

ՀՀ ԿՐԹՈՒԹՅԱՆ ԵՎ ԳԻՏՈՒԹՅԱՆ ՆԱԽԱՐԱՐՈՒԹՅՈՒՆ
ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

Աբգարյան Գևորգ Կամոյի

**ՏԵՐԱՀԵՐՑԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԳԵՆԵՐԱՑՈՒՄԸ
ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԴԻՄԱԿՆԵՐՈՎ ԼՐԱՑՎԱԾ
ԼԻԹԻՈՒՄԻ ՆԻՈՔԱԹ ԲՅՈՒՐԵՂՈՒՄ**

Ատենախոսություն

Ա.04.03 - Ռադիոֆիզիկա մասնագիտությամբ
ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների թեկնածուի
գիտական աստիճանի համար

Գիտական ղեկավար՝
Ֆ.մ.գ.դ., պրոֆեսոր Յու. Հ. Ավետիսյան

Երևան 2016

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

ԱՌԱՋԱԲԱՆ	4
-----------------------	----------

ԳԼՈՒԽ 1 ՏԵՐԱՀԵՐՑԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԱՂԲՅՈՒՐՆԵՐԸ ԵՎ ԴԵՏԵԿՏՄԱՆ ԵՂԱՆԱԿՆԵՐԸ: ԺԱՄԱՆԱԿԱՅԻՆ ՏԻՐՈՒՅԹԻ

ՏԵՐԱՀԵՐՑԱՅԻՆ ՍՊԵԿՏՐՈՄԵՏՐ	11
§1.1 ՏՀց ճառագայթման գեներացման հիմնական սկզբունքները	11
§1.2 ՏՀց իմպուլսների գեներացումը ֆոտոհաղորդիչ նյութերի օգնությամբ	16
§1.3 ՏՀց իմպուլսների գեներացումը կիսահաղորդիչների մակերևույթից	19
§1.4 Ոչ գծային բյուրեղներում ՏՀց ճառագայթման ստացումը տարբերային հաճախության գեներացման և օպտիկական ուղղման մեթոդներով	23
§1.5 ՏՀց ճառագայթման դետեկտման եղանակները	33
§1.6 Ժամանակային տիրույթի տերահերցային սպեկտրոմետր	37

ԳԼՈՒԽ 2 ՔՎԱԶԻՄՈՆՈՔՐՈՄԱՏԻԿ ՏՀՑ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԳԵՆԵՐԱՑՈՒՄԸ ՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆ ԲԵՎԵՌԱՑՎԱԾ ԵՎ ՄԻԱԴՈՄԵՆ ԼԻԹԻՈՒՄԻ ՆԻՈՒԲԱԹ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ **48** |

§2.1 Հաճախալարքավորվող քվազիմոնոքրոմատիկ ՏՀց ալիքների գեներացումը պարբերական բևեռացված լիթումի նիոբատ բյուրեղում	48
§2.2 Քվազիմոնոքրոմատիկ ՏՀց ճառագայթման ստացումը ՕՈՒ միջոցով՝ ստվերային դիմակի կիրառմամբ	57
§2.3 Քվազիմոնոքրոմատիկ ՏՀց ճառագայթման գեներացումը ՕՈՒ միջոցով՝ փուլային դիմակի կիրառմամբ	66

ԳԼՈՒԽ 3 ԼԱՅՆԱՇԵՐՏ ՏՀՑ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԳԵՆԵՐԱՑՈՒՄԸ ՄԻԱԴՈՄԵՆ ԼԻԹԻՈՒՄԻ ՆԻՈՒԲԱԹ ԲՅՈՒՐԵՂՈՒՄ **74** |

§3.1 Լայնաշերտ ՏՀց ճառագայթման գեներացումը ոչ գծային բյուրեղներում թեք ամպլիտուդային ճակատով իմպուլսների օպտիկական ուղղման միջոցով	74
§3.2 Լայնաշերտ ՏՀց ճառագայթման ստացումը ՕՈԽ միջոցով լիթիումի նիոբաթ բյուրեղում՝ աստիճանաձև դիմակի կիրառմամբ	79
§3.3 ՏՀց իմպուլսների ժամանակային տեսքը և սպեկտրի անկյունային բաշխվածությունը ալիքային գոտում	84
§3.4 ՏՀց իմպուլսի ժամանակային տեսքը և սպեկտրի անկյունային բաշխումը ալիքային գոտում՝ կախված աստիճանաձև դիմակների աստիճանների քանակից	88
 ԵԶՐԱԿԱՑՈՒԹՅՈՒՆ	94
 ՀԱՊԱՎՈՒՄՆԵՐԻ ՑԱՆԿ.....	96
 ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ.....	97

ԱՌԱՋԱԲԱՆ

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԱՐԴԻԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆԸ

Էլեկտրամագնիսական ալիքների տերահերցային (ՏՀց) տիրույթի (0.1 – 10 ՏՀց) կիրառման ոլորտները բավական բազմազան են՝ անվտանգության համակարգեր, մոլեկուլյար սպեկտրոսկոպիա, թաքնված առարկաների տեսապատկերների ստացում, հիվանդությունների ախտորոշում և այլն [1-8]:

Սակայն ներկայումս առկա ՏՀց գեներատորները դեռևս օժտված չեն լայն դասի կիրառական խնդիրների լուծման համար անհրաժեշտ բնութագրերով (ելքային հզորություն, սպեկտրալ շերտի լայնություն և այլն), իսկ կիրառման համար պիտանի աղբյուրները բավական դժվարմատչելի են: Սա խթանում է ՏՀց աղբյուրների զարգացմանը նվիրված հետազոտությունների ակտիվացմանը, և կոմպակտ, արդյունավետ նոր աղբյուրների ստեղծմանը [9]:

Վերջին տասնամյակներում մշակվել են ՏՀց ճառագայթման գեներացման մի շարք օպտիկական մեթոդներ [10], որոնք պայմանավորված են լազերային տեխնոլոգիաների բուռն զարգացմամբ:

Փուլահամաձայնեցված ՏՀց ալիքներ գեներացնելու համար գրավիչ է տարբերային հաճախային գեներացիան (ՏՀԳ) երկհարմոնիկ լազերային ճառագայթման միջոցով [11-14]: Լազերային հաճախությունների ճիշտ ընտրության դեպքում ելքային՝ տարբերային հաճախությունը կգտնվի ՏՀց տիրույթում: Հաճախալարքավորվող ՏՀց ճառագայթում ստանալու համար փոփոխվում է օպտիկական հաճախություններից մեկը [15]: Սպեկտրալ լայնքը պայմանավորված է լազերների սպեկտրների փաթույթով, ուստի կարելի է ստանալ արդյունավետ ՏՀց ճառագայթում:

Լայնաշերտ ՏՀց ճառագայթում գեներացնելու համար լայն տարածում է գտել գերկարճ, ֆեմտոսեկունդային իմպուլսների օպտիկական ուղղումը (ՕՈԻ) ոչ գծային միջավայրում [16, 17, 18]: ՏՀԳ-ի մեթոդի նկատմամբ ՕՈԻ-ի մեթոդն ունի առավելություն, այն է՝ ի տարբերություն ՏՀԳ-ի այստեղ օգտատազործվում է միայն մեկ լազեր:

Օպտիկայից $S\angle g$ հաճախության փոխակերպման արդյունավետությունը մեծացնելու նպատակով առաջարկվել է օգտագործել պարբերական բևեռացված (ոչ գծային ընկալունակության նշանի պարբերական փոփոխմամբ) լիթիումի նիոբատ (ՊԲԼՆ) բյուրեղը [19]: Սակայն փոխակերպման արդյունավետությունը դեռևս փոքր է [20, 21], ինչը հիմնականում պայմանավորված է $S\angle g$ տիրույթում ոչ գծային բյուրեղների մեծ կլանմամբ (այսպես օրինակ, լայնորեն տարածված LiNbO_3 բյուրեղի կլանման գործակիցը հաճախությունների $f > 1 S\angle g$ տիրույթում՝ $\alpha > 15 \text{ սմ}^{-1}$): Ոչ գծային բյուրեղների կլանման ազդեցությունը մեղմելու նպատակով առաջարկվել է իրականացնել լազերային փնջերի և ոչ գծային բյուրեղի այնպիսի փոխդասավորվածություն, որը ՊԲԼՆ բյուրեղի պարբերության համապատասխան ընտրությամբ կապահովի $S\angle g$ ճառագայթում օպտիկական ալիքների տարածմանն ուղղահայաց ուղղությամբ [22-24]: Քանի որ լիթիումի նիոբատ բյուրեղում $S\angle g$ ալիքների կլանում մեծ է, օպտիկական փունջը կենտրոնացվում է բյուրեղի կողային մակերևույթին բավականին մոտ: Այսպիսով, բյուրեղում կլանումը էապես նվազում է, քանի որ գեներացված $S\angle g$ ալիքները բյուրեղում անցնում են կարճ ճանապարհ:

Վերոնշյալ տարբերակում օպտիկական փնջի լայնական չափը պետք է փոքր լինի $S\angle g$ ալիքի երկարության կեսից, ինչն անհրաժեշտ է բյուրեղում ճառագայթման փուլահամաձայնեցման համար: Այս սահանափակման պատճառով պետք է օգտագործել նեղ լազերային փնջեր, ինչի հետևանքով փոքրանում է լազերների թույլատրելի հզորության կիրառումը, քանի որ բյուրեղներ կարող են օպտիկակապես քանդվել: Բացի այդ, ՊԲԼՆ բյուրեղի միջոցով հնարավոր չէ ստանալ հաճախալարքավորվող $S\angle g$ ճառագայթում, քանի որ գեներացման հաճախությունը որոշվում է ՊԲԼՆ -ի տարածական պարբերությամբ և, հետևաբար, նմուշի պատրաստումից հետո ենթակա չէ փոփոխման:

Այդ դժվարությունները հաղթահարելու նպատակով կարելի է օգտագործել LiNbO_3 բյուրեղ, որտեղ փուլային դիմակի ($\Phi\Gamma$) կիրառմամբ ձևավորվում է

վիրտուալ պարբերական քվազիփուլահամաձայնեցված (ՔՓՀ) կառուցվածք [25]:

ՓԴ-ի կիրառումը թույլ է տալիս ստանալ հաճախության լարքավորմամբ և սպեկտրալ լայնքի փոփոխմամբ ՏՀց ճառագայթում: Սպեկտրալ լայնքը հնարավոր է փոփոխել մի քանի ԳՀց-ից մինչև մի քանի ՏՀց, երբ փնջի լայնքը փոփոխվի համապատասխանաբար մի քանի միլիմետրից մինչև մի քանի միկրոմետր: ՏՀց գեներացման հաճախության լարքավորում կարելի է իրականացնել դիմակը տեղադրելով բյուրեղի մուտքային ճակատից հեռու, և բյուրեղի ներսում դիմակի պատկերի ստացման համար կիրառելով համապատասխան ուսանյակների համակարգ: Իրոք, փոփոխելով պատկերի խոշորացումը՝ հնարավոր է փոփոխել ՔՓՀ կառուցվածքի պարբերությունը և, դրանով իսկ, ՏՀց ճառագայթման հաճախությունը: Այսպիսով, նկարագրված սխեման ունի մեծ պոտենցիալ հնարավորություններ ղեկավարվող բնութագրերով հզոր ՏՀց ճառագայթում ստանալու համար:

Այնուամենայնիվ, կան բազմաթիվ կիրառություններ, որտեղ անհրաժեշտ են լայնաշերտ ՏՀց իմպուլսներ: Մասնավորապես, լայնաշերտ ՏՀց իմպուլսը իդեալական միջոց է ժամանակային տիրույթի սպեկտրոսկոպիայի համար [2, 26, 27]:

Վերոնշյալ մեթոդը, որտեղ փուլային դիմակը շատ արդյունավետ է քվազիմոնոքրոմատիկ ՏՀց ճառագայթում գեներացնելու համար, չի կարող օգտագործվել արդյունավետ լայնաշերտ ՏՀց իմպուլսներ ստանալու համար, քանի որ վերը նշված փուլային դիմակը սինքրոնիզմն ապահովում է միայն մի՝ կենտրոնական հաճախության համար:

Այս խնդիրը հաղթահարելու նպատակով, էֆեկտիվ լայնաշերտ ՏՀց իմպուլսներ գեներացնելու համար, առաջարկվել է նոր մեթոդ [27]՝ հիմնված միադոմեն լիթիում նիոբաթի բյուրեղում ՕՈԽ-ի վրա: Այս մեթոդում առաջարկվում է օգտագործել աստիճանաձև դիմակ (ԱԴ), որն ապահովում է քվազիգծային ժամանակային հապաղում օպտիկական փնջի լայնական կտրվածքում: Այս դեպքում ոչ գծային բյուրեղի յուրաքանչյուր շերտ (լազերային փնջի տարածման ուղղությամբ) ճառագայթում է ՏՀց իմպուլսներ Չերենկովյան

անկյան տակ: Այսպիսով, ընտրելով աստիճանաձև դիմակի պարամետրերը, հնարավոր է ստանալ մի իրավիճակ, որտեղ ոչ գծային բյուրեղի յուրաքանչյուր շերտից ճառագայթված ՏՀց իմպուլսները հասնում են բյուրեղի ելքային մակերևույթին միաժամանակ:

Սույն ատենախոսության մեջ դիտարկված են գերկարճ օպտիկական իմպուլսների ուղղման միջոցով տարբեր տիպի օպտիկական դիմակների օգնությամբ հաճախալարքավորվող քվադրմոնոքրոմատիկ և լայնաշերտ ՏՀց ճառագայթում ստանալու նոր մեթոդներ:

ԱՏԵՆԱԽՈՍՈՒԹՅԱՆ ՆՊԱՏԱԿԸ

Ատենախոսության հիմնական նպատակը օպտիկական դիմակների միջոցով ձևավորված ոչ գծային կառուցվածքներում ստացվող նեղշերտ և լայնաշերտ ՏՀց ճառագայթման ուսումնասիրությունն է:

Այս նպատակին հասնելու համար առաջադրվել են հետևյալ խնդիրները.

1. Հետազոտել ՊԲԼՆ բյուրեղում ՏՀց ճառագայթման գեներացումը և նրա պարամետրերի (կենտրոնական հաճախություն, ճառագայթման ուղղություն) կախվածությունը գրգռող օպտիկական փնջի անկման անկյունից:
2. Կառուցել բինար փուլային դիմակի միջոցով ձևավորվող պարբերական ոչ գծային համակարգերում ՕՈԽ-ի տեսական մոդել:
3. Փորձնականորեն իրականացնել տարբեր բինար փուլային դիմակների դեպքում, Ti:Sapphire ֆեմտոսեկունդային լազերի միջոցով գրգռվող, հաճախության լարքավորմամբ ու սպեկտրալ լայնքի փոփոխմամբ ՏՀց ճառագայթման գեներացումը և հետազոտել գեներացված ՏՀց ճառագայթման հիմնական պարամետրերը՝ հզորությունը, սպեկտրալ լայնքի փոփոխման և հաճախության լարքավորման տիրույթները: Որոշել օպտիկականից դեպի ՏՀց էներգիայի արդյունավետ փոխակերպումն ապահովող օպտիմալ պայմանները:

4. Փորձնականորեն ստանալ քվազիմոնոքրոմատիկ, մեծ իմպուլսային հզորությամբ, լարքավորվող SՀց ճառագայթում՝ որպես մղման աղբյուր օգտագործելով մեծ ինտենսիվությամբ և մեծ լայնական կտրվածք ունեցող փնջերով ֆեմտովայրկյանային Ti:Sapphire լազեր՝ ուժեղարարով:
5. Կառուցել աստիճանաձև դիմակով համալրված ոչ գծային համակարգերում ՕՈԽ-ի միջոցով լայնաշերտ SՀց ճառագայթում ստանալ տեսական մոդել:
6. Հետազոտել լայնաշերտ, սպեկտրալ լայնքի ղեկավարմամբ իմպուլսային SՀց ճառագայթման պարամետրերը, որը գրգռվում է աստիճանաձև դիմակով համալրված միադոմեն լիթիումի նիոբատ ոչ գծային բյուրեղում՝ ֆեմտովայրկյանային լազերային իմպուլսների օպտիկական ուղղման միջոցով:

ԳԻՏԱԿԱՆ ՆՈՐՈՒՅԹԸ

Առաջին անգամ ուսումնասիրվել է ՕՈԽ-ի միջոցով SՀց ալիքների գեներացումը բինար փուլային և աստիճանաձև դիմակների միջոցով ձևավորվող վիրտուալ քվազիփուլահամաձայնեցված համակարգերում:

Ի տարբերություն ՊԲԼՆ բյուրեղում ՕՈԽ-ի ընդհանուր սխեմայի՝ բինար փուլային դիմակների կիրառման դեպքում վերանում են բյուրեղի նյութի, երկրաչափական չափսերի և փոփոխման չենթարկվող տարածական պարբերության հետ կապված սահմանափակումները: Դա թույլ կտա գեներացնել հաճախալարքավորվող քվազիմոնոքրոմատիկ SՀց ճառագայթում:

Աստիճանաձև դիմակների կիրառումը թույլ կտա գեներացնել ժամանակային տեսքի (սպեկտրի) ղեկավարմամբ SՀց իմպուլսային ճառագայթում, որն առանձնապես կարևոր է ժամանակային տիրույթի SՀց սպեկտրոմետրերում կիրառման համար:

ԳՈՐԾՆԱԿԱՆ ԱՐԺԵՔԸ

1. Բինար փուլային դիմակների կիրառումը հնարավորություն է ընձեռում ստանալ քվազիմոնոքրոմատիկ, հաճախալարքավորվող, հզոր SՀց ճառագայթում: Այսպիսի SՀց աղբյուրները կարող են օգտագործվել բազմաթիվ կիրառական ոլորտներում (հեռահաղորդակցություն, անվտանգության համակարգեր, նյութագիտություն և այլն):
2. Շնորհիվ հաճախային լայն տիրույթում սինքրոնիզմի ապահովման աստիճանաձև դիմակների կիրառման միջոցով հնարավոր է ստանալ լայնաշերտ, ժամանակային տեսքի (սպեկտրի) ղեկավարմամբ, հզոր SՀց ճառագայթում: Այդպիսի ճառագայթման աղբյուրները կարող են լայնորեն կիրառվել ժամանակային տիրույթի SՀց սպեկտրոսկոպիայի, կենսաբժշկության, նյութագիտության և այլ ոլորտներում:

ՊԱՇՏՊԱՆՈՒԹՅԱՆ ՆԵՐԿԱՅԱՑՎՈՂ ՀԻՄՆԱԿԱՆ ԴՐՈՒՅԹՆԵՐԸ

1. ՊԲԼՆ բյուրեղում տերահերցային ճառագայթման ուղղության և հաճախության կառավարում կարելի է իրականացնել ընկնող փնջի անկման անկյան փոփոխությամբ:
2. Բինար փուլային դիմակի կիրառմամբ ՕՈՒ եղանակով ոչ գծային բյուրեղներում իրականացվում է քվազիմոնոքրոմատիկ SՀց ճառագայթման գեներացում:
3. Քվազիմոնոքրոմատիկ SՀց ճառագայթման հաճախության լարքավորում հնարավոր է իրականացնել փուլային դիմակի պատկերի խոշորացման փոփոխմամբ:
4. Աստիճանաձև դիմակի միջոցով ոչ գծային բյուրեղներում ՕՈՒ եղանակով հնարավոր է գեներացնել լայնաշերտ SՀց իմպուլս և կառավարել նրա ժամանակային տեսքը:

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՆԵՐԿԱՅԱՑՈՒՄԸ

Ատենախոսության հիմնական արդյունքները զեկուցվել են International Conference on “Microwave and THz Technologies and Applications” (Ashtarak, Armenia, 2014), “40th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves” (Honk Kong-2015) միջազգային գիտաժողովներում, Երևանի պետական համալսարանի Գերբարձր հաճախությունների ռադիոֆիզիկայի և հեռահաղորդակցության ամբիոնի սեմինարներում, ինչպես նաև ԵՊՀ ուսանողական գիտական ընկերության գիտաժողովներում:

ՀՐԱՊԱՐԱԿՈՒՄՆԵՐԸ

Ատենախոսության հիմնական արդյունքները տպագրվել են 5 գիտական աշխատանքներում, որոնք ներառված են գրականության ցանկում ([25, 27, 113, 120, 123]):

ԱՏԵՆԱԽՈՍՈՒԹՅԱՆ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԸ

Ատենախոսությունը բաղկացած է ներածությունից, երեք գլխից, եզրակացությունից և 123 անուն պարունակող գրականության ցանկից: Աշխատանքում կան 33 նկար և 1 աղյուսակ: Աշխատանքի ընդհանուր ծավալը 109 էջ է:

ԳԼՈՒԽ 1

ՏԵՐԱՀԵՐՑԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԱՂԲՅՈՒՐՆԵՐԸ ԵՎ ԴԵՏԵԿՏՄԱՆ ԵՂԱՆԱԿՆԵՐԸ: ԺԱՄԱՆԱԿԱՅԻՆ ՏԻՐՈՒՅԹԻ ՏԵՐԱՀԵՐՑԱՅԻՆ ՍՊԵԿՏՐՈՄԵՏՐ

§1.1 ՏՀց ճառագայթման գեներացման հիմնական սկզբունքները

Տերահերցային ալիքները զբաղեցնում են էլեկտրամագնիսական ալիքների ԳԲՀ և օպտիկական տիրույթի միջանկյալ հատվածը: 1 ՏՀց ալիքի երկարությունը 300 մկմ է, տատանման պարբերությունը 1 պվ, իսկ ֆոտոնի էներգիան՝ 4.14 ՄԷվ:

Այս տիրույթի էլեկտրամագնիսական ալիքները լայն կիրառություն ունեն, քանի որ շատ նյութեր կլանման գծեր ունեն հենց այս տիրույթում: Այս հանգամանքը կարելի է օգտագործել ՏՀց ալիքների միջոցով թե՛ գազային, թե՛ հեղուկ և թե՛ պինդ նյութերի էլեկտրական հատկությունները, բաղադրությունը և կառուցվածքն ուսումնասիրելու համար [28-34], ինչպես նաև կենսաբանական հյուսվածքների, օրգանական և անօրգանական տարբեր կառուցվածքների ՏՀց պատկերներ ստանալու համար [35]: Ներկայումս ՏՀց ճառագայթումն արդեն կիրառվում է անվտանգության համակարգերում՝ փաթեթավորված ուղեբեռներում մաքսանենգ ապրանքների, զենք զինամթերքի, վտանգավոր նյութերի հայտանքերման և տարբերակման համար [36,37] և այլ նպատակներով: Ուստի, ՏՀց տեխնոլոգիաների, մասնավորապես մատչելի, արդյունավետ աղբյուրների ստեղծումը կնպաստի ՏՀց ճառագայթման առավել լայն կիրառմանը կենսաբժշկության, նյութաբանության, արդյունաբերության, անվտանգության բնագավառներում:

Կենսաբժշկության մեջ ՏՀց ճառագայթման օգտագործումը հիմնականում պայմանավորված է ՏՀց ֆոտոնի փոքր էներգիայով, որն անվնաս է կենսաբանական օբյեկտների համար: Շնորհիվ այն բանի, որ այս տիրույթում

հյուսվածքների ու ջրի բեկման ցուցիչները և կլանման գործակիցները էապես տարբերվում են միմյանցից, ստացվում են լավ արտահայտված պատկերներ: ՏՀց ճառագայթումը կարելի է կիրառել նաև քաղցկեղային գոյացությունների ախտորոշման համար: Ներկայումս պարզված է, որ քաղցկեղի բջիջները բնութագրվում են ջրի պարունակության ավելցուկով: Ուստի ՏՀց ճառագայթումը, որն ուժեղ կերպով կլանվում է ջրում, հնարավորություն է տալիս հեշտությամբ տարբերակել առողջ և քաղցկեղածին բջիջները: Ի տարբերություն ռենտգենյան ալիքների, տերահերցային ճառագայթումը վնասակար ազդեցություն չի թողնում օրգանական նյութերի և ԴՆԹ-ի վրա, քանի որ ֆոտոնի էներգիան բավարար չէ իոնացման համար:

ՏՀց ալիքները դեռևս լայն կիրառություն չեն գտել հեռահաղորդակցության համակարգերում [38,39], քանի որ մինչ այժմ չկան էժան, մատչելի, արդյունավետ և փոքրածավալ աղբյուրներ ու դետեկտորներ: Այս ոլորտում ՏՀց ալիքների կիրառումը հնարավորություն կտա բավական մեծացնել տվյալների հաղորդման արագությունը ներկայումս կիրառվող տեխնոլոգիաների համեմատ [40]:

Տերահերցային ալիքները ուժեղ կլանվում են օդում, ինչը հիմնականում պայմանավորված է օդում առկա խոնավությամբ: Այս հանգամանքի շնորհիվ այն կարող է կիրառվել գաղտնի հաղորդակցության տեխնոլոգիաներում:

Վերոնշվածից ելնելով կարելի է ասել, որ չնայած ՏՀց ալիքները կարող են օգտագործվել բազմաթիվ կիրառական խնդիրներ լուծելու համար, սակայն, այս տիրույթը դեռևս տեխնիկապես լավ զարգացած չէ: Այն տեխնոլոգիապես էականորեն զիջում է ԳԲՀ և օպտիկական տիրույթներին:

Տերահերցային ճառագայթում ստանալու համար ներկայումս կիրառվում են երեք հիմնական տիպի աղբյուրներ՝ գազային լազերներ, էլեկտրոնային փնջով դեկավարվող սարքեր, էլեկտրական կամ օպտիկական մղմամբ աշխատող պինդ մարմնային սարքեր:

Նշված տիպի աղբյուրներից յուրաքանչյուրն ունի իր առանձնահատկությունները՝ առավելությունները և թերությունները մյուս տիպերի նկատմամբ: Քննարկենք դրանք:

Օգտագործելով գազային լազերներ 40-1000 մկմ տիրույթում բազմաթիվ սպեկտրալ գծերի վրա կստացվի 10մկմ-ից մինչև 1վտ հզորությամբ SՀg ճառագայթում, իսկ իմպուլսային ռեժիմում մի քանի հարյուր կիլովատտից ավել հզորությամբ ճառագայթում : Այս համակարգերը ունեն մեծ չափսեր , ցածր կայունություն և հաճախալարքավորվող չեն: Այս թերությունները սահմանափակում են նրանց կիրառությունը լայն դասի խնդիրներ լուծելու համար: SՀg ճառագայթող գազային լազերները մանրամասն քննարկված են [41] աշխատանքում:

Էլեկտրոնային փնջով ղեկավարվող աղբյուրներ են ազատ-էլեկտրոնային լազերները(ԱԷԼ), սինքրոնատորները և հակադարձ ալիքի լամպերը (ՀԱԼ): ՀԱԼ-ի միջոցով ստացվել է մինչև 200 մկմ ալիքի երկարությամբ ճառագայթում: Ներկայիս արդյունավետ հակադարձ ալիքի լամպերը 0,1-1 SՀg տիրույթում ճառագայթում են անընդհատ ռեժիմում հարյուրավոր միկրովատտ հզորությամբ [6]: ՀԱԼ-երը հեշտ հաճախալարքավորվող են, բայց թերությունն այն է, որ տարբեր հաճախությունների վրա ելքային ճառագայթման հզորությունը փոխվում է կարգով, հնարավոր է նաև ավելի մեծ չափով: SՀg տիրույթի հակադարձ ալիքի լամպերի թերություններից մեկը նաև այն է, որ արդյունավետ աշխատանքի համար անհրաժեշտ է բավականին մեծ, համասեռ մագնիսկան դաշտ (~ 1 Տլ): ՀԱԼ-երի ղեկավարման համար անհրաժեշտ է մեխանիկական ղեկավարման ճշգրիտ համակարգ:

Գծային արագացուցիչների [42] և սինքրոնատորների[43] միջոցով հնարավոր է գեներացնել մի քանի վատտ հզորությամբ լայնաշերտ ճառագայթում 1 SՀg-ին մոտ տիրույթում: Ազատ-էլեկտրոնային լազերները գեներացնում են իմպուլսներ բավականին մեծ հզորությամբ ` SՀg տիրույթի ցանկացած հաճախությունների վրա[44]: Ռեյատիվիստիկան էլեկտրոնների ենթապիկովայրկայանյին փնջի միջոցով SՀg ալիքներ գեներացնելու մեթոդը քննարկված է [45] աշխատանքում:

Թվարկված մեթոդներով SՀg ճառագայթում գեներացնելու համար անհրաժեշտ է բազմաթիվ բարենպաստ պայմաններ, և այդ պատճառով, լայնորեն կիրառելի չեն:

ՏՀց պինդմարմնային աղբյուրներ են քվանտային-կասկադային լազերները (ՔԿԼ), կիսահաղորդիչների վրա հիմնված տերահերցային լազերները (p-տիպի գերմանիում և լեգիրացված սիլիցիում), նաև ֆեմտովայրկյանային լազերային իմպուլսներով կամ երկալիքային լազերային ճառագայթամաբ ոչ գծային նյութերի կամ կիսահաղորդիչների մակերևույթի գրգռման վրա հիմնված ՏՀց գեներատորները:

Քվանտային-կասկադային լազերները էլեկտրականապես ղեկավարվող ՏՀց աղբյուրներ են, որոնք կարող են անընդհատ ռեժիմում 50 Կ ջերմաստիճանում գեներացնել մի քանի միլիվատտ ՏՀց հզորություն, իսկ իմպուլսային ռեժիմում կարող են աշխատել համեմտաբար բարձր՝ մինչև 137 Կ ջերմաստիճաններում [46, 47]: ՔԿԼ ներկայումս համարվում են կոմակտ աղբյուրներ, սակայն ունեն լուրջ թերություններ, մասնավորապես՝ սառեցման անհրաժեշտությունը և կառուցվածքի բարդությունը (անհրաժեշտ է մինչև հազար ենթաշերտ): Այս գեներատորները նաև հաճախալարքավորվող չեն, ինչի պատճառով լայն կիրառում չեն գտել [48]:

