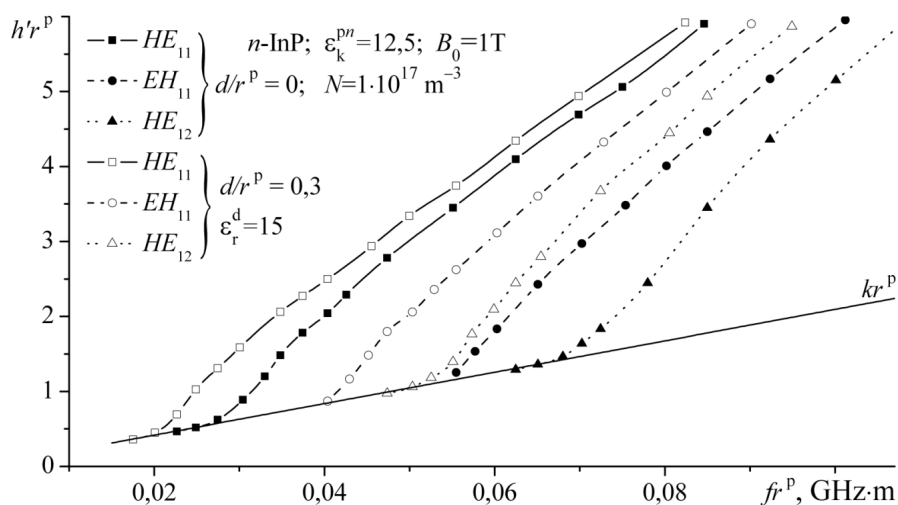


5.10 pav. Giroelektrinių puslaidininkinių ir puslaidininkinių-dielektrinių n -InAs bangolaidžių bangų dispersinės charakteristikos, kai elektronų koncentracija $N = 1 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$, pastoviojo magnetinio srauto tankis $B_0 = 1 \text{ T}$

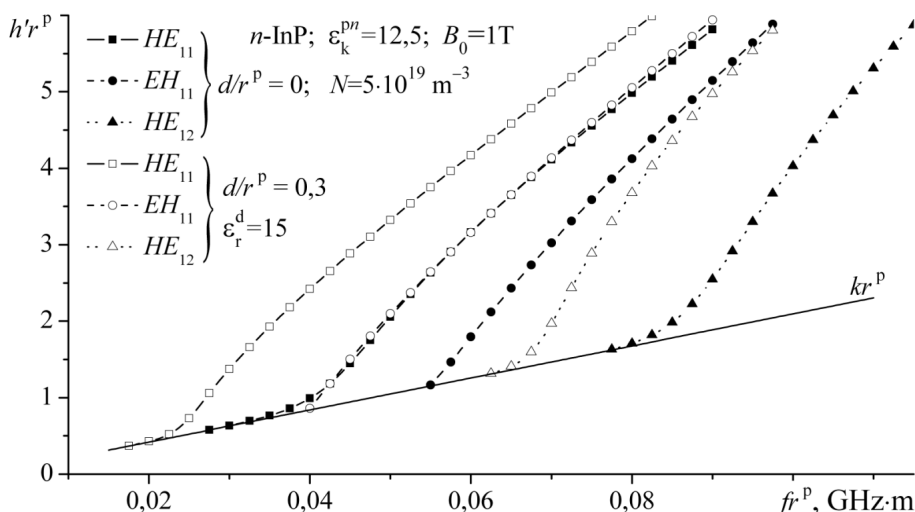
Iš 5.8–5.10 paveikslų matyti, kad, bangolaidžių bangų dispersinės charakteristikos slenka į aukštesniųjų dažnių pusę, didėjant laisvųjų krūvininkų koncentracijai.

n -InP bangolaidžių tyrimai atlikti, kai efektinė elektronų masė yra $m^* = 0,08m_e$, o judris $\mu = 5,4 \text{ m}^2/\text{V} \cdot \text{s}$, kristalinės gardelės konstanta $\epsilon_k^{pn} = 12,5$. Dispersinės charakteristikos pateiktos 5.11–5.13 paveiksluose.

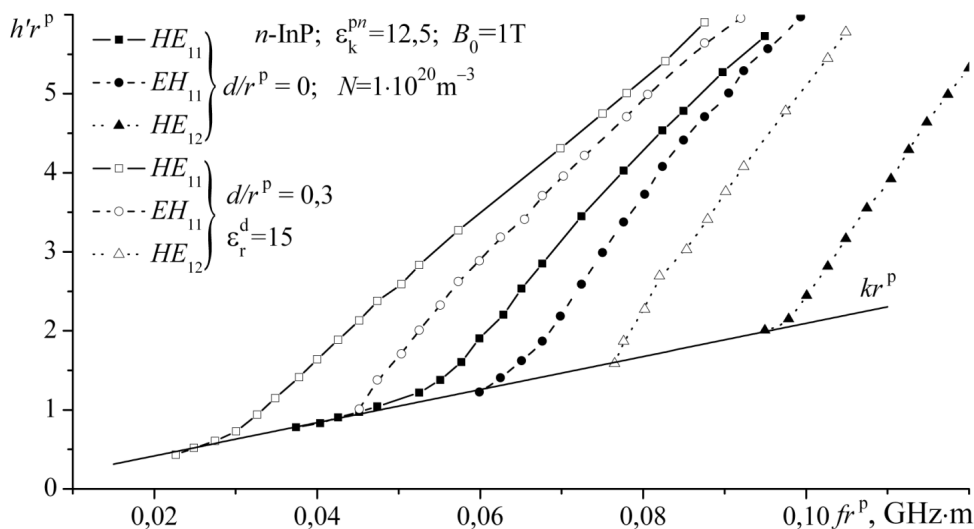
Esant elektronų koncentracijai $N = 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, bangų dispersinės charakteristikos pateiktos 5.12 paveiksle. Pagrindinio tipo HE_{11} bangos krizinis dažnis yra $f_{kzp}^d = 0,039 \text{ GHz} \cdot \text{m}$, kai $d/r^p = 0$. Aukštesniojo tipo bangos krizinis dažnis tampa beveik lygus pagrindinio tipo bangos kriziniam dažniui bangolaidyje be išorinio dielektriko ir siekia $f_{kra}^d = 0,040 \text{ GHz} \cdot \text{m}$, kai $d/r^p = 0,3$. Dispersinių charakteristikų pobūdžiai yra panašūs, bet bangolaidžių su išorinio dielektriko sluoksniu plačiauostiškumas didesnis net 24 %.



5.11 pav. Giroelektrinių puslaidininkinių ir puslaidininkinių-dielektrinių n -InP bangolaidžių bangų dispersinės charakteristikos, kai elektronų koncentracija $N = 1 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$, pastoviojo magnetinio srauto tankis $B_0 = 1 \text{ T}$



5.12 pav. Giroelektrinių puslaidininkinių ir puslaidininkinių-dielektrinių n -InP bangolaidžių bangų dispersinės charakteristikos, kai elektronų koncentracija $N = 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, pastoviojo magnetinio srauto tankis $B_0 = 1 \text{ T}$



5.13 pav. Giroelektrinių puslaidininkinių ir puslaidininkinių-dielektrinių n -InP bangolaidžių bangų dispersinės charakteristikos, kai elektronų koncentracija $N = 1 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$, pastoviojo magnetinio srauto tankis $B_0 = 1 \text{ T}$

Didėjant elektronų koncentracijai bangolaidžių plačiajuostiškumas kinta įvairiai, bet išorinis dielektriko sluoksnis, esant $N = 1 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$, praplečia bangolaidžių darbo dažnių juostą ir padidina bangolaidžių plačiajuostiškumą net 32,7 %.

Puslaidininkinių bangolaidžių plačiajuostiškumo skaičiavimo rezultatai pateikti 5.2 lentelėje, kai nėra išorinio dielektriko sluoksnio ($d/r^p = 0$). Iš šių rezultatų matyti, kad didžiausias n -InAs puslaidininkinių bangolaidžių plačiajuostiškumas 75,7 %. Bangolaidžių su išoriniu dielektriko sluoksniu ($d/r^p = 0,3$) plačiajuostiškumas nurodytas 5.3 lentelėje.

5.2, 5.3 lentelėse pateikti puslaidininkinių ir puslaidininkinių-dielektrinių bangolaidžių elektrodinaminiai parametrai, kai laisvųjų krūvininkų koncentracijos $N = 1 \cdot 10^{17}$; $5 \cdot 10^{18}$; $5 \cdot 10^{19}$; $1 \cdot 10^{20}$; $5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$.

5.2 lentelė. Puslaidininkinių bangolaidžių elektrodinaminiai parametrai, kai $(d / r^p = 0)$

Medžiagos tipas	N, m^{-3}	$f_{krp}^p, GHz \cdot m$	$f_{kra}^p, GHz \cdot m$	$\Delta f^p, GHz \cdot m$	$f_{\mathcal{A}}^p, GHz \cdot m$	$\delta_f^p, \%$
<i>n</i> -InSb	$1 \cdot 10^{17}$	0,024	0,045	0,021	0,035	60,8
	$5 \cdot 10^{18}$	0,023	0,045	0,022	0,034	63,7
	$5 \cdot 10^{19}$	0,027	0,045	0,018	0,036	50,0
	$1 \cdot 10^{20}$	0,031	0,047	0,016	0,039	41,0
	$5 \cdot 10^{20}$	0,063	0,080	0,018	0,071	24,6
<i>n</i> -InAs	$1 \cdot 10^{17}$	0,024	0,048	0,024	0,036	66,7
	$5 \cdot 10^{18}$	0,251	0,049	0,024	0,037	64,2
	$5 \cdot 10^{19}$	0,027	0,048	0,021	0,038	56,0
	$1 \cdot 10^{20}$	0,032	0,071	0,039	0,052	75,7
	$5 \cdot 10^{20}$	0,090	0,124	0,034	0,107	31,8
<i>n</i> -InP	$1 \cdot 10^{17}$	0,028	0,055	0,027	0,042	65,1
	$5 \cdot 10^{18}$	0,028	0,054	0,026	0,041	63,8
	$5 \cdot 10^{19}$	0,039	0,055	0,016	0,047	34,0
	$1 \cdot 10^{20}$	0,054	0,060	0,006	0,057	11,0
	$5 \cdot 10^{20}$	0,030	0,050	0,020	0,040	49,9

5.3 lentelė. Puslaidininkinių-dielektrinių bangolaidžių elektrodinaminiai parametrai, kai $(d / r^p = 0,3)$

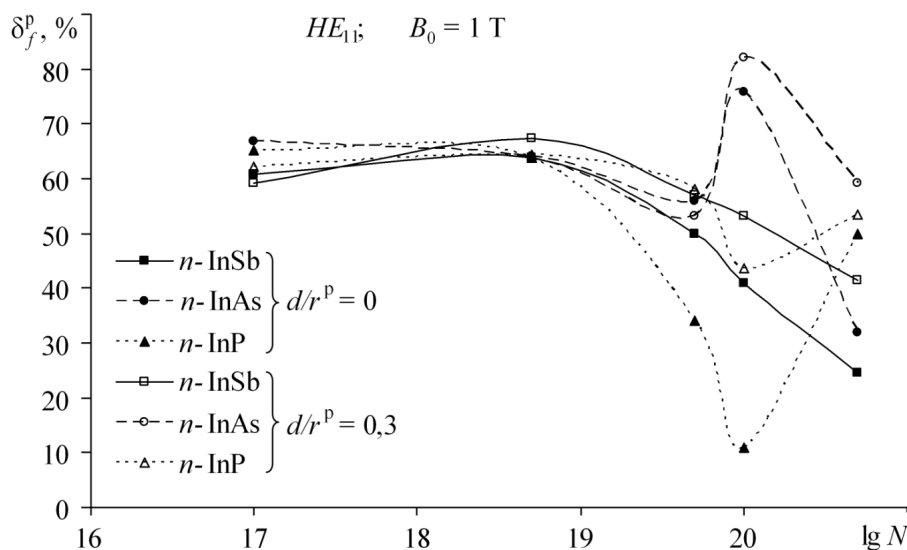
Medžiagos tipas	N, m^{-3}	$f_{krp}^p, GHz \cdot m$	$f_{kra}^p, GHz \cdot m$	$\Delta f^p, GHz \cdot m$	$f_{\mathcal{A}}^p, GHz \cdot m$	$\delta_f^p, \%$
<i>n</i> -InSb	$1 \cdot 10^{17}$	0,019	0,035	0,016	0,027	59,2
	$5 \cdot 10^{18}$	0,018	0,036	0,018	0,027	67,4
	$5 \cdot 10^{19}$	0,020	0,036	0,016	0,028	57,1
	$1 \cdot 10^{20}$	0,022	0,038	0,016	0,030	53,3
	$5 \cdot 10^{20}$	0,054	0,082	0,028	0,068	41,5
<i>n</i> -InAs	$1 \cdot 10^{17}$	0,024	0,048	0,024	0,036	66,7
	$5 \cdot 10^{18}$	0,019	0,037	0,018	0,028	63,7
	$5 \cdot 10^{19}$	0,022	0,038	0,016	0,030	53,3
	$1 \cdot 10^{20}$	0,023	0,055	0,032	0,039	82,1
	$5 \cdot 10^{20}$	0,047	0,089	0,041	0,069	59,2
<i>n</i> -InP	$1 \cdot 10^{17}$	0,021	0,040	0,019	0,031	62,2
	$5 \cdot 10^{18}$	0,020	0,040	0,019	0,030	64,5
	$5 \cdot 10^{19}$	0,022	0,040	0,018	0,031	58,0
	$1 \cdot 10^{20}$	0,028	0,044	0,016	0,036	43,7
	$5 \cdot 10^{20}$	0,026	0,045	0,019	0,035	53,4

Iš 5.3 lentelės parametų matyti, kad *n*-InAs puslaidininkinių bangolaidžių plačiajuostiškumas yra didžiausias – naudojant išorinį dielektriko sluoksnį ($d / r^p = 0,3$), jis siekia 82,1 %, kai elektronų koncentracija $N = 1 \cdot 10^{20} m^{-3}$.