Լազերային տեխնոլոգիաների զարգացումը թույլ է տալիս ստանալ գերկարճ՝ մինչև մի քանի ֆեմտովայրկյան տևողությամբ իմպուլսներ, որի սպեկտրալ լայնքը հասնում է մի քանի տերահերցի: Այսպիսի ՏՀց իմպուլսները գեներացվում են տարբեր եղանակներով, որոնցից են ֆոտոհաղորդիչ (ՖՀ) անտենաներով [49, 50], կիսահաղորդիչների մակերևույթից [51] և ոչ գծային միջավայրում [52] գերկարճ ֆեմտովայրկյանային լազերային իմպուլսի փոխակերպմամբ լայնաշերտ ՏՀց ճառագայթման գեներացման եղանակները: Առաջին դեպքում ֆոտոհաղորդիչ մակերևույթի վրա տեղադրված է անտենա ինչի թույլ է տալիս ստանալ ուղղորդված ՏՀց ճառագայթում, իսկ երկրորդում՝ որպես անտենա ծառայում է ֆոտոհաղորդչի օպտիկական փնջերով լուսավորված մակերեսը: Երրորդ մեթոդը հիմնված է ոչ գծային բյուրեղում ֆեմտովայրկյանային (Ֆվ) իմպուլսների օպտիկական ուղղման, կամ տարբերային հաճախության գեներացման վրա:

ՏՀց ճառագայթում կարելի է ստանալ նաև մղող փունջը և իր երկրորդ հարմոնիկը կենտրոնացնելով և խառնելով օդում: ՏՀց գեներացման այս մեթոդը

հիմնված է քառաֆոտոն փոխազդեցության [53, 54], կամ պլազմային հոսանքային ալիքի վրա [55]: Պլազման ունի մեծ ոչ գծայնություն: Տարբեր աշխատանքներում ցուցադրվել են պլազմայում տեղի ունեցող մի շարք ոչ գծային օպտիկական էֆեկտներ, որոնցից են ճառագայթման երկրորդ հարմոնիկի գեներացումը [56], երրորդ հարմոնիկի գեներացումը [57] և այլն: Օդում պլազմա կարող է ստեղծվել լազերային իմպուլսների միջոցով ֆոտոիոնացում առաջացնելով:

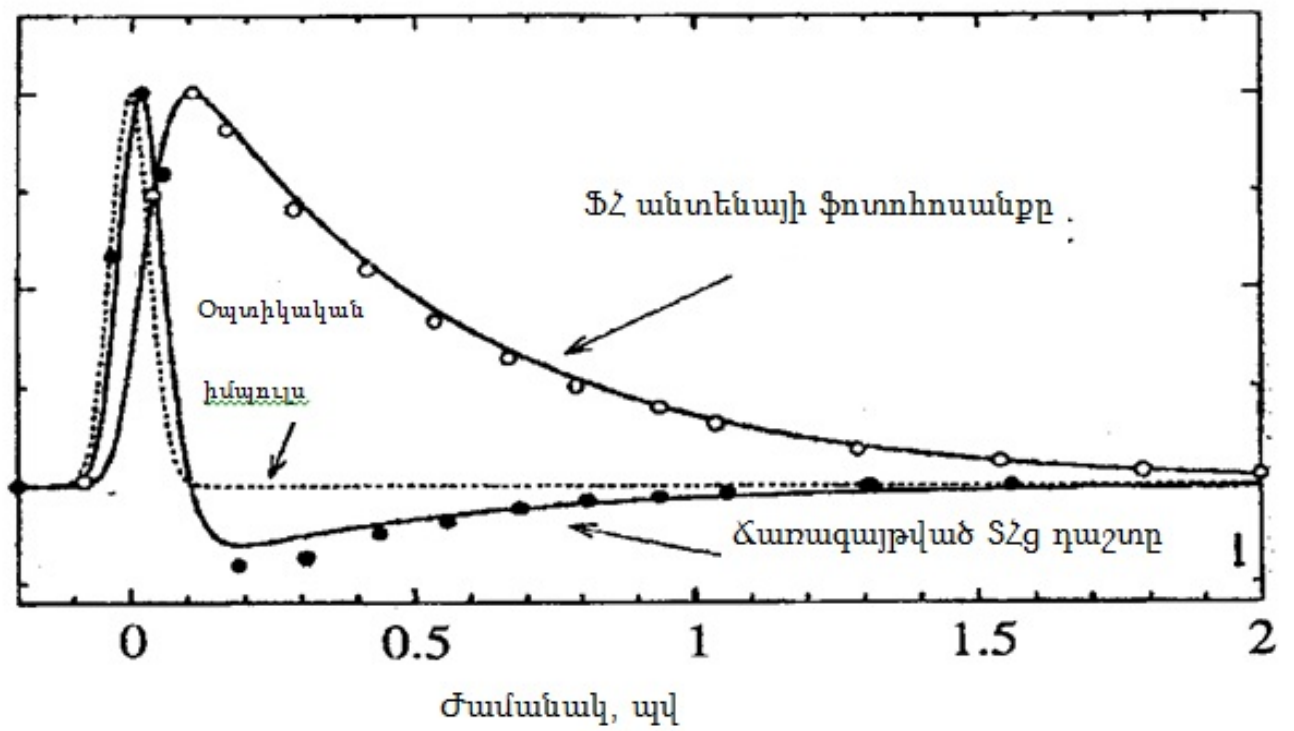
հաղորդականության գոտում առաջանում են ազատ էլեկտրոններ, իսկ վալենտականության գոտում՝ խոռոչներ: Հարկ է նշել, որ կիսահաղորդչի լիցքակիրները պետք է ունենան մեծ շարժունակություն և բարձր ծակման լարում: Շեղման լարման շնորհիվ ազատ լիցքակիրներն արագանում են և ռեկամբինացվում լիցքակիրների կյանքի տևողությանը հավասար ժամանակում: Կախված լիցքակիրների կյանքի տևողությունից կառաջանա իմպուլսային (փոքր կյանքի տևողությամբ լիցքակիրներով կիսահաղորդիչների դեպքում) կամ միավոր թոփչքի ֆունկցիայի տեսք ունեցող ֆոտոհոսանք (լիցքակիրների մեծ կյանքի տևողության դեպքում):

Նկ. 1.2.2 - ում բերված են ՖՀ անտենայի ֆոտոհոսանքի, օպտիկական իմպուլսի, ինչպես նաև ճառագայթված ՏՀց դաշտի ժամանակային կախվածությունները: Ֆոտոհոսանքը շատ արագ աճում է ֆոտոլիցքակիրների ինժեկցիայից հետո, այնուհետև դանդաղորեն նվազում, որի ժամանակի հաստատունը որոշվում է կիսահաղորդչի լիցքակիրների կյանքի տևողությամբ:

Արագ փոփոխվող հոսանքի շնորհիվ անտենան ճառագայթում է դաշտի $E(t) \sim dJ(t)/dt$ լարվածությամբ էլեկտրամագնիսական իմպուլս: Ժամանակային ածանցիալի շնորհիվ ճառագայթման մեջ մեծ դեր ունի ֆոտոհոսանքի աճման ճակատը՝ շնորհիվ իր կտրուկության: Այս մեթոդով գեներացված ՏՀց ճառագայթման մաքսիմալ հաճախությունը որոշվում է մղող ֆվ իմպուլսի տևողությամբ, ՖՀ նյութի հատկություններով և անտենային համակարգի հաճախային բնութագրերով:

Գրականությունից հայտնի է, որ դիէլեկտրիկ նյութերի վրա նստեցված դիպոլային անտենան ճառագայթում է մոտավորապես $0.5\varepsilon^{3/2}$ անգամ ավելի մեծ հզորություն դեպի դիէլեկտրիկ, քան դեպի օդ [60]:

Այս խնդիրը հաղթահարելու համար սովորաբար օգտագործում են կիսասֆերիկ Si ոսպնյակ (Նկ. 1.2.1 ա), որը ամրացնում են կիսահաղորդչի հետևի կողմում: Այս պարագայում անդրադարձումը փոքր է քանի որ գալիումի արսենի և սիլիցիումի դիէլեկտրիկական հաստատունները բավական մոտ են միմյանց:



Նկ. 1.2.2 Ժամանակից կախված ֆոտոհոսանքը և ճառագայթված դաշտը:
Օպտիկական իմպուլսի ժամանակային տեսքը պատկերված է կետագծով:

§1.3 SՀց իմպուլսների գեներացումը կիսահաղորդիչների մակերևույթից

Վերջին տասնամյակներում լայնորեն կիրառվում են SՀց ՖՀ ճառագայթիչները, որոնք աշխատում են առանց անտենայի:

Հետազոտությունների շնորհիվ [51], պարզվել է, որ մեծ մակերևույթներով կիսահաղորդիչը ֆվ իմպուլսով գրգռելիս գեներացնում է SՀց իմպուլսներ առանց արտաքին էլեկտրական դաշտի կիրառման: Ճառագայթման մակերեսը ավելի մեծ է քան SՀց ալիքի երկարությունը, ինչի շնորհիվ SՀց իմպուլսները տարածվում են մակերևույթից անդրադարձած փնջին կոլինեար: Այստեղ կիսահաղորդչի մակերևույթը կատարում է փուլավորված անտենայի դեր, իսկ էլեմենտար ճառագայթիչ է հանդիսանում լուսավորված կիսահաղորդչի հատվածը: Ճառագայթման ինտենսիվությունը այնքան էլ մեծ չէ: Որպես կիսահաղորդիչ հաճախ օգտագործվում է InAs-ը, որի էֆեկտիվությունը բարձրացնելու նպատակով կիրառվում է արտաքին մագնիսական դաշտ [61, 62]: Այս մեթոդը բավական պարզ մեթոդ է և կարող է լայնորեն կիրառվել SՀց ճառագայթում ստանալու համար:

Կիսահաղորդիչների մակերևույթից SՀց իմպուլսների գեներացումը ֆիզիկորեն բացատարվում է այսպես. կիսահաղորդչում տեղի ունենում ՕՈԻ շնորհիվ քառակուսային ոչ գծայնության, և բացի այդ գրգռված ազատ լիցքակիրների շնորհիվ տեղի ունենում գերարագ հոսանքի իմպուլսի ճառագայթում:

SՀց ճառագայթման ստացման համար հաճախ օգտագործվող կիսահաղորդիչների (n տիպի և p-տիպի InSb (100) կողմնորոշմամբ և լիցքակիրների $N \approx 10^{16}$ սմ⁻³ կոնցենտրացիայով, n-տիպի GaAs` (111) կողմնորոշմամբ և p-տիպի InAs` (100) կողմնորոշմամբ և լիցքակիրների $N \approx 10^{18}$ սմ⁻³ կոնցենտրացիայով) հիմնական հատկություններն ու պարամետրերը բերված են Աղյուսակ 1-ում [5]:

Խառնուրդային կիսահաղորդիչներում իմպուլսային հոսանքը մեծամասամբ պայմանավորված է մակերևույթի աղքատացված շերտում ստեղծած

դաշտով: Այս դաշտը ուղղված է մակերևույթին ուղղահայաց, այն կախված է Շոտկիի-արգելքի պոտենցիալից և լեգիրացման կոնցենտրացիայից:

Հայտնի է, որ էներգետիկ գոտին կիսահաղորդիչներում շեղված է դեպի ներքև p-տիպի և դեպի վերև n-տիպի կիսահաղորդիչներում: Այստեղից հասկանալի է p-տիպի կիսահաղորդիչներում ստեղծված մակերևույթային դաշտը ֆոտոգեներացված լիցքակիրներին շարժում է մի ուղղությամբ, որը հակառակ է n-տիպի կիսահաղորդիչներում լիցքակիրների շարժման ուղղությանը (Նկ. 1.3.1) [5]:

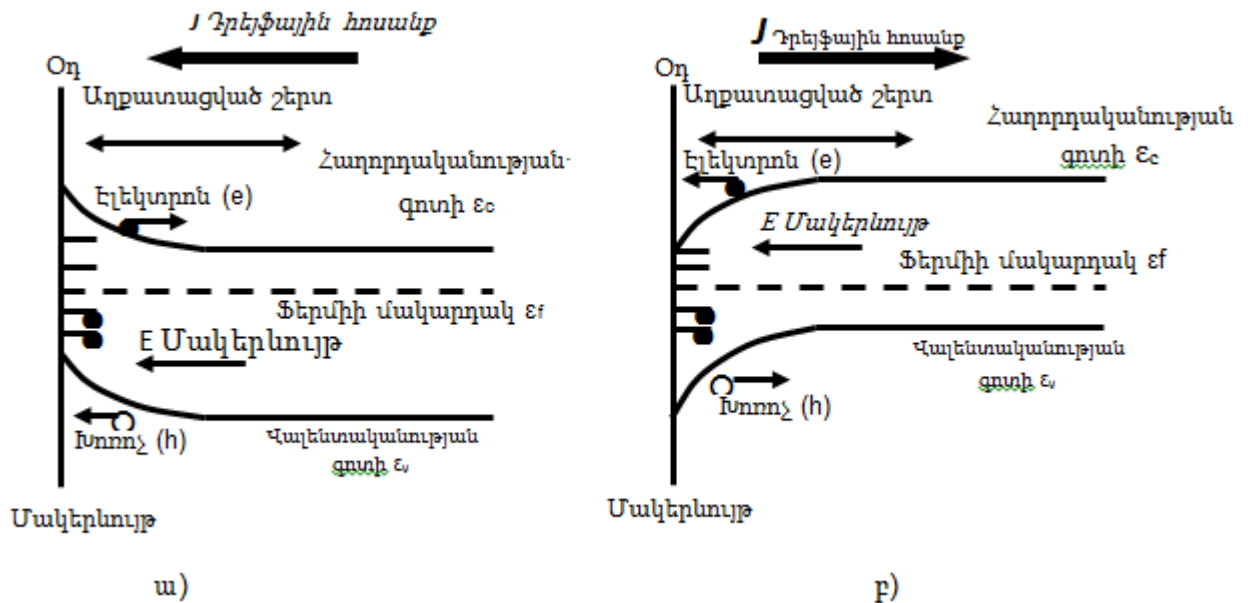
Աղյուսակ 1

Նմուշ	InSb	InAs	GaAs
Արգելված գոտի, էՎ	0.17	0.36	1.43
Էլեկտրոնի շարժունակություն, սմ ² /Վ.վ	76000	30000	8600
Խոռոչի շարժունակություն, սմ ² /Վ.վ	3000	240	400
Էլեկտրոնի էֆեկտիվ զանգված	$0.015m_e$	$0.027 m_e$	$0.067m_e$
Խոռոչի զանգված	$0.18m_e$	$0.33m_e$	$0.5m_e$
Բեկման ցուցիչ, $\lambda = 800$ նմ	4.47	3.73	3.68
Բեկման ցուցիչ, $\lambda = 300$ մկմ	1.93	3.78	3.61
Կլանման խորություն, $\lambda = 800$ նմ	94 նմ	142 նմ	749 նմ

Մակերևույթի աղքատացված շերտի դաշտը նեղ արգելված գոտիով կիսահաղորդիչներում ($E_g \leq 0.5$ էՎ) բավական փոքր է: Հայտնի է, որ փոքր արգելված գոտիով կիսահաղորդիչների գրգռման դեպքում կլանման խորությունը նույնպես բավական փոքր է, երբ ճառագայթումը մոտ ինֆրակարմիր տիրույթում է (ՄԻԿ), միևնույն ժամանակ ֆոտոլիցքակիրների հավելուրդային էներգիան շատ մեծ է:

Ընդանրացնելով, կարելի է ասել, որ փոքր արգելված գոտիով կիսահաղորդիչներում նպաստավոր պայմանների դեպքում կարող է առաջանալ

Ֆոտո-Դեմքեր էֆեկտ: Դա նշանակում է, որ առաջանում է դիֆուզիոն հոսանք, որը պայմանավորված է էլեկտրոնների և խոռոչների դիֆուզիոն հոսքերի արագությունների տարբերությամբ: Անկախ կիսահաղորդչի տեսակից և անկախ լեգիրացման տիպից (ո կամ p) դիֆուզիոն հոսանքի ուղղությունը միշտ նույնն է , քանի որ էլեկտրոնների շարժունակությունը էապես ավելի մեծ է, քան խոռոչներինը:



Նկ. 1.3.1 Դրեյֆային հոսանքի դիագրամը ա) n-տիպի և բ) p-տիպի կիսահաղորդիչներում:

Դիֆուզիոն հոսանքի իմպուլսով պայմանավորված $S\Delta g$ իմպուլսի ճառագայթումը փոխձաժկվում է կիսահաղորդչային նմուշի ոչ գծայնության շնորհիվ առաջացած $S\Delta g$ ճառագայթման հետ: Այսպիսով, նմուշի մակերևույթի նորմալի շուրջ պտտելու դեպքում ճառագայթված դաշտը կփոփոխվի ոչ գծայնությամբ պայմանավորված ՕՈԻ-ի արդյունավետության փոփոխման պատճառով:

InAs բյուրեղի համար այդ կախվածությունը ստացվել է [58] աշխատանքում: Աշխատանքում երևում է գեներացված $S\Delta g$ ճառագայթումների փոխձաժկումը, և այն մեխանիզմները որոնք իմպուլսային հոսանքի առաջացման համար գերակշռող են: $S\Delta g$ իմպուլսների գեներացման մեջ

կարևոր դեր ունեցող ֆոտոհոսանքի աճը երկու մեխանիզմների դեպքում էլ լազերային իմպուլսի տևողության կարգի է: Գեներացված SՀg փունջը զուգահեռ է տարածվում մղող անդրադարձած օպտիկական փնջին: Ընկնող օպտիկական փնջի անկման անկյունը հիմնականում ընտրվում է 45° -ին մոտ, քանի որ այս դեպքում ստացվում է առավելագույն էֆեկտիվություն, իսկ SՀg ճառագայթման տարածման ուղղությունը համընկնում է անդրադարձած օպտիկական ճառագայթման ուղղության հետ:

Կիսահաղորդչի մակերևույթի նորմալի ուղղությամբ SՀg ալիքների ճառագայթում չի կարող ստացվել, քանի որ ճառագայթող դիպոլներն ուղված են նորմալի ուղղությամբ: (111) կողմնորոշմամբ InAs-ի դեպքում 26° անկյան տակ և (100) կողմնորոշմամբ բոլոր խորանարդային բյուրեղների դեպքում 0° (կամ 90°) անկյան տակ բյուրեղի ոչ գծայնությամբ պայմանավորված SՀg ճառագայթումը զրոյանում է, այդ դեպքում կստացվի միայն իմպուլսային հոսանքով գեներացված SՀg ճառագայթում:

§1.4 Ոչ գծային բյուրեղներում SՀց ճառագայթման ստացումը տարբերային հաճախության գեներացման և օպտիկական ուղղման մեթոդներով

ՕՈԽ-ի միջոցով SՀց գեներացումը շատ հեռանկարային է, ինչը պայմանավորված է այն հանգամանքով, որ ՕՈԽ-ի պրոցեսը ըստ էության տարբերային հաճախային գեներացիա է գերկարճ լազերային իմպուլսի սպեկտրալ բաղադրիչների միջև: Այս եղանակը չափազանց արդյունավետ է հատկապես այն լազերային իմպուլսների դեպքում, որոնց սպեկտրալ բաղադրությունը պայմանավորված է միայն իմպուլսի պարուրիչի ժամանակային տեսքով:

SՀց իմպուլսների գեներացման տարբեր մեթոդներով լազերային ճառագայթման հաճախության փոխակերպման վրա հիմնված մեթոդները բավական էֆեկտիվ են, քանի որ հաճախ օգտագործվող լազերային ճառագայթման հաճախությունը դուրս է նյութի կլանման տիրույթից: Այդ հանգամանքի շնորհիվ ճառագայթված SՀց դաշտը, որը կախված օպտիկական իմպուլսի հզորությունից և բյուրեղի երկարությունից, աճում է գծային օրենքով, այն դեպքում երբ ՖՀ նյութերից ստացված SՀց ճառագայթումը սահմանափակվում է օպտիկական ճառագայթման կլանման խորությամբ և, բացի այդ, օպտիկական ճառագայթման մեծ ինտենսիվությունների դեպքում առկա է ՖՀ-ի փչացման վտանգ:

SՀց ալիքների գեներացման մեթոդը՝ հիմնված երկու լազերների ճառագայթման SՀԳ-ի վրա հայտնի են եղել դեռևս մինչև ոչ գծային օպտիկայի վերաբերյալ հրապարակումները [63, 64]: Լազերային հաճախությունների ՕՈԽ եղանակով ցածր հաճախային ալիքների գեներացումն իրականացվել է Բասի կողմից [65]: Բասից անկախ նման բան առաջարկվել է հայազգի գիտնական Ասկարյանը [66]: Այս երևույթը դիտարկվել է որպես Չերենկովյան ճառագայթում օպտիկական ֆոտոնների արագությամբ շարժվող ոչ գծային բևեռացման ալիքից:

Առաջին անգամ SՀց ճառագայթում SՀԳ-ի միջոցով ստացել են Բերմանը և Յերնիկեն [12]՝ նեոդիմային ապակու լազերի սպեկտրալ բաղադրիչները

խառնելով կվարցում: Այս եղանակով նրանք գեներացրել են 100-մկմ ալիքի երկարությամբ SՀg ճառագայթում: SՀԳ-ի միջոցով ստացված SՀg ալիքների ուղղորդվածության դիագրամն ունի առանձնահատուկ բնույթ, քանի որ ի տարբերություն երկրորդ հարմոնիկի գեներացման, ելքային SՀg ճառագայթումն ունի ավելի մեծ ալիքի երկարություն, քան ծնող օպտիկական ալիքները: SՀԳ-ն տեսականորեն քննարկվել է Շենի և Մորիսի կողմից [67]: Երկու ռուբինային լազերներով փուլահամաձայնեցված SՀԳ-ով SՀg ճառագայթման գեներացիան հրապարակվել է Ֆարսի կողմից [68], արստեղ լարքավորում իրականացվել է ջերմաստիճանի միջոցով: Գերեներացված ճառագայթման հզորությունը եղել է մոտավորապես 1 մՎտ: Օգտագործվել է լիթիումի նիոբատ և կվարցի ոչ գծային բյուրեղները:

Ոչ գծային բյուրեղների և լազերների զարգացման շնորհիվ սկսեցին մեծ ինտենսիվությամբ ուսումնասիրվել CO_2 [69-71], ներկանյութերով [72, 73], մոդերի սինքրոնացմամբ աշխատող Nd-ապակու լազերների [74-77] SՀԳ-ի միջոցով SՀg ալիքների գեներացումը: CO_2 լազերների միջոցով SՀg ճառագայթման գեներացման առավելությունն այն է, որ այն կարելի է լարքավորել հաճախությունների լայն տիրույթում, սակայն, լարքավորումը կատարվում է ընդհատ կերպով: Հարկ է նշել, որ այս լազերների ալիքի երկարությունը (~ 10 մկմ) բավական մոտ է գեներացվող ալիքի երկարությանը, ինչի պատճառով, ըստ Մենլի-Ռոուի առնչության, ստացվում է հաճախության փոխակերպման պրոցեսի բարձր արդյունավետություն: Հաշվի առնելով այն հանգամանքը, որ 10 մկմ ալիքի երկարության տիրույթում թափանցիկ բյուրեղների մեծ մասը միառանցք չէ Լաբսը փուլային համաձայնեցված SՀԳ ստանալու համար առաջարկել է ոչ կոլինեար տարածվող օպտիկական փնջերի նոր սխեմա [78]: Այս սխեման հնարավորություն է տվել կրիոգենային ջերմաստիճաններում սառեցված GaAs բյուրեղում (SՀg ալիքների կլանումը փոքրացնելու համար) գեներացնել անընդհատ ռեժիմում 0.1 մկՎտ, իսկ իմպուլսային ռեժիմում 1 Վտ հզորությամբ SՀg ճառագայթում: Երկհաճախային CO_2 լազերային ճառագայթում կիրառելու շնորհիվ հաղթահարվել է ժամանակային սինքրոնիզացման հետ կապված դժվարությունները [79]: Սա

հիմնված է CO_2 լազերում կիսաթափանցիկ հայելիների՝ դիֆրակցիոն ցանցի և գերմանիումային ստանդարտ հայելու միաժամանակյա կիրառման վրա: Գեներացվել են երկու լազերային փնջեր, որոնցից մեկը լարքավորվում է դիֆրակցիոն ցանցի պտտման միջոցով:

Օգտագործելով երկհաճախային CO_2 լազեր՝ ստացվել է $\text{S}\angle\text{g}$ ալիքների $\text{S}\angle\text{G}$ -ն [80], սակայն արդյունավետությունն ստացվել է փոքր:

Սինքրոն մոդերով Nd-ապակու լազերների շերտի լայնքը (~ 200 նմ) հնարավորություն է տալիս լազերային իմպուլսների սպեկտրալ բաղադրիչների միջև $\text{S}\angle\text{G}$ -ի միջոցով իրականացնել $\text{S}\angle\text{g}$ ալիքների գեներացիա: Օգտագործելով տարբեր տարածական կողմնորոշում ունեցող LiNbO_3 բյուրեղ փուլահամաձայնեցված $\text{S}\angle\text{G}$ -ի միջոցով գեներացվել է քվազիմոնոքրոմատիկ $\text{S}\angle\text{g}$ ճառագայթում: Ստացվել են սուր սպեկտրներ՝ կենտրոնացված 13.5 սմ^{-1} , 15.5 սմ^{-1} , և 19.2 սմ^{-1} տիրույթներում [74, 75]: Փուլահամաձայնեցման բացակայության դեպքում գեներացվել է ~ 200 Վտ հզորությամբ պիկովայրկյանային էլեկտրամագնիսական ալիք (լայնաշերտ $\text{S}\angle\text{g}$ ճառագայթում)՝ այստեղ օգտագործելով լիթիում նիոբաթի բյուրեղի ամենամեծ ոչ գծային d_{33} գործակիցը [74]: LiNbO_3 բյուրեղով ամբողջությամբ լցված մետաղական ալիքատարում Nd-ապակու լազերի երկայնական մոդերի միջև տարբերային հաճախության գեներացման հատկությունները ուսումնասիրվել են նաև հայ հետազոտողների կողմից [76,77]: Ալիքատարի լայնական կտրվածքի չափսերի ընտրությամբ ապահովել է փուլահամաձայնեցում [77,81]: Ուսումնասիրվել է փուլահամաձայնեցում ստանալու ավելի հեշտ ճանապարհ ոչ գծային բյուրեղով մասամբ լցված ալիքատարում (հատկապես LiNbO_3 -ի բյուրեղով) [5,82]: 2.4×1.2 մմ և 1.8×0.9 մմ չափսերով ալիքատարների համար կատարվել է փորձնական հետազոտում, երբ ալիքատարների լայնական կտրվածքի կենտրոնական մասը լցված է եղել LiNbO_3 -ի սալիկով, որի հաստությունը եղել է 0.2 մմ: Փուլահամաձայնեցված $\text{S}\angle\text{G}$ ստանալու համար կարելի է օգտագործել շափյուղայից պատրաստված երկու սալիկների միջև տեղադրված չափազանց բարակ (0.1 մմ) LiNbO_3 -ի սալիկ [83]:

Ոչ գծային բյուրեղում փուլահամաձայնեցման նկարագրված եղանակները հիմնված են հետևյալ դատողությունների վրա. բյուրեղում ոչ գծային բևեռացման „ալիքը,, (SՀց ճառագայթման աղբյուրը) շարժվում է օպտիկական ճառագայթման u խմբային արագությամբ, իսկ գեներացված SՀց ալիքի v արագությունն ավելի փոքր է (քանի որ SՀց տիրույթում բեկման ցուցիչը էապես մեծ է օպտիկական բեկման ցուցչից), քան u օպտիկական ալիքի արագությունը: Հետևաբար, կարող է բավարարվել Չերենկովյան ճառագայթման հայտնի պայմանը ($\cos\theta_{Ch} = v/u$):

Ասկարյանի կողմից կանխատեսվել էր տարածվող ոչ գծային բևեռացումից Չերենկովյան տեսակի SՀԳ-ի հնարավորությունը [66] և ավելի ուշ այն մանրամասն տեսականորեն քննարկվել է [84] աշխատանքում:

Չերենկովյան տիպի ճառագայթում տարածվող ոչ գծային բևեռացման միջոցով փորձնականորեն իրականացվել է Պոդոսյանի ղեկավարությամբ 1983թ.-ին [85]: Չերենկովյան ճառագայթումը գեներացվել է GaAs բյուրեղում միլիմետրական ալիքների տիրույթում երկհաճախային CO₂ լազերի հաճախությունների խառնման միջոցով: Կատարված հետազոտությունները ցույց են տվել, որ Չերենկովյան իմպուլսային ճառագայթման էներգիան համեմատական է հաճախության խորանարդին և գեներացված էլեկտրամագնիսական իմպուլսի պիկային հզորությանը, հակադարձ համեմատական է օպտիկական իմպուլսի տևողության հինգերորդ աստիճանին [86]: Այստեղից կարող ենք ենթադրել, որ բյուրեղում լույսի արագությամբ տարածվող, գերկարճ լազերային իմպուլսների շնորհիվ առաջացած ոչ գծային բևեռացման կողմից մեծ հզորությամբ SՀց տիրույթի Չերենկովյան տիպի ճառագայթում ստանալը չափազանց հեռանկարային է:

LiTaO₃-ի բյուրեղներում Օսթոնը իրականացրել են ֆեմտովայրկյանային լազերային իմպուլսների ՕՈԽ-ի միջոցով գերկարճ SՀց իմպուլսի էֆեկտիվ գեներացում [87]: Այս նույն մեթոդով SՀց ճառագայթման գեներացիա իրականացվել է LiNbO₃, ZnTe, DAST բյուրեղներում [88-90]: Կիրառվել են նաև ոչ գծային պոլիմերներ SՀց իմպուլսի (լայնաշերտ SՀց ճառագայթում) գեներացման համար [91, 92]: SՀց ճառագայթման գեներացման

ամենատարածված մեթոդը ֆեմտովայրկյանային լազերային իմպուլսների ՕՌԻ-ն, հատկապես լայնաշերտ SՀց ճառագայթում ստանալու համար է լայն կիրառվում: SՀց իմպուլսների գեներացման ֆվ իմպուլսների ՕՌԻ-ի միջոցով ամենամեծ քվանտային արդյունավետությունը ստացվել է Հեբլինգի կողմից [32]: Արդյունավետությունը կազմել է 3.4% մինչև հեղուկ ազոտի ջերմաստիճանը սառեցված LiNbO_3 բյուրեղում՝ 2.3 մկՋ էներգիայով, թեք ամպլիտուդային ճակատով ֆեմտովայրկյանային լազերային ՄԻԿ իմպուլսների տարածման ժամանակ [5]: Ֆվ լազերային իմպուլսների ամպլիտուդային ճակատի թեքումը թույլ է տալիս օգտագործել մեծ բացվածքով լազերային փնջեր, որն իր հերթին թույլ է տալիս փուլահամաձայնեցման պայմանի ապահովման դեպքում մեծացնել ճառագայթող ծավալը՝ կիրառել շատ հզոր լազերային փնջեր՝ առանց բյուրեղի փչացման: Օգտագործվել է Mg-ի խառնուրդով հարստացված LiNbO_3 բյուրեղ, որի ոչ գծայնության d_{33} գործակիցը ավելի մեծ է ($\sim 30\%$), քան սովորական (մաքուր) LiNbO_3 բյուրեղինը: LiNbO_3 -ի մինչև հեղուկ ազոտի ջերմաստիճանը սառեցումը թույլ է տալիս էականորեն նվազեցնել SՀց հաճախությունների տիրույթում նրա կլանումը:

SՀԳ-ի միջոցով GaP ու GaSe, DAST, թեք դոմենային պատերով ՊԲԼՆ, երկչափ ՊԲԼՆ բյուրեղներում SՀց ճառագայթում գեներացնելու համար օգտագործվել են այնպիսի օպտիկական աղբյուրներ, ինչպիսիք են երկազդանշանային օպտիկական պարամետրական գեներատորները (ՕՊԳ) [93], երկալիքային Ti:Sapphire լազերը [11], հզոր իմպուլսային և լարքավորվող, անընդհատ դիոդային լազերները [94]: Չնայած այն հանգամանքին, որ SՀԳ-ով տարբեր տեսակի մեթոդներով SՀց ճառագայթման գեներացմանը, չկա այնպիսի եղանակ, որ թույլ կտա լուծել մի շարք կիրառական խնդիրներ:

Քննարկենք տարբեր մեթոդների առավելություններն ու թերությունները: DAST բյուրեղն ունի բավականին մեծ ոչ գծային գործակից ($d_{11} = 230$ պմ/Վ), բայց մեխանիկական հատկությունները բավարար չեն, բացի այդ չենք կարող ապահովել քվադրսինքրոնիզմ (ՔՍ): DAST-ում փուլահամաձայնեցված SՀԳ-ը ստանալու համար կատարվում է լազերային հաճախությունների համապատասխան ընտրություն, այդ իսկ պատճառով դժվարություն են

առաջանում փորձարարական սարքի պատրաստման, ինչպես նաև հաճախալարքավորում իրականացնելու հարցերում: Հաշվի առնելով վերոնշյալը օրգանական DAST բյուրեղները հիմնականում օգտագործում են միայն S<g ճառագայթման բարձր հաճախային տիրույթում [95], որտեղ անօրգանական բյուրեղներն (CdTe, LiNbO₃, ZnGeP₂,) ունեն մեծ կլանում:

GaSe բյուրեղի դեպքում կլանումը փոքր է S<g տիրույթում, իսկ ոչ գծային գործակիցը՝ մեծ (53 պմ/Վ), սակայն հնարավոր չէ բյուրեղը կտրել ուղիղ փուլային համաձայնեցման անկյան տակ և չկա ՔՍ-ի հնարավորություն: (001) հարթությամբ բյուրեղային առանձնահատուկ կառուցվածքի պատճառով այն կոտրվում է [5]:

GaAs-ի բյուրեղն ունի փոքր կլանում (3 S<g-ից փոքր հաճախությունների դեպքում կլանման գործակիցը փոքր է 5 սմ⁻¹) և մեծ ոչ գծային գործակից: Սակայն դժվար է իրականացնել փուլահամաձայնեցում՝ պայմանավորված պարբերական ոչ գծայնությամբ բյուրեղների պատրաստման տեխնոլոգիաների բարդությամբ (թե աճեցման և թե դիֆուզման միջոցով կպցնելու եղանակով): Երկֆոտոնային կլանման սահմանը մոտավորապես 1.75 մկմ է, ինչի պատճառով անհրաժեշտ է, որ ծնող օպտիկական փունջը ունենա ավելի մեծ ալիքի երակարություն [5]:

Արդյունավետ S<g ճառագայթում գեներացնելու համար կարող ենք օգտագործվել նաև պոլիմերները [91, 95]՝ սակայն դեռևս պատրաստված նմուշներն ունեն փոքր չափեր, և բացի այդ, նրանց պարամետրերը ժամանակի ընթացքում կայուն չեն մնում և կարող են արագ վատանալ: [96] աշխատանքում ներկայացված է S<g ալիքների S<Գ-ի համար կիրառվող ոչ գծային նյութերի մանրամասն նկարագրությունը:

Բազմաթիվ հետազոտություններ ցույց են տվել, որ բազմաթիվ ոչ գծային բյուրեղներից լիթիում նիոբաթը ամենահարմարն է այս կիրառություններ համար: Այս բյուրեղը ունի մեծ ոչ գծայնություն, մեծ թափանցիկություն սպեկտրի տեսանելի տիրույթում, երկար բյուրեղների աճեցման հնարավորություն, լավ մեխանիկական հատկություններ և բևեռացման շրջման լավ զարգացված տեխնոլոգիաներ [5]: Լիթիում նիոբաթի բյուրեղի ամենամեծ թերությունն այն

է, որ SՀց տիրույթում կլանումը մեծ է: Սակայն, այս թերությամբ հանդերձ, այն դեռևս ամենատարածվածն է SՀԳ-ի միջոցով SՀց ալիքների ստացման համար: Այստեղ կլանումները նվազեցնելու համար օգտագործվում է մակերևույթային էմիսիայի երկրաչափությունը պարբերական բևեռացված լիթիումի նիոբաթ բյուրեղում:

Առաջին անգամ պարբերական կառուցվածքով ոչ գծային բյուրեղների օգտագործման հնարավորության մասին առաջին անգամ խոսվել է 1962թ.-ին [63], սակայն պարբերական բևեռացված լիթիումի նիոբաթ բյուրեղներ ստացվել են միայն 1980-ականների վերջին:

Սա կապված է այն հանգամանքով, որ լիթիումի նիոբաթ բյուրեղում ինքանկամ բևեռացումը շրջելու համար անհրաժեշտ են մեծ էլեկտրական դաշտեր ~ 21 կՎ/մմ լարվածությամբ: Ներկայիս տեխնոլոգիաների շնորհիվ ստացվում են 0.5 մմ հաստությամբ, 5-250 մկմ տիրույթում պարբերություն ունեցող, 6-8 սմ երկարությամբ և Z-կտրվածքով ՊԲԼՆ բյուրեղներ [5]:

Մակերևույթից էմիսված SՀԳ-ի համար ՊԲԼՆ բյուրեղի օգտագործումը առաջին անգամ առաջարկվել է Ավետիսյանի և Քոչարյանի կողմից 1999թ.-ին [22], մնարամասները քննարկված են [23] աշխատանքում: Այս մեթոդի փորձնական հետազոտումը բավական դժվար է քանի որ օպտիկական փնջի չափը ունի սահմանափակում: Այդ սահմանափակումը պայմանավորված է այն հանգամանքով, որ փնջի չափը պետք է փոքր լինի քան գեներացված SՀց ալիքի երկարության կեսը, որպեսզի հարևան շերտերից գեներացված SՀց ալիքները չկոմպենսացնեն տվյալ շերտից ճառագայթվածին: LiNbO_3 -ի բյուրեղի բեկման ցուցիչը տերահերցային տիրույթում մոտավորապես 5,2 է: Դա նշանակում է, որ օրինակ 1 SՀց հաճախությամբ արդյունավետ ճառագայթում գեներացնելու համար անհրաժեշտ է, որ փնջի չափը փոքր լինի 29 մկմ-ից: Այս դեպքում կարող ենք լազերային փունջը կենտրոնացնել կարճաֆոկուս ուսանյակի միջոցով, որը կիրառվել է մակերևույթային ճառագայթման երկրաչափությամբ ֆվ իմպուլսների ՕՈԽ-ի համար [24]: Սակայն երկու լազերների SՀԳ-ի դեպքում փնջի ֆոկուսացման դեպքում սահմանափակվում է

լազերների թույլատրելի հզորությունը , քանի որ բյուրեղը կարող է օպտիկապես քանդվել:

Վերոնշյալ խոչընդոտը հաղթահարելու համար կիրառվում են երկու տարբերակ [5]: Առաջին դեպքում օգտագործում է հարթ օպտիկական ալիքատար, քանի որ այստեղ փունջը կարող է տարածվել առանց տարամիտման մեծ երկարության վրա և միաժամանակ պահպանել հզորության մեծ խտություն:

Այս մեթոդով ՏՀԳ-ի միջոցով գեներացվել է ՏՀց ալիքների 20 մկմ հաստությամբ ՊԲԼՆ սալիկում [97]:

Մյուս մեթոդն ավելի բարդ է և հիմնված է երկու չափանի (2D) ՊԲԼՆ կառուցվածքի (շախմատածև ՊԲԼՆ [24]) և թեք դոմենային պատերով ՊԲԼՆ կառուցվածքի (թեքված ՊԲԼՆ [98]) օգտագործման վրա: 2D ՊԲԼՆ-ում առկա է ոչ գծային բևեռացման նշանի պարբերական մոդուլում օպտիկական և ՏՀց ալիքների տարածման երկու ուղղություններով, որոնք փոխադարձաբար ուղղահայաց են միմյանց: Տարածական պարբերությունների ճիշտ ընտրության դեպքում՝ հնարավոր է բավարարել փուլահամաձայնեցման պայմանները, որը թույլ է տալիս բյուրեղում ապահովել լազերային ճառագայթման փոխազդեցության ողջ ծավալից գեներացված ՏՀց ալիքների կառուցողական ինտերֆերենցիան:

Փորձնականորեն գեներացված ՏՀց ալիքների հզորությունը կազմել է ~ 0.3 մՎտ, այն դեպքում երբ որպես մղման աղբյուրներ օգտագործվել են ~ 5 կՎտ հզորությամբ լազերներ: Օպտիկա-ՏՀց փոխակերպման էֆեկտիվությունը փոքր է ($< 10^{-7}$), ինչը հիմնականում պայմանավորված է օգտագործվող լազերների ոչ մեծ հզորությամբ:

ՏՀԳ-ի հզորությունը ուղիղ համեմատական է լազերների հզորությունների արտադրյալին, ուստի կիրառելով մի քանի հարյուր կՎտ հզորությամբ լազերներ ստացված ՏՀց ճառագայթման հզորությունը հնարավոր է հասնի մինչև Վտ-երի: ՊԲԼՆ բյուրեղի քանդման վտանգը հաշվի առնելով՝ հաճախ օգտագործում են ավելի ցածր հաճախության լազերներ [5]: Այսպիսի լազերների օգտագործումը հարմար է նաև նրանց կոմպակտության, օգտագործման հարմարության և հեշտ

հաճախալարքավորման շնորհիվ: LiNbO_3 բյուրեղի Mg-ով կամ Zn-ով լեգիրացման միջոցով ստացվել են 1 մմ, 3 մմ և նույնիսկ 5 մմ հաստությամբ պարբերական բևեռացմամբ բյուրեղներ [99]: Այսպիսի կառուցվածքների օգտագործման միջոցով ենթադրվում է հասնել SՀց ճառագայթման հզորության էական աճի: Հարկ է նշել, որ բյուրեղի ճառագայթող կողային մակերևույթի մեծացման շնորհիվ հնարավոր է էապես փոքրացնել գեներացված SՀց ալիքների փնջի տարամիտումը:

SՀց ալիքներ հնարավոր է գեներացնել նաև օպտիկական պարամետրական գրգռման (ՕՊԳ) միջոցով LiNbO_3 բյուրեղում: Այս դեպքում անհրաժեշտ է ունենալ միայն մեկ մղող լազեր: [100] աշխատանքում 70-ական թվականներին իրականացվել է պարզ մեթոդով SՀց ալիքների գեներացիա: Այստեղ մուտքային ֆոտոնը գրգռում է մուտքային ֆոտոնի և տատանողական մոդի տարբերային հաճախությամբ Ստոքսի ֆոտոն: Իոնային (տատանողական) և էլեկտրոնային ներդրումներից առաջացող ոչ գծայնության շնորհիվ պարամետրական պրոցեսի միջոցով գեներացվում է SՀց ալիքային ֆոտոն: Գեներացված SՀց ալիքները տարածվում են բյուրեղի լրիվ ներքին անդրադարձման անկյունից մեծ անկյունով: Գեներացման այս մեթոդը երկար ժամանակ չէր օգտագործվում LiNbO_3 -ում SՀց ալիքների մեծ կլանման պատճառով: Այս մեթոդը զարգացվել է Իտոյի կողմից: Նա կիրառել է դիֆրակցիոն ցանցեր և Si-պրիզմաների մատրից [100]՝ բյուրեղից SՀց ճառագայթումը ազատ տարածություն դուրս բերելու համար: Կրիոգեն սառեցման միջոցով և արտաքին լազերով սինքրոնացման սխեմաներ կիրառելով նվազեցվել է կլանումը բյուրեղում:

Փորձերի արդյունքում ստացվել է 0.2 ԳՀց սպեկտրի շերտի լայնությամբ և իմպուլսային ~ 0.1 Վտ հզորությամբ, 1-2.7 SՀց տիրույթում հաճախալարքավորվող SՀց ալիքների գեներացում:

Այս գեներատորները կիրառվում են կիսահաղորդիչային կառուցվածքների ուսումնասիրման մեջ [102], սպեկտրոսկոպիայում և այլուր:

ՕՊԳ-ի հիմնական թերությունն այն է, որ մղող լազերային ճառագայթումն ունի սահմանափակում և աշխատում է բավական նեղ տիրույթում, այդ պատճառով չի կիրառվում լայն դասի խնդիրներ լուծելու համար:

ՕՊԳ-ի գեներացման շեմը կարող է նվազել և [103] աշխատանքում այն հասել է մինչև 70 ՄՎտ/սմ²: Սա իրականացվում է , երբ օգտագործվում է LiNbO_3 բազմամոդ ալիքատարը:

Մղման գերցածր շեմային ինտենսիվության ($J_{th} \approx 12$ ՄՎտ/սմ²) ստանալու համար առաջարկվել է օգտագործել ՕՊԳ միջոցով ստացված ալիքների համար նախատեսված ռեզոնատորներ [104]: Այսպիսի SՀg ճառագայթման աղբյուրները բավական հեռանկարային են դառնում սպեկտրոսկոպիայի և հարակից բնագավառներում կիրառությունների համար, քանի որ ունեն SՀg ճառագայթման գեներացման գերցածր շեմ , հաճախությունների լայն տիրույթում հնարավոր է անընդհատ լարքավորում իրականացնել և ամբողջ սարքը բավականին կոմպակտ է:

§1.5 ՏՀց ճառագայթման դետեկտման եղանակներ

ՏՀց ալիքների լայնորեն կիրառման համար անհրաժեշտ է ունենալ բարձրորակ և մատչելի ՏՀց դետեկտորներ: Հարևան հաճախությունների տիրույթի դետեկտորները չենք կարող օգտագործել այս տիրույթում դետեկտում իրականացնելու համար:

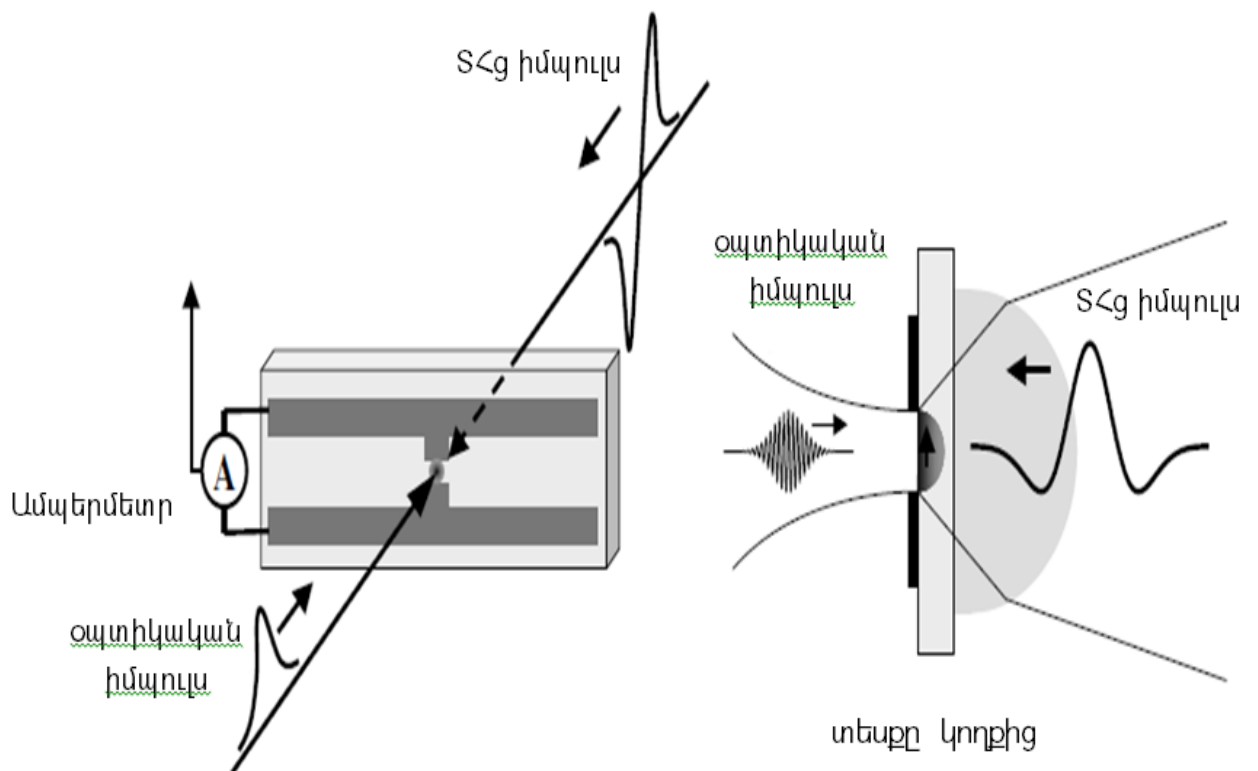
Օրինակ ԳԲՀ տիրույթում լայն կիրառում գտած Շոտկիի դիոդների զգայնությունը բավական նվազում է ՏՀց տիրույթում [5]: Սա բացատրվում է նրանով, որ լիցքակիրները ունեն համեմատաբար մեծ կյանքի տևողություն, իսկ կոնտակտների պարիզատային ունակությունը էապես մեծանում է: Ինչ վերաբերում է օպտիկական տիրույթի դետեկտորներին, ապա սրանք աշխատում են ներքին կամ արտաքին ֆոտոէֆեկտի միջոցով, ուստի չենք կարող կիրառել ՏՀց տիրույթում, քանի որ ֆոտոնի էներգիան չի բավարարում ֆոտոէֆեկտի համար:

Այս տիրույթում, որպես դետեկտոր օգտագործում են ջերմային սարքերը (բոլոմետրեր, օպտիկա մեխանիկական և պիրոէլեկտրական փոխակերպիչներ և այլն) [5]: Օպտիկա-մեխանիկական և պիրոէլեկտրական փոխակերպիչներ կարող են աշխատել սենյակային ջերմաստիճանում սակայն զգայնությամբ կարգերով զիջում են բոլոմետրական ընդունիչներին, իսկ վերջիններիս աշխատանքի համար պահանջվում է սառեցում մինչև հեղուկ հելիումի ջերմաստիճանը: Այս ընդունիչները չեն օգտագործվում կարճ տևողությամբ ՏՀց ալիքներ դետեկտելու համար, որովհետև իներցիոն են: Վերոնշյալ դժվարությունը հաղթահարելու համար օգտագործվում են գերփոքր չափերի և արագագործ մետաղ դիէլեկտրիկ մետաղ դիոդներ, որոնք կարող են աշխատել ՏՀց տիրույթում [105]:

Լազերային տեխնոլոգիաների զարգացումից հետո ստեղծվել է ՏՀց իմպուլսների բազմաթիվ դետեկտորներ: Այս դետեկտորների առավելություններից մեկն այն է, որ ունեն մեծ զգայնություն, սակայն թերությունն այն է, որ աշխատում են միայն ՏՀց ճառագայթում գեներացնող իմպուլսների սինքրոնացման պայմաններում [106]:

Լայնաշերտ SՀց իմպուլսների դետեկտման համար լայնորեն կիրառվում են ֆոտոհաղորդիչ անտենաներով դետեկտորները [26, 107]: Այս դետեկտորները բավական նման են ֆոտոհաղորդիչ անտենաներով SՀց ճառագայթիչներին:

SՀց ճառագայթումը դետեկտելու ժամանակ անտենայի ճեղքը լուսավորվում է օպտիկական փնջով, ինչի շնորհիվ ստեղծվում են ազատ լիցքակիրներ: Ազատ լիցքակիրների առկայության դեպքում անտենան SՀց ալիքներով ճառագայթելիս անտենայում անցնում է SՀց դաշտին համեմատական հոսանք: Սա նշանակում է, որ օպտիկական հապաղման գծի կիրառմամբ կարող ենք փոխել հապաղումը և այդ ճանապարհով չափել SՀց դաշտի ժամանակային տեսքը:



Նկ. 1.5.1 SՀց ալիքների ֆոտոհաղորդիչ անտենայով դետեկտորի տեսքը:

Գեներացվող ֆվ լազերի իմպուլսների կրկնման պարբերությունը կազմում է 10 նվ: Սա նշանակում է , որ 1 մկվ ժամանակի հաստատուն ունեցող սինքրոն դետեկտորի գրացած հոսանքը կլինի իմպուլսների միջինը: Միջինացումը թույլ է տալիս նվազեցնել դետեկտորի աղմուկները:

ZnTe էլեկտրաօպտիկական բյուրեղների միջոցով ստացվել է SՀg իմպուլսների կոհերենտ դետեկտում՝ գծային էլեկտրաօպտիկական էֆեկտի միջոցով՝ կիրառելով կողմնակի բևեռացված լազերային փնջեր [23]:

Երկու SՀg ալիքների ինտերֆերոմետրական դետեկտորի միջոցով իրականացվել է SՀg ալիքների դետեկտում: Այդ սարքը իրենից ներկայացնում է երկու աղբյուրների կամ ինքնակորելյացիոն տիպի ինտերֆերոմետր, որը ունի մինչև հեղուկ հելիումի ջերմաստիճանը սառեցված բոլոմետրական ընդունիչ [69-71]: Այս դետեկտորներն ունեն բազմաթիվ օգտակար հատկություններ: Հարկ է նշել , որ ամենակարևոր առանձնահատկությունն այն է, որ դետեկտման արդյունքում ստացվում է SՀg իմպուլսի դաշտի տեսքը, ինչի շնորհիվ այն տարբերվում է մնացած դետեկտորներից: Այս մեթոդով կարելի է ստանալ նաև ազդանշանի Ֆուրյե պատկերը:

Այս դետեկտորները, մի շարք առավելությունների հետ մեկտեղ ունեն նաև բազմաթիվ թերություններ: Ամենամեծ թերությունն այն է, որ այս դետեկտորներն աշխատում են միայն SՀg իմպուլսների գեներացիան իրականացնող օպտիկական իմպուլսների առկայությամբ: Մեկ այլ թերություն է այն հանգամանքը, որ SՀg իմպուլսի ամբողջական տեքը ստանալու համար անհրաժեշտ է վերծանման որոշակի ժամանակ և այդ ընթացքում չպետք է փոփոխվեն գրգռող ֆեմտոսեկունդային լազերի ինչպես նաև ճառագայթված SՀg իմպուլսների պարամետրերը: Այս սարքերը բավական թանկարժեք են, բացի այդ պարամետրերի կայունությունն այնքան էլ մեծ չէ:

Էլեկտրամագնիսական ալիքների փոխազդեցությամբ գազապարպման լամպերի պլազմայի միջոցով պարզ դետեկտման եղանակ է առաջարկվել [108] աշխատանքում: Աշխատանքում կատարվել են փորձնական ուսումնասիրություններ: Հետազոտությունները կատարվել են 100 ԳՀg ու 300 ԳՀg հաճախություններով ճառագայթման դեպքում: Ստացված արդյունքների

համար բերված տեսկան հիմանվորումները գոհացնող չեն և անհրաժեշտ է հավելյալ ուսումնասիրություններ, որպեսզի այն կիրառվի ՏՀց տիրույթում:

[34] աշխատանքում Գրիշկովսկին և համահեղինակները մշակել են ՏՀց ժամանակային տիրույթի սպեկտրոսկոպիայի (ՏՀց-ԺՏՍ) նոր մեթոդ օգտագործելով ոչ գծային բյուրեղներում ՕՈՒ-ով կամ ֆոտոհաղորդիչ նյութերի ճառագայթմամբ գեներացված ՏՀց իմպուլսների կիրառում: Ժամանակային տիրույթի սպեկտրոսկոպները լայն կիրառում ունեն բազմաթիվ բնագավառներում ուսումնասիրություններ կատարելու համար: Այս մեթոդի մասին կխոսվի հաջորդ պարագրաֆում:

§1.6 Ժամանակային տիրույթի տերահերցային սպեկտրոմետր

SՀg ալիքների կիրառումը առաջին հերթին ենթադրում է հետաքրքրություն ներկայացնող նյութերի դիէլեկտրիկական թափանցելիության և կլանման գործակցի հետազոտում, որոնք նյութերի հատկությունները բնութագրող չափազանց կարևոր պարամետրեր են:

Նյութերի դիէլեկտրիկական թափանցելիությունը և կլանման գործակիցը, որպես կանոն, կախված են հաճախությունից: Ուսումնասիրելով այդ կախվածությունները՝ կարելի է լիարժեք պատկերացում կազմել նյութերի էլեկտրական հատկությունների մասին:

Այդ ուսումնասիրությունները կատարվում են SՀg ժամանակային տիրույթի սպեկտրոմետրի միջոցով: Ժամանակային տիրույթի SՀg սպեկտրոմետրը (SՀg ժSU) հայտնի է որպես հաճախությունների SՀg-ային ողջ տիրույթում միաժամանակյա սպեկտրոսկոպիկ հետազոտման ամբողջական համակարգ [107, 109, 110]: Համակարգի բոլոր սխեման բերված է Նկ.1.6.1-ում:

Որպես SՀg իմպուլսների ճառագայթման աղբյուր, տվյալ համակարգում օգտագործված է InAs կիսահաղորդիչը, որի մակերևույթը լուսավորվում է գերկարճ լազերային իմպուլսներով [107, 111]: Այստեղ, որպես գերկարճ իմպուլսներով օպտիկական ճառագայթման աղբյուր ծառայում է Mai-Tai (Spectra-Physics) ֆեմտովայրկյանային լազերը, որը տիտանի իոններով լեզիրացված շափյուղայի բյուրեղի (Ti:sapphire) հիման վրա աշխատող պինդմարմնային լազեր է: Այն ճառագայթում է ≈ 3 մմ տրամագծով փունջ, ≈ 80 ֆվ տևողությամբ, ≈ 12 նվ կրկնման պարբերությամբ (80 ՄՀg կրկնման հաճախությամբ), 200 – 300 կՎտ պիկային հզորությամբ (միջին հզորությունը՝ ≈ 1.85 Վտ) իմպուլսներ: Ճառագայթվող ալիքի երկարությունը կարելի է լարքավորել $\lambda = 0.71\text{-}0.95$ մկմ տիրույթում:

Անցնելով լուսաբաժանիչ թիթեղի միջով՝ լազերային փունջը տրոհվում է երկու մասերի 90% և 10% հարաբերակցությամբ: Ճառագայթման հիմնական մասը (90%-գրգռող ճառագայթում) կիրառվում է ոչ գծային բյուրեղում ՕՈԻ եղանակով SՀց ճառագայթման գեներացման համար, իսկ մնացած մասն օգտագործվում է որպես SՀց ճառագայթման դաշտը գրանցող դետեկտորի զոնդող իմպուլս: Այս մեթոդով առաքված SՀց ալիքների սպեկտրը 0.1 – 4 SՀց տիրույթում է [107]:

Գեներացված SՀց իմպուլսները կարելի է մոտարկել որպես Գաուսյան փունջ: Գեներացված SՀց ճառագայթումը հավաքվում և ուղղորդվում է երկու պարաբոլիկ հայելիներով, որոնք ունեն 10 սմ ֆոկուսային հեռավորություն: SՀց ալիքը ֆոկուսացվում է դետեկտորի վրա, որն իրենից ներկայացնում է GaAs-տակդիրի վրա նստեցված միմյանցից ~120 մկմ հեռավորությամբ զուգահեռ հաղորդալարերից բաղկացած ֆոտոհաղորդիչ դիպոլային անտենա: Լարերի վրա կա դեմ դիմաց ելուստներ: Ճեղքի լայնությունը մոտ 30մկմ է: SՀց իմպուլսները կենտրոնացված են այդ ճեղքի վրա: Կենտրոնացումը իրականացվում է սիլիցիումից պատրաստված որսայնակային համակարգի միջոցով, քանի որ 0.1 – 5 SՀց տիրույթում սիլիցիումն ունի բավականի փոքր կլանում, բացի այդ, բեկման ցուցիչը SՀց տիրույթում գրեթե կախված չէ հաճախությունից:

ՖՀ անտենան պատրաստված է Աուստոնի փոխանջատիչի (Austonswitch) սկզբունքով [112]: SՀց ճառագայթման աղդեցության տակ անտենայի վրա մակաձվում է լարում: Երբ անտենան միաժամանակ ճառագայթվում է նաև օպտիկական զոնդող իմպուլսով, ապա կիսահաղորդչային շերտում առաջացած ազատ լիցքակիրներն առաջացնում են հոսանք, որն ուղիղ համեմատական է անտենայի վրա մակաձված լարմանը, այսինքն՝ SՀց դաշտի տվյալ պահին ունեցած արժեքին:

ՖՀ անտենայում առաջանում է հոսանք, որը հաղորդվում է սինքրոն դետեկտորին: Այն սինքրոնացված է մեխանիկական ընդհատիչի հետ ընդհատիչի ղեկավարման բլոկի միջոցով: Անտենայի հոսանքի չափումը սինքրոն դետեկտման ռեժիմում իրականացնելիս ազդանշան-աղմուկ հարաբերությունը մեծացնելու նպատակով մեխանիկական ընդհատիչի միջոցով կատարվում է լազերային ճառագայթման ցածր հաճախային մոդուլում 1 կՀց հաճախությամբ (≈ 1 մվ ընդհատման պարբերությամբ) [107]:

ՏՀց ալիքի դաշտի ժամանակային տեսքը գրանցվում է հետևյալ հերթականությամբ: Քանի որ դետեկտորում հոսանք առաջանում է միայն ՏՀց և օպտիկական իմպուլսների միաժամանակյա առկայության դեպքում, իսկ ՏՀց իմպուլսը կարգով դանդաղ է օպտիկականից, այդ պատճառով օպտիկական փնջի հապաղման շարժական գծի որոշակի դիրքի դեպքում չափում ենք միայն ՏՀց իմպուլսի դաշտի արժեքը ժամանակի որոշակի պահին: Սա նշանակում է, որ փոխելով հապաղման չափը, կարող ենք պարզել ՏՀց ալիքի դաշտի ամբողջ ժամանակային տեսքը: Ունենալով դաշտի ժամանակային տեսքը կարող ենք այն ենթարկել Ֆուրյե ձևափոխության և այդ տվյալներից կարող ենք չափել նյութի n բեկման ցուցիչը և α կլանման գործակիցը:

Հապաղման գծի ամեն դիրքում դետեկտորը գրանցում է մոտ 10000 հաջորդական ՏՀց ալիքների դաշտերի արժեքներ, հետո համակարգչում այն միջինացվում է, այնուհետև գրանցում, որպես ՏՀց ալիքի դաշտի այդ դիրքի արժեք: Միջինացման շնորհիվ դետեկտորի աղմուկները բավականին նվազում են: Ցածր ջերմաստիճաններում աճեցված GaAs-ում ազատ լիցքակիրների կյանքի տևողությունը կարճ է, ինչը թույլ է տալիս ՏՀց իմպուլսի տեսքը գրանցել մեծ լուծունակությամբ:

Հապաղման գծի դիրքը կառավարվում է համակարգչի օգնությամբ: Հապաղման գծի դիրքը տեղափոխելով Δl չափով և նորից կրկնելով այդ գործընթացը՝ արդյունքում ստանում ենք ժամանակի առանցքով Δt

ընդմիջումներով կետերի հաջորդականություն, որոնք ցույց են տալիս դաշտի լարվածության ժամանակային տեսքը: Δt -ն առաջանում է հապաղման արդյունքում և հավասար է այն ժամանակին, որի ընթացքում լազերային իմպուլսը հասցնում է անցնել հապաղման գծում լրացուցիչ $2\Delta l$ ճանապարհը՝

$$\Delta t = 2\Delta l / c, \quad (1.6.1)$$

որտեղ c լույսի արագությունն է: Քանի որ նմուշների բեկման ցուցիչները է 1-ից մեծ են, այդ պատճառով ալիքը նրանց մեջ կտարածվի ավելի դանդաղ, քան օդում: Հետևաբար գրանցված դաշտերը կլինեն ըստ ժամանակի մեկը մյուսի նկատմամբ շեղված:

SՀց սպեկտրոմետրի հաճախային լուծողունակությունը բնութագրող Δf մեծությունը, որը սպեկտրի երկու հարևան հաճախությունների տարբերությունն է, որոշվում է հետևյալ բանաձևով.

$$\Delta f = \frac{c}{2\Delta L}, \quad (1.6.2),$$

որտեղ $\Delta L = N\Delta l$ հապաղման գծի ընդհանուր տեղաշարժի չափն է, իսկ N -ը չափումների թիվը: (1.6.2)-ից հետևում է, որ մեծացնելով ΔL -ը կարելի է ստանալ ավելի մեծ լուծողունակություն, սակայն չափման ընդհանուր տևողությունը նույնպես աճում է [107]:

Նմուշը պետք է լինի հնարավորինս հարթ և հաստությունը անփոփոխ: Նմուշի հարթ լինելը պահանջվում է նրա համար, որ հնարավոր լինի նրա վրա SՀց փունջը ուղղահայաց գցել: Հաստությունը անփոփոխ լինելը նրա համար է, որ նմուշով անցնելիս ալիքի փուլը փոխվի հավասարաչափ: Իսկ ալիքի ուղղահայաց անկումն անհրաժեշտ է, որպեսզի նմուշի ներսում SՀց-ային ալիքի անցած ճանապարհը հավասար լինի նմուշի d հաստությանը (Նկ. 1.6.2) [107]:

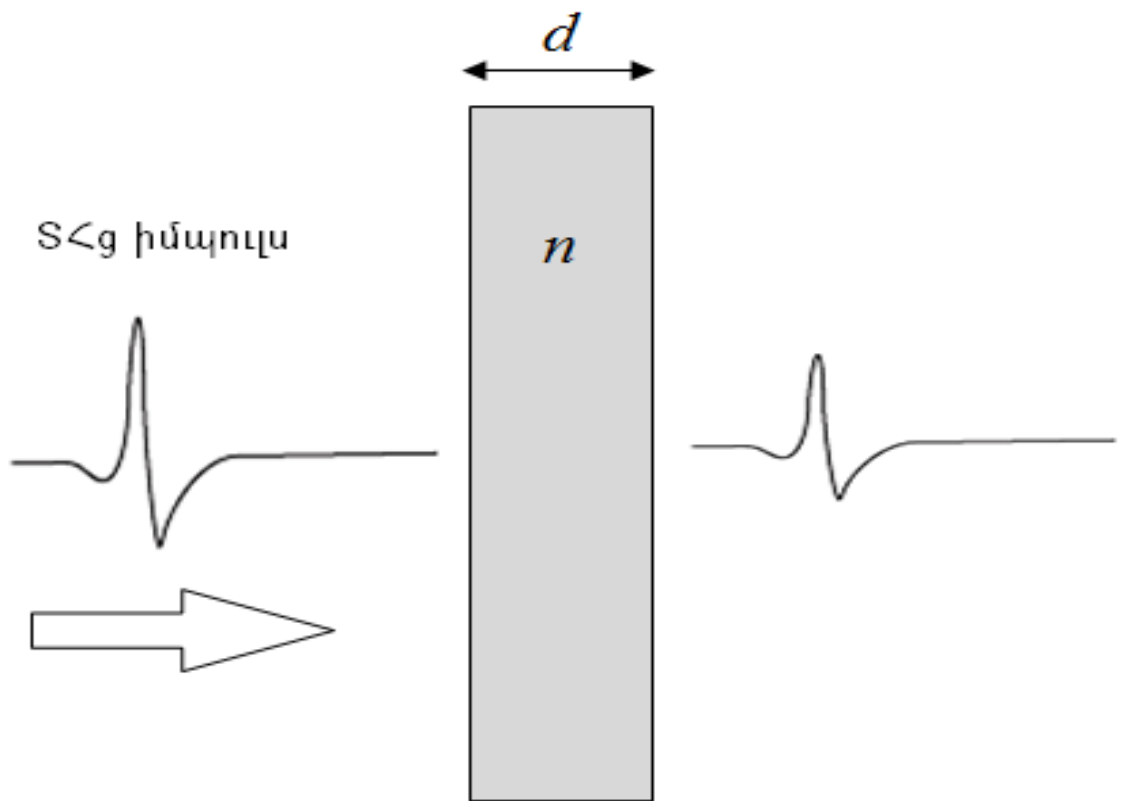
Ենթադրենք, որ նմուշների բեկման ցուցիչները կախված չեն հաճախությունից, այսինքն նմուշը չունի դիսպերսիա: Այդ դեպքում կարող ենք

հաշվել բեկման ցուցիչները, հաշվելով ժամանակային հապաղումները: Երբ ակիքն անցնում է d հաստությամբ նմուշի միջով, դա տևում է $t_1=nd/c$, իսկ երբ ակիքն անցնում է օդի միջով, ապա դա տևում է $t_2=d/c$: Երկրորդից հանելով առաջինը՝ կստանանք

$$\Delta t = t_1 - t_2 = \frac{d}{c}(n-1), \quad (1.6.3)$$

Որտեղից՝

$$n = 1 + \frac{c\Delta t}{d} : \quad (1.6.4)$$



Նկ. 1.6.2 Նմուշի դիրքը S<g իմպուլսի տարածման ուղղության նկատմամբ

Այսպիսով, նմուշի բեկման ցուցիչը հաշվելու համար պետք է ունենանք նմուշով և օդով անցած $S<g$ իմպուլսների ժամանակային տեսքերը, հաշվեք այդ $S<g$ իմպուլսների միջև Δt ժամանակային հապաղումը և տեղադրեք (1.6.4)-ում:

Եթե ընդունենք, որ նմուշի վրա $S<g$ ալիքն ընկնում է նրան ուղղահայաց, նմուշը պատրաստված է բավականաչափ հարթ, ապա Ֆրենելի հայտնի բանաձևերից ունենք՝

$$K(\omega) = \frac{E_{\text{նմուշ}}}{E_{\text{օդ}}} = \frac{4n(\omega)}{(n(\omega)+1)^2} \exp(-i \frac{\omega d}{c} (n - 1)), \quad (1.6.5)$$

որտեղ $K(\omega)$ -ն կոմպլեքս փոխանցման գործակիցն է, $E_{\text{նմուշ}}$ -ը նմուշով անցած էլեկտրական դաշտի լարվածության սպեկտրն է, $E_{\text{օդ}}$ -ը՝ օդով անցածինը, $n=(n_r+i n_i)$ -ն նմուշի կոմպլեքս բեկման ցուցիչն է, ω -ն անկյունային հաճախությունն է, d -ն՝ հաստությունը, իսկ c -ն լույսի տարածման արագությունը:

(1.6.6) հավասարումը կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$\frac{E_{\text{նմուշ}}}{E_{\text{օդ}}}(\omega) = R(\omega) e^{i\Delta\varphi(\omega)}, \quad (1.6.6)$$

$$\frac{E_{\text{նմուշ}}}{E_{\text{օդ}}} = \frac{4n(\omega)}{(n(\omega)+1)^2} (-i \frac{\omega d}{c} (n_r(\omega)+1) - n_i(\omega) \frac{\omega d}{c}), \quad (1.6.7)$$

$$\frac{E_{\text{նմուշ}}}{E_{\text{օդ}}} = \frac{4n(\omega)}{(n(\omega)+1)^2} (-i \frac{\omega d}{c} (n_r(\omega)+1)) e^{-\frac{1}{2}\alpha d}, \quad (1.6.8)$$

որտեղ $R(\omega)$ -ն $K(\omega)$ -ի մոդուլն է, $\Delta\varphi(\omega)$ -ն՝ փուլը, α -ն նմուշի կլանման գործակիցը:

Հաշվի առնելով որ $n_i(\omega)$ -ն պայմանավորված է կլանմամբ և նմուշների կլանումը փոքր է, կարելի է $n(\omega)$ -ը փոխարինել $n_r(\omega)$ -ով: Կատարելով այդ փոխարինումը և լուծելով վերոնշյալ հավասարումները, կստանանք՝

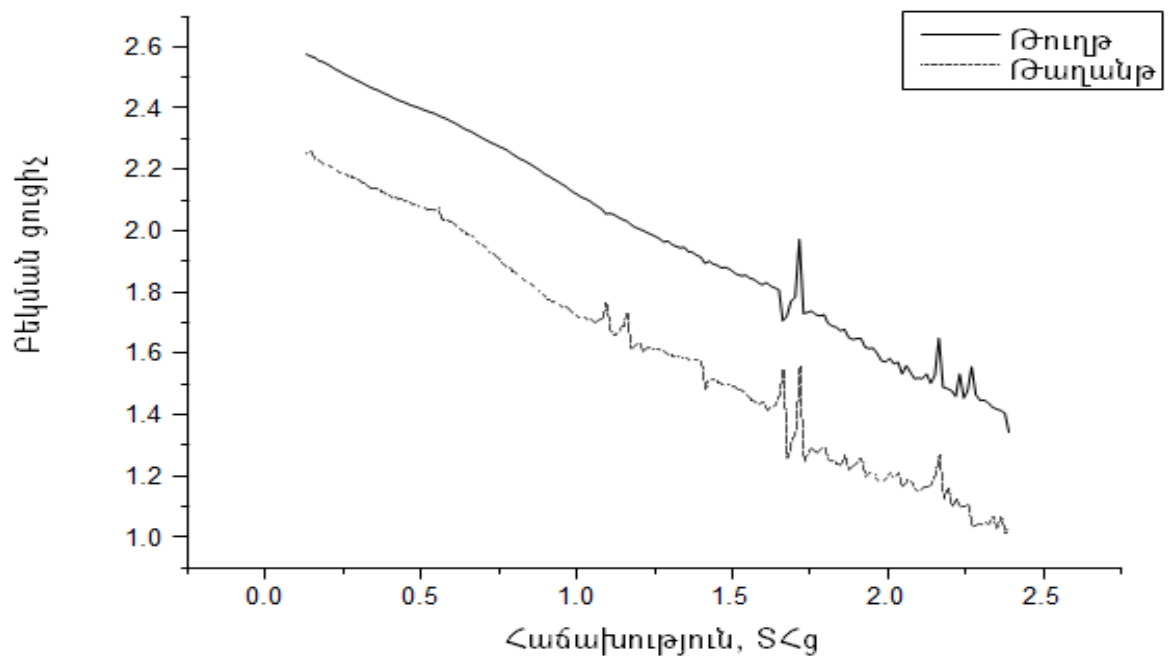
$$n_r(\omega)=1+\frac{c}{\omega d}\Delta\varphi(\omega) \quad (1.6.9)$$

$$\alpha(\omega)=-\frac{2}{d}\ln\left(\frac{(n(\omega)+1)^2}{4n(\omega)}R(\omega)\right) \quad (1.6.10)$$

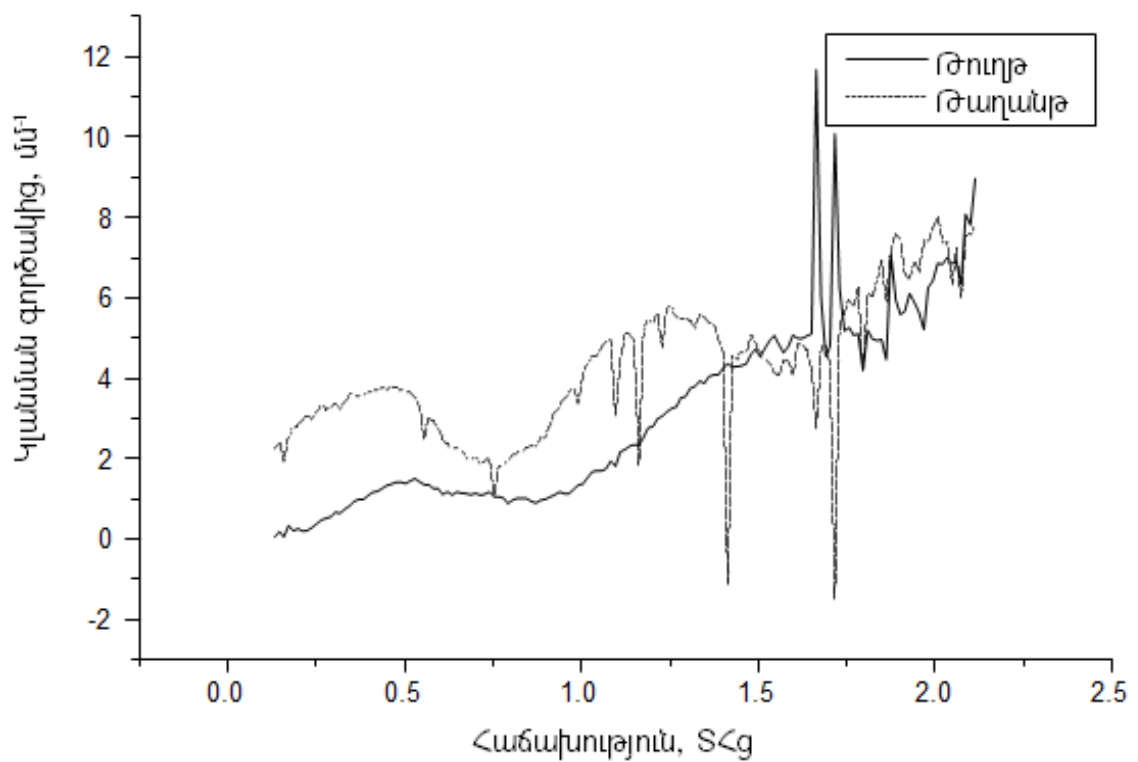
Վերը նկարագրված մեթոդով մեր կողմից փորձնականորեն չափվել է [113] թղթի և պոլիէթիլենային նմուշների բեկման ցուցիչները: Չափումների ընթացքում լազերային զոնդող իմպուլսի օպտիկական հապաղման գծի հայելիների տեղաշարժի չափն ընտրվել է ~ 11.35 մմ, որն իրականացվել է 1024 քայլով (յուրաքանչյուր քայլը՝ 11.1 մկմ): Այս դեպքում հապաղման քայլը կազմում է $\Delta t=2\Delta l/c \approx 7 \times 10^{-14}$ վայրկյան: Նախ գրանցվել է SՀց դաշտը առանց նմուշի, այնուհետև երկու պարաբոլիկ հայելիների միջև տեղադրվել է նմուշը և կրկին գրանցվել SՀց դաշտը: Չափումների արդյունքների հիման վրա, ըստ (1.6.4) և (1.6.10) բանաձևերի հաշվարկվել են նմուշների բեկման ցուցիչները և կլանման գործակիցները: Հաշվարկները կատարվել են Origin 6.1 ծրագրի օգնությամբ:

Թղթի և պոլիէթիլենային նմուշների բեկման ցուցիչների հաճախային կախվածության գրաֆիկները ներկայացված են Նկ. 1.6.3-ում, իսկ Նկ. 1.6.4-ում բերված են նույն նմուշների կլանման գործակիցների հաճախային կախվածությունները: Այսպիսով, ժամանակային տիրույթի SՀց սպեկտրոմետրի միջոցով հետազոտվել է թղթի և պոլիէթիլենային թաղանթի բեկման ցուցիչը (դիէլեկտրիկական թափանցելիությունը) և կլանման գործակիցը 0.2-2.5 SՀց հաճախությունների տիրույթում: Թղթի բեկման ցուցիչի համար ստացված արժեքը 1.5 SՀց հաճախության վրա՝ $n_p=1.4928$ ($\varepsilon_{\varepsilon_p}=2.22$), և պոլիէթիլենային թաղանթի համար 2 SՀց հաճախության վրա ստացվածը՝ $n_h=1,603$ ($\varepsilon_h=2.56$), ինչպես նաև կլանման գործակիցների համար ստացված արդյունքները՝ $\alpha_p=1,0428 \times 10^2 \text{մմ}^{-1}$ և $\alpha_h=3.4762 \times 10^2 \text{մմ}^{-1}$ համապատասխանում են գրականությունից հայտնի տվյալներին:

Ստացված արդյունքները կարող են օգտագործվել տարբեր տիպի լաբերի, կոմպոզիտ նյութերի, ինչպես նաև տարատեսակ հեղուկ և մածուցիկ նյութերի դիէլեկտրիկական պարամետրերի չափման ժամանակ:



Նկ. 1.6.3 Թղթի և պոլիէթիլենային նմուշների բեկման ցուցիչների կախումը հաճախությունից



Նկ. 1.6.4 Թղթի և պոլիէթիլենային նմուշների կլանման գործակիցների կախումը հաճախությունից

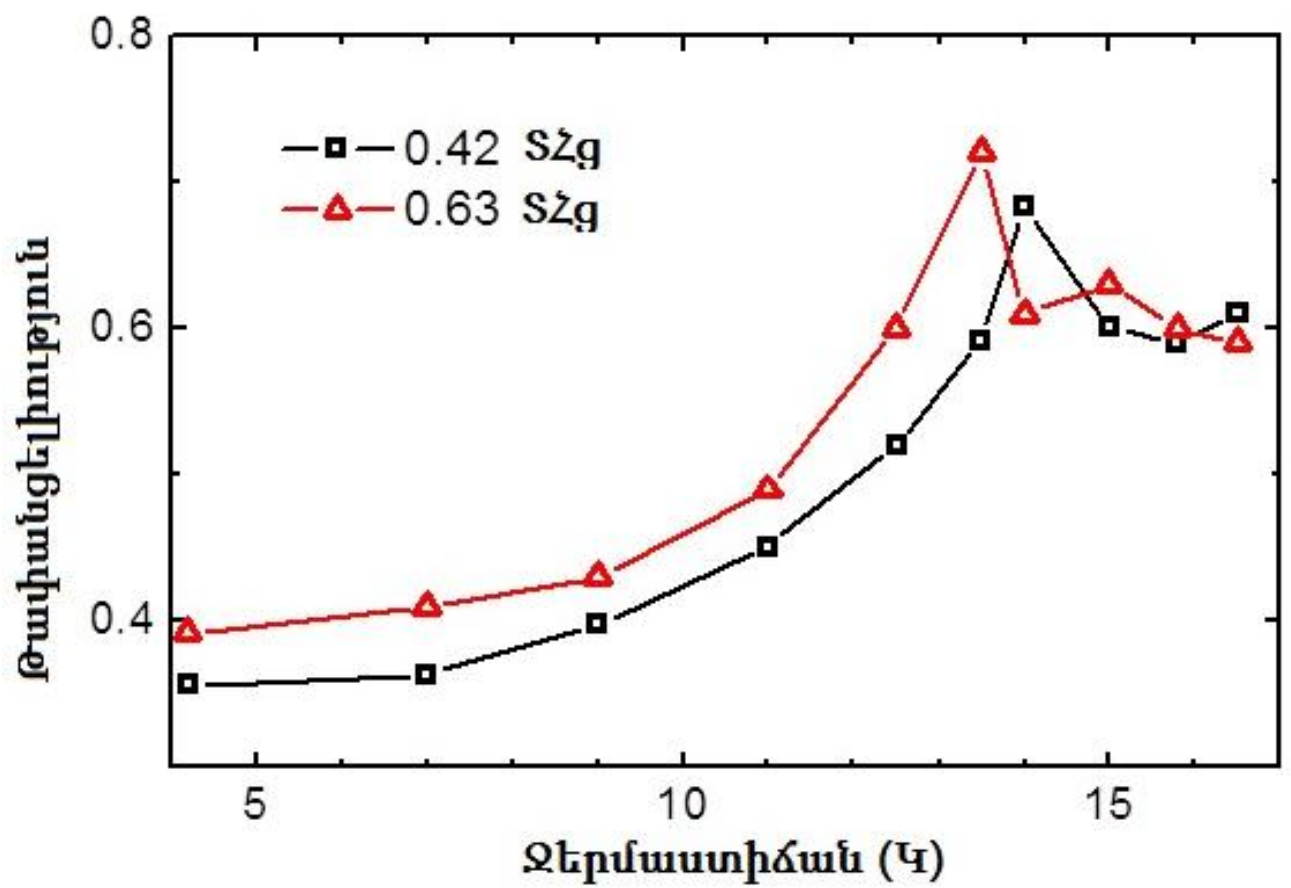
Որպես կիրառական օրինակ չափվել է նաև գերհաղորդիչ NbN բարակ թիթեղի թափանցելիությունը ցածր (4.2-15 Կ) ջերմաստիճանային տիրույթում՝ որպես SՀց ճառագայթման աղբյուր օգտագործելով լիթիումի նիոբաթ բյուրեղում օպտիկական ուղղման միջոցով գեներացված քվազիմոնոքրոմատիկ ճառագայթումը [25]:

Հայտնի է, որ գերհաղորդիչի արգելված գոտու լայնությունը նվազում է ջերմաստիճանի աճին զուգընթաց: Հետևաբար, արգելված գոտու վարքագծի փոփոխությունը կախված ջերմաստիճանից կարող է ցուցադրվել չափելով նմուշի թափանցելիությունը հաճախությունների SՀց տիրույթում:

Ուսումնասիրվել է 15 նմ հաստությամբ, գերհաղորդիչ վիճակի փուլային անցման 14.5 Կ ջերմաստիճանով և 5 մԷՎ (1.2SՀց) էներգետիկ ճեղքով NbN բարակ թիթեղը, որը նստեցված է 1մմ հաստությամբ MgO հարթակի վրա:

Նկ. 1.6.5-ում երևում է NbN թաղանթի թափանցելիության կախվածությունը ջերմաստիճանից 0.42 և 0.63 SՀց հաճախությունների դեպքում:

Ցածր ջերմաստիճաններում NbN թաղանթը ուժեղ գերհաղորդիչ է, և քանի որ իր էներգետիկ ճեղքի լայնությունը մի փոքր ավելին է, քան SՀց ֆոտոնի էներգիան, ապա NbN թաղանթի թափանցելիությունը փոքր է ցածր ջերմաստիճանների տիրույթում (4.2 – 10 Կ): Սակայն բարձր ջերմաստիճանում գերհաղորդականությունը ճնշվում է, հետևաբար, բարձրանում է նմուշի թափանցելիությունը: Գագաթը ձևավորվում է, երբ SՀց ֆոտոնի էներգիան մոտ է NbN թաղանթի էներգետիկ ճեղքի լայնությանը: Այսպիսով, հնարավոր ուսումնասիրել գերհաղորդիչ թաղանթների էներգետիկ ճեղքը՝ օգտագործելով քվազիմոնոքրոմատիկ SՀց ճառագայթում:



Նկ. 1.6.5 NbN թաղանթի թափանցելիության կախվածությունը ջերմաստիճանից 0.42 SΔg և 0.63 SΔg հաճախությունների դեպքում:

ԳԼՈՒԽ 2

ՔՎԱԶԻՄՈՆՈՔՐՈՄԱՏԻԿ ՏՀՑ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԳԵՆԵՐԱՑՈՒՄԸ ՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆ ԲԵՎԵՌԱՑՎԱԾ ԵՎ ՄԻԱԴՈՄԵՆ ԼԻԹԻՈՒՄԻ ՆԻՈՔԱԹ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ

Կան կիրառական բազմաթիվ ոլորտներ, որտեղ անհրաժեշտ է օգտագործել քվազիմոնոքրոմատիկ ՏՀց ճառագայթում: Այդպիսիք են մասնավորապես հեռահաղորդակցական և անվտանգության ոլորտները:

Ատենախոսության այս գլուխը նվիրված է քվազիմոնոքրոմատիկ ՏՀց ճառագայթման գեներացման նոր մեթոդների ուսումնասիրմանը:

§2.1. Հաճախալարքավորվող քվազիմոնոքրոմատիկ ՏՀց ալիքների գեներացումը պարբերական բևեռացված լիթիումի նիոբաթ բյուրեղում

Առաջին անգամ ՊԲԼՆ բյուրեղում քվազիմոնոքրոմատիկ ՏՀց ալիքների գեներացիան իրականացվել է Լիի կողմից [19] ֆվ իմպուլսների ՕՈՒ-ի եղանակով:

Այս բյուրեղների բևեռացումը ուղղությունը պարբերական օրենքով փոխվում է 180° աստիճանով, ինչի հետևանքով բյուրեղի ոչ գծային գործակիցը նույնպես կփոխի նշանը պարբերական կերպով: Բյուրեղի տարածական պարբերությամբ է միարժեք որոշվում քվազիմոնոքրոմատիկ ՏՀց ճառագայթման կենտրոնական հաճախությունը: Սպեկտրալ լայնքը որոշվում է բյուրեղի երկարությամբ, սակայն, այս բյուրեղում ՏՀց բարձր կլանման պատճառով չեն օգտագործվում երկար նմուշներ, հետևաբար, չի ստացվում ՏՀց ալիքների մեծ մոնոքրոմատիկություն: ՏՀց ճառագայթման կլանումը նվազեցնելու համար առաջարկվել է օգտագործել բյուրեղի կրիոգեն սառեցումը, որը մեծացնում է ՏՀց ալիքների գեներացման արդյունավետությունը և լավացնում է սպեկտրալ բնութագրերը [19]: Սակայն բյուրեղի սառեցման անհրաժեշտությունը մինչև 18 Կ

գործնականում թույլ չի տալիս է այս մեթոդի լայն կիրառումը: Ավետիսյանի կողմից [114, 115] աշխատանքներում քննարկված է այն դեպքը, երբ $S\angle g$ ալիքները կոլինեար են տարածվում գրգռող օպտիկական փնջին: Այստեղ օպտիկական փնջի շառավիղը $r_0 \gg \lambda_{THz}$, որտեղ λ_{THz} –ը ճառագայթված ալիքի երկարությունն է բյուրեղում:

Հաշվարկների միջոցով ցույց է տրվել, որ $r_0 < \lambda_{THz}$ դեպքում ՊԲԼՆ բյուրեղը կարող է գեներացվել քվազիմոնոքրոմատիկ $S\angle g$ ճառագայթում, օպտիկական իմպուլսի տարածմանն ուղղահայաց ուղղությամբ: Այս մեթոդով հնարավոր է էապես նվազեցնել $S\angle g$ ալիքների կլանումը բյուրեղում՝ օպտիկական փունջը կենտրոնացնելով ՊԲԼՆ բյուրեղի կողային մակերևույթի մակերեսին մոտ, ինչի պատճառով $S\angle g$ ալիքների մարումն արհամարհելի փոքրանում է՝ շնորհիվ բյուրեղի ներսում անցած կարճ ճանապարհի [5]:

Այս մեթոդով իրականացվել է օպտիկական իմպուլսների տարածմանն ուղղահայաց ուղղությամբ նեղշերտ $S\angle g$ ճառագայթման գեներացում [24]: $S\angle g$ ալիքների ճառագայթումն այսպիսի երկրաչափությամբ անվանվել է ՕՈԽ-ի միջոցով $S\angle g$ ալիքների մակերևույթային էմիսիա:

ՊԲԼՆ բյուրեղում ՕՈԽ-ի առաջարկված եղանակի հիմնական առավելությունն այլ մեթոդների նկատմամբ այն է, որ մեկ ամբողջական սարքում կարելի է գեներացնել ինչպես լայնաշերտ, այնպես էլ քվազիմոնոքրոմատիկ $S\angle g$ ճառագայթում, որը շատ գրավիչ է բազմաթիվ կիրառությունների համար [116]: Քվազիմոնոքրոմատիկ $S\angle g$ ճառագայթման կենտրոնական հաճախությունը կարող է լարքավորվել՝ օգտագործելով տարբեր տարածական պարբերություններով ՊԲԼՆ բյուրեղներ կամ պտտելով սկավառակաձև ՊԲԼՆ-ը, ինչպես այն փորձնականորեն իրականացվել է [117] աշխատանքում:

Քվազիմոնոքրոմատիկ $S\angle g$ ճառագայթում ստանալու համար նպատակահարմար է ՊԲԼՆ-ում ՕՈԽ-ի գաղափարը տարածել հարաբերականորեն թափանցիկ այլ բյուրեղների համար, որոնցում կարելի է ստանալ ոչ գծային գործակցի նշանի փոփոխում: Վերջերս պարբերական մոդուլացված d_{14} գործակցով GaAs բյուրեղն օգտագործվել է