5.14 pav. parodytos puslaidininkinių ir puslaidininkinių-dielektrinių *n*-InSb, *n*-InAs ir *n*-InP bangolaidžių plačiajuostiškumo δ_f^p priklausomybės nuo laisvųjų krūvininkų koncentracijos logaritmo $\lg N$, sklindant pagrindinio tipo bangai HE_{11} .

Puslaidininkinių *n*-InSb bangolaidžių plačiajuostiškumas δ_f^p lėtai didėja nuo 60,8 % iki 63,7 %, didėjant elektronų koncentracijai nuo $N = 1 \cdot 10^{17} m^{-3}$ iki $N = 5 \cdot 10^{18} m^{-3}$. Toliau didėjant

jų koncentracijai, δ_f^p mažėja beveik pagal tiesinį dėsnį iki minimalaus $\delta_f^p = 24,6 \%$, kai $N = 5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$, esant $d/r^p = 0$. Bangolaidžiuose be išorinio dielektriko sluoksnio ir su juo vyksta analogiški procesai.



5.14 pav. Puslaidininkinių ir puslaidininkinių-dielektrinių n -InSb, n -InAs ir n -InP bangolaidžių plačiajuostiškumo δ_f^p priklausomybės nuo laisvųjų krūvininkų koncentracijos logaritmo $\lg N$, kai pastoviojo magnetinio srauto tankis $B_0 = 1 \text{ T}$

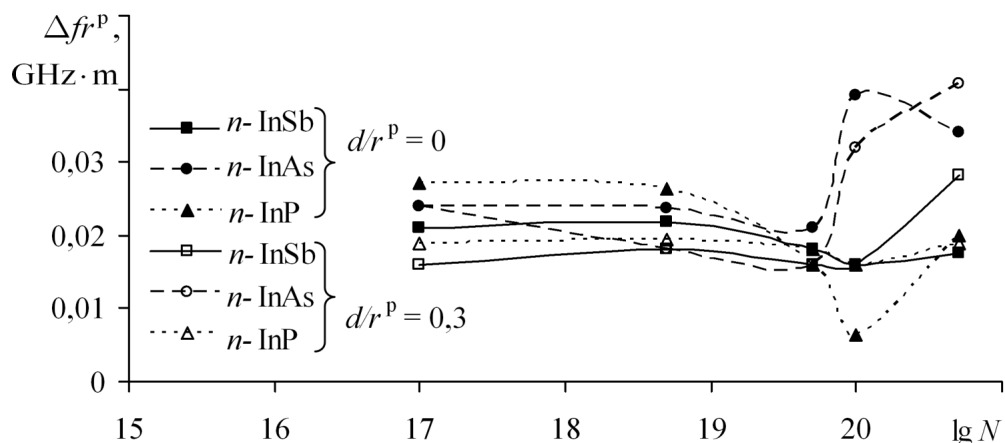
Tuo tarpu n -InAs bangolaidžių be dielektriko sluoksnio plačiajuostiškumas yra didesnis už analogiškų n -InSb bangolaidžių plačiajuostiškumą iki pat $N = 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Tačiau vėliau tampa dar didesnis ir sparčiai didėja lyg artėdamas link maksimumo $75,7 \%$, gaunamo apie $N = 1 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$. Po to δ_f^p staigiai mažėja iki $31,8 \%$. Bangolaidžiuose su dielektriko sluoksniu vyksta panašus procesas.

Puslaidininkinių n -InP bangolaidžių be išorinio dielektriko sluoksnio plačiajuostiškumas yra pats mažiausias – $\delta_f^p = (34 - 11) \%$, esant krūvininkų koncentracijai $N = (5 \cdot 10^{19} - 1 \cdot 10^{20}) \text{ m}^{-3}$ intervale. Tačiau toliau didėjant elektronų koncentracijai, bangolaidžių plačiajuostiškumas sparčiai išauga. Bangolaidžių su išorinio dielektriko sluoksniu plačiajuostiškumas užima tarpinę padėtį tarp n -InSb ir n -InAs bangolaidžių plačiajuostiškumo.

5.15 pav. parodytos puslaidininkinių n -InSb, n -InAs ir n -InP bangolaidžių su pagrindinio tipo banga HE_{11} darbo dažnių juostos Δf^{r^p} priklausomybės nuo laisvųjų krūvininkų koncentracijos logaritmo $\lg N$, kai pastoviojo magnetinio srauto tankis $B_0 = 1 \text{ T}$.

Iš šių priklausomybių matyti, kad puslaidininkinių n -InSb bangolaidžių atveju juose sklindančios pagrindinio tipo bangos HE_{11} darbo dažnių juosta plėtėja nežymiai ir praktiškai nepriklauso nuo elektronų koncentracijos iki $N = 5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$. Tačiau toliau didėjant elektronų

koncentracijai, siaurėja beveik pagal tiesinį dėsnį iki minimalios juostos $\Delta f r^p \approx 0,016 \text{ GHz} \cdot \text{m}$, kai $N = 1 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ be išorinio dielektriko sluoksnio.



5.15 pav. Puslaidininkinių ir puslaidininkinių-dielektrinių n -InSb, n -InAs ir n -InP bangolaidžių darbo dažnių su pagrindinio tipo banga HE_{11} juostos $\Delta f r^p$ priklausomybės nuo laisvųjų krūvininkų koncentracijos logaritmo $\lg N$, kai pastoviojo magnetinio srauto tankis $B_0 = 1 \text{ T}$

Bangolaidžių su išorinio dielektriko sluoksniu ($d/r^p = 0,3$) darbo dažnių juosta staigiai praplatėja iki maksimalaus pločio $\Delta f r^p \approx 0,028 \text{ GHz} \cdot \text{m}$, esant koncentracijai $N = 5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$.

Iš 5.15 paveikslo matyti, kad n -InAs bangolaidžiai be išorinio dielektriko sluoksnio ($d/r^p = 0$), išlaiko tokią pačią darbo dažnių juostą, didėjant elektronų koncentracijai iki $N = 5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$. Toliau ją didinant krūvininkų koncentraciją, šių bangolaidžių darbo dažnių juosta staigiai praplatėja iki $\Delta f r^p \approx 0,039 \text{ GHz} \cdot \text{m}$, po to vėl susiaurėja. Panašus dėsningumas yra esant išoriniam dielektriko sluoksniui ($d/r^p = 0,3$). Plačiausia bangolaidžių darbo dažnių juosta yra pasiekama esant maksimaliai elektronų koncentracijai $N = 5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$.

Puslaidininkinių n -InP bangolaidžių darbo dažnių juosta pradžioje susiaurėja, po to praplatėja beveik tiesiniu dėsniu. Bangolaidžių be išorinio dielektriko sluoksnio ($d/r^p = 0$) siauriausia darbo dažnių juosta yra $\Delta f r^p = 0,0064 \text{ GHz} \cdot \text{m}$, po to staigiai praplatėja, kol pasiekia buvusią darbo dažnių juostos plotį. Esant išoriniam dielektriko sluoksniui ($d/r^p = 0,3$), darbo dažnių juosta siaurėja beveik tiesiniu dėsniu, kol pasiekia siauriausią $\Delta f r^p \approx 0,016 \text{ GHz} \cdot \text{m}$. Siauriausia darbo dažnių juosta gaunama abiem atvejais, esant elektronų koncentracijai $N = 1 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$.

Staigūs bangolaidžių plačiajuostiškumo ir darbo dažnių juostos pokyčiai vyksta dėl gana didelės laisvųjų krūvininkų (elektronų) koncentracijos $N = 1 \cdot 10^{20} - 5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$, nes tokiuose

bangolaidžiuose pasireiškia plazminis ir ciklotroninis rezonansai, kurie gali susiaurinti arba praplėsti darbo dažnių juostą. Taip pat yra ir su bangolaidžių plačiajuostiškumu.

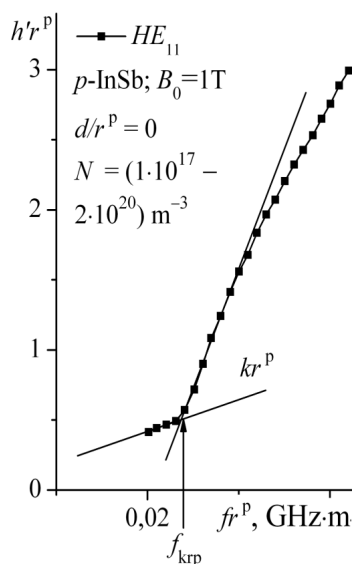
5.2.2. Bangų p tipo bangolaidžiuose dispersinių charakteristikų tyrimas

Poskyryje skaičiuojamos ir tiriamos puslaidininkinių p -InSb, p -InAs, p -InP ir p -Ge bangolaidžių bangų dispersinės charakteristikos. Jos pateikiamos kaip normuotojo bangos fazės koeficiento $h'r^p$ priklausomybės nuo normuotojo dažnio fr^p kairiosios ($e^{+i\varphi}$) apskritiminės poliarizacijos bangoms, kai pastoviojo magnetinio srauto tankis išilgai puslaidininkio $B_0 = 1$ T.

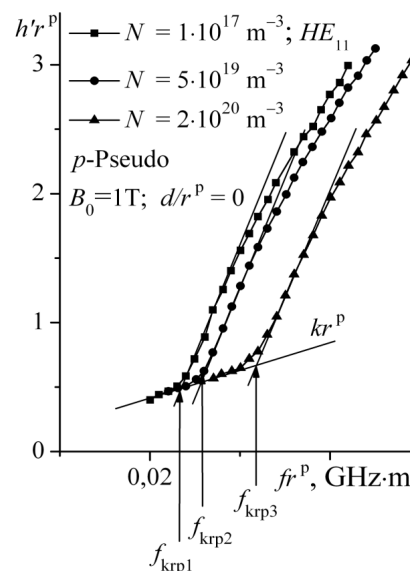
Atliekant p -InSb, p -InAs, p -InP bangolaidžių tyrimą pastebėta, kad, esant mažam skylių judriui ir mažai jų efektinei masei, bangų kriziniai dažniai nesikeičia keičiantis skylių koncentracijai. Šio tyrimo rezultatai pateikti 5.16 paveiksle. Skaičiavimai atlikti pagrindinio tipo HE_{11} bangai, esant skirtingoms skylių koncentracijoms puslaidininkiniuose p -InSb bangolaidžiuose, kur $m_{\Sigma}^* = 0,411m_e$, $\mu_{\Sigma}^* = 0,085$ m²/V·s.

Iš 5.16 paveiksle pateiktų dispersinių charakteristikų pagrindinio tipo bangai HE_{11} matyti, kad kriziniai bangos dažniai yra tokie patys $f_{krp} \Big|_{N=(1 \cdot 10^{17} - 2 \cdot 10^{20}) \text{ m}^{-3}} \approx 0,024 \text{ GHz} \cdot \text{m}$.

Tarkim, kad puslaidininkinių p -Pseudo bangolaidžių skylių efektinė masė ir judris yra $m_{\Sigma}^* = 1m_e$, $\mu_{\Sigma}^* = 1$ m²/V·s. Tokių bangolaidžių tyrimo rezultatai pateikti 5.17 paveiksle.



5.16 pav. Giroelektriniuose puslaidininkiniuose p -InSb bangolaidžiuose sklindančios pagrindinio tipo bangos HE_{11} dispersinės charakteristikos, kai skylių koncentracijos $N = (1 \cdot 10^{17} - 2 \cdot 10^{20}) \text{ m}^{-3}$

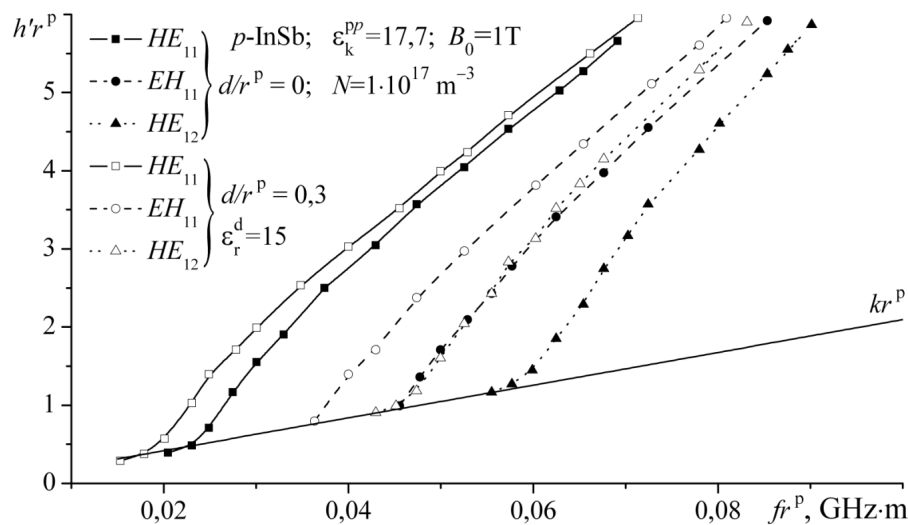


5.17 pav. Giroelektriniuose puslaidininkiniuose p -Pseudo bangolaidžiuose sklindančios pagrindinio tipo bangos HE_{11} dispersinės charakteristikos, kai skylių koncentracijos $N = (1 \cdot 10^{17} - 2 \cdot 10^{20}) \text{ m}^{-3}$

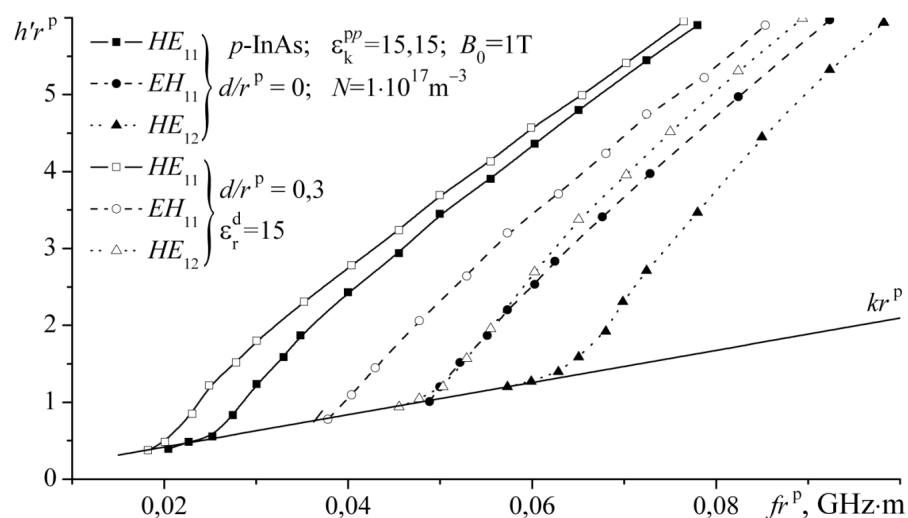
p -Pseudo bangolaidžiuose sklindančios pagrindinio tipo bangos HE_{11} krizinis dažnis pasislenka į aukštesniųjų dažnių pusę, didinant skylių koncentraciją puslaidininkyje. Pagrindinio tipo bangos

kriziniai dažniai, esant skirtingoms koncentracijoms yra: $f_{\text{krp1}} r^{\text{p}} \Big|_{N=1 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}} = 0,0237 \text{ GHz} \cdot \text{m}$,
 $f_{\text{krp2}} r^{\text{p}} \Big|_{N=5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}} = 0,0256 \text{ GHz} \cdot \text{m}$, $f_{\text{krp3}} r^{\text{p}} \Big|_{N=2 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}} = 0,0315 \text{ GHz} \cdot \text{m}$.

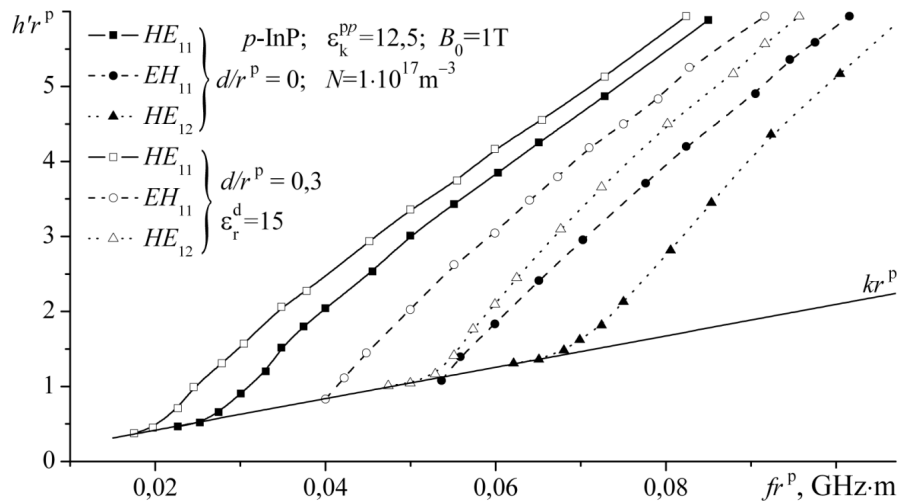
Dispersinių charakteristikų skaičiavimai bangoms, sklindančioms puslaidininkiniuose $p\text{-InSb}$, $p\text{-InAs}$, $p\text{-InP}$ bangolaidžiuose, atlikti esant skylių koncentracijai $N = 1 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$. Bangų dispersinės charakteristikos pateiktos 5.18–5.20 paveiksluose. Iš jų matyti, kad visais bangolaidžių su išorinio dielektriko sluoksniu atvejais dispersinės charakteristikos yra pasislinkusios į žemesniųjų dažnių pusę, bangolaidžių be išorinio dielektriko sluoksnio charakteristikų atžvilgiu.



5.18 pav. Giroelektrinių puslaidininkinių ir puslaidininkinių-dielektrinių $p\text{-InSb}$ bangolaidžių bangų dispersinės charakteristikos, kai skylių koncentracija $N = 1 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$, pastoviojo magnetinio srauto tankis $B_0 = 1 \text{ T}$



5.19 pav. Giroelektrinių puslaidininkinių ir puslaidininkinių-dielektrinių $p\text{-InAs}$ bangolaidžių bangų dispersinės charakteristikos, kai skylių koncentracija $N = 1 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$, pastoviojo magnetinio srauto tankis $B_0 = 1 \text{ T}$

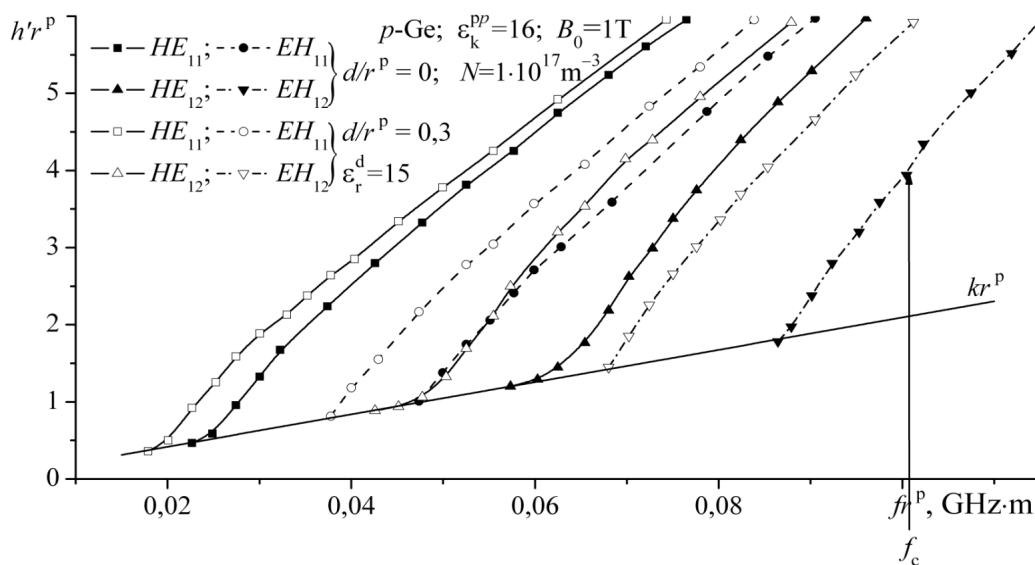


5.20 pav. Giroelektrinių puslaidininkinių ir puslaidininkinių-dielektrinių p -InP bangolaidžių bangų dispersinės charakteristikos, kai skylių koncentracija $N = 1 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$, pastoviojo magnetinio srauto tankis $B_0 = 1 \text{ T}$

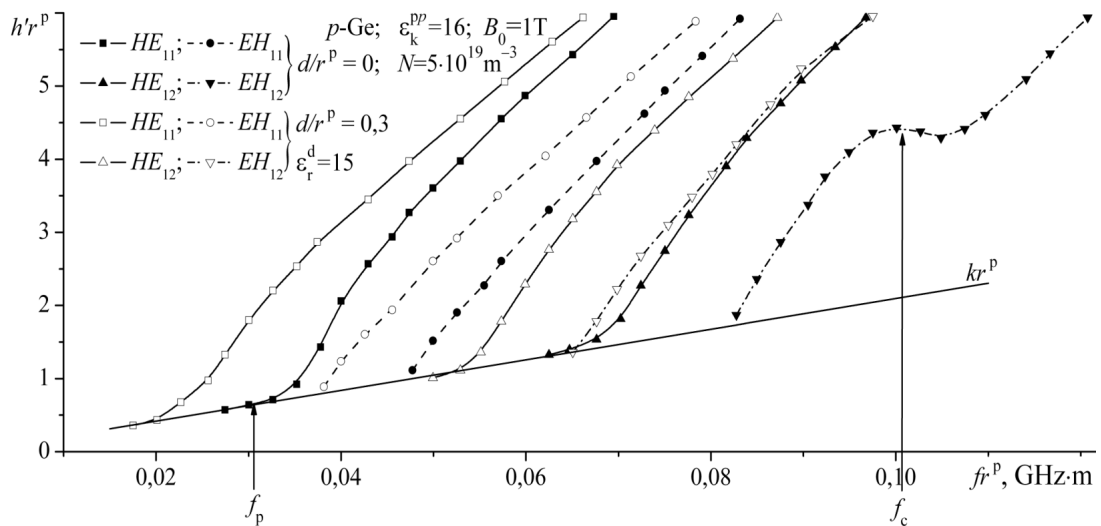
Pasinaudojus literatūra [20] detaliai ištirti puslaidininkiniai p -Ge bangolaidžiai, kurių skylių efektinė suminė masė $m_{\Sigma}^* = 0,268 m_e$, judris $\mu_{\Sigma}^* = 7,857 \text{ m}^2 / \text{V} \cdot \text{s}$ prie 400 K temperatūros. Be to, įvertinta p -Ge puslaidininkio su vienakrūve dvikomponente plazma gardelės konstanta $\varepsilon_k^{pp} = 16$.

Puslaidininkiniuose p -Ge bangolaidžiuose sklindančių bangų dispersinės charakteristikos apskaičiuotos, kai skylių koncentracijos $N = 1 \cdot 10^{17}$; $5 \cdot 10^{18}$; $5 \cdot 10^{19}$; $1 \cdot 10^{20}$; $2 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$.

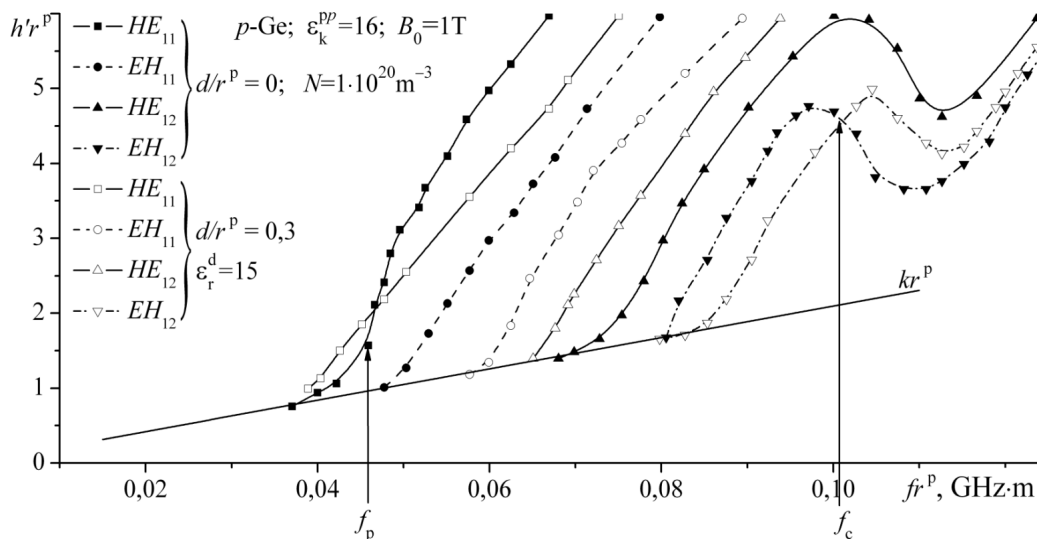
Padidinus skylių koncentraciją iki $N = 5 \cdot 10^{19}, 1 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$, pasireiškė ciklotroninis ir plazminis rezonansai aukštesniųjų dažnių srityse. Dėl to gali staigiai pasikeisti dispersinių charakteristikų pobūdis ir bangolaidžių plėtimosi kryptis. Tokius procesus ir galima pastebėti 5.21–5.23 paveiksluose.



5.21 pav. Giroelektrinių puslaidininkinių ir puslaidininkinių-dielektrinių p -Ge bangolaidžių bangų dispersinės charakteristikos, kai skylių koncentracija $N = 1 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$, pastoviojo magnetinio srauto tankis $B_0 = 1 \text{ T}$



5.22 pav. Giroelektrinių puslaidininkinių ir puslaidininkinių-dielektrinių p -Ge bangolaidžių bangų dispersinės charakteristikos, kai skylių koncentracija $N = 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, pastoviojo magnetinio srauto tankis $B_0 = 1 \text{ T}$



5.23 pav. Giroelektrinių puslaidininkinių ir puslaidininkinių-dielektrinių p -Ge bangolaidžių bangų dispersinės charakteristikos, kai skylių koncentracija $N = 1 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$, pastoviojo magnetinio srauto tankis $B_0 = 1 \text{ T}$

Kai $N = 5 \cdot 10^{19}, 1 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$, ciklotroninio rezonanso dažnis, nepriklausomai nuo skylių koncentracijos yra:

$$f_c = \omega_c / 2\pi = \frac{|q| B_0}{2\pi m^*} \approx \frac{1,7588 \cdot 10^{11} \cdot B_0}{2\pi m_k} = \frac{1,7588 \cdot 10^{11} \cdot 1}{2 \cdot 3,1416 \cdot 0,268} = 104,5 \text{ GHz};$$

$$f_c r^p \Big|_{N=5 \cdot 10^{19}, 1 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}} = 104,5 \text{ GHz} \cdot 10^{-3} \text{ m} = 0,1045 \text{ GHz} \cdot \text{m}.$$

Plazminio rezonanso dažnis randamas pagal išraišką:

$$f_p = \omega_p / 2\pi = \frac{|q|}{2\pi} \sqrt{\frac{N}{m^* \epsilon_k^p \epsilon_0}} \approx \frac{56,4155}{2\pi} \sqrt{\frac{N}{m_k \epsilon_k^p}};$$

$$f_p \Big|_{N=5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}} = \frac{56,4155}{2 \cdot 3,1416} \sqrt{\frac{5 \cdot 10^{19}}{0,268 \cdot 16}} = 30,7 \text{ GHz};$$

$$f_p r^p \Big|_{N=5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}} = 30,7 \text{ GHz} \cdot 10^{-3} \text{ m} = 0,0307 \text{ GHz} \cdot \text{m};$$

$$f_p \Big|_{N=1 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}} = \frac{56,4155}{2 \cdot 3,1416} \sqrt{\frac{1 \cdot 10^{20}}{0,268 \cdot 16}} = 43,4 \text{ GHz};$$

$$f_p r^p \Big|_{N=1 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}} = 43,4 \text{ GHz} \cdot 10^{-3} \text{ m} = 0,0434 \text{ GHz} \cdot \text{m}.$$

Iš šių skaičiavimų matyti, kad dispersinių kreivių pobūdžiui ir kitimui didžiausią įtaką turi ciklotroninis rezonansas, kurio dažnis priklauso tik nuo pastoviojo magnetinio srauto tankio B_0 . Sumažinus jį, rezonansas perkeliamas į žemesniųjų dažnių pusę arba, padidinus jį, į aukštesniųjų dažnių pusę.

Didinant skylių koncentraciją, ciklotroninis rezonansas turi vis didesnę įtaką giroelektriniuose puslaidininkiniuose bangolaidžiuose sklindančių bangų dispersinėms charakteristikoms. Jo dėka galima išplėsti arba susiaurinti bangolaidžių darbo dažnių juostą.

Veikiant tiriamuosius puslaidininkinius bangolaidžius, pvz., jonizuojančiais γ -spinduliais, šviesa arba (ir) šiluma galima keisti laisvųjų krūvininkų koncentraciją puslaidininkyje ir nuosekliai reguliuoti atvirųjų cilindrinės bangolaidžių plačiajuostiškumą. Taip galima keturiais veiksniais (pastoviuoju magnetiniu lauku, γ -spinduliais, šviesa arba (ir) šiluma) valdyti giroelektrinio puslaidininkinio bangolaidžio plačiajuostiškumą keliose mikrobangų diapazono dažnių srityse [2].

Puslaidininkinių p tipo bangolaidžių be išorinio dielektriko sluoksnio ($d/r^p = 0$) elektrodinaminiai parametrai pateikti 5.4 lentelėje, o su išorinio dielektriko sluoksniu – 5.5 lentelėje. Labiausiai pagal pateiktus elektrodinaminius parametrus išsiskiria puslaidininkiniai p -InP bangolaidžiai, nes jų plačiajuostiškumas yra didžiausias. Todėl kitame poskyryje visas dėmesys bus skirtas jiems.

5.4 lentelė. Puslaidininkinių p tipo bangolaidžių elektrodinaminiai parametrai, kai ($d/r^p = 0$)

Medžiagos tipas	$N, \text{ m}^{-3}$	$f_{\text{krp}}^p, \text{ GHz} \cdot \text{m}$	$f_{\text{kra}}^p, \text{ GHz} \cdot \text{m}$	$\Delta f^p, \text{ GHz} \cdot \text{m}$	$f_{\text{gr}}^p, \text{ GHz} \cdot \text{m}$	$\delta_f^p, \%$
p -InSb	$1 \cdot 10^{17}$	0,024	0,045	0,021	0,034	64,7
p -InAs	$1 \cdot 10^{17}$	0,025	0,049	0,024	0,037	64,9
p -InP	$1 \cdot 10^{17}$	0,026	0,054	0,028	0,04	67,0
p -Ge	$1 \cdot 10^{17}$	0,024	0,047	0,023	0,036	64,7
	$5 \cdot 10^{18}$	0,026	0,047	0,022	0,037	59,2
	$5 \cdot 10^{19}$	0,034	0,047	0,013	0,041	32,1
	$1 \cdot 10^{20}$	0,042	0,048	0,006	0,045	12,3
	$2 \cdot 10^{20}$	0,042	0,061	0,019	0,052	36,9

5.5 lentelė. Puslaidininkinių-dielektrinių p tipo bangolaidžių elektrodinaminiai parametrai, kai $(d / r^p = 0,3)$

Medžiagos tipas	N, m^{-3}	$f_{krp}r^p, GHz \cdot m$	$f_{kra}r^p, GHz \cdot m$	$\Delta f r^p, GHz \cdot m$	$f_{\mathcal{J}}r^p, GHz \cdot m$	$\delta_f^p, \%$
p -InSb	$1 \cdot 10^{17}$	0,019	0,036	0,017	0,028	61,3
p -InAs	$1 \cdot 10^{17}$	0,020	0,038	0,018	0,029	63,9
p -InP	$1 \cdot 10^{17}$	0,019	0,04	0,021	0,030	62,7
p -Ge	$1 \cdot 10^{17}$	0,018	0,037	0,019	0,028	69,1
	$5 \cdot 10^{18}$	0,020	0,037	0,017	0,029	60,0
	$5 \cdot 10^{19}$	0,019	0,037	0,018	0,028	64,3
	$1 \cdot 10^{20}$	0,037	0,059	0,022	0,048	45,8
	$2 \cdot 10^{20}$	0,067	0,073	0,006	0,070	8,60

Iš 5.5 lentelėje pateiktų parametrų matyti, kad yra p -Ge puslaidininkinių-dielektrinių bangolaidžių su išoriniu dielektriko sluoksniu ($d / r^p = 0,3$) plačiajuostiškumas siekia $\delta_f^p = 69,1 \%$.

Esant skylių koncentracijai $N = 2 \cdot 10^{20} m^{-3}$, labai stipriai suspaudžiama darbo dažnių juosta, todėl bangolaidžių plačiajuostiškumas sumažėja iki $\delta_f^p = 8,60 \%$.

p -InSb, p -InAs, p -InP puslaidininkinių bangolaidžių atvejais plačiajuostiškumas yra didesnis negu 60 %. Bet esant mažoms skylių koncentracijoms, praktiškai dirbama su dielektriniais bangolaidžiais.

5.2.3. Puslaidininkinių n , p -InP bangolaidžių plačiajuostiškumo tyrimas

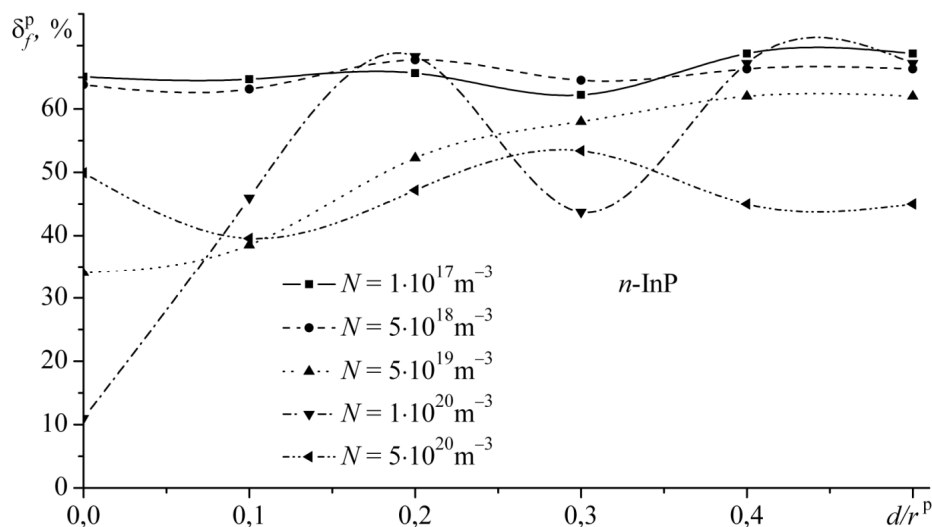
Pagal 5.4, 5.5 lentelių parametrus puslaidininkiniai n , p -InP bangolaidžiai yra vieni iš plačiajuostiškiausių. Todėl šiame poskyryje tiriamas n , p -InP bangolaidžių plačiajuostiškumas, keičiantis išorinio dielektriko sluoksnio storiui ir laisvųjų krūvininkų koncentracijai.

5.24 paveiksle pateiktos dvimatės n -InP puslaidininkinių bangolaidžių plačiajuostiškumo priklausomybės nuo dielektriko santykinio storio, esant elektronų koncentracijoms $N = 1 \cdot 10^{17}; 5 \cdot 10^{18}; 5 \cdot 10^{19}; 1 \cdot 10^{20}; 5 \cdot 10^{20} m^{-3}$. 5.25 paveiksle šios priklausomybės parodytos trimatėje erdvėje.

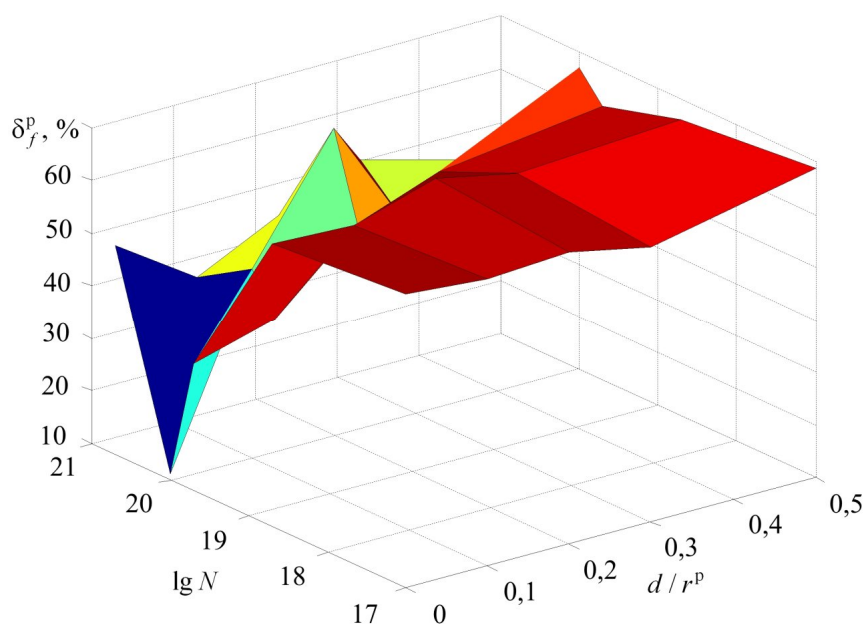
Iš 5.24 ir 5.25 paveikslų matyti, kad n -InP bangolaidžių plačiajuostiškumas labiausiai išsibarsto, kintant išorinio dielektriko sluoksnio santykiniam storiui, kai elektronų koncentracija $N = 1 \cdot 10^{20} m^{-3}$.

Mažiausiai išsibarstęs n -InP bangolaidžių plačiajuostiškumas gaunamas esant palyginti mažai elektronų koncentracijai, pvz., $N = 1 \cdot 10^{17} m^{-3}, 5 \cdot 10^{18} m^{-3}$, visame d / r^p reikšmių nuo 0 iki 0,5 ruože. Detalesnei šių rezultatų analizei galima pritaikyti statistiką, pvz., skaičiuojant vidutinį

kvadratinį plačiajuostiškumo nuokrypį. Tai dydis, rodantis atsitiktinio dydžio įgyjamų reikšmių sklaidą apie vidurkį.



5.24 pav. Giroelektrinių puslaidininkinių *n*-InP bangolaidžių plačiajuostiškumo priklausomybės nuo dielektriko santykinio storio



5.25 pav. Giroelektrinių puslaidininkinių *n*-InP bangolaidžių plačiajuostiškumo priklausomybės nuo elektronų koncentracijos ir dielektriko santykinio storio

Vidutinio kvadratinio nuokrypio matas yra lygus atsitiktinio dydžio matui. Dėl šios priežasties šis dydis labiau tinka naudoti praktikoje negu dispersija, kurios matas lygus atsitiktinio dydžio mato kvadratui. Vidutinis kvadratinis nuokrypis išreiškiamas formule [36, 42]:

$$\sigma = \sqrt{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2 / (n-1)}, \quad (5.2)$$

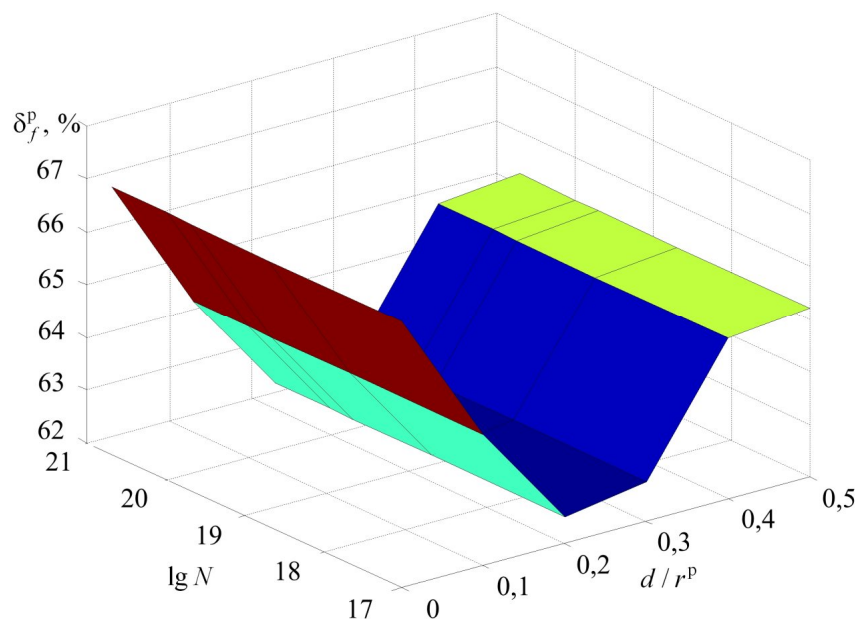
čia $\bar{x}$ – atsitiktinio kintamojo aritmetinis vidurkis, randamas pagal išraišką [36, 42]:

$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i$, čia n – elementų skaičius vienoje imtyje, x_i – i -tojo elemento vertė.

Apskaičiavus vidutinį kvadratinį nuokrypį σ paaiškėjo, kad didžiausias nuokrypis yra $\sigma|_{N=1 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}} \approx 23,3 \%$, o mažiausias – $\sigma|_{N=1 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}} = 1,85 \%$. Esant elektronų koncentracijai $N = 5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$, taip pat gaunamas gana mažas vidutinis kvadratinis nuokrypis $\sigma = 1,89 \%$. Taigi tiriant n -InP puslaidininkinius bangolaidžius, geriausiai tai daryti esant mažai elektronų koncentracijai. Tada mažiausiai kinta bangolaidžių plačiajuostiškumas, keičiant santykinį dielektriuko storį d/r^p .

Norint detaliau išnagrinėti InP puslaidininkinių bangolaidžių plačiajuostiškumą, atliktas tyrimas, diskretiškai didinant išorinio dielektriuko sluoksnio storį p -InP puslaidininkiniuose bangolaidžiuose. Tai padaryta todėl, kad p tipo InP puslaidininkinių bangolaidžių efektingai skylių judriai ir masės yra gana maži. Tuo galima įsitikinti pagal 3.2 poskyryje pateiktus duomenimis.

Tiriant p -InP puslaidininkinius bangolaidžius paaiškėjo, kad jų plačiajuostiškumas nepriklauso nuo skylių koncentracijos, bet apsprendžiamas dielektriuko santykinio storio. Tai ir matyti iš 5.26 paveikslo.



5.26 pav. Giroelektrinių puslaidininkinių p -InP bangolaidžių plačiajuostiškumo priklausomybės nuo skylių koncentracijos ir dielektriuko santykinio storio

Nenaudojant išorinio dielektriuko sluoksnio ($d/r^p = 0$), gaunamas pats didžiausias p -InP bangolaidžių plačiajuostiškumas, kuris siekia $\delta_f^p \approx 67 \%$.

Didinant išorinio dielektriuko sluoksnio storį, p -InP bangolaidžių plačiajuostiškumas mažėja

beveik tiesiškai, kol pasiekia minimalią vertę $\delta_f^p \approx 62,5 \%$, esant santykiniam dielektriko storiui $d/r^p = 0,2$. Po to plačiajuostiškumas lėtai didėja, kol pasiekia $\delta_f^p \approx 62,7 \%$, kai santykinis dielektriko storis $d/r^p = 0,3$. Toliau plačiajuostiškumas staigiai padidėja iki $\delta_f^p \approx 65,2 \%$, esant santykiniam dielektriko storiui $d/r^p = 0,4$ ir nebesikeičia.

Palyginus n -InP ir p -InP puslaidininkinių bangolaidžių plačiajuostiškumą priklausomai nuo santykinio dielektriko sluoksnio storio paaiškėjo, kad didžiausias yra n -InP puslaidininkinių bangolaidžių plačiajuostiškumas $\delta_f^p \approx 68,8 \%$, kai elektronų koncentracija $N = 1 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ ir santykinis išorinio dielektriko storis $d/r^p = 0,4; 0,5$. Esant tam tikriems bangolaidžio krūvininkų koncentracijai ir išorinio dielektriko sluoksnio storiui, galima gauti norimą bangolaidžių plačiajuostiškumą.

5.2.4. Bangų slopinimas puslaidininkiniuose bangolaidžiuose

Elektromagnetinių bangų slopinimas puslaidininkiniuose ir puslaidininkiniuose-dielektriniuose bangolaidžiuose skaičiuojamas pagrindinio tipo bangai HE_{11} . Slopinimui skaičiuoti naudojamas Mullerio metodas. Skaičiavimas atliktas n, p -InSb puslaidininkinių atvejais, esant laisvųjų krūvininkų koncentracijoms $N = 1 \cdot 10^{17}, 5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$, bangolaidžiuose be išorinio dielektriko sluoksnio ir su juo. Tyrimuose išorinio dielektriko sluoksniui sudaryti panaudotas realusis TM-15 markės dielektrikas, kurio santykinė kompleksinė dielektrinė skvarba $\underline{\epsilon}_r^d = 15(1 - i10^{-4})$.

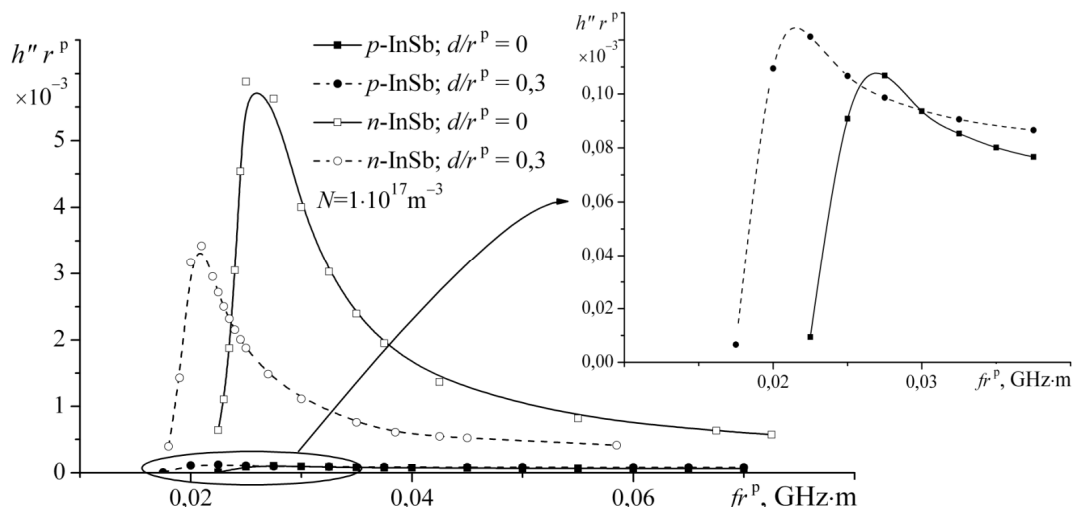
5.27 paveiksle pateiktos normuotojo slopinimo koeficiento $h''r^p$ priklausomybės nuo normuotojo dažnio fr^p kairiosios ($e^{+i\varphi}$) apskritiminės poliarizacijos bangai HE_{11} .

Iš 5.27 paveiksle pateiktų slopinimo charakteristikų matyti, kad slopinimas labai staigiai pasiekia maksimumą p -InSb bangolaidžiuose su išorinio dielektriko sluoksniu, esant mažesniai normuotajam dažniui $fr_{p\text{-InSb}}^{p, \max} \Big|_{d/r^p=0,3} = 0,0225 \text{ GHz} \cdot \text{m}$, ir be išorinio dielektriko sluoksnio, kai dažnis didesnis – $fr_{p\text{-InSb}}^{p, \max} \Big|_{d/r^p=0} = 0,0275 \text{ GHz} \cdot \text{m}$. Bet pastaruoju atveju gali būti, kad nėra tiksliai aptiktas maksimumas.

Slopinimas n -InSb puslaidininkiniuose bangolaidžiuose dar stipriau išauga – maksimumai gaunami bangolaidžiuose su dielektriko sluoksniu, esant mažesniai dažniui $fr_{n\text{-InSb}}^{p, \max} \Big|_{d/r^p=0,3} = 0,021 \text{ GHz} \cdot \text{m}$, ir be išorinio dielektriko sluoksnio, kai dažnis didesnis –

$$fr^p, \max_{n\text{-InSb}} \Big|_{d/r^p=0} = 0,025 \text{ GHz} \cdot \text{m}. \text{ Slopinimo charakteristikų maksimumai visų keturių variantų}$$

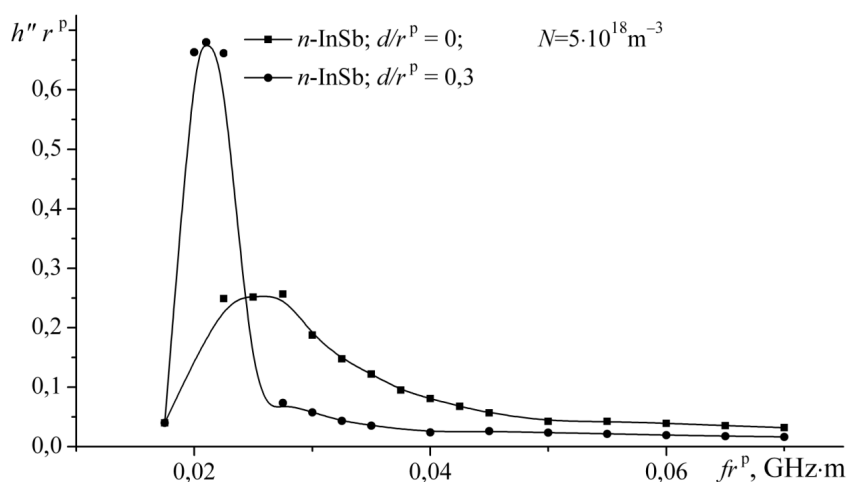
puslaidininkiniams bangolaidžiams atsiranda virš pagrindinio tipo bangos HE_{11} krizinio dažnio.



5.27 pav. $n, p\text{-InSb}$ puslaidininkiniuose bangolaidžiuose sklindančios pagrindinio tipo bangos HE_{11} su kairiąja ($e^{+i\varphi}$) apskritimine poliarizacija slopinimo koeficiento $h''r^p$ priklausomybės nuo dažnio fr^p , kai skylių ir elektronų koncentracija $N = 1 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$

Įvedus realiojo dielektriko sluoksnį, HE_{11} bangos krizinis dažnis sumažėja ir dispersinės bei slopinimo charakteristikos taip pasislenka į žemesniųjų dažnių pusę. Didinant dažnį tampa atvirkščiai vidutinių dažnių srityje ir gali nesikeisti arba dar kartą pasikeisti aukštųjų dažnių srityje.

Padidėjus elektronų koncentracijai elektromagnetinių bangų slopinimas stipriai išauga (5.28 pav.). Bangolaidžiuose su išoriniu dielektriko sluoksniu bangos HE_{11} slopinimas žemuosiuose dažniuose yra žymiai didesnis nei be dielektriko sluoksnio.



5.28 pav. Pagrindinio tipo bangos HE_{11} su dešiniąja ($e^{-i\varphi}$) apskritimine poliarizacija slopinimo koeficiento $h''r^p$ priklausomybės nuo dažnio fr^p , kai elektronų koncentracija $N = 5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$

Toliau bandoma nustatyta, ar ciklotroninis ir plazminis rezonansai turi įtakos maksimumų

atsiradimui slopinimo charakteristikose. Ciklotroninio rezonanso dažnis n, p -InSb puslaidininkiniams bangolaidžiams randamas pagal išraišką:

$$f_c = \omega_c / 2\pi = \frac{|q|B_0}{2\pi m^*} \approx \frac{1,7588 \cdot 10^{11} \cdot B_0}{2\pi m_k} = \frac{1,7588 \cdot 10^{11} \cdot 1}{2 \cdot 3,1416 \cdot 0,013} = 2153,3 \text{ GHz};$$

$$f_c r^p = 2153,3 \text{ GHz} \cdot 10^{-3} \text{ m} = 2,153 \text{ GHz} \cdot \text{m}.$$

Plazminio rezonanso dažnis, esant skirtingoms laisvųjų krūvininkų koncentracijoms, randamas pagal formulę:

$$f_p = \omega_p / 2\pi = \frac{|q|}{2\pi} \sqrt{\frac{N}{m^* \epsilon_k^p \epsilon_0}} \approx \frac{56,4155}{2\pi} \sqrt{\frac{N}{m_k \epsilon_k^p}};$$

$$f_{p1} \Big|_{N=1 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}} = \frac{56,4155}{2 \cdot 3,1416} \sqrt{\frac{1 \cdot 10^{17}}{0,013 \cdot 17,7}} = 6 \text{ GHz};$$

$$f_{p1} r^p \Big|_{N=1 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}} = 6 \text{ GHz} \cdot 10^{-3} \text{ m} = 0,006 \text{ GHz} \cdot \text{m};$$

$$f_{p2} \Big|_{N=5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}} = \frac{56,4155}{2 \cdot 3,1416} \sqrt{\frac{5 \cdot 10^{18}}{0,013 \cdot 17,7}} = 42,5 \text{ GHz};$$

$$f_{p2} r^p \Big|_{N=5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}} = 42,5 \text{ GHz} \cdot 10^{-3} \text{ m} = 0,0425 \text{ GHz} \cdot \text{m}.$$

Iš gautų ciklotroninių ir plazminių rezonansų dažnių matyti, kad, esant mažai laisvųjų krūvininkų koncentracijai $N = 1 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$, plazminio rezonanso dažnis yra gerokai prieš slopinimo maksimumo dažnį tiek bangolaidžiams be išorinio dielektriko sluoksnio, tiek ir su juo –

$$f_{p1} r^p \Big|_{N=1 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}} < f_{n, p\text{-InSb}}^{p, \max} \Big|_{d/r^p=0; 0,3} = 0,021 - 0,0275 \text{ GHz} \cdot \text{m}. \text{ Taigi slopinimo maksimumų}$$

dažniai yra tarp plazminio ir ciklotroninio rezonansų dažnių:

$$f_{p1} r^p \Big|_{N=1 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}} < f_{n, p\text{-InSb}}^{p, \max} \Big|_{d/r^p=0; 0,3} < f_c r^p. \text{ Padidinus laisvųjų krūvininkų koncentraciją iki}$$

$N = 5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$, slopinimo maksimumai yra gaunami gerokai žemesniųjų dažnių pusėje nei

plazminio ir ciklotroninio rezonansų dažniai – $f_{n, p\text{-InSb}}^{p, \max} \Big|_{d/r^p=0; 0,3} < f_{p2} r^p \Big|_{N=5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}} \ll f_c r^p$. Taigi iš

skaičiavimų matyti, kad plazminis ir ciklotroninis rezonansai neturi įtakos maksimumų atsiradimui slopinimo koeficiento priklausomybėse nuo dažnio.

Po maksimumo slopinimas mažėja dėsniu, panašiu į eksponentinį dėsni, kol nusistovi aukštuosiuose dažniuose.

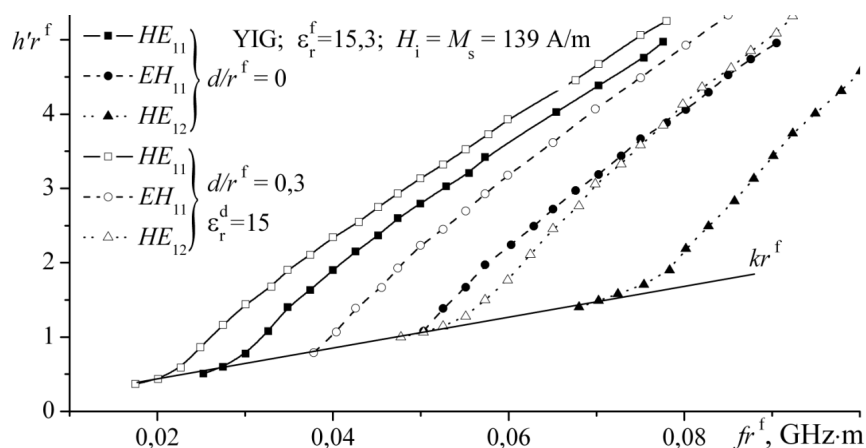
Puslaidininkiniams įrenginiams reikėtų dirbti dažnių diapazone, kur slopinimas yra mažesnis.

5.3. Bangų feritiniuose bangolaidžiuose dispersinių charakteristikų skaičiavimas bei tyrimas

Feritinių ir feritinių-dielektrinių bangolaidžių tyrimas atliktas, esant vidinio pastoviojo magnetinio lauko stipriui $H_i = 0,5 \cdot M_s$ ir $1,0 \cdot M_s$. Ištirtos feritiniuose ir feritiniuose-dielektriniuose bangolaidžiuose sklindančių bangų dispersinės charakteristikos, kai naudojami YIG ir TT2-113 markių feritai, ir slopinimo charakteristikos taikant YIG feritą. Pastarųjų bangolaidžių išorinio dielektriako sluoksnio kompleksinė santykinė dielektrinė skvarba $\epsilon_r^d = 15(1 - i10^{-4})$.

5.3.1. Bangų feritiniuose bangolaidžiuose dispersinių charakteristikų tyrimas

Bangolaidžiuose su YIG feritu sklindančių bangų dispersinės charakteristikos pateiktos 5.29 paveiksle. Skaičiavimai buvo atlikti tariant, kad vidinio pastoviojo magnetinio lauko stipris yra lygus ferito soties įmagnetėjimui – $H_i = M_s$. Dispersinės charakteristikos šiuo atveju pateikiamos kaip normuotojo fazės koeficiento priklausomybė nuo normuotojo dažnio kairiosios ($e^{+i\varphi}$) apskritiminės poliarizacijos bangoms.



5.29 pav. Feritinių YIG ir feritinių-dielektrinių bangolaidžių bangų dispersinės charakteristikos, kai $H_i = M_s = 139$ A/m

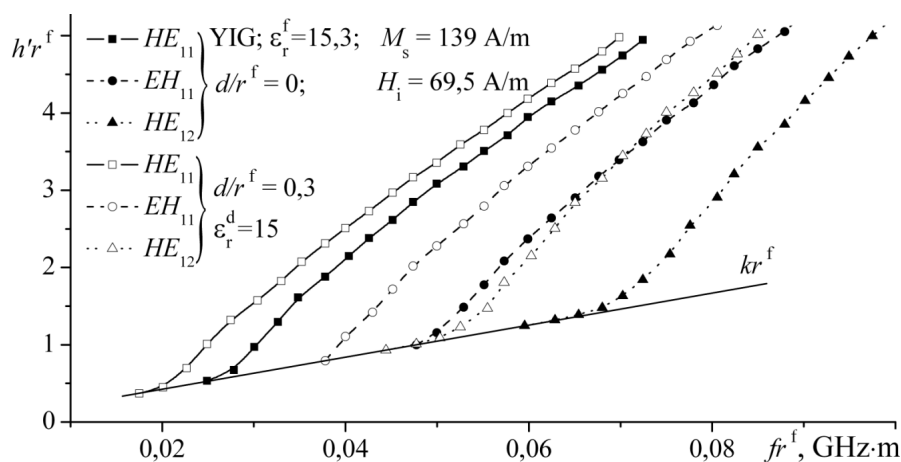
Iš 5.29 paveiksle pateiktų dispersinių charakteristikų matyti, kad feritiniuose-dielektriniuose bangolaidžiuose vyksta tokie patys procesai, kaip ir puslaidininkiniuose-dielektriniuose bangolaidžiuose. Bangolaidžiuose su išorinio dielektriako sluoksniu sklindančių bangų dispersinės charakteristikos taip pat pasislenka į žemesniųjų dažnių pusę. Dielektrikas pakeičia bangų feritiniuose bangolaidžiuose elektromagnetinio lauko struktūrą dispersinių charakteristikų atžvilgiu. Todėl keičiasi ir bangolaidžių plačiajuostiškumas.

Feritinių bangolaidžių be išorinio dielektriako sluoksnio ($d/r^f = 0$) darbo dažnių juosta yra

$\Delta fr^f = 0,022 \text{ GHz} \cdot \text{m}$, o bangolaidžių plačiajuostiškumas $\delta_f^f = 54,9 \%$. Bangolaidžių su išoriniu dielektriko TM-15 sluoksniu ($d/r^f = 0,3$) darbo dažnių juosta praplatėjo iki $\Delta fr^f = 0,023 \text{ GHz} \cdot \text{m}$ ir plačiajuostiškumas išaugo 1 % iki $\delta_f^f = 55,9 \%$. Bangų kriziniai dažniai ir darbo dažnių juostos centrinis dažnis pasislinko į žemesniųjų dažnių pusę.

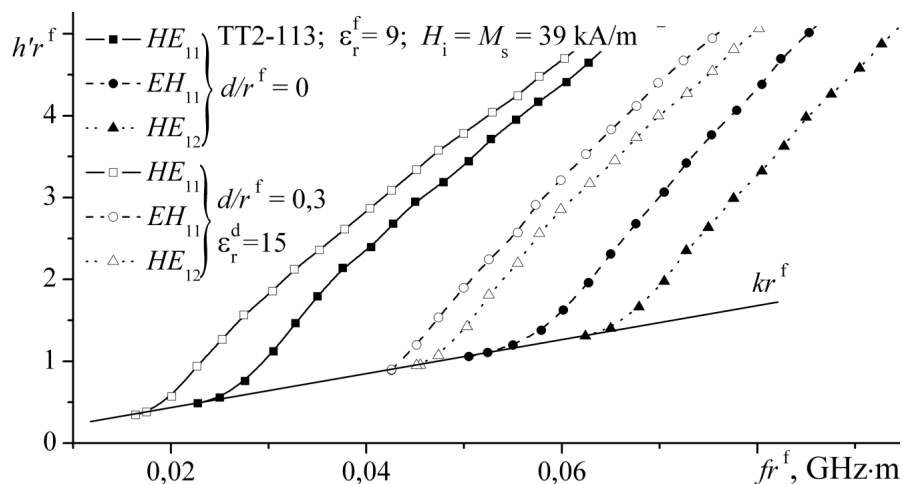
5.30 paveiksle pateiktos dispersinės charakteristikos, gautos sumažinus vidinio magnetinio lauko stiprį iki $H_i = 0,5 \cdot M_s$. Dėl to bangolaidžių be išorinio dielektriko sluoksnio plačiajuostiškumas ir darbo dažnių juosta nežymiai padidėjo ir tapo $\Delta fr^f = 0,023 \text{ GHz} \cdot \text{m}$, $\delta_f^f = 60,5 \%$. Taip įvyko, nes pagrindinio tipo bangos krizinis dažnis pasislinko į žemesniųjų dažnių pusę, mažėjant įmagnetėjimui. Dvigubai sumažinus magnetinio lauko stiprį, bangolaidžių dispersinių charakteristikų pobūdis pasikeitė nežymiai, bet plačiajuostiškumas išaugo 5,6 %.

Bangolaidžių su išoriniu dielektriko sluoksniu ($d/r^f = 0,3$) plačiajuostiškumas padidėjo 1,2 % ir siekia $\delta_f^f = 61,7 \%$, o darbo dažnių juosta šiek tiek susiaurėjo iki $\Delta fr^f = 0,018 \text{ GHz} \cdot \text{m}$. Taigi keičiant vidinio magnetinio lauko stiprį, galima pakeisti feritinių bangolaidžių darbo dažnių juostą ir padidinti plačiajuostiškumą.



5.30 pav. Feritinių YIG ir feritinių-dielektrinių bangolaidžių bangų dispersinės charakteristikos, kai $H_i = 0,5 \cdot M_s = 69,5 \text{ A/m}$

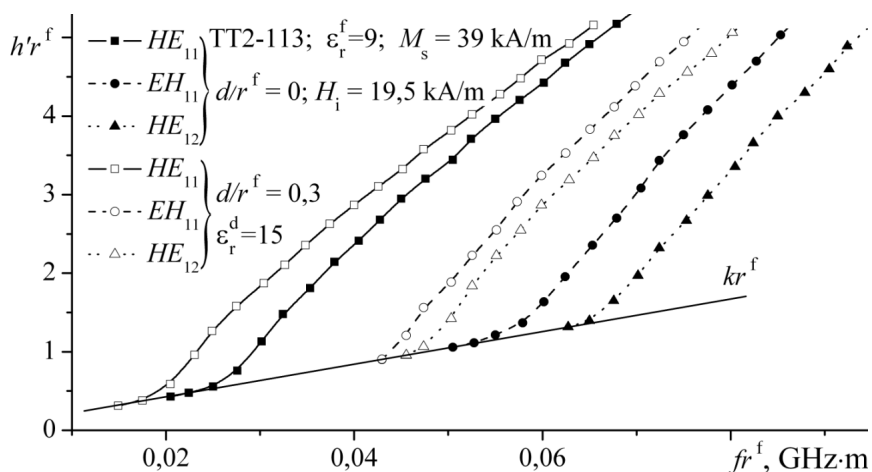
Naudojant TT2-113 markės feritą gaunami įdomesni rezultatai. Bangolaidžiuose su šio ferito šerdimi sklindančių bangų dispersinės charakteristikos pateiktos 5.31 paveiksle. Bangolaidžių be išorinio dielektriko sluoksnio ($d/r^f = 0$) darbo dažnių juosta $\Delta fr^f = 0,031 \text{ GHz} \cdot \text{m}$, o plačiajuostiškumas $\delta_f^f = 73,6 \%$. Taigi, palyginus su YIG markės feritinių bangolaidžių be išorinio dielektriko sluoksnio plačiajuostiškumu, yra gaunami geresni rezultatai.



5.31 pav. Feritinių TT2-113 ir feritinių-dielektrinių bangolaidžių bangu dispersinės charakteristikos, kai $H_i = M_s = 39$ kA/m

Sumažinus vidinio magnetinio lauko stiprį dvigubai, bangolaidžių dispersinių charakteristikų pobūdis pasikeičia nežymiai. Bangolaidžiuose iš TT2-113 markės ferito bangu dispersinės charakteristikos pateiktos 5.32 paveiksle.

Tokių bangolaidžių be išorinio dielektriko sluoksnio ($d/r^f = 0$) darbo dažnių juosta yra $\Delta fr^f = 0,032$ GHz · m, o plačiajuostiškumas $\delta_f^f = 76,7$ %, esant $H_i = 0,5 \cdot M_s$. Bangolaidžių darbo dažnių juosta praplatėja, o plačiajuostiškumas padidėja ~ 2 %. Išorinis dielektriko sluoksnis ($d/r^f = 0,3$) dar padidina bangolaidžių plačiajuostiškumą iki $\delta_f^f = 78,7$ %, bet susiaurina darbo dažnių juostą iki $\Delta fr^f = 0,024$ GHz · m. Toks pakytis įvyko, nes bangolaidžių darbo dažnių juostos centrinis dažnis pasislinko į žemesniųjų dažnių pusę.



5.32 pav. Feritinių TT2-113 ir feritinių-dielektrinių bangolaidžių bangu dispersinės charakteristikos, kai $H_i = 0,5 \cdot M_s = 19,5$ kA/m

Giromagnetinių feritinių ir feritinių-dielektrinių bangolaidžių be išorinio dielektriko sluoksnio elektrodinaminiai parametrai pateikti 5.6 lentelėje, su išorinio dielektriko sluoksniu – 5.7 lentelėje. Didžiausias yra TT2-113 feritinių-dielektrinių bangolaidžių plačiajuostiškumas – 78,7 % nepriklausomai nuo vidinio magnetinio lauko stiprio.

5.6 lentelė. Feritinių bangolaidžių elektrodinaminiai parametrai, kai $d / r^f = 0$

Medžiagos tipas	H_i , kA/m	$f_{krp} r^f$, GHz·m	$f_{kra} r^f$, GHz·m	$\Delta f r^f$, GHz·m	$f_{\sigma} r^f$, GHz·m	δ_f^f , %
YIG	0,139	0,028	0,050	0,022	0,039	54,9
	0,0695	0,026	0,049	0,023	0,038	60,5
TT2-113	39	0,026	0,057	0,031	0,042	73,6
	19,5	0,026	0,058	0,032	0,042	76,7

5.7 lentelė. Feritinių-dielektrinių bangolaidžių elektrodinaminiai parametrai, kai $d / r^f = 0,3$

Medžiagos tipas	H_i , kA/m	$f_{krp} r^f$, GHz·m	$f_{kra} r^f$, GHz·m	$\Delta f r^f$, GHz·m	$f_{\sigma} r^f$, GHz·m	δ_f^f , %
YIG	0,139	0,021	0,038	0,017	0,030	55,9
	0,0695	0,020	0,038	0,018	0,029	61,7
TT2-113	39	0,019	0,043	0,024	0,031	78,7
	19,5	0,019	0,043	0,024	0,031	78,7

Iš 5.6 ir 5.7 lentelių parametru matyti, kad plačiausia darbo dažnių juosta yra gaunama naudojant feritinius TT2-113 markės bangolaidžius be išorinio dielektriko sluoksnio ($d / r^f = 0$), kai vidinio magnetinio lauko stipris $H_i = 0,5 \cdot M_s = 19,5$ kA/m.

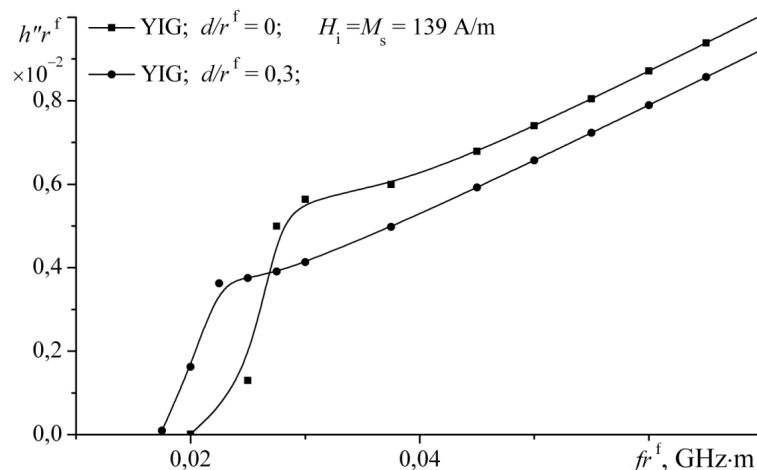
Feritinių-dielektrinių TT2-113 bangolaidžių plačiąjuostiškumas nekinta, keičiant vidinio magnetinio lauko stiprį dvigubai. Tačiau reikėtų atkreipti dėmesį, kad TT2-113 markės ferito soties įmagnetėjimas yra apie 280 kartų didesnis už YIG ferito soties įmagnetėjimą.

Taigi sumažinus vidinio pastoviojo magnetinio lauko stiprį dvigubai, galima šiek tiek padidinti bangolaidžių plačiąjuostiškumą. Išorinis dielektriko sluoksnis, kaip ir puslaidininkinių-dielektrinių bangolaidžių atveju, pakeičia bangolaidžių darbo dažnių juostą ir jos centrinį dažnį, todėl bangolaidžių plačiąjuostiškumas kažkiek padidėja.

5.3.2. Bangų slopinimas feritiniuose bangolaidžiuose

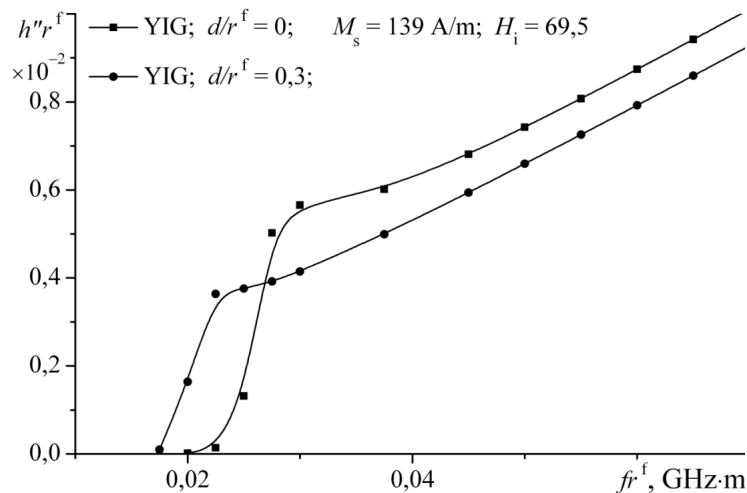
Bangų slopinimas skaičiuotas feritiniuose ir feritiniuose-dielektriniuose, kai vidinio pastoviojo magnetinio lauko stipris $H_i = 0,5 \cdot M_s$ ir $1,0 \cdot M_s$. Dielektriko sluoksnio kompleksinė santykinė dielektrinė skvarba $\epsilon_r^d = 15(1 - i10^{-4})$. Slopinimo charakteristikos pateikiamos kaip normuotojo slopinimo koeficiento $h'' r^f$ priklausomybės nuo normuotojo dažnio $f r^f$ kairiosios ($e^{+i\varphi}$) apskritiminės poliarizacijos pagrindinio tipo bangai HE_{11} .

Slopinimas tirtas bangolaidžiuose iš YIG markės ferito, kurį įmagnetinti lengviau negu TT2-113 feritą. Apskaičiuotos bangų slopinimo tokiuose bangolaidžiuose charakteristikos pateiktos 5.33 ir 5.34 paveiksluose, esant dvigubai besiskiriantiems vidinio pastoviojo magnetinio lauko stipriams.



5.33 pav. YIG feritiniuose bangolaidžiuose sklindančios pagrindinio tipo bangos HE_{11} su kairiąja ($e^{+i\varphi}$) apskritimine poliarizacija slopinimo koeficiento $h''r^f$ priklausomybės nuo dažnio fr^f , kai vidinio pastoviojo magnetinio lauko stipris $H_i = M_s = 139$ A/m

Iš 5.33 ir 5.34 paveikslų matyti, kad slopinimo koeficientas $h''r^f$ tiek feritiniuose, tiek ir feritiniuose-dielektriniuose bangolaidžiuose didėja augant dažniui. Tuo tarpu puslaidininkiuose ir puslaidininkiniuose-dielektriniuose bangolaidžiuose slopinimo koeficientas $h''r^p$ sparčiai didėja augant dažniui, kol pasiekia maksimumą santykinai žemųjų dažnių srityje, o po to mažėja panašiu į eksponentinį dėsnį. Taigi feritiniuose ir puslaidininkiniuose bangolaidžiuose sklindančių bangų slopinimo charakteristikos skiriasi iš esmės.



5.34 pav. YIG feritiniuose bangolaidžiuose sklindančios pagrindinio tipo bangos HE_{11} su kairiąja ($e^{+i\varphi}$) apskritimine poliarizacija slopinimo koeficiento $h''r^f$ priklausomybės nuo dažnio fr^f , kai vidinio pastoviojo magnetinio lauko stipris $H_i = 0,5 \cdot M_s = 69,5$ A/m

Iš 5.33 ir 5.34 paveiksluose pateiktų slopinimo koeficiento $h''r^f$ priklausomybių nuo dažnio fr^f matyti, kad slopinimas feritiniuose-dielektriniuose bangolaidžiuose žemųjų dažnių srityje iki $fr^f = 0,028$ GHz·m yra didesnis, o aukštesniųjų dažnių srityje mažesnis nei bangolaidžiuose be

dielektriko sluoksnio. Taigi nuostoliai feritiniuose-diektiriniuose bangolaidžiuose aukštųjų dažnių srityje gali būti mažesni negu vienalyčiuose feritiniuose bangolaidžiuose.

Palyginus 5.33 ir 5.34 paveikslus, didelių skirtumų neišryškėja. Pastoviojo magnetinio lauko stiprio sumažinimas dvigubai praktiškai nepakeičia slopinimo charakteristikų. Šiuo atveju kompleksinės magnetinės skvarbos tenzoriaus sandas $\underline{\mu}_{xx}^f$, sumažinus vidinio magnetinio lauko stiprį dvigubai, pasikeitė tik skaičiavimo paklaidų ribose. Tai matyti iš $\underline{\mu}_{xx}^f$ skaičiavimų, kai giromagnetinis (magnetomechaninis) santykis YIG tipo feritui yra $\gamma = 1,741 \cdot 10^{11}$ C/kg, ir skaičiavimai atlikti, esant 60 GHz dažniui. SMST kompleksinis sandas $\underline{\mu}_{xx}^f$ apskaičiuojamas pagal išraišką:

$$\underline{\mu}_{xx}^f = 1 + \frac{(\omega_b + i\alpha\omega)\omega_m}{(\omega_b + i\alpha\omega)^2 - \omega^2} = 1 + \frac{\left[\gamma \left(H_i + i \frac{\Delta H}{2} \right) \right] \cdot \gamma M_s}{\left[\gamma \left(H_i + i \frac{\Delta H}{2} \right) \right] \gamma M_s - 2\pi f} = \mu_{xx}^{f'} - i\mu_{xx}^{f''};$$

$$\underline{\mu}_{xx}^f \Big|_{H_i=139 \text{ A/m}} = 1 + \frac{\left[1,741 \cdot 10^{11} \cdot \left(139 + i \frac{7,985 \cdot 10^3}{2} \right) \right] \cdot 1,741 \cdot 10^{11} \cdot 139}{\left[1,741 \cdot 10^{11} \cdot \left(139 + i \frac{7,985 \cdot 10^3}{2} \right) \right] \cdot 1,741 \cdot 10^{11} \cdot 139 - 2 \cdot 3,1416 \cdot 60 \cdot 10^9} =$$

$$= 1,0012 - i0,0348;$$

$$\underline{\mu}_{xx}^f \Big|_{H_i=69,5 \text{ A/m}} = 1 + \frac{\left[1,741 \cdot 10^{11} \cdot \left(69,5 + i \frac{7,985 \cdot 10^3}{2} \right) \right] \cdot 1,741 \cdot 10^{11} \cdot 139}{\left[1,741 \cdot 10^{11} \cdot \left(69,5 + i \frac{7,985 \cdot 10^3}{2} \right) \right] \cdot 1,741 \cdot 10^{11} \cdot 139 - 2 \cdot 3,1416 \cdot 60 \cdot 10^9} =$$

$$= 1,0006 - i0,0348.$$

Magnetinės skvarbos tenzoriaus kompleksinio sando $\underline{\mu}_{xx}^f$ menamoji dalis $\mu_{xx}^{f''}$ nurodo slopinimą ferite. Taigi keičiant vidinio magnetinio lauko stiprį, YIG feritiniuose ir feritiniuose-diektiriniuose bangolaidžiuose yra keičiamas tik bangos fazės koeficientas $h'r^f$, o slopinimo koeficientas praktiškai nesikeičia, nes nekinta SMST kompleksinio sando $\underline{\mu}_{xx}^f$ menamosios dalies $\mu_{xx}^{f''}$ reikšmės.

Čia apskaičiuotos slopinimo charakteristikos savo pobūdžiu yra panašios į literatūroje [2] pateiktas charakteristikas. Skirtumas tarp jų yra toks, kad ten tiriami ISCh4 feritiniai ir feritiniai-

dielektriniai bangolaidžiai, kurių slopinimo charakteristikos priklauso nuo kitokio santykinio įmagnetėjimo.

5.4. Trumpas skyriaus apibendrinimas

1. Skyriuje apskaičiuotos ir ištirtos naujos vienalyčiuose, sluoksniuotuose ir vamzdeliniuose dielektriniuose bangolaidžiuose sklindančių bangų dispersinės charakteristikos. Iš jų nustatyta, kad didžiausias sluoksniuotųjų bangolaidžių plačiajuostiškumas 80,8 % gaunamas, esant mažai $\epsilon_{r1}^d = \epsilon_{r2}^d = 4,2$ vidinio ir tokiai pat išorinio dielektriko TORLON-5530 skvarbai, t. y., storesniam vienalyčiam bangolaidžiui. Vamzdelinių dielektrinių bangolaidžių plačiajuostiškumas gali siekti iki 90 %.
2. Ištirtos naujos giroelektriniuose puslaidininkiniuose ir puslaidininkiniuose-dielektriniuose n, p -InSb, n, p -InAs, n, p -InP ir p -Ge bangolaidžiuose sklindančių bangų dispersinės charakteristikos. Dauguma atvejų jos pasislinko į žemesniųjų dažnių pusę, panaudojus išorinio dielektriko sluoksnį. Dielektrikas perskirstė elektromagnetinio lauko struktūrą šerdyse, šuntuodamas jas ir orą.
3. Didžiausias yra n -InAs puslaidininkinių ir puslaidininkinių-dielektrinių bangolaidžių plačiajuostiškumas, atitinkamai 75,7 ir 82,1 %, kai elektronų koncentracija $N = 1 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$. Puslaidininkiniuose p -InSb, p -InAs, p -InP bangolaidžiuose sklindančių HE_{11} bangų dispersinės charakteristikos ir kriziniai dažniai nesikeičia, didinant skylių koncentraciją. Didžiausią įtaką charakteristikoms daro ciklotroninis rezonansas, kurio dažnis tiesiog proporcingas pastoviojo magnetinio srauto tankiui B_0 .
4. Atliktas detalus n, p -InP puslaidininkinių ir puslaidininkinių-dielektrinių bangolaidžių tyrimas. Didžiausias yra n -InP bangolaidžių plačiajuostiškumas 68,8 %, kai elektronų koncentracija $N = 1 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ ir išorinio dielektriko storis $d/r^p = 0,4; 0,5$. p -InP bangolaidžių plačiajuostiškumas nepriklauso nuo skylių koncentracijos, o tik nuo išorinio dielektriko storio.
5. Ištirtos HE_{11} bangų slopinimo koeficientų n, p -InSb puslaidininkiniuose ir puslaidininkiniuose-dielektriniuose bangolaidžiuose priklausomybės nuo dažnio. Jų maksimumai žemuosiuose dažniuose yra virš bangų krizinių dažnių. Plazminis ir ciklotroninis rezonansas neturi įtakos maksimumų atsiradimui. Bangų slopinimas žymiai didėja, augant krūvininkų koncentracijai. Bangolaidžiuose su išoriniu realiojo dielektriko sluoksniu slopinimas žemuosiuose dažniuose yra žymiai didesnis nei be dielektriko sluoksnio, vidutiniuose dažniuose tampa atvirkščiai ir po to taip išsilaiko arba vėl pasikeičia.

6. Ištirtos YIG ir TT2-113 feritiniuose ir feritiniuose-dielektriniuose bangolaidžiuose sklindančių HE_{11} bangų dispersinės charakteristikos, dvigubai keičiant pastoviojo vidinio magnetinio lauko stiprį. Dėl to charakteristikų pobūdis keičiasi nežymiai. Didžiausias gaunamas TT2-113 feritinių-dielektrinių bangolaidžių plačiajuostiškumas yra 78,7 %, kai dielektriko sluoksnio storis $d / r^f = 0,3$.
7. Elektromagnetinių bangų slopinimas feritiniuose ir feritiniuose-dielektriniuose bangolaidžiuose didėja, augant dažniui. Slopinimas feritiniuose-dielektriniuose bangolaidžiuose žemųjų dažnių srityje yra didesnis, o aukštųjų dažnių srityje mažesnis nei bangolaidžiuose be išorinio dielektriko sluoksnio.

6. APIBENDRINIMAS. IŠVADOS

1. Apžvelgus literatūrą pastebėta, kad girotropiniai bangolaidžiai ir mikrobangų įrenginiai su jais dažnai gaminami iš dielektrikų, puslaidininkių ir feritų. Puslaidininkinių bangolaidžių ištyrimo ir taikymo lygis yra žemiausias. Juos reikia įdėmiau ištirti.
2. Ištirtos girotropinių bangolaidžių medžiagos: dielektrikai – TM-15, TORLON-5530; puslaidininkiai – n , p -InSb, n , p -InAs, n , p -InP, p -Ge; feritai – YIG, TT2-113. Apskaičiuoti n -InSb puslaidininkio dielektrinės ir TT2-113 ferito magnetinės skvarbų tenzorių sandai. Nustatyta, kaip juos veikia plazminis ir ciklotroninis rezonansai puslaidininkiuose bei *Larmoro* ir giromagnetinis rezonansai ferituose.
3. Sukurti nauji bendrieji 4 algoritmai ir 4 programos MATLAB[®] terpei. Jie skirti dielektriniuose ir girotropiniuose bangolaidžiuose sklindančių bangų dispersinėms charakteristikoms bei bangų slopinimo ir su juo bei slopinimo charakteristikoms *Mullerio* metodu skaičiuoti asmeniniu kompiuteriu. Programos ištestuotos, veikia gana tiksliai, patikimai ir greitai.
4. Apskaičiuotos ir ištirtos vienalyčiuose, sluoksniuotuose ir vamzdeliniuose TM-15, TORLON-5530 dielektriniuose; n , p -InSb, n , p -InAs, n , p -InP, p -Ge puslaidininkiniuose ir puslaidininkiniuose-dielektriniuose; YIG, TT2-113 feritiniuose ir feritiniuose-dielektriniuose bangolaidžiuose sklindančių bangų dispersinės charakteristikos, keičiant pastoviojo vidinio magnetinio lauko stiprį ir išorinio dielektriko sluoksnio storį.
5. Išaiškinta, kad didžiausias girotropinių bangolaidžių plačiajuostiškumas yra: TORLON-5530 sluoksniuotųjų dielektrinių – 80,8 %; vamzdelinių dielektrinių – iki 89,4 %; n -InAs puslaidininkinių-dielektrinių – 82,1 %; TT2-113 feritinių-dielektrinių – 78,7 %. Taigi puslaidininkiniai bangolaidžiai plačiajuostiškumu dauguma atvejų nenusileidžia dielektrinams ir feritinams bangolaidžiams. Tačiau jų elektrodinaminių parametrų reguliavimo galimybės konstrukcijos ir medžiagų parinkimu, laisvųjų krūvininkų koncentracija, pastoviuoju magnetiniu lauku, rezonansais, γ -spinduliais, šviesa arba (ir) šiluma yra gerokai didesnės.
6. Ištirtos pagrindinio tipo HE_{11} bangos slopinimo koeficientų n , p -InSb puslaidininkiniuose ir puslaidininkiniuose-dielektriniuose bangolaidžiuose priklausomybės nuo dažnio ir laisvųjų krūvininkų koncentracijos. YIG feritiniuose ir feritiniuose-dielektriniuose bangolaidžiuose nuo dažnio ir įmagnetėjimo. Nustatyta, kad bangos slopinimo puslaidininkiniuose ir feritiniuose bangolaidžiuose charakteristikos iš esmės skirtingos, tačiau kolkas jos nepakankamai ištirtos.

7. Magistro baigiamojo darbo užduotis pilnai įvykdyta ir viršyta, papildomai ištyrus trijų konstrukcijų dielektrinius bangolaidžius. Darbo rezultatai pateikti 8 dalių 89 p. aiškinamajame rašte, 7 jo prieduose 70 p., 7 pranešimuose Lietuvos ir Tarptautinėse konferencijose, 2 *IEEE* konkursuose, 4 straipsniuose.
8. Perspektyvoje reikia giliau ištirti bangų slopinimą girotropiniuose bangolaidžiuose, taikant kelis skirtingus kompleksinių dispersinių lygčių sprendimo metodus. Automatizuoti bangų dispersinių ir slopinimo charakteristikų skaitmeninio apdorojimo bei atvaizdavimo procesus. Plačiau ištirti girotropinių bangolaidžių elektrodinaminių parametrų reguliavimo galimybes γ -spinduliais, šviesa arba (ir) šiluma. Atlikti eksperimentinius ir taikomuosius girotropinių bangolaidžių tyrimus mikrobangų įrenginiuose.

LITERATŪRA

1. VAINORIS, Z. 2004. *Bangų elektronikos pagrindai*: Vadovėlis aukštųjų mokyklų studentams. Vilnius: Technika. 514 p.
2. NICKELSON L.; AŠMONTAS S.; MALIŠAUSKAS V.; ŠUGUROVAS V. 2007. *Atvirieji cilindriniai girotropiniai bangolaidžiai*: Monografija. Vilnius: Technika. 248 p.
3. HU, B. J.; WEI, G. 2001. Numerical analysis of a plasma waveguide with finite thickness of cladding in external magnetic field, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 148(2): 115–118.
4. DIB, N.; OMAR, A. 2002. Dispersion analysis of multilayer cylindrical transmission lines containing magnetized ferrite substrates, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 50(7): 1730–1736.
5. HU, B. J.; WEI, G. 2001. Numerical Simulation of the Fundamental Mode of a Magnetoplasma Rod Surrounded by a Lossless Dielectric Layer, *IEEE Transactions on Plasma Science* 29(1): 1–7.
6. NICKELSON, L.; GRIC, T.; ASMONTAS S.; MARTAVICIUS, R. 2008. Electrodynamical Analyses of Dielectric and Metamaterial Hollow-core Cylindrical Waveguides, *Elektronika ir elektrotechnika* 2(82): 3–8.
7. KIM, K.; Y. 2004. Guided and Leaky Modes of Circular Open Electromagnetic Waveguides. *Dielectric, Plasma and Metamaterial Columns*. Kyungpook National University. 226 p.
8. NICKELSON, L.; ASMONTAS, S.; MALISAUSKAS, V.; MARTAVICIUS, R. 2009. The dependence of open cylindrical magnetoactive *p*-Ge and *p*-Si plasma waveguide mode cutoff frequencies on hole concentrations, *J. Plasma Physics* 1(75): 35–51.
9. AŠMONTAS, S.; NICKELSON, L.; MALIŠAUSKAS, V. 2006. Įmagnetintų puslaidininkinių ir feritinių bangolaidžių tyrimas, *Elektronika ir elektrotechnika* 2(66): 56–61.
10. NICKELSON, L.; ASMONTAS, S.; GRIC, T.; MARTAVICIUS, R. 2009. Analysis of Slow and Fast Modes of Lossy Ceramic SiC Waveguides, *Progress in Electromagnetics Research Symposium Proceedings* 21: 573–576.
11. KIM, K. Y.; SOHN, J. R.; TAO, H.-S.; LEE, J.-H. 2001. Loss characteristics of flexible cylindrical dielectric waveguide. *2001 IEEE Antennas & Propagation International Symposium and USNC/URSI Meeting*, 2: 274–277.
12. *Mikrobangų fizikos laboratorija* [interaktyvus]. Vilniaus universitetas [žiūrėta 2010 m. balandžio 6 d.]. Prieiga per internetą: <<http://rfk.ff.vu.lt/doc/mbf>>.
13. КНИШЕВСКАЯ, Л. В.; МУХАМЕТЗЯНОВ, Ф. Х.; ПУЗАКОВ, А. Н.; ШИГУРОВ, В. К.; ЯКОВЛЕВ, Г. К. 1986. Распространение электромагнитных волн в открытом круглом продольно намагниченном ферритовом волноводе, *Lietuvos fizikos rinkinys* 26(3): 298–306.
14. *Dielektrikų parametrai* [interaktyvus]. TORLON 5530 [žiūrėta 2010 m. gegužės 16 d.]. Prieiga per internetą: <<http://www.portplastics.com/plastics/highperformance/Torlon5530PAIQUA.html>>.

15. MOTOHISA, K.; WILLIAM, G.; MAY, A. 1975. Millimeter-Wave Isolator Containing a Semiconductor Rod in a Circular Waveguide, *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* 24(30): 264–266.
16. ПОЖЕЛА, Ю. К. 1977. *Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках*. Москва: Наука, 367 с.
17. KNISHEVSKAJA, L.; POZHELA, K.; TAMOSHIUNIENE, M.; SHUGUROV, V. 1996. Numerical analysis of open circular longitudinally magnetized *p*-Ge and *n*-InSb waveguides, *International Journal of Infrared and Millimeter Waves* 17(7): 1227–1234.
18. PALIK, E. D.; FURDYNA, J. K. 1970. Infrared and microwave magnetoplasma effects in semiconductors, *Reports on Progress in Physics* 33(12): 1193–1322.
19. *Puslaidininkių parametrai* [interaktyvus]. Elektroninė enciklopedija [žiūrėta 2010 m. balandžio 6 d.]. Prieiga per internetą: <<http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/index.html>>.
20. DARGYS, A.; KUNDROTAS, J. 1994. *Handbook on Physical Properties of Ge, Si, GaAs and InP*. Vilnius: Science and Encyclopedia Publishers. 262 p.
21. HU, J. U.; RUAN, C. L. 1998. Propagation Properties of a Plasma Waveguide in an External Magnetic Field, *J. Plasma Physics* 3(56): 2151–2154.
22. KONG, J. A. 2008. *Electromagnetic wave theory*. Massachusetts: EMW Publishing Cambridge. 991 p.
23. POZAR, D. M. 2005. *Microwave Engineering, 3rd Edition*. Massachusetts: EMW Publishing Cambridge. 500 p.
24. MOK, V. H.; DAVIS, L. E. 2001. Oblique Incidence at a Gyroelectric/Dielectric Interface at Sub-Terahertz and Terahertz Frequencie, *IEEE High Frequency Postgraduate Student Colloquiumh*: 158–163.
25. ZAHWE, O.; SAUVIAC, B.; SAMAD, B. A.; CHATELON, J. P.; ROUSSEAU J. J. 2009. Numerical Study of a Circular Using YIG Thin Film With a Coplanar Structure, *Progress In Electromagnetics Research* 3(6): 193–207.
26. *Feritų parametrai*. Konferencijos medžiaga [žiūrėta 2009 m. birželio 16 d.]. Prieiga per internetą: <www.cst-korea.co.kr/Application/050929_KAIST_HKC.pdf>.
27. EROGLU, A.; LEE, J.; K. 2006. Wave Propagation and Dispersion Characteristics for a Dispersion Characteristics for a Nonreciprocal Electrically Gyrotropic Medium, *Progress In Electromagnetics Research, PIER* (62): 237–260.
28. GREEN, J. J.; SANDY, F. 1974. Microwave Characterization of Partially Magnetized Ferrites, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 22(6): 641–645.
29. BARIOU, D.; QUÉFFÉLEC, P.; GELIN, P.; LE FLOC'H, M. 2001. Extension of the Effective Medium Approximation for Determination of the Permeability Tensor of Unsaturated Polycrystalline Ferrites, *IEEE Transactions on Magnetism* 37(6): 3885–3891.
30. WOHLFARTH, E. P.; BUSCHOW, K. H. J. 1986. *Ferromagnetic Materials: A handbook on the properties of magnetically ordered substances*. Amsterdam: North Holland. 589 p.

31. ISHII, T. K. 1995. *Handbook of Microwave Technology: Components and devices*. London: Academic Press, Inc. 645 p.
32. BADEN FULLER, A. J. 1986. *Ferrites at Microwave Frequencies*. Cambridge: University Press. 264 p.
33. POLDER, D. 1949. On the theory of electromagnetic resonance, *Physics Magazine* 40(300): 99–115.
34. АБРАМОВИЦ, А. М.; СТИГАН И. 1979. *Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами*. Пер. с англ., Москва: Наука. 832 с.
35. LARRY, C. A. 1997. *Special Functions of Mathematics for Engineers, Second Edition*. SPIE. 504 p.
36. *Besselio funkcijų išvestinės* [interaktyvus]. Matematinis žinynas [žiūrėta 2010 m. gegužės 10 d.]. Prieiga per internetą: <<http://www.efunda.com/math/bessel/bessel.cfm>>.
37. *Mullerio metodas* [interaktyvus]. Matematinis žinynas [žiūrėta 2010 m. gegužės 5 d.]. Prieiga per internetą: <<http://mathworld.wolfram.com/MullersMethod.html>>.
38. *Mullerio metodas* [interaktyvus]. Matematinis žinynas [žiūrėta 2009 m. gegužės 25 d.]. Prieiga per internetą: <<http://math.arizona.edu/~restrepo/475A/Notes/sourcea/node25.html>>.
39. *Mullerio metodas* [interaktyvus]. Programuotojų puslapis [žiūrėta 2011 m. gegužės 15 d.]. Prieiga per internetą: <<http://www.igorexchange.com/node/552>>.
40. MOLER, C. B. 1990. *Numerical Computing With MATLAB*. United States of America: McGraw-Hill. 199 p.
41. CONTE, S. D. 1980. *Elementary Numerical Analysis an Algorithmic Approach Third Edition*. United States of America: McGraw-Hill. 445 p.
42. PLONIS, D. 2010. Girotropinių bangolaidžių tyrimas, *Mokslas – Lietuvos ateitis, Elektronika ir elektrotechnika* 2(1): 117–121.
43. PLONIS, D. 2008. Giromagnetinių bangolaidžių tyrimas // 11-osios Lietuvos jaunųjų mokslininkų konferencijos „Mokslas – Lietuvos ateitis“ 2008 metų teminės konferencijos, *Elektronika ir elektrotechnika* (2008 m. kovo 14 d.) straipsnių rinkinys, 144–151.
44. AŠMONTAS, S.; NICKELSON, L.; PLONIS, D. 2009. Cilindrinio n -Si strypo sklaidimo konstantos priklausomybė nuo medžiagos savitosios varžos, *Elektronika ir elektrotechnika* 6(94): 57–60.
45. NICKELSON, L.; AŠMONTAS, S.; MARTAVIČIUS, R.; ŠUGUROVAS, V.; GRIC, T.; ZYLKOV, D.; BUBNELIS, A.; PLONIS, D. 2009. Mikrobangos sklaidimo anizotropiniame širdies modelyje elektrodinaminė analizė, *Puslaidininkų fizikos instituto XX mokslinės konferencijos darbai* 152–155.
46. PLONIS, D.; SLEDEVIČ, T. 2010. Giroelektrinių puslaidininkinių bangolaidžių tyrimas, *Telekomunikacijos ir elektronika 2010*, 22–25.

BAIGIAMOJO DARBO PRIEDAI A–G

Priedas A. Kompaktinis diskas su baigiamojo darbo medžiaga.

Priedas B. 4 pranešimų 13 – 14-oje tarptautinėse konferencijose „ELEKTRONIKA“ Vilniuje 2009 – 10 m. medžiaga.

Priedas C. Pranešimo Tarptautinėje studentų konferencijoje „Telekomunikacijos ir elektronika 2010“ Kaune medžiaga.

Priedas D. 2 pranešimų 12 – 13-oje Lietuvos Jaunųjų mokslininkų konferencijose „Mokslas - Lietuvos ateitis“ Vilniuje 2009 – 10 m. medžiaga.

Priedas E. Darbo tema publikuoti 4 straipsniai.

Priedas F. IEEE konkursui parašytas straipsnis.

Priedas G. PFI XX (2008) mokslinės konferencijos darbuose publikuotas straipsnis.