քվազիմոնոքրոմատիկ $S<g$ ճառագայթում գեներացնելու համար [118]: Չնայած ստացված ճառագայթման շերտի լայնքը այնքան էլ փոքր չէ (250-300 $\text{\AA}$), սակայն ստացված հզորությունը մկՎտ կարգի է՝ 100 W կրկնման հաճախությամբ: Հաճախության փոխակերպման էֆեկտիվությունը կազմում է մոտ $2 \cdot 10^{-6}$, երբ բյուրեղը ճառագայթվում է 3 Վտ միջին հզորությամբ, 2 մկմ ալիքի երկարության տիրույթում աշխատող ֆեմտովայրկյանային մանրաթելային լազերով [5]: Նկարագրված համակարգը կարող է դառնալ $S<g$ ճառագայթման խոստումնալից աղբյուր, ոչ գծային գործակցի նշանի պարբերական փոփոխվող GaAs-ի արտադրման հետագա կատարելագործման և 2-4 մկմ ալիքի երկարության տիրույթում աշխատող ֆվ լազերների տնտեսապես մատչելի դառնալու դեպքում:

Չնայած ստացված հաջողություններին՝ դժվար է պարբերական ոչ գծայնությամբ կառուցվածքներում ստանալ մեծ կոհերենտությամբ $S<g$ ճառագայթում, որովհետև դիսպերսող միջավայրում ֆվ իմպուլսի լայնացումը սահմանափակում է օգտագործվող կառուցվածքի երկարությունը նույնիսկ $S<g$ ալիքների կլանման լրիվ բացակայության դեպքում: Այդ պատճառով հետազոտողների կողմից առանձնահատուկ ուշադրության է արժանացել երկու լազերային հաճախությունների $S<g$ -ն՝ մեծ կոհերենտությամբ և լարքավորվող $S<g$ ալիքներ գեներացնելու հնարավորության շնորհիվ:

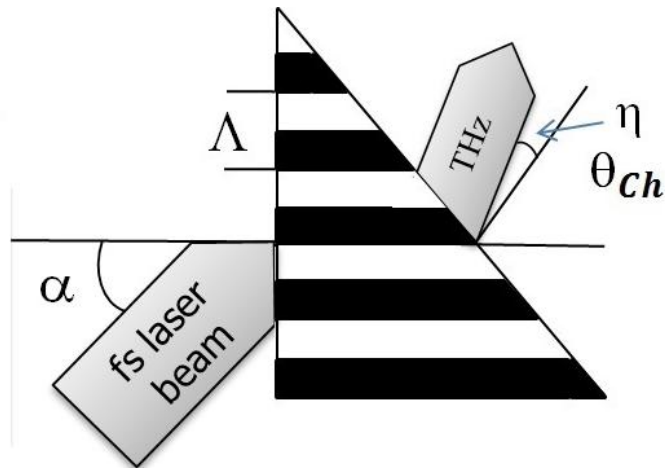
2012 թվականին Ժանգի, Ավետիսյանի և համահեղինակների կողմից առաջարկվել է մի մեթոդ [119], որը թույլ է տալիս ՕՈԽ-ի միջոցով ՊԲԼՆ բյուրեղում գեներացնել $\Delta f \approx 15$ W սպեկտրալ լայնքով քվազիմոնոքրոմատիկ $S<g$ ճառագայթում, երբ, ի տարբերություն սովորաբար ընդունված եղանակի լազերային իմպուլսները տարածվում են ՊԲԼՆ բյուրեղի դոմենային պատերին զուգահեռ: Այս երկրաչափության դեպքում $S<g$ ճառագայթման $\Delta\omega$ սպեկտրալ լայնքը հակադարձ համեմատական է փնջի լայնական չափսին, և լայն փնջերի օգնությամբ հնարավոր է գեներացնել բավականաչափ քվազիմոնոքրոմատիկ $S<g$ ճառագայթում:

ՊԲԼՆ բյուրեղն ունի եռանկյունաձև պրիզմայի տեսք: ՊԲԼՆ նմուշի ճակատային մասը ուղղանկյուն եռանկյան տեսքի է, որի էջերն ուղղված են

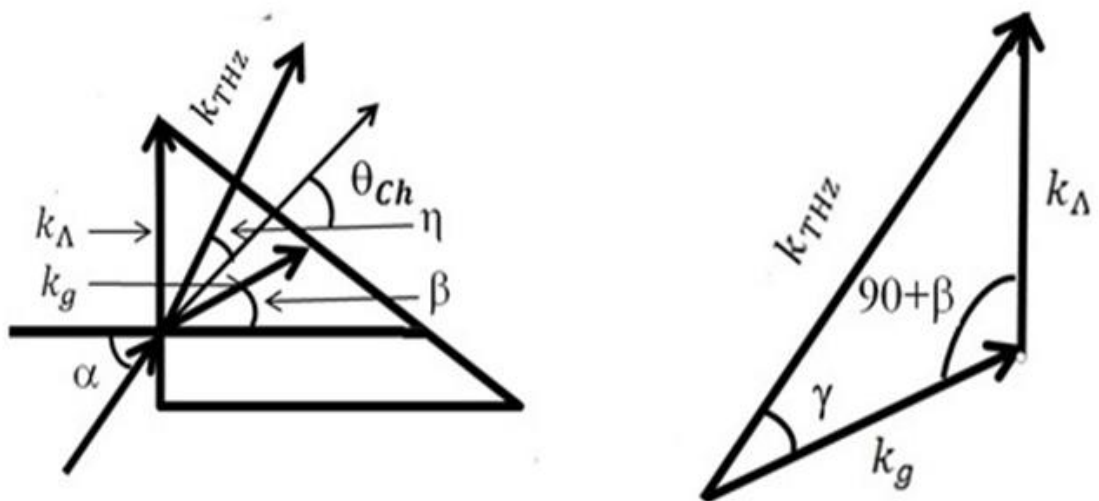
բյուրեղային X և Y առանցքներով: Ֆեմտոպլաշմային լազերի փունջը տարածվում է ՊԲԼՆ բյուրեղի դոմենային պատերին զուգահեռ և բևեռացված է բյուրեղի օպտիկական առանցքի երկայնքով: Դա թույլ է տալիս օգտագործել բյուրեղի ոչ գծային գործակցի մաքսիմալ d_{33} բաղադրիչը: ՊԲԼՆ բյուրեղում SՀց ճառագայթումը յուրաքանչյուր դոմենից տեղի է ունենում լազերային փնջերի տարածման ուղղության նկատմամբ Չերենկովյան անկյան տակ՝ $\theta_{Ch} = \cos^{-1}(n_g/n_{THz})$, որտեղ $n_g = c/u$ լազերային ճառագայթման խմբային արագությանը համապատասխանող բեկման ցուցիչն է, u -ն լազերի իմպուլսների խմբային արագությունը, c լույսի արագությունն է վակուումում, իսկ n_{THz} բեկման ցուցիչն է գեներացվող SՀց հաճախության վրա: ՊԲԼՆ բյուրեղում պարբերական դոմենային շրջված կառուցվածքը թույլ է տալիս ստանալ առանձին դոմեններից արձակված SՀց դաշտերի արդյունավետ վերադրում: Արդյունարար SՀց ճառագայթումը քվազիմոնոքրոմատիկ ալիք է, որն ունի f_{THz} կենտրոնական հաճախություն և որոշվում է ՊԲԼՆ բյուրեղի տարածական Δ պարբերությամբ: Հասկանալի է, որ $\Delta\omega$ սպեկտրալ լայնքը հակադարձ համեմատական է ՊԲԼՆ դոմենների թվին, որոնք ընդգրկված են գեներացման պրոցեսում: Այսպիսով, գեներացվող f_{THz} հաճախության փոփոխության համար անհրաժեշտ է ՊԲԼՆ բյուրեղ նոր պարբերությամբ:

Վերոնշյալ խնդիրը հաղթահարելու համար առաջարկվել է նոր եղանակ [120], որը թույլ է տալիս փոխել SՀց ճառագայթման մեծությունը և ուղղությունը՝ փոխելով ՊԲԼՆ բյուրեղի վրա ընկնող օպտիկական փնջի անկման անկյունը: Հետևաբար, ճառագայթված SՀց ալիքների կենտրոնական հաճախությունը և ճառագայթման ուղղությունը կախված կլինեն օպտիկական փնջի α անկման անկյունից: Հաշվարկվել է ճառագայթման ուղղության շեղման η անկյունը Չերենկովյան ճառագայթման ուղղությունից (Նկ. 2.1.1):

Կատարված հաշվարկներում ՕՈԽ-ն դիտարկվել է որպես SՀԳ լազերային իմպուլսի սպեկտրալ բաղադրիչների միջև: Փոխազդող ալիքների ալիքային վեկտորների դիագարամը պատկերված Նկ. 2.1.2-ում:



Նկ. 2.1.1 SՀց ճառագայթման գեներացման սխեմատիկ պատկերը ՊԲԼՆ բյուրեղում. սև և սպիտակ տիրույթները համապատասխանում են բյուրեղի ոչ գծային գործակցի հակադիր նշաններով մասերին, Λ -ն ՊԲԼՆ բյուրեղի պարբերությունն է, α -ն՝ լազերային ճառագայթման անկման անկյունը, θ_{ch} -ն Չերենկովյան անկյունն է, η -ն՝ Չերենկովյան անկյունից շեղման չափը:



Նկ. 2.1.2 Փոխազդող ալիքների ալիքային վեկտորների դիագրամը. α -ն օպտիկական փնջի անկման անկյունն է, k_g -ն՝ օպտիկական ճառագայթման ալիքային վեկտորը, k_Λ -ն տարածական ալիքային վեկտորը, k_{THz} -ը՝ SՀց ճառագայթման ալիքային վեկտորը, β -ն օպտիկական փնջի բեկման անկյուն է, η շեղման անկյունն է, θ_{ch} Չերենկովյան ճառագայթման անկյունն է, իսկ γ -ն k_g -ի և k_{THz} -ի միջև կազմած անկյունը:

Փուլահամաձայնեցման պայմանը կարելի է գրել հետևյալ տեսքով՝

$$k_{\text{THz}}^2 = k_g^2 + k_\Lambda^2 - 2k_g k_\Lambda \cos(90 + \beta), \quad (2.1.1)$$

որտեղ $k_{\text{THz}} = (\omega_{\text{THz}} n_{\text{THz}}) / c$ - ը ω_{THz} հաճախությամբ գեներացվող SՀց ճառագայթման ալիքային թիվն է, $k_\Lambda = 2\pi/\Lambda$ տարածական ալիքային թիվը՝ պայմանավորված Λ պարբերությամբ, $k_g = k(\omega + \omega_{\text{THz}}) - k(\omega) \approx (\omega_{\text{THz}} n_g)/c$, $k(\omega + \omega_{\text{THz}})$ և $k(\omega)$, համապատասխանաբար, $\omega + \omega_{\text{THz}}$ և ω հաճախությունների ալիքային թվերն են:

Այսպիսով (2.1.1)-ից ստացվում է

$$\frac{n_{\text{THz}}^2 - n_g^2}{c^2} \omega_{\text{THz}}^2 - \frac{4\pi n_g \sin \beta}{c\Lambda} \omega_{\text{THz}} - \frac{4\pi^2}{\Lambda^2} = 0: \quad (2.1.2)$$

Հաշվի առնելով, որ $\sin \beta = \sin \alpha / n_g$ և օգտագործելով (2.1.2) հավասարումը, SՀց ճառագայթման $v_{\text{THz}} = \omega_{\text{THz}}/2\pi$ հաճախության համար կստանանք՝

$$v_{\text{THz}}(\alpha) = \frac{c \sin \alpha}{\Lambda(n_{\text{THz}}^2 - n_g^2)} + \frac{c \sqrt{\sin^2 \alpha - (n_{\text{THz}}^2 - n_g^2)^2}}{\Lambda(n_{\text{THz}}^2 - n_g^2)}, \quad (2.1.3)$$

որը բավարարում է սինքրոնիզմի պայմանին:

(2.1.3) - ից SՀց ալիքների գեներացման համար նախատեսված $\Lambda = 77$ մկմ տարածական պարբերությամբ ՊԲԼՆ բյուրեղում v -ի համար ստացված արդյունքները պատկերված են Նկ. (2.1.3) -ում:

Նկ. (2.1.3) -ից երևում է, որ երբ անկման անկյունը փոխվում է -50° մինչև 50° միջակայքում, ապա SՀց ճառագայթման կենտրոնական անկյունը փոխվում է ~ 0.77 SՀց մինչև ~ 0.93 SՀց:

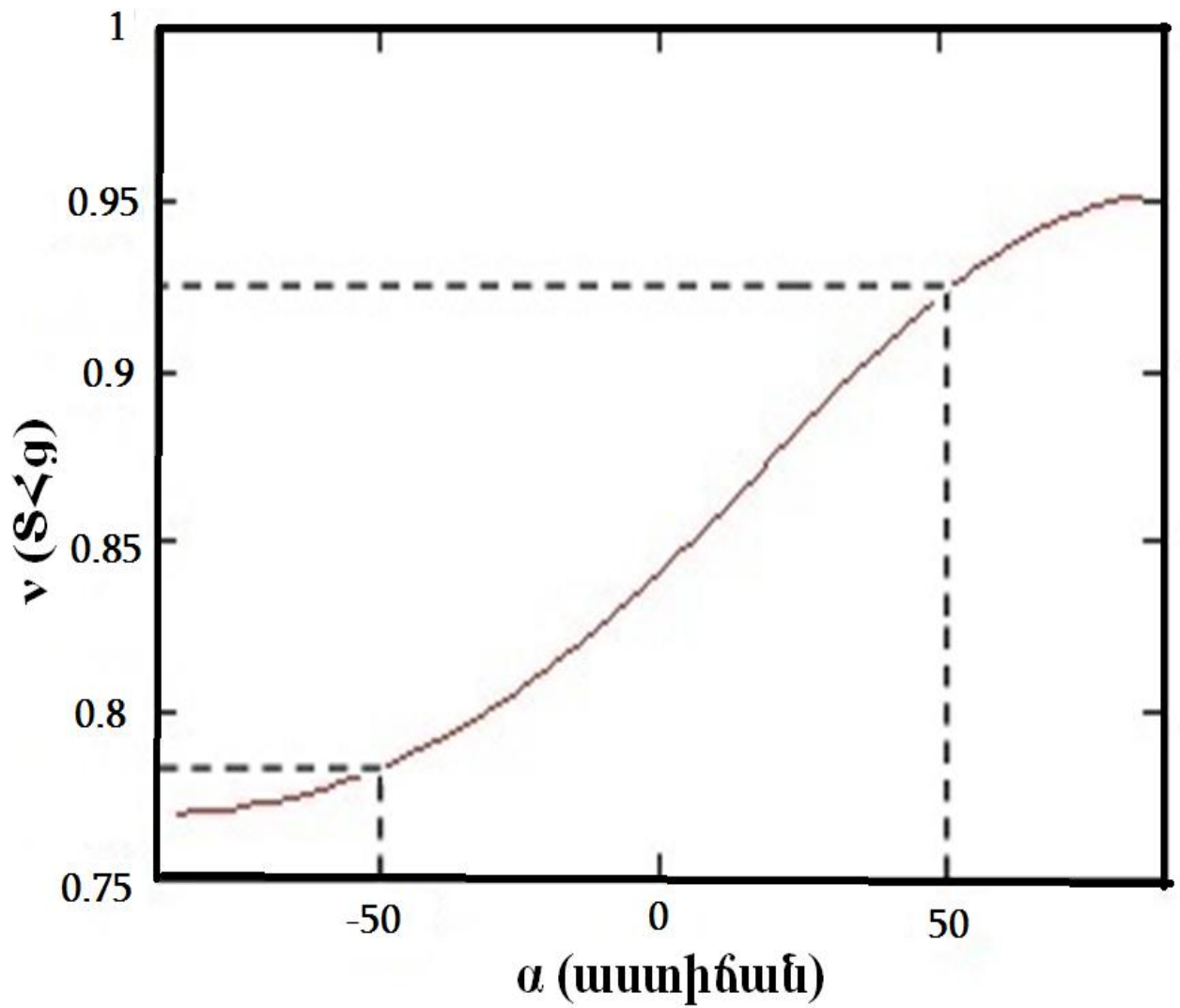
Աշխատանքում հաշվարկվել է նաև ճառագայթման ուղղության η շեղումը Չերենկովյան ճառագայթման ուղղությունից:

Նկ. 2.1.2-ից կարելի է գրել՝

$$\eta = \gamma + \beta - \theta_{ch}: \quad (2.1.4)$$

Օգտվելով վեկտորական դիագրամից, կստանանք՝

$$k_{\Lambda}^2 = k_{THz}^2 + k_g^2 - 2 k_g k_{THz} \cos \gamma: \quad (2.1.5)$$



Նկ. 2.1.3 SՀg ճառագայթման ν հաճախության կախվածությունը օպտիկական փնջի α անկման անկյունից:

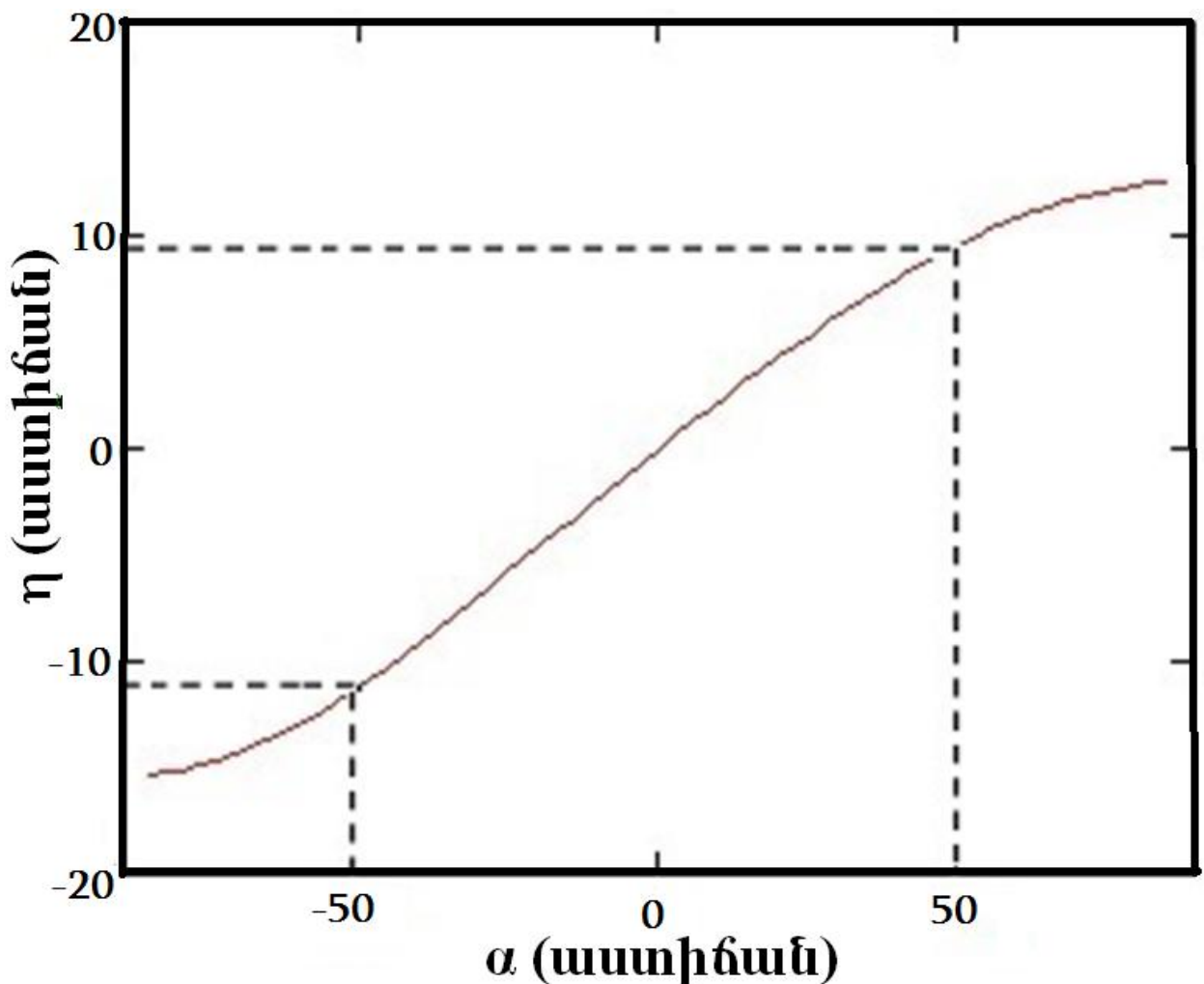
Տեղադրելով k_{THz} , k_g , k_Λ -ի արժեքները (2.1.5) հավասարման մեջ կստանանք՝

$$\frac{4\pi^2}{\Lambda^2} = \frac{n_{\text{THz}}^2}{c^2} \omega_{\text{THz}}^2 + \frac{n_g^2}{c^2} \omega_{\text{THz}}^2 + 2 \frac{n_g n_{\text{THz}}}{c^2} \omega_{\text{THz}}^2 \cos \gamma, \quad (2.1.6)$$

որտեղից γ համար կստանանք՝

$$\gamma = \cos^{-1} \left(\frac{n_{\text{THz}}^2 + n_g^2}{2n_g n_{\text{THz}}} - \frac{4\pi^2}{\Lambda^2} \frac{c^2}{2n_g n_{\text{THz}}} \frac{1}{\omega_{\text{THz}}^2} \right), \quad (2.1.7)$$

Հաշվի առնելով այս արտահայտությունը՝ $\eta(\alpha)$ կախվածության համար համաձայն (2.1.4)-ի կստանանք Նկ. 2.1.4-ում պատկերված գրաֆիկը:



Նկ. 2.1.4 SՀց ճառագայթման η շեղման անկյան կախվածությունը օպտիկական փնջի անկման α անկյունից:

Նկ. 2.1.4-ից երևում է, որ, երբ անկման անկյունը փոխվում է -50° մինչև 50° միջակայքում, ապա SՀց ճառագայթման ուղղությունը փոխվում է մոտավորապես -10° մինչև 10° աստիճան:

Այսպիսով, SՀց ալիքների գեներացման համար նախատեսված $\Lambda = 77$ մկմ տարածական պարբերությամբ ՊԲԼՆ բյուրեղում փորձնականորեն ստացվել է հաճախային լարքավորմամբ SՀց ճառագայթում, որի կենտրոնական հաճախությունը փոխվում է ~ 0.77 SՀց մինչև 0.93 SՀց, իսկ ճառագայթման ուղղությունը՝ մոտավորապես -10° -ից մինչև 10° :

§2.2 Քվազիմոնոքրոմատիկ SՀց ճառագայթման ստացումը ՕՌԻ միջոցով՝ ստվերային դիմակի կիրառմամբ

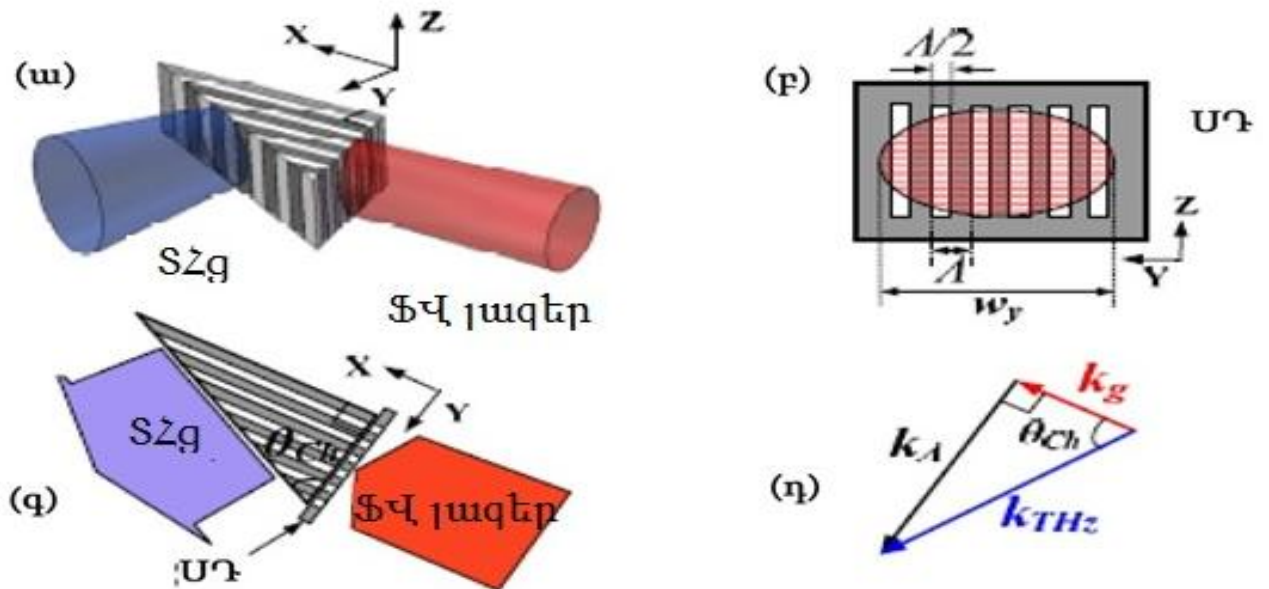
ՊԲԼՆ բյուրեղի միջոցով քվազիմոնոքրոմատիկ SՀց ալիքների գեներացման մեթոդն ունի որոշակի թերություններ: Նախ, ՊԲԼՆ-ի երկրաչափական չափսերը սահմանափակ են վերջինիս պատրաստման բարդությունների պատճառով: Այդ հանգամանքը սահմանափակում է լայն բացվածքով փնջերի օգտագործման հնարավորությունը և, հետևաբար, $\Delta\omega$ -ի մինիմալ հասանելի արժեքը: Բացի այդ, ինչպես նշվել է գեներացվող f_{THz} հաճախությունը միարժեք որոշվում է բյուրեղի Λ տարածական պարբերությամբ և, հետևաբար, չի կարող փոփոխվել ՊԲԼՆ նմուշը պատրաստելուց հետո: Այսպիսով, ՊԲԼՆ բյուրեղի միջոցով հնարավոր չէ ստանալ լայն տիրույթում հաճախավարքավորվող SՀց ճառագայթում:

Այս խոչընդոտները հաղթահարելու համար [121] աշխատանքում մշակվել է նոր մեթոդ, որտեղ պարբերական կառուցվածքը իրականացվում է ստվերային դիմակի (ՍԴ) միջոցով: Այս դեպքում նույնպես որպես ոչ գծային բյուրեղ օգտագործվում է լիթիումի նիոբատ բյուրեղ, սակայն այս դեպքում ոչ թե պարբերական բևեռացված, այլ՝ միադոմեն: Ստվերային դիմակը (Նկ. 2.2.1 բ) ամրացվում է ԼՆ բյուրեղի մուտքային ճակատին (Նկ. 2.2.1 գ), որտեղով բյուրեղը լուսավորվում է ֆեմտոսեկունդային լազերային փնջով:

Նկ. 2.2.1-ում սև և սպիտակ գույներով նշված տիրույթները համապատասխանաբար ներկայացնում են ԼՆ բյուրեղի մուտք և լուսավորված մասերը:

Հայտնի է, որ ԼՆ բյուրեղի ոչ գծային գործակցի բաղադրիչներից մեծագույն արժեք ունի d_{33} բաղադրիչը: ԼՆ բյուրեղի դիմակով ծածկված մասը կարող է համարվել ոչ գծային միջավայր, որն ունի $d_{33} = 0$ գործակից: Պարբերական դասավորված ճեղքեր ունեցող ՍԴ-ի շնորհիվ d_{33} ոչ գծային գործակիցը դառնում է պարբերական ֆունկցիա y կոորդինատից՝ $d_{33}(y) = d_{33}(y + \Lambda)$:

Ի տարբերություն ՊԲԼՆ բյուրեղի, որտեղ $d_{33}(y)$ գործակցը հարևան դոմեններում փոխում է իր նշանը (Նկ. 2.2.2 ա), այստեղ d_{33} գործակիցը հարևան դոմեններում ընդունում է դրական կամ գրոյական արժեքներ (Նկ. 2.2.2 բ):



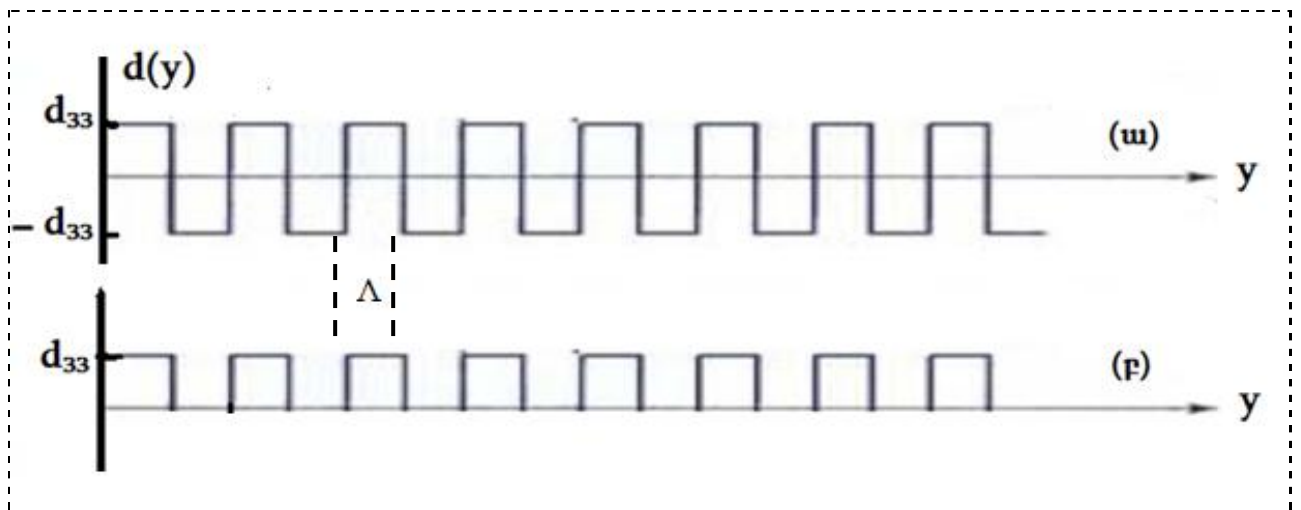
Նկ. 2.2.1 ա) ՏՀգ ալիքների գեներացման սխեման ՊԲԼՆ բյուրեղում, (սև և սպիտակ տիրույթները ներկայացնում են բյուրեղի ոչ գծային գործակցի հակադիր նշաններով մասերը), բ. ստվերային դիմակի (ՄԴ) սխեմատիկ պատկերը, գ. ՄԴ-ով ծածկված միադոմեն ԼՆ բյուրեղում ՏՀգ ալիքների գեներացման սխեման, (սև և սպիտակ տիրույթները բյուրեղի մուգ և լուսավորված մասերն են), դ. ՏՀգ ալիքների գեներացման վեկտորական դիագրամը:

Այսպիսով, ի տարբերություն ՊԲԼՆ բյուրեղի, որտեղ ՏՀգ ճառագայթումը տեղի է ունենում բյուրեղի բոլոր տիրույթներից, ՄԴ-ով ծածկված ԼՆ բյուրեղում ճառագայթում են միայն լուսավորված տիրույթները:

Բյուրեղում ձևավորվում է պարբերական կառուցվածք $k_{\Lambda} = 2\pi/\Lambda$ ալիքային վեկտորով, որը թույլ է տալիս ստանալ փուլահամաձայնեցում բյուրեղի լայնական ուղղությամբ (y առանցքի երկարությամբ): Երկայնական ուղղությամբ (x առանցքով) փուլահամաձայնեցման պայմանը միշտ բավարարված է, որովհետև ՏՀգ ալիքները ճառագայթվում են օպտիկական

փնջի տարածման ուղղության նկատմամբ Չերենկովյան անկյան տակ: Այսպիսով, փուլային համաձայնեցման պայմանը իրականանում է, որը նպաստում է բարձր էֆեկտիվությամբ $S\angle g$ ճառագայթման գեներացմանը: Ի տարբերություն $S\angle g$ գեներացման դասական Չերենկովյան տարբերակի, այստեղ չկա ոչ մի սկզբունքային սահմանափակում մղող փնջի լայնական չափի վրա: Լայն բացվածքով փնջերի կիրառումը, տրված Λ տարածական պարբերության դեպքում, թույլ է տալիս մեծացնել գեներացմանը մասնակցող դոմենների թիվը, և, հետևաբար, նվազեցնել $S\angle g$ ճառագայթման սպեկտրալ լայնքը:

$S\angle g$ ճառագայթման հաճախությունը որոշվում է Λ պարբերությամբ: Այլ կենտրոնական հաճախությամբ $S\angle g$ ճառագայթում ստանալու համար անհրաժեշտ է փոխել դիմակի Λ պարբերությունը:



Նկ. 2.2.2 ա) d_{33} ոչ գծային գործակցի կախվածությունը y -ից ՊԲԼՆ բյուրեղի դեպքում, բ) d_{33} ոչ գծային գործակցի կախվածությունը y -ից ՍԴ ծածկված ԼՆ բյուրեղի դեպքում:

Լարքավորվող $S\angle g$ ճառագայթում ստանալու համար առաջարկվել է կիրառել մի եղանակ, որը թույլ է տալիս դիմակի անփոփոխ պարամետրերի դեպքում փոփոխել բյուրեղի ոչ գծային գործակցի փոփոխման պարբերությունը՝ բյուրեղի վրա գլանաձև ոսպնյակների միջոցով կառուցելով դիմակի պատկերը: Պատկերի խոշորացման շնորհիվ պարբերությունը նույնպես փոխվում է M

անգամ՝ $\Delta_M = \Delta M$: Սա թույլ է տալիս առանց նոր դիմակ պատրաստելու ստանալ նոր կենտրոնական հաճախությամբ $S<g$ ճառագայթում:

Այսպիսով, կարելի է ստանալ հաճախալարքավորվող $S<g$ ճառագայթում, որի կենտրոնական հաճախությունը կղեկավարվի դիմակի պատկերի խոշորացումը փոփոխելու միջոցով:

Հարկ է նշել, որ աշխատանքում անտեսվել է օպտիկական փնջի դիֆրակցիան դիմակով անցնելիս: Դա արդարացված է, քանի որ լազերային ճառագայթման ալիքի երկարությունը բյուրեղում էապես փոքր է $S<g$ գեներացման համար անհրաժեշտ Λ պարբերությունից:

Ստորև ներկայացնենք ստվերային դիմակի կիրառմամբ $S<g$ ճառագայթման ստացման տեսական հաշվարկները և փորձարարական սարքավորման նկարագիրը:

Օգտվելով Նկ. 2.2.1 դ-ում ներկայացված վեկտորական դիագրամից, որը ներառում է $S<g$ և օպտիկական ճառագայթման ալիքային վեկտորները (k_{THz} , k_g), ինչպես նաև ստվերային դիմակի պարբերությանը (ստեղծված վիրտուալ ցանցի հաստատունին) համապատասխան ալիքային վեկտորը՝ $k_\Lambda = 2\pi/\Lambda$, կարող ենք գրել

$$k_{THz}^2 = k_g^2 + k_\Lambda^2 \quad (2.2.1)$$

Տեղադրելով k_{THz} , k_g , k_Λ արժեքները, կստանանք՝

$$\frac{\omega_{THz}^2}{c^2} n_{THz}^2 = \frac{\omega_g^2}{c^2} n_g^2 + \frac{4\pi^2}{(\Lambda M)^2} : \quad (2.2.2)$$

Հաշվի առնելով, որ $\omega_{THz} = 2\pi\nu_{THz}$, $S<g$ ճառագայթման գծային հաճախության համար կունենանք՝

$$\nu_{THz} = \frac{c}{\Lambda M \sqrt{n_{THz}^2 - n_g^2}} : \quad (2.2.3)$$

Մասնավորապես այն դեպքում, երբ ստվերային դիմակը կցված է $L\bar{N}$ բյուրեղին, ապա $M=1$: Եթե $S<g$ ճառագայթման գեներացումն իրականացվում է

800 նմ ալիքի երկարությամբ լազերային փնջերով ($n_g \approx 2.25$, $n_{\text{THz}} \approx 5.21$), ապա $\Lambda = 100$ մկմ, 154 մկմ, 200 մկմ պարբերությամբ դիմակների համար հաշվելով SՀց ճառագայթման կենտրոնական հաճախությունները՝ կստանանք 0.678 SՀց, 0.443 SՀց և 0.341 SՀց արժեքները:

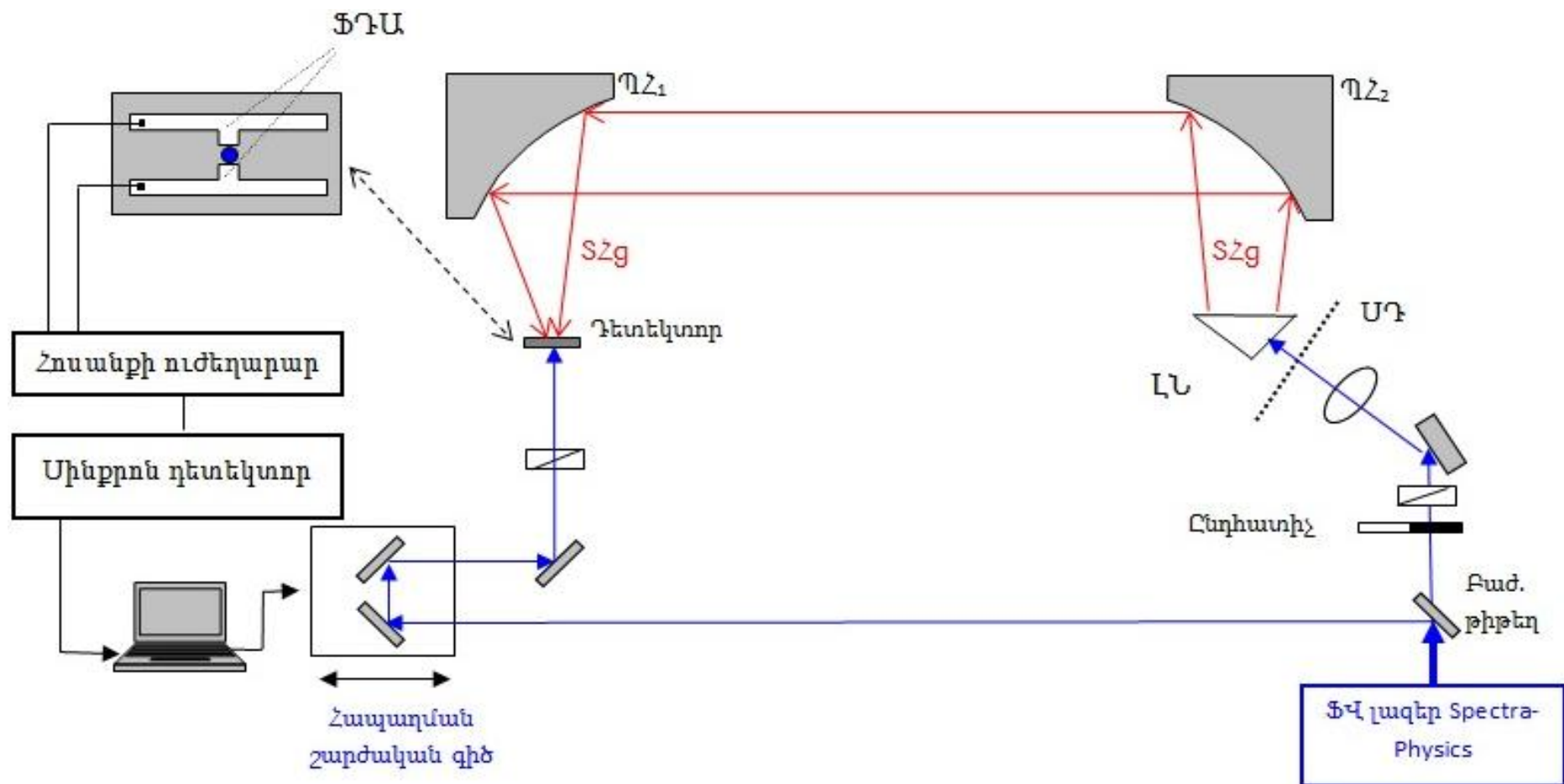
Փորձնականորեն իրականացվել է քվազիմոնոքրոմատիկ SՀց ճառագայթման գեներացում միադոմեն լիթիումի նիոբաթ բյուրեղում ՕՈԻ միջոցով՝ ստվերային դիմակի կիրառմամբ: Փորձարարական համակարգի սխեմատիկ պատկերը ներկայացված է Նկ. 2.2.3 -ում:

SՀց ալիքների գեներացման համար օգտագործվում է Ti:Sapphire ֆեմտոպայրկյանային լազեր, որի ճառագայթման միջին հզորությունը ~ 1 Վտ է, կրկնման հաճախությունը 1ԿՀց, իմպուլսի տևողությունը 100 ֆվ և ալիքի երկրությունը $\lambda = 0.8$ մկմ: SՀց ալիքների գեներացման համար օգտագործված ԼՆ բյուրեղը հորիզոնական հարթության մեջ ունի ուղղանկյուն եռանկյան տեսք, որի չափերն են 5մմ y առանցքով և 10մմ x առանցքով (տես Նկ. 2.2.3): Բյուրեղի չափը ուղղահայաց հարթության մեջ (z առանցքով) 3մմ է:

Լազերային փունջը տրոհվում է փոխուղղահայաց բևեռացված երկու մասերի 90% և 10% հարաբերակցությամբ: Փնջի մեծ մասը զույգ գլանաձև ոսպնյակներից բաղկացած տելեսկոպի միջոցով՝ ձևավորելով էլիպսաձև փունջ, կենտրոնացվում է դիմակի վրա, իսկ մնացած մասն օգտագործվում է SՀց ալիքների դաշտը գրանցող դետեկտորի աշխատանքի համար:

Դիմակի չափերն են 4.5մմ x 2.8մմ: Գեներացված SՀց ճառագայթումը հավաքվում և ուղղորդվում է երկու պարաբոլիկ հայելիների միջոցով (Γ_1 , Γ_2): SՀց ալիքը ֆոկուսացվում է SՀց դետեկտորի վրա, որն իրենից ներկայացնում է GaAs-ի տակդիրի վրա գտնվող ֆոտոհաղորդիչ դիպոլային անտենա (ՖԴԱ): SՀց ճառագայթման ազդեցության տակ անտենայի վրա մակաձվում է լարում:

Եթե անտենան միաժամանակ ճառագայթվի նաև օպտիկական զոնդող իմպուլսով, ապա կիսահաղորդչային շերտում առաջացած ազատ լիցքակիրները կստեղծեն հոսանք: Փորձարարական ուսումնասիրությունները կատարվել է երկու դեպքի համար:



Նկ. 2.2.3 Փորձարարական համակարգի բլոկ սխեման:

Առաջին դեպքում դիմակներն ունեցել են տարբեր տարածական պարբերություններ և հավաժ են եղել L_N բյուրեղին: Ընտրվել է դիմակի շերտերի հետևյալ պարբերությունները՝ 100, 154 և 200 մկմ:

Երկրորդ դեպքում գլանաձև ոսպնյակներից բաղկացած տելեսկոպի միջոցով բյուրեղի վրա կառուցվել է 154 և 200 մկմ դիմակների պատկերը, ինչի շնորհիվ հնարավորություն է ստեղծվել փոփոխել տարածական պարբերությունը:

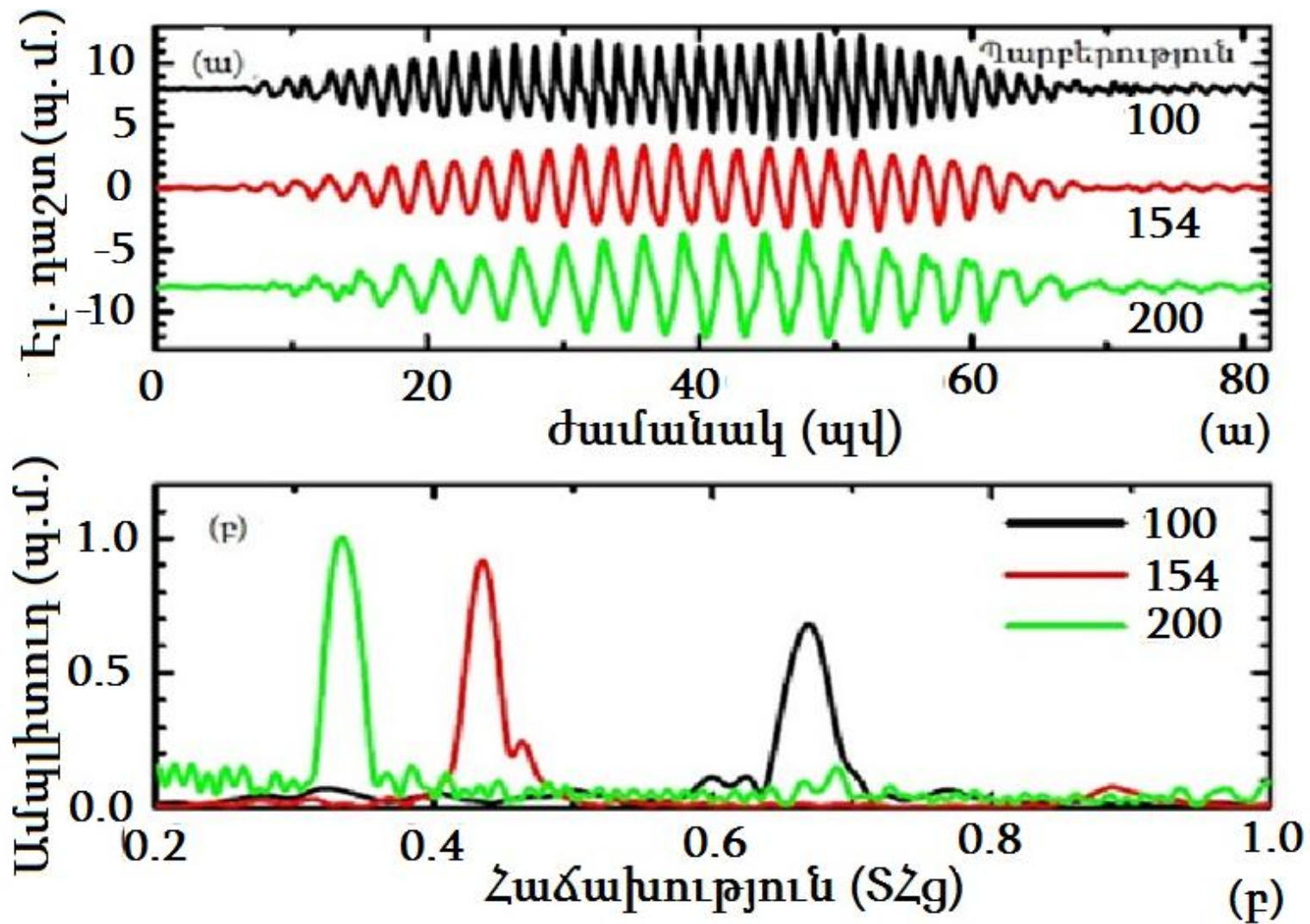
Պարբերության փոփոխությունը կատարվել է M խոշորացման գործակցի փոփոխման միջոցով՝ շարժելով գլանաձև ոսպնյակների և դիմակների դիրքերը:

Փորձարարական հետազոտությունների սկզբնական փուլում չափվել է $S\angle g$ ճառագայթման պարամետրերն այն դեպքում, երբ դիմակը կցվել է բյուրեղի մուտքային ճակատին: Նկ. 2.2.4-ում բերված է $S\angle g$ ճառագայթման ժամանակային տեսքերը և նրանց համապատասխան սպեկտրները՝ 100, 154, 200 մկմ պարբերությամբ դիմակներ կիրառելու դեպքում:

Նկ. 2.2.4 ա-ից երևում է, որ $S\angle g$ իմպուլսների տևողությունը բոլոր օգտագործված դիմակների դեպքում կազմում է մոտավորապես 60 պվ: Սա պայմանավորված է այն հանգամանքով, որ ստվերային դիմակի յուրաքանչյուր թափանցիկ ճեղք համապատասխանում է $S\angle g$ տատանման մեկ ցիկլին: $S\angle g$ գեներացման ամբողջ t_m ժամանակը որոշվում է տատանման պարբերության $T = 1/\nu_{THz}$ և ճեղքերի N թվի արտադրյալով:

200 մկմ և 154 մկմ պարբերությամբ դիմակների դեպքում ճառագայթման սպեկտրալ լայնությունը ($1/\sqrt{2}$ մակարդակի վրա) կազմում է մոտ 20 ԳՀց, իսկ 100 մկմ պարբերությամբ դիմակի դեպքում՝ 25 ԳՀց: Վերջին դեպքում շերտի լայնացումը հավանաբար կապված է L_N բյուրեղում $S\angle g$ կլանման աճի հետ:

Հաճախալարքավորվող $S\angle g$ ճառագայթում ստանալու համար մասնակիորեն ձևափոխվել է փորձարարական սարքավորման կառուցվածքը: 154 մկմ և 200 մկմ պարբերությամբ դիմակներով և գլանաձև ոսպնյակներից բաղկացած տելեսկոպի միջոցով, որն ունի ղեկավարվող M խոշորացում, կառուցվել է դիմակի պատկերը բյուրեղի վրա:

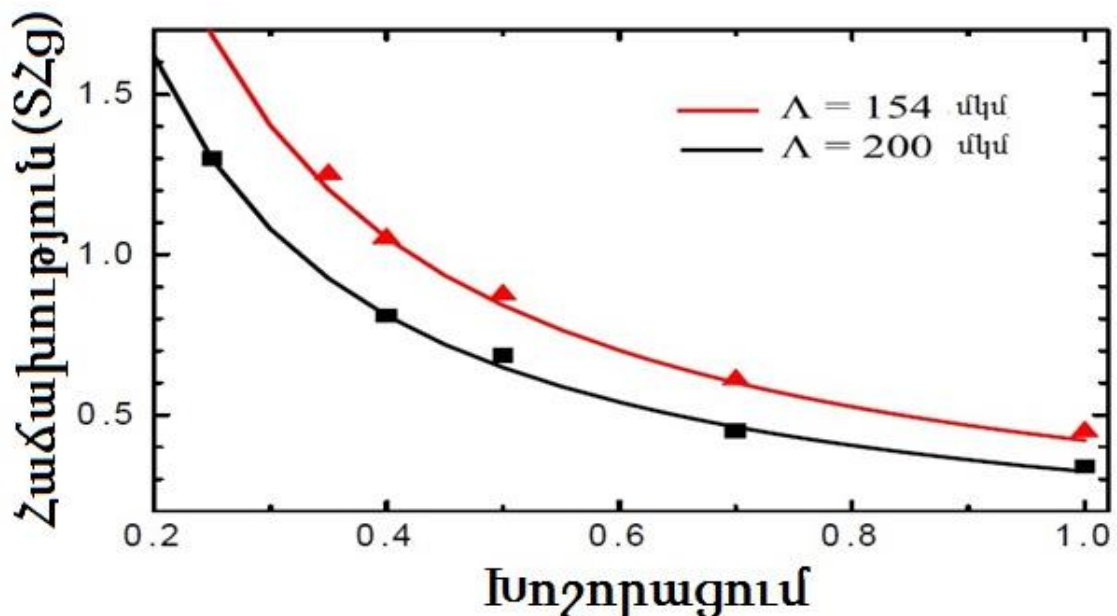


Նկ. 2.2.4 ա. Չափված S g դաշտերի տեսքերը 100, 154, 200 մկմ պարբերություններով դիմակների դեպքում, բ. համապատասխան Ֆուրյե սպեկտրերը:

Նկ. 2.2.5-ից երևում է, որ հաճախալարքավորվող ճառագայթում կարելի է ստանալ 0.34 - 1.3 SՀց շրջանում, երբ M խոշորացումը փոխվում է 1-ից մինչև 0.25:

Հատկանշական է, որ գեներացվող ճառագայթման հաճախության աճը ուղեկցվում է շերտի լայնացմամբ: Դա պայմանավորված է բյուրեղում փնջի չափի նվազեցմամբ, երբ նվազում է M խոշորացումը:

Չափման արդյունքները ցույց են տալիս, որ ի տարբերություն հաճախային շերտի բացարձակ լայնության, M ուժեղացան փոփոխման դեպքում շերտի հարաբերական լայնությունն էապես չի փոխվում: Այն կազմում է 6-8%, երբ SՀց ճառագայթման կենտրոնական հաճախությունը փոփոխվում է 0.34 SՀց-ից մինչև 1.3 SՀց տիրույթում:



Նկ. 2.2.5 Գեներացվող SՀց ճառագայթման կախվածությունը խոշորացումից 154 մկմ պարբերությամբ (կարմիր եռանկյուններ) և 200մկմ պարբերությամբ (սև քառակուսիներ) դիմակների դեպքում:

SՀց ճառագայթման միջին հզորությունը չափելու համար օգտագործվել է աստիճանավորված SPI-A-62 պիրոէլեկտրիկ դետեկտոր: 1 Վտ մղման փնջի դեպքում ստացվել է ~6.5 մկՎտ հզորությամբ քվազիմոնոքրոմատիկ SՀց ճառագայթում: Օպտիկայից SՀց էներգիայի փոխակերպման էֆեկտիվությունը կազմել է $\sim 6,5 \cdot 10^{-4} \%$:

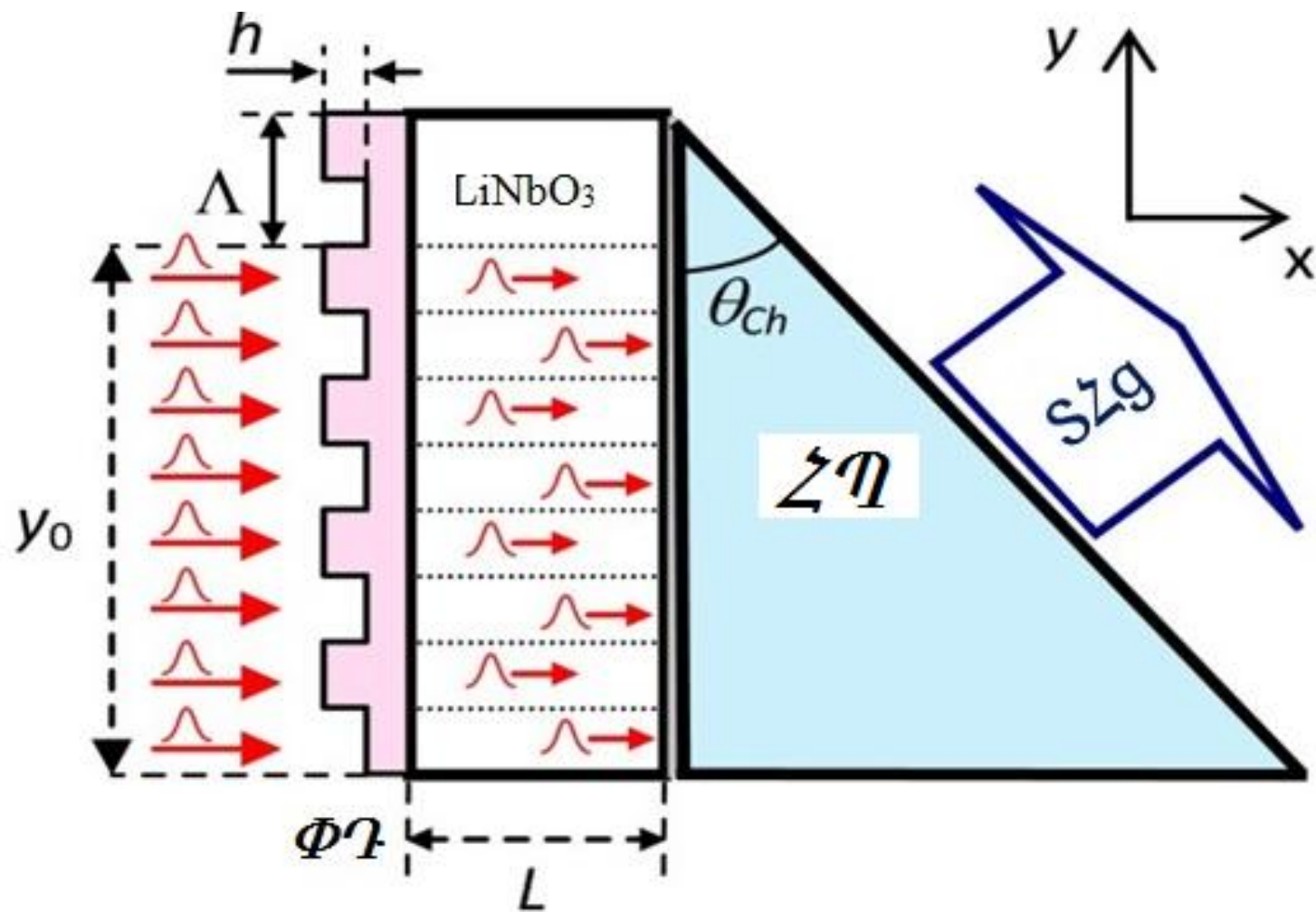
§2.3 ՔՎԱԶԻՄՈՆՈՔՐՈՄԱՏԻԿ ՏՀՑ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԳԵՆԵՐԱՑՈՒՄԸ ՕՈՒ ՄԻՋՈՑՈՎ՝ ՓՈՒԼԱՅԻՆ ԴԻՄԱԿԻ ԿԻՐԱՌՄԱՄԲ

Այս պարագրաֆում նկարագրված է քվազիմոնոքրոմատիկ ՏՀց ճառագայթման ստացման նոր մեթոդ [25], որտեղ միադոմեն LiNbO_3 ոչ գծային բյուրեղը լուսավորվում է ֆեմտովայրկյանային լազերային փնջով՝ այդ փունջը նախապես պարբերական փուլային տեղաշարժ ձևավորող դիմակի միջով անցկացնելուց հետո: Այս դեպքում միադոմեն ոչ գծային բյուրեղում ձևավորվում է վիրտուալ փուլահամաձայնեցնող կառուցվածք, որի սխեմատիկ տեսքը պատկերված է Նկ. 2.3.1-ում:

Տեսականորեն ցույց է տրվել, որ հնարավոր է ստանալ հաճախության և սպեկտրալ լայնքի ղեկավարմամբ ՏՀց ճառագայթում՝ փոխելով համապատասխանաբար դիմակի պարբերությունը և օպտիկական փնջի չափը: Ի տարբերություն նախորդ պարագրաֆում նկարագրված ստվերային դիմակի, այստեղ ՏՀց դաշտը կլինի կրկնակի մեծ, քանի որ օգտագործվում է մղման փնջերի հզորությունն ամբողջովին:

ՓԴ միջոցով վիրտուալ ՔՓՀ կառուցվածքի ձևավորվումը բացատրվում է հետևյալ կերպ: Միաչափ բինար փուլային դիմակի միջով անցնող (y առանցքին զուգահեռ) ֆեմտովայրկյանային լազերային իմպուլսի հապաղումը կարելի է ներկայացնել $\tau(y) = \tau_0 Q(y)$ տեսքով, որտեղ $Q(y) = Q(y + \Lambda)$ պարբերական ֆունկցիան ընդունում է միայն 1 և 0 արժեքներ՝ համապատասխանաբար հապաղված և չհապաղված իմպուլսների համար: ՓԴ-ի միջով անցնելով, լազերային ճառագայթման ինտենսիվության սպեկտրը դառնում է տարածական մոդուլացված՝ $I(\omega) \exp(i\omega\tau(y))$, որտեղ $I(\omega)$ -ն ինտենսիվության սպեկտրն է դիմակի մուտքում: Օպտիկական ուղղմանը պատասխանատու $P_{NL}(\omega)$ ոչ գծային բևեռացումը համեմատական է $I(\omega)$ ինտենսիվության սպեկտրի և d_{eff} ոչ գծային գործակցի արտադրյալին:

Հետևաբար, ՏՀց ալիքների գեներացումը կարելի է դիտարկել որպես տարածության մեջ համասեռ $I(\omega)$ ինտենսիվությամբ ճառագայթման ՕՈՒ այնպիսի բյուրեղում, որն օժտված է տարածության մեջ փոփոխվող (մոդուլված) $d_{eff} \exp(i\omega\tau(y))$ ոչ գծային գործակցով:



Նկ. 2.3.1 Փուլային դիմակի և համաձայնեցնող պրիզմայի ($\zeta\eta$) կիրառմամբ LiNbO_3 բյուրեղում ՕՈՒ-ի եղանակով SZg գեներացման սխեմատիկ պատկերը:

Այսպիսով, փուլային դիմակի կիրառումը առաջացնում է վիրտուալ ՔՓՀ կառուցվածքի ձևավորում: Մասնավոր դեպքում, երբ $\omega = 2\pi f_0 = \pi/\tau_0$ (այսինքն, երբ τ_0 ժամանակային հապաղումը հավասար է SՀg տատանման կիսապարբերությանը) ոչ գծային գործակցի փոփոխությունը համարժեք է վերջինիս նշանի փոփոխմանը: Ելնելով այս մոդելից, դժվար չէ ցույց տալ, որ ՔՓՀ կառուցվածքում SՀg ալիքները գեներացվում են օպտիկական ճառագայթման տարածման նկատմամբ Չերենկովյան անկյան տակ: Բյուրեղ-օդ սահմանին SՀg ալիքների լրիվ ներքին անդրադարձումից կարելի է խուսափել համաձայնեցնող պրիզմայի կիրառմամբ, կամ բյուրեղի ելքային մակերևույթի թեք կտրման միջոցով:

Հարկ է նշել, որ վերը բերված սխեման թույլ է տալիս ստանալ հաճախության լարքավորմամբ և սպեկտրալ լայնքի փոփոխմամբ SՀg ճառագայթում: Սպեկտրալ լայնքը հնարավոր է փոփոխել մի քանի ԳՀg-ից մինչև մի քանի SՀg, երբ փնջի լայնքը փոփոխվի համապատասխանաբար մի քանի միլիմետրից մինչև մի քանի միկրոմետր:

SՀg գեներացման հաճախության լարքավորում կարելի է իրականացնել, երբ դիմակը գտնվի բյուրեղի մուտքային ճակատից հեռու, և բյուրեղի ներսում դիմակի պատկերի ստացման համար կիրառվի համապատասխան ոսպնյակային համակարգ: Իրոք, փոփոխելով պատկերի խոշորացումը հնարավոր է փոփոխել ՔՓՀ կառուցվածքի պարբերությունը և դրանով իսկ SՀg ճառագայթման հաճախությունը: Այսպիսով նկարագրված սխեման ունի մեծ պոտենցիալ հնարավորություններ ղեկավարվող բնութագրերով հզոր SՀg ճառագայթում ստանալու համար:

SՀg ճառագայթման հաճախությունն այս դեպքում նույնպես որոշվում է (2.2.3) բանաձևով ($v_{THz} = \frac{c}{\Lambda \sqrt{n_{THz}^2 - n_g^2}}$), որն ստացվել էր ՄԴ-ի դեպքում:

Ուսումնասիրվել է քվազիմոնոքրոմատիկ SՀg ճառագայթման գեներացումը LiNbO₃ բյուրեղում, օգտագործելով $\Lambda = 110$ մկմ և 160մկմ պարբերություններով փուլային դիմակներ: Փորձարարական հետազոտությունները

կատարվել են ոչ գծային բյուրեղի նկատմամբ փուլային դիմակի փոխդասավորվածության երկու տարբերակների դեպքում:

Առաջին դեպքում դիմակը ամրացվել է բյուրեղի մուտքային ճակատին: Ըստ (2.2.3) արտահայտության՝ գեներացված հաճախություններն այս դեպքում կլինեն $f_1 = 0.620 \text{ SՀg}$ և $f_2 = 0.425 \text{ SՀg}$, համապատասխանաբար $\Lambda = 110 \text{ մկմ}$ և 160 մկմ պարբերություններով դիմակների համար: Երկրորդ դեպքում դիմակի պատկերը բյուրեղի վրա կառուցվել է ուսանյակային համակարգի միջոցով՝ տարբեր M խոշորացումներով: Գեներացված հաճախությունը որոշվում է $M\Lambda$ արտադրյալով և հետևաբար հաճախադեկավարվող SՀg ճառագայթում կարող ենք ստանալ փոխելով M խոշորացումը:

Փորձարարական համակարգը ունի նույն կառուցվածքը, ինչ ստվերային դիմակի կիրառման ժամանակ: 110 մկմ և 160 մկմ պարբերությամբ դիմակները պատրաստվել են 0.5 մմ հաստությամբ կվարցի թիթեղից: Օդային շերտերը ($\Lambda/2$ հեռավորությամբ) կտրվել են DAD3350 սղոցով:

Լազերային փունջը դիմակի ելուստներով անցնելիս կրում է τ_0 ժամանակային հապաղում: Հապաղման չափը պայմանավորված է դիմակի նյութի n_0 բեկման ցուցիչով և ելուստի h բարձրությամբ: Կվարցի թիթեղից պատրաստված դիմակի դեպքում այն կազմում է $\tau_0 = h(n_0 - 1)/c = 755 \text{ ֆվ}$: Այս ժամանակային հապաղումը համապատասխանում է ոչ գծային բևեռացման նշանի մոդուլմանը՝ $f_0 = 1/2\tau_0 = 0.662 \text{ SՀg}$ հաճախությամբ ճառագայթման արդյունավետ գեներացման համար:

Չնայած $f_1 = 0.620 \text{ SՀg}$ և $f_2 = 0.425 \text{ SՀg}$ հաճախությունները տարբերվում են f_0 հաճախությունից, սակայն դա չի բերում գեներացման էֆեկտիվության զգալի նվազման: Ըստ [122], գեներացված SՀg դաշտը համեմատական է η_e գործակցին, որը որոշվում է հետևյալ արտահայտությամբ՝

$$\eta_e = \left| \sin \frac{\pi}{2} \frac{f_{\text{THz}}}{f_0} \right| : \quad (2.3.1)$$

Այտեղից, հետևում է, որ $f_1 = 0.620$ ՏՀց հաճախության դեպքում այն շատ մոտ է մաքսիմալ արժեքին ($\eta_{\max} = 1$), իսկ $f_2 = 0.425$ ՏՀց հաճախության դեպքում ընդամենը $\sim 15\%$ -ով է փոքր մաքսիմալ արժեքից:

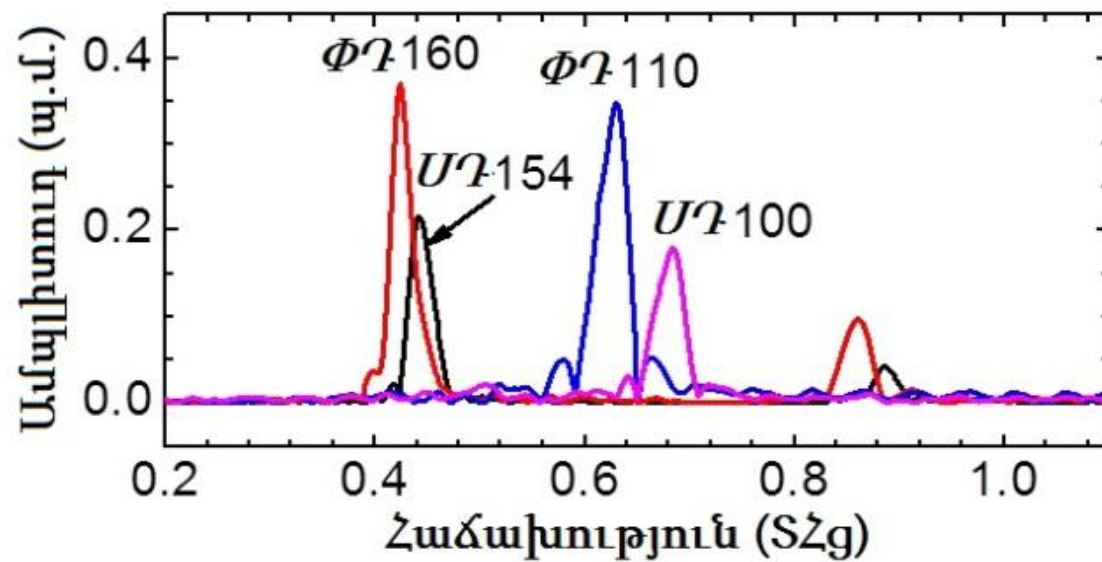
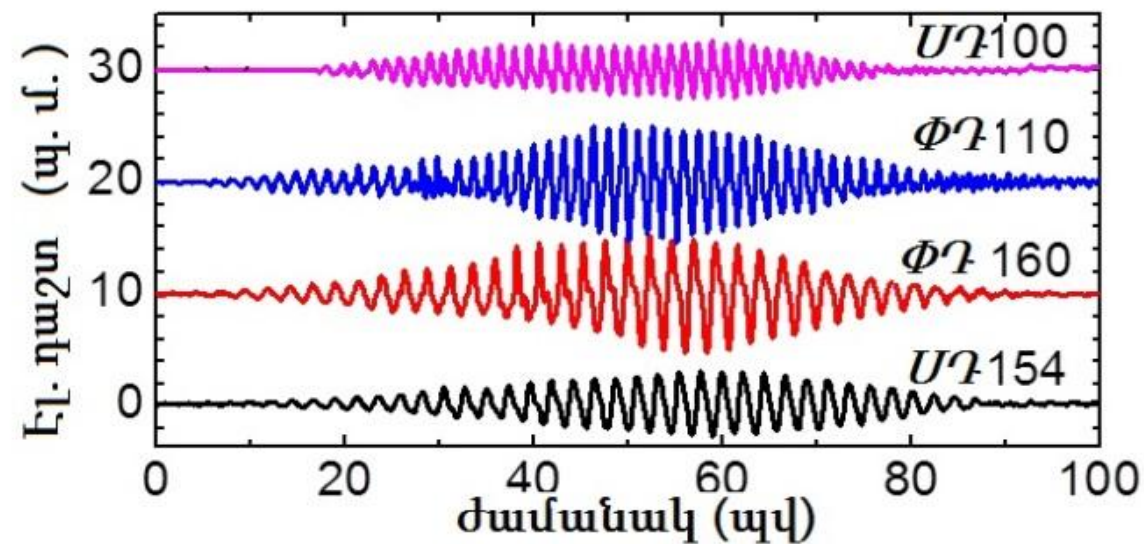
ՏՀց ճառագայթման պարամետրերի փորձնականորեն ստացված արդյունքները բերված են Նկ. 2.3.2-ում: Նկ. 2.3.2 ա-ում պատկերված են ՏՀց իմպուլսների ժամանակային տեսքերը, իսկ 2.3.2 բ-ում՝ համապատասխան սպեկտրները, երբ 110 մկմ և 160 մկմ պարբերությամբ փուլային դիմակները ամրացված է եղել բյուրեղին:

Նկ. 2.3.2 բ-ից երևում է, որ 110մկմ և 160մկմ պարբերությամբ ՓԴ դեպքում ստացվել է, մոտովորապես, 0,4 ՏՀց և 0.6 ՏՀց կենտրոնական հաճախությամբ ճառագայթում, որոնց ամպլիտուդները, համապատասխանաբար, 1.9 և 1,7 անգամ գերազանցում են ՍԴ-ի դեպքում ստացված արդյունքներին: Գեներացման էֆեկտիվության աճը լավ համապատասխանում է տեսականորեն սպասվող արդյունքներին: Էֆեկտիվության $\sim 15\%$ նվազումը $f_2 = 0.4$ ՏՀց դեպքում պայմանավորված է փուլային համաձայնեցման պայմանին ՔՓՀ կառուցվածքի ոչ կատարյալ համապատասխանեցմամբ:

Համեմատության համար ներկայացված են նաև 100 և 154 մկմ պարբերությամբ ստվերային դիմակների համար ստացված արդյունքները:

Նկ. 2.3.2-ից երևում է, որ ՏՀց իմպուլսների ողջ ցիկլի տևողությունը օգտագործված բոլոր դիմակների դեպքում նույնն է (~ 60 պժ): Սա պայմանավորված է այն հանգամանքով, որ դիմակի յուրաքանչյուր շերտ գեներացնում է ՏՀց տատանման մեկ ցիկլ և հետևաբար բազմացիկլ ՏՀց գեներացման ամբողջ t_{imp} ժամանակը համեմատական է դիմակի վրա օպտիկական փնջի w_y չափին: Փոխելով w_y կարող ենք փոխել իմպուլսների t_{imp} տևողությունը և, հետևաբար, նաև սպեկտրալ լայնքը՝ $\Delta f \sim 1/t_{\text{imp}}$:

Նվազագույն լայնքը՝ $\Delta f \approx 17$ ԳՀց ($f = 0.424$ ՏՀց կենտրոնական հաճախության դեպքում) ստացվել է, երբ օպտիկական փնջի տրամագիծը ($w_y \approx 4.5$ մմ) մոտ է բյուրեղի մուտքային ճակատի չափին: Փնջի չափի նվազեցումը բերում է Δf - ի լայնացմանը ընդհուպ մինչև մի քանի ՏՀց, երբ $w_y \approx \Lambda/2$:



Նկ. 2.3.2 ա) ՏՀց ալիքների տեսքը
110մկմ և 160մկմ պարբերությամբ
փուլային դիմակների և 100մկմ ու
154մկմ պարբերությամբ ստվերային
դիմակների դեպքում
բ) Համապատասխան Ֆուրյե
սպեկտրը:

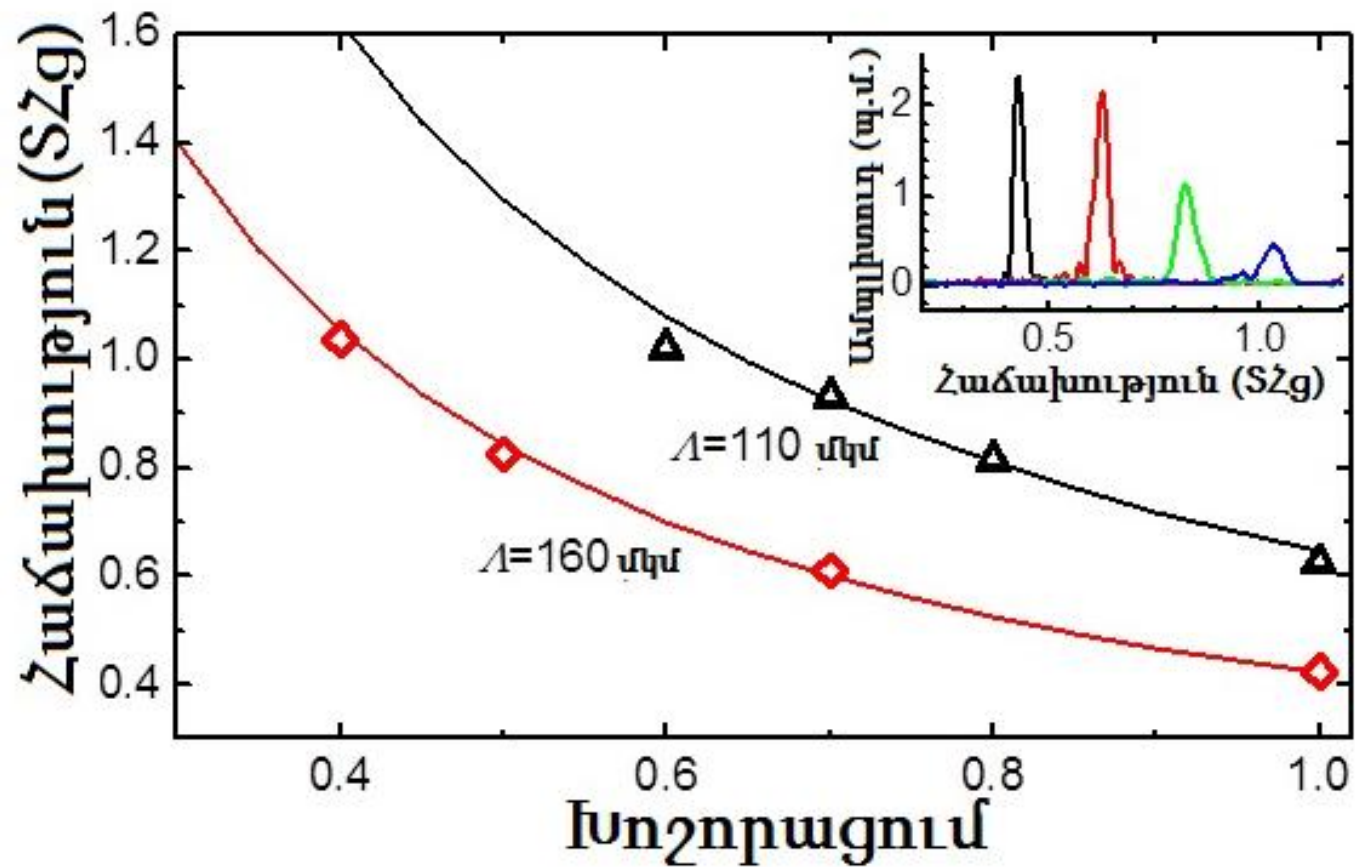
Ինչպես արդեն նշվեց, դիմակի պատկերը բյուրեղի վրա կառուցելով տարբեր M խոշորացումներով կարելի է ստանալ հաճախադեկավարվող SՀց ճառագայթում: Գեներացված SՀց ճառագայթման կախվածությունը պատկերի M խոշորացումից 110 մկմ և 160 մկմ տարածական պարբերությամբ դիմակների դեպքում պատկերված է Նկ. 2.3.3-ում:

Այստեղից երևում է, որ գեներացման հաճախությունը փոխվում է 0.42 – 1SՀց, երբ M խոշորացումը փոխվում է 1-ից մինչև 0.4: Ինչպես երևում է Նկ. 2.3.3-ից գեներացման հաճախության աճմանը զուգընթաց նվազում է ամպլիտուդը: Դա բացատրվում է հաճախության աճին զուգընթաց SՀց ճառագայթման կլանման էական աճով:

SՀց ճառագայթման միջին հզորությունը չափելու և SՀց իմպուլսների էներգիան գնահատելու համար օգտագործվել է SPI-A-62 պիրոէլեկտրական դետեկտորը: Դետեկտորի մուտքում օպտիկական ճառագայթումը արգելափակելու համար տեղադրվել է սիլիկոնե թիթեղ և սև պոլիէթիլենային ժապավեն:

Երբ 160 մկմ պարբերությամբ դիմակը ամրացված է եղել բյուրեղին, SՀց ճառագայթման միջին հզորությունը ստացվել է մոտավորապես ~20 մկՎտ: Հաշվի առնելով, որ մղման իմպուլսների կրկնման հաճախությունը 1 ԿՀց է, բազմացիկ SՀց իմպուլսների էներգիան գնահատվել է ~20 նՋ: Սա համապատասխանում է 300Վտ պիկային հզորության:

Այսպիսով, առաջարկվել և զարգացվել է քվադրիպոլահամաձայնեցման նոր մեթոդ միադոմեն LiNbO_3 բյուրեղում SՀց իմպուլսների գեներացման համար: Միաչափ փուլային դիմակի կիրառմամբ ստացվել է ~20մկՎտ միջին հզորությամբ և 1 ԿՀց կրկնման պարբերությամբ, կենտրոնական հաճախության և սպեկտրի լայնության կառավարմամբ SՀց ճառագայթում:



Նկ. 2.3.3 Գեներացման հաճախությունը պատկերի տարբեր M խոշորացումների դեպքում 160մկմ (կարմիր քառակուսիներ) և 110մկմ (սև եռանկյուններ) պարբերությամբ դիմակների դեպքում: Հոծ գծերով բերված են հաշվարկային արդյունքները: Ներդրված գրաֆիկում բերված է սպեկտրը տարբեր խոշորացմամբ պատկերի դեպքում:

ԳԼՈՒԽ 3

ԼԱՅՆԱՇԵՐՏ ՏՀՑ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԳԵՆԵՐԱՑՈՒՄԸ

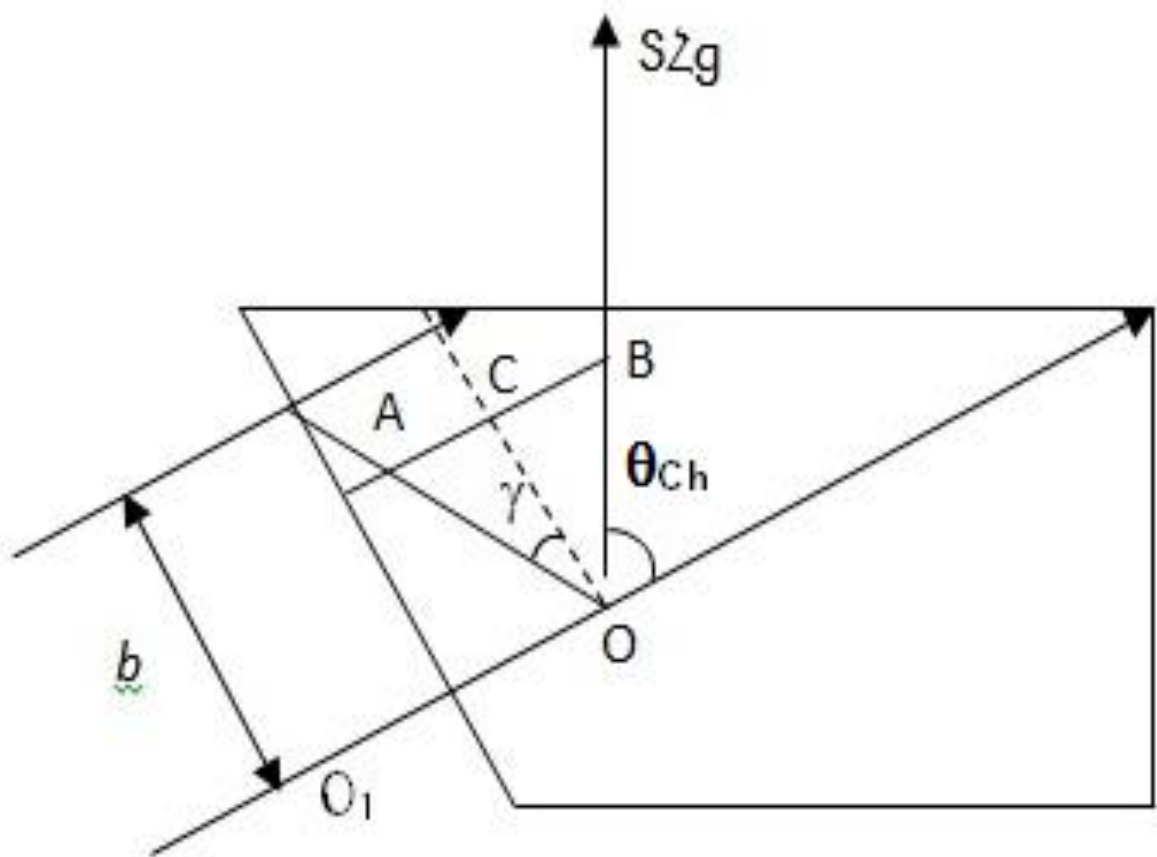
ՄԻԱԴՈՄԵՆ ԼԻԹԻՈՒՄԻ ՆԻՈՒԱԹ ԲՅՈՒՐԵՂՈՒՄ

Կիրառական մի շարք ոլորտներում նպատակահարմար է օգտագործել լայնաշերտ ՏՀց ճառագայթում:

Մասնավորապես, լայնաշերտ (գերկարճ) ՏՀց իմպուլսներով հեռամխանումը իդեալական միջոց է չափազանց լայն հաճախային տիրույթում տարբեր օբյեկտների դիֆեկտորիկական հատկությունների ուսումնասիրման համար: Ժամանակային տիրույթի ՏՀց սպեկտրոմետրերի աշխատանքը հիմնված է հենց այդպիսի՝ լայնաշերտ ՏՀց իմպուլսներով հետազոտվող օբյեկտի հեռամխանման վրա [2, 26, 27]: Հետևաբար, լայնաշերտ ՏՀց իմպուլսների արդյունավետ և մատչելի աղբյուրների ստեղծումը խիստ կարևոր է և այժմեական:

§3.1 Լայնաշերտ ՏՀց ճառագայթման գեներացումը ոչ գծային բյուրեղներում թեք ամպլիտուդային ճակատով իմպուլսների օպտիկական ուղղման միջոցով

Լայնաշերտ տերահերցային ճառագայթում գեներացնելու համար կիրառվում են թեք ամպլիտուդային ճակատով օպտիկական իմպուլսների ՕՈՒ ոչ գծային բյուրեղներում: Գերկարճ, ֆեմտովայրկյանային լազերային իմպուլսների փոխակերպման միջոցով ոչ գծային միջավայրում լայնաշերտ ՏՀց ճառագայթում ստանալու համար անհրաժեշտ է ապահովել քվադրիփուլահամաձայնեցման պայմանը ՏՀց իմպուլսի բոլոր սպեկտրալ բաղադրիչների համար: Այս պարագայում ճակատի անկյան թեքության ճշգրիտ ընտրության դեպքում գեներացված ՏՀց իմպուլսները հասնում են ելքային մակերևույթին միաժամանակ: Թեք ամպլիտուդային ճակատով իմպուլսների ՕՈՒ-ի սխեմատիկ պատկերը բերված է Նկ. 3.1.1 –ում [5,32]:



Նկ. 3.1.1 Թեք ամպլիտուդային ճակատով իմպուլսների ՕՈԻ-ի սխեմատիկ պատկերը:

Նկ. 3.1.1-ից երևում է, որ օպտիկական ուղղման ժամանակ O կետում գեներացված S_{zg} իմպուլսը առաքվում է օպտիկական փնջերի տարածման ուղղության նկատմամբ Չերենկովյան անկյան տակ: Այդ իմպուլսը ծախսում է $t_1 = \frac{OB}{c} n_{THz}$ ժամանակ, որպեսզի O կետից հասնի B կետ: Էֆեկտիվ S_{zg} ճառագայթում գեներացնելու համար պետք է AB ճառագայթով տարածվող իմպուլսը հասնի այդ նույն կետ միաժամանակ:

Օպտիկական փնջի ամպլիտուդային և փուլային ճակատների համընկնելու դեպքում, երբ OO_1 տարածվող իմպուլսը հասնում է O կետին AB ճառագայթով տարածվողը կհասնի C կետ: B կետ հասնելու համար այդ իմպուլսը կծախսի $t_2 = \frac{OB \cos \theta_{ch}}{c} n_g$ ժամանակ: Հաշվի առնելով այն

հանգամանքը, որ $n_g < n_{THz}$ և $\cos \theta_{Ch} < 1$, դժվար չէ տեսնել, որ $t_2 < t_1$: Այստեղից հետևում է, որ O կետում գեներացված SՀg իմպուլսը B կետ պետք է հասնի լազերային իմպուլսի հետ միաժամանակ: Հետևաբար անհրաժեշտ է, որ t_2 -ը դառնա հավարար t_1 -ին: Այս դեպքում SՀg ալիքները կլինեն համափուլ: Վերոնշյալ պայմանը ապահովելու համար օպտիկական փնջի ամպլիտուդային ճակատը պետք է թեքվի փուլային ճակատի նկատմամբ: Ամպլիտուդային և փուլային ճակատների կազմած անկյունը նշանակենք γ -ով:

Իմպուլսների B կետ միաժամանակ հասնելու պայմանը կարելի է գրել հետևյալ կերպ.

$$\frac{OB}{c} n_{THz} = \frac{OB}{c} (\cos \theta_{Ch} + \sin \theta_{Ch} \tan \gamma) n_g: \quad (3.3.1):$$

Հայտնի է, որ $\cos(\theta_{Ch}) = n_g / n_{THz}$, հաշվի առնելով այս փաստը և կատարելով մաթեմատիկական որոշ ձևափոխություններ (3.3.1) պայմանից կստանանք հետևյալը՝

$$\frac{1}{\cos \theta_{Ch}} = \cos \theta_{Ch} + \sin \theta_{Ch} \tan \gamma: \quad (3.3.2)$$

(3.3.2) արտահայտությունից երևում է, որ՝

$$\tan \gamma = \tan \theta_{Ch}: \quad (3.3.3)$$

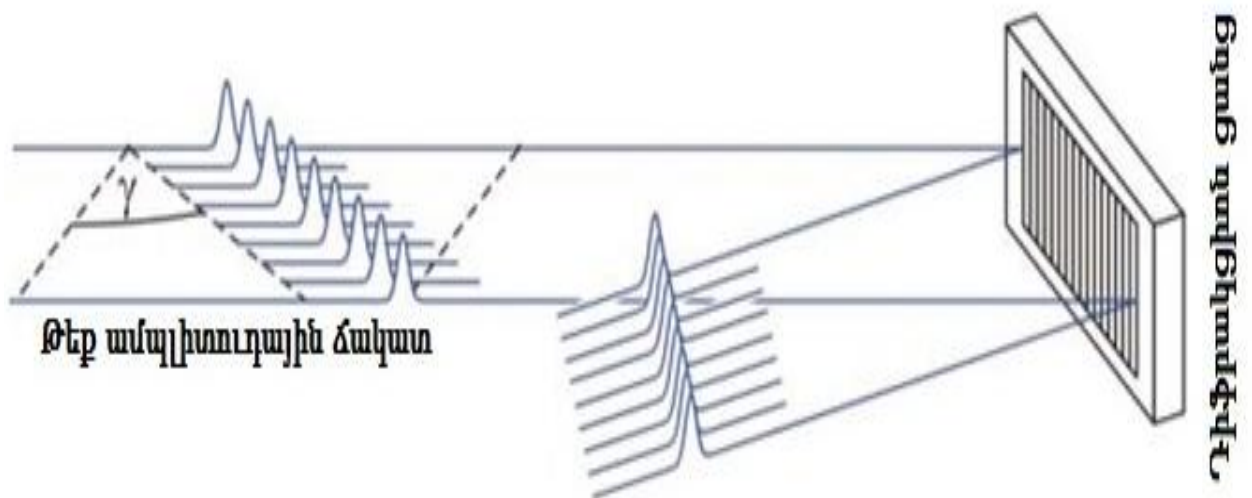
Սա նշանակում է, որ էֆեկտիվ լայնաշերտ Shg իմպուլսներ գեներացնելու համար անհրաժեշտ է, որ բյուրեղում օպտիկական իմպուլսի ամպլիտուդային ճակատը փուլային ճակատի նկատմամբ շեղված լինի Չերենկովյան անկյանը հավասար անկյամբ: (3.3.1) արտահայտության վերլուծությունից երևում է, որ (3.3.3) պայմանը տեղի ունի OB հատվածի կամայական երկարության դեպքում:

Սովորաբար օպտիկական իմպուլսի թեք ամպլիտուդային ճակատը ձևավորելու համար օգտագործվում է մի համակարգ, որի սխեմատիկ

պատկերը բերված է Նկ. 3.1.2-ում: Այն իրենից ներկայացնում է լազերային փնջի նկատմամբ որոշակի անկյան տակ տեղադրված դիֆրակցիոն ցանց:

Թեք ամպլիտուդային ճակատով լազերային փնջերով ֆեմտովայրկյանային լազերային ճառագայթման փոխակերպման միջոցով ոչ գծային բյուրեղում SՀց ճառագայթման ստացման սխեման պատկերված է Նկ. 3.1.3-ում:

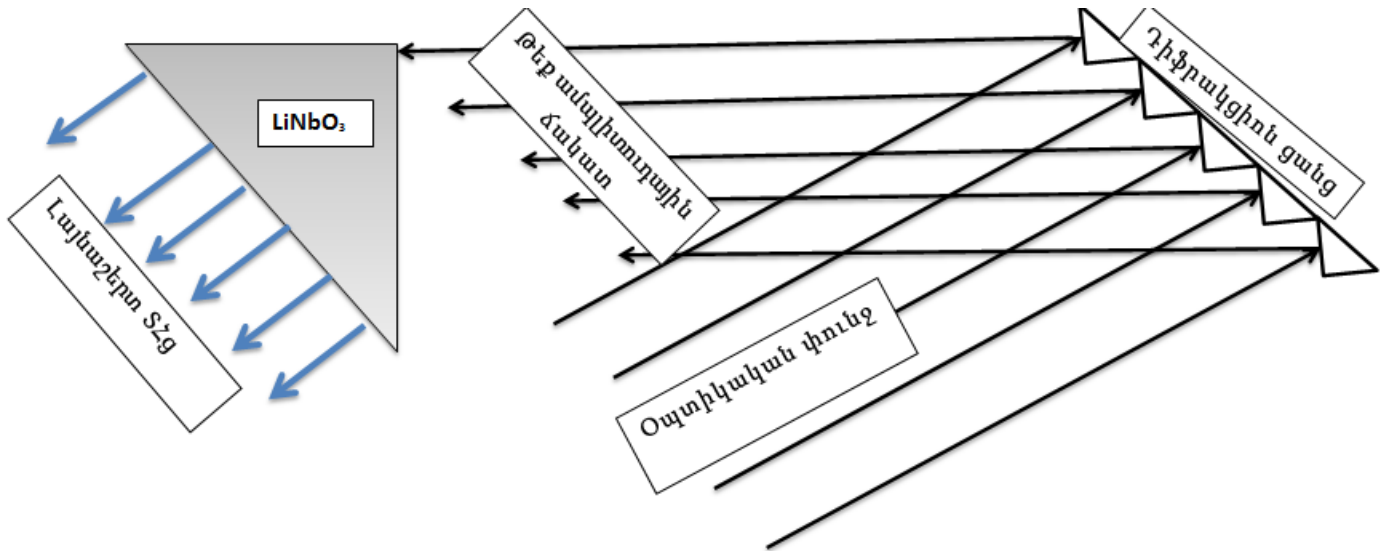
Քանի որ լազերային փնջերի թեք ամպլիտուդային ճակատի ձևավորումն իրականացվում է դիֆրակցիոն ցանցի միջոցով, ապա անխուսափելի են զգալի կորուստները՝ պայմանավորված ցրումներով: Բացի այդ, արդեն ձևավորված թեք ամպլիտուդային ճակատով փնջերը բավական երկար ճանապարհ են անցնում օդով և, հետևաբար, փնջի յուրաքանչյուր շերտ զգալիորեն տարամիտում է, ինչի պատճառով շերտերն սկսում են խառնվել միմյանց՝ զգալիորեն մեծացնելով լազերային իմպուլսների տևողությունը:



Նկ. 3.1.2 Օպտիկական իմպուլսի թեք ամպլիտուդային ճակատը ձևավորող համակարգի սխեմատիկ պատկերը:

Այս ամենը բերում է փոխակերպման արդյունավետության խիստ նվազման, և, բացի այդ, SՀց ճառագայթման պարամետրերի վատացման

(հզորության, սպեկտրի լայնության և ուղղորդվածության նվազման): Վերոնշյալ խնդիրները հաղթահարելու համար առաջարկվել է լայնաշերտ SՀց ճառագայթում ստանալու նոր՝ առավել արդյունավետ եղանակ:



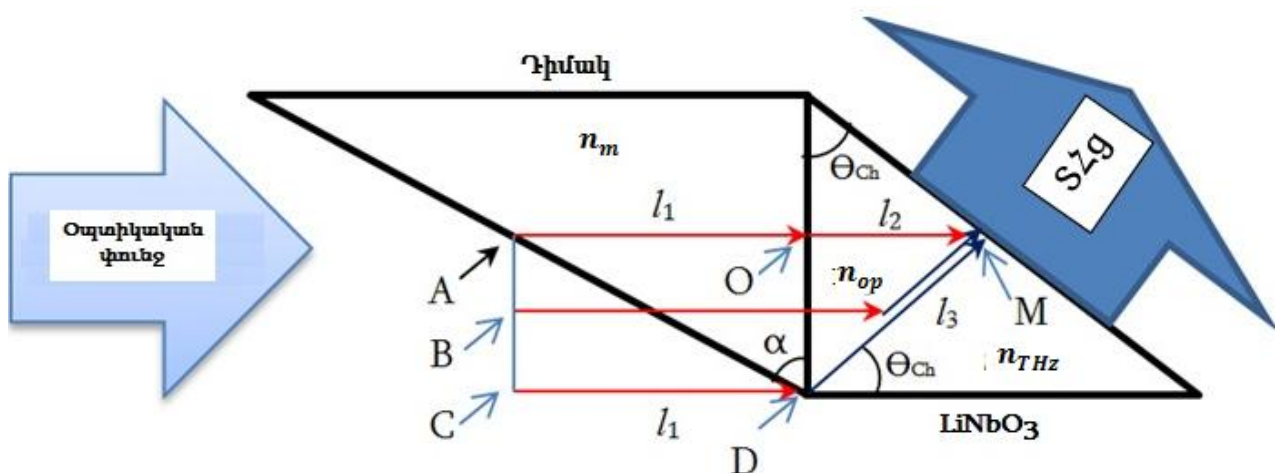
Նկ. 3.1.3 Թեք ամպլիտուդային ճակատով լազերային փնջերով ոչ գծային բյուրեղում SՀց ճառագայթման ստացման սխեման

§3.2 Լայնաշերտ SՀց ճառագայթման ստացումը աստիճանաձև դիմակի կիրառմամբ:

Փուլային և սովերային դիմակները շատ էֆեկտիվ են քվադրմոնոքրոմատիկ SՀց ճառագայթում գեներացնելու համար, սակայն չեն կարող օգտագործվել էֆեկտիվ լայնաշերտ SՀց իմպուլսներ ստանալու համար, քանի որ սինքրոնիզմն ապահովվում է միայն կենտրոնական հաճախության համար: Լայնաշերտ տերահերցային ճառագայթում ստանալու համար անհրաժեշտ է, որ բյուրեղի յուրաքանչյուր շերտից ճառագայթված SՀց իմպուլսները ելքային մակերևույթին հասնեն միաժամանակ [23]: Սա համարժեք է այն բանին, որ յուրաքանչյուր շերտից ճառագայթված իմպուլսները հասնեն հաջորդ շերտ այն ժամանակ, երբ հաջորդ շերտին է հասնում նաև օպտիկական իմպուլսը:

Ինչպես նշվեց նախորդ պարագրաֆում, այս պայմանն ապահովելու համար անհրաժեշտ է ունենալ օպտիկական փնջի թեք ամպլիտուդային ճակատ:

Ի տարբերություն նախորդ պարագրաֆում նկարագրված եղանակի, թեք ամպլիտուդային ճակատ կարելի է ձևավորել նաև, եթե հնարավոր լինի օպտիկական փունջը անցկացնել պրիզմայի տեսք ունեցող փուլային դիմակով, որը ցուցադրված է Նկ. 3.2.1-ում:



Նկ. 3.2.1. Լայնաշերտ SՀց իմպուլսների արդյունավետ գեներացման սխեման:

Նկարից երևում է, որ օպտիկական փնջի ճակատի A կետի իմպուլսը որպեսզի հասնի M կետ նախ պետք է անցնի AO հատվածը ծախսելով $\frac{l_1}{c} n_m$ ժամանակ, որտեղ n_m դիմակի նյութի բեկման ցուցիչն է, ապա այն պետք է անցնի ON հատվածը ծախսելով $\frac{l_2}{c} n_{op}$ ժամանակ, որտեղ n_{op} բյուրեղի բեկման ցուցիչն է օպտիկական իմպուլսների համար:

Նույն ճակատի C կետում գտնվող մեկ այլ իմպուլս կհասնի N կետ, նախ անցնելով CD հատված՝ ծախսելով $\frac{l_1}{c}$ ժամանակ, այնուհետև ոչ գծային բյուրեղում ձևավորված, Չերենկովյան անկյան տակ տարածվող SՀց իմպուլսը կանցնի DM հատվածը՝ ծախսելով $\frac{l_2}{c} n_{THz}$ ժամանակ, որտեղ n_{THz} ՝ բյուրեղի բեկման ցուցիչն է SՀց տիրույթում: Հետևաբար փուլահամաձայնեցման պայմանն ապահովելու համար պետք է բավարարվի հետևյալ հավասարությունը՝

$$\frac{l_1}{c} n_m + \frac{l_2}{c} n_{op} = \frac{l_1}{c} + \frac{l_2}{c} n_{THz} : \quad (3.2.1)$$

Նկ. 3.2.1-ից դժվար չէ տեսնել, որ

$$l_2 = l_3 \cdot \cos \Theta_{Ch} \sin \Theta_{Ch}, \text{ իսկ } l_1 = OD \sin \Theta_{Ch} \tan \alpha = l_3 \cdot \tan \alpha , \quad (3.2.2)$$

որտեղ α փուլային դիմակի մուտքային ճակատի թեքության անկյունն է: Տեղադրելով (3.2.2)-ը (3.2.1)-ի մեջ կստանանք՝

$$\frac{l_3 \cdot \cos \Theta_{Ch} \tan \alpha}{c} n_m + \frac{l_3 \cdot \sin \Theta_{Ch}}{c} n_{op} = \frac{l_3 \cdot \cos \Theta_{Ch} \tan \alpha}{c} + \frac{l_3}{c} n_{THz} : \quad (3.2.3)$$

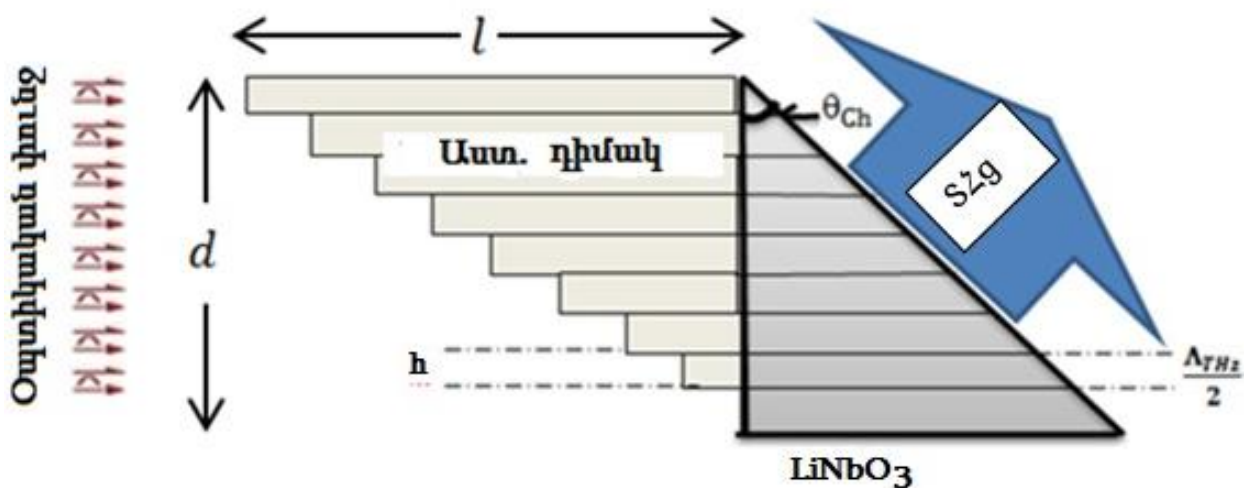
Այստեղից α -ի համար կստանանք հետևյալ արտահայտությունը՝

$$\alpha = \arctan \frac{n_{THz} - n_{op} \cos \Theta_{Ch}}{(n_m - 1) \sin \Theta_{Ch}} : \quad (3.2.4)$$

Այսպիսով, ունենալով (3.2.4) արտահայտությամբ որոշվող α թեքությամբ ճակատ ունեցող պրիզմայի կիրառման դեպքում կարելի է ապահովել փուլահամաձայնեցման պայմանը:

Սակայն ակնհայտ է, որ պրիզմայի տեսքով դիմակի միջոցով վերը նկարագրված պայմաններն ապահովել հնարավոր չէ օպտիկական փնջի բեկման պատճառով: Այս պրոբլեմը հաղթահարելու նպատակով միադոմեն լիթումի նիոբատ բյուրեղում օպտիկական ուղղման վրա հիմնված էֆեկտիվ $S\angle g$ իմպուլսներ գեներացնելու համար առաջարկվում է պրիզմայաձև փուլային դիմակի փոխարեն օգտագործել աստիճանաձև դիմակ (Նկ. 3.2.2):

Այս դեպքում դիմակի մուտքում լազերային փնջի բեկում տեղի չի ունենա, սակայն դիմակը կապահովի քվադրձային ժամանակային հապաղում օպտիկական փնջի լայնական կտրվածքում: Հետևաբար, ոչ գծային բյուրեղի յուրաքանչյուր շերտ (լազերային փնջի տարածման ուղղությամբ) կճառագայթի $S\angle g$ իմպուլսներ Չերենկովյան անկյան տակ՝ մեկը մյուսի նկատմամբ որոշակի ժամանակային հապաղումով:



Նկ. 3.2.2 Աստիճանաձև դիմակը բյուրեղի մուտքում

Այսպիսով, ընտրելով աստիճանաձև դիմակի պարամետրերը (դիմակի նյութի բեկման ցուցիչը, ճակատի անկյունը, աստիճանների չափը), հնարավոր է ստանալ մի իրավիճակ, որտեղ ոչ գծային բյուրեղի յուրաքանչյուր

շերտից ճառագայթված $S < g$ իմպուլսները հասնում են բյուրեղի ելքային մակերևույթին միաժամանակ:

Աստիճանաձև դիմակի գծապատկերը և թեք ամպլիտուդային ճակատի ձևավորումը ոչ գծային բյուրեղում (լազերային իմպուլսների դիրքերը ժամանակի տարբեր պահերին) պատկերված են Նկ. 3.2.3-ում:

Աստիճանաձև դիմակի միջով լազերային փնջի առանց տարամիտման տարածումն ապահովելու համար դիմակի աստիճանների չափը պետք է ընտրել էապես ավելի մեծ լազերային ճառագայթման ալիքի երկարությունից: Մյուս կողմից աստիճանների չափը չպետք է գերազանցի գեներացվող $S < g$ ալիքի երկարության կեսը, ինչն անհրաժեշտ է ոչ գծային բյուրեղի տարբեր շերտերի միջև փուլային համաձայնեցում ապահովելու համար:

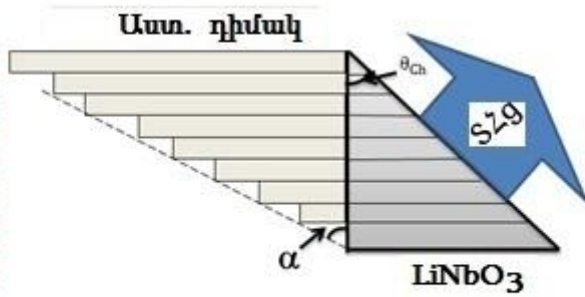
Այսպիսով, լայնաշերտ $S < g$ ճառագայթման սպեկտրի վերին հաճախությունը պայմանավորված է փուլային դիմակի աստիճանների չափով, հետևաբար, ճառագայթման հաճախային շերտի լայնացման համար անհրաժեշտ է հնարավորինս նվազեցնել աստիճանների քայլը: Սակայն, այս դեպքում, բյուրեղում օպտիկական փնջի դիֆրակցիան կարող է բերել $\Phi < \Phi_c$ կառուցվածքի փոփոխմանը բյուրեղի երկայնքով:

Հաշվի առնելով $S < g$ ճառագայթման կորուստները ոչ գծային բյուրեղում, անիմաստ է օգտագործել լազերային փնջեր, որոնց լայնական չափերը ավելին են, քան $1/\beta$ (β -կլանման գործակիցն է) և հետևաբար, բյուրեղի լայնական չափը՝ d նույնպես կսահմանափակվի ($d_{max} \approx 1/\beta$).

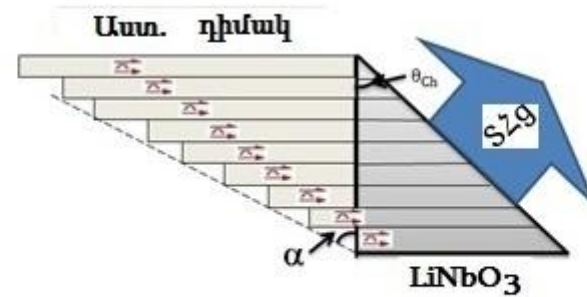
Բյուրեղային կվարցը որպես ԱԴ-ի նյութ օգտագործելու դեպքում՝ $d = 1$ մմ լայնական չափի դեպքում, դիմակի երկարությունը կլինի $l \approx 8$ մմ:

Լազերային իմպուլսների դիֆրակցիայից խուսափելու համար դիմակի շերտերը կարող են միմյանցից բաժանվել բարակ հայելային ծածկույթով:

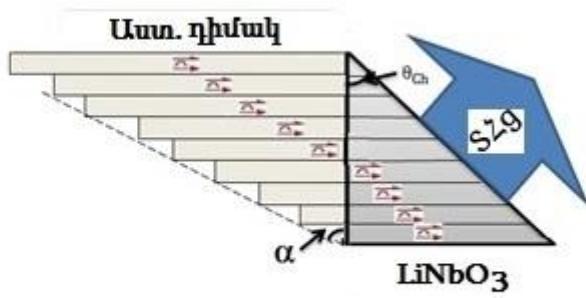
Օպտիկական փունջ



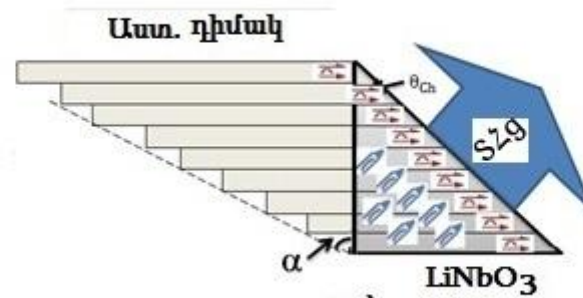
ա)



բ)



գ)



դ)

Նկ. 3.2.3 Թեք ամպլիտուդային ճակատի ձևավորումը ոչ գծային բյուրեղում (լազերային իմպուլսների դիրքերը ժամանակի տարբեր պահերին): (ա) Լազերային իմպուլսների դիրքերը ԱԴ - ի մուտքում, բ) Օպտիկական փնջի թեք ամպլիտուդային ճակատի ձևավորումը, գ) ամպլիտուդային ճակատի դեֆորմացումը ոչ գծային բյուրեղում, դ) իմպուլսների դիրքը ոչ գծային բյուրեղի ելքային մակերևույթի մոտ:

§3.3 SՀց իմպուլսների ժամանակային տեսքը և սպեկտրի անկյունային բաշխվածությունը ալիքային գոտում

Ինչպես նշվել է նախորդ պարագրաֆում, ԱԴ - ի պարամետրերի ճիշտ ընտրության դեպքում բյուրեղի ելքային մակերևույթի բոլոր հատվածներից SՀց ալիքները կճառագայթվեն միաժամանակ [123]: Սակայն, ակնհայտ է, որ մակերևույթի տարբեր հատվածներից ճառագայթված իմպուլսների ամպլիտուդները կտարբերվեն միմյանցից (Նկ. 3.3.1): SՀց դաշտի բաշխվածությունը ոչ գծային բյուրեղի ելքային մակերևույթի վրա կարելի է ներկայացնել հետևյալ կերպ՝

$$E(t) = k \cdot S_1(t), \quad (3.3.1)$$

որտեղ $S_1(t)$ ոչ գծային բյուրեղի մեկ բջջի՝ Չերենկովյան անկյան տակ ճառագայթած SՀց դաշտն է, իսկ k -ն այն բջիջների (շերտերի) թիվն է որոնցից Չերենկովյան անկյան տակ առաքված SՀց ճառագայթումը հասնում է ոչ գծային բյուրեղի ելքային մակերևույթի տվյալ հատված:

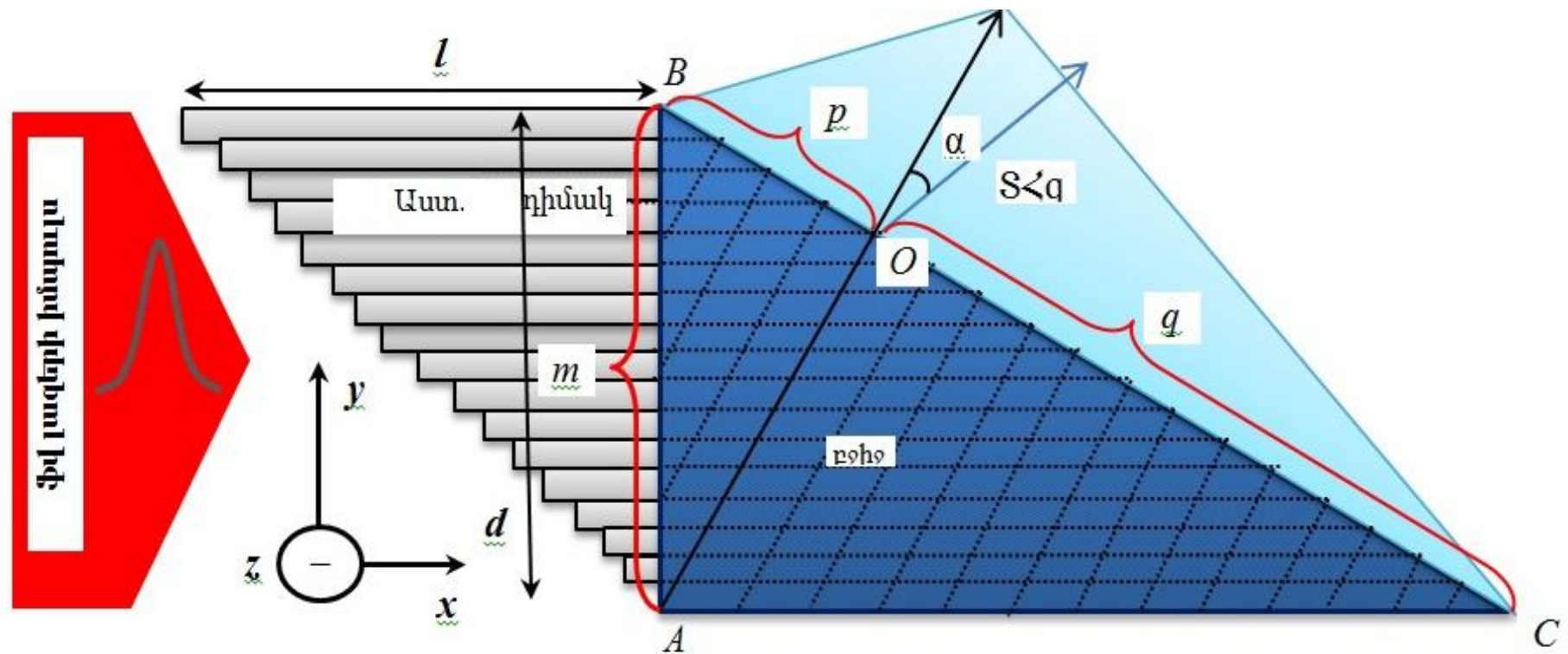
Եթե դիմակի աստիճանների քանակը m է, ապա բյուրեղի ելքային մակերևույթի վրա համափուլ ճառագայթող հատվածները նույնպես կլինեն m հատ (տես Նկ. 3.3.1): Դժվար չէ տեսնել, որ p տիրույթում k հատվածների թիվը աստիճանների i թվի աճին զուգահեռ ավելանում է $k = i [q/p]$ օրենքով, իսկ հետագա՝ q տիրույթում (Նկ. 3.3.1) նվազում է $k = m - i$ օրենքով: Նշենք, որ $p + q = m$, իսկ $q = [m \cdot \sin^2 \theta_{ch}]$:

Այս դեպքում ոչ գծային բյուրեղի ելքային մակերևույթին i -ից կախված SՀց դաշտի բաշխվածության համար կստանանք հետևյալ արտահայտությունը՝

$$E_i(t) = \begin{cases} (i [q/p] \cdot S_1(t), i \leq p \\ (m - i) \cdot S_1(t), i > p \end{cases} \quad (3.3.2)$$

SՀց իմպուլսի բոլոր սպեկտրալ բաղադրիչների համար սինքրոնիզմ ապահովելու դեպքում, սպեկտրալ բաղադրիչների ամպլիտուդները ոչ գծային բյուրեղի մակերևույթին կբաշխվեն (3.3.2)-ին համանման ձևով՝

$$E_i(f) = \begin{cases} (i [q/p] \cdot S_1(f), i \leq p \\ (m - i) \cdot S_1(f), i > p \end{cases} \quad (3.3.3)$$



Նկ. 3.3.1. Աստիճանաձև դիմակի սխեմատիկ պատկերը

Ալիքային գոտում $S<g$ ճառագայթման սպեկտրալ բաղադրիչների անկյունային բաշխվածությունը ստանալու համար անհրաժեշտ է գումարել ելքային մակերևույթից ճառագայթված դաշտերը հաշվի առնելով այդ դաշտերի փուլային հապաղումները: Այսպիսով, կարելի է գրել

$$E(\alpha, f) = S(f) \left(\sum_{j=1}^p (j[q/p]) \cos[j\varphi(f, \alpha)] + \sum_{j=p+1}^m (m-j) \cos[j\varphi(f, \alpha)] \right), \quad (3.3.4)$$

որտեղ α ելքային մակերևույթի նորմալի և դիտարկվող ուղղության միջև կազմած անկյունն է, իսկ $\varphi(f, \alpha) = 2\pi f b \sin \alpha / (c \cdot m \cdot \cos \Theta_{ch})$ - ն՝ f հաճախությամբ սպեկտրալ բաղադրիչի երկու հարևան շերտերից արձակված ճառագայթների միջև փուլային հապաղումն է, c լույսի արագությունն է վակուումում:

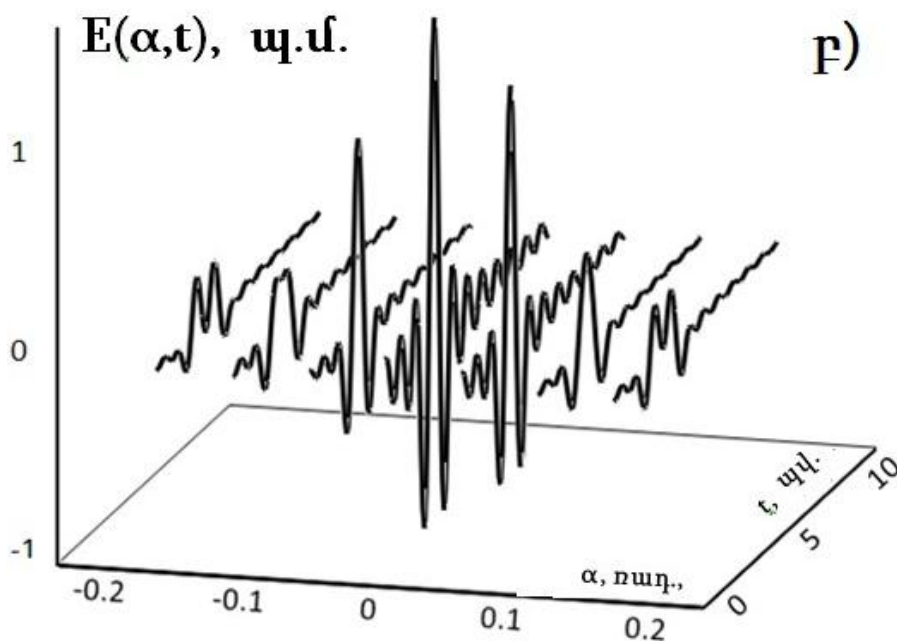
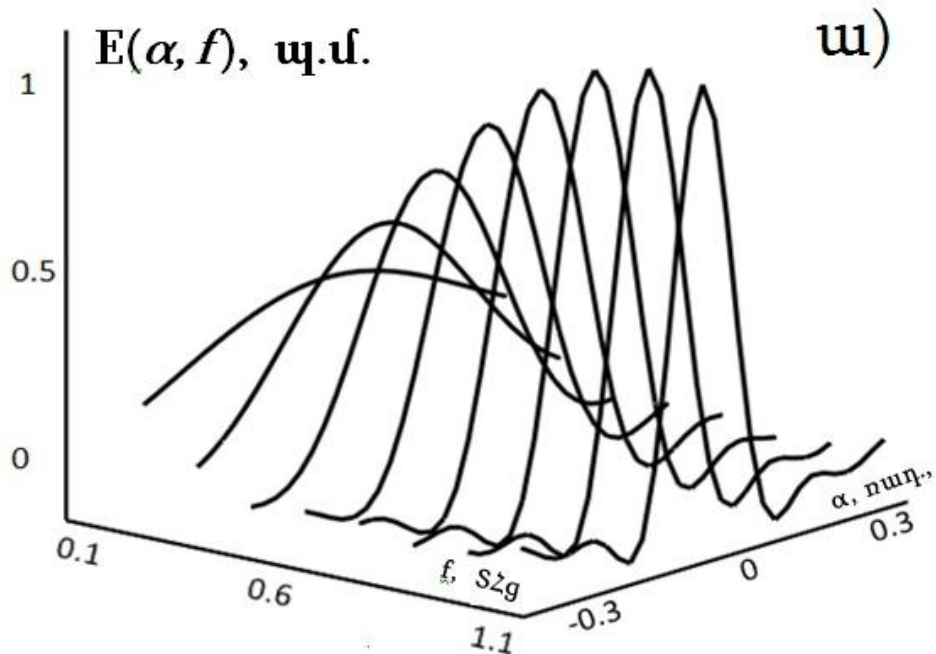
Նկ. 3.3.2-ում բերված է $S<g$ իմպուլսի սպեկտրալ բաղադրիչների անկյունային բաշխվածությունը հեռու գոտում: Հաշվարկները կատարվել են, ընդունելով որ յուրաքանչյուր բջջից ճառագայթվում է գաուսյան տեսքի ($S(f) = \exp(f - 0.5)^2$) $S<g$ իմպուլս 0.5 $S<g$ կենտրոնական հաճախությամբ, երբ դիմակի լայնական չափը $d = 1$ մմ, իսկ ԱԴ աստիճանների թիվը $m = 40$:

Ֆուրյե ձևափոխության միջոցով դժվար չէ գտնել $S<g$ իմպուլսների ժամանակային տեսքերը և անկյունային բաշխվածությունները՝

$$E(\alpha, t) = \int_{\Delta f} S(f) \left(\sum_{j=1}^p (j[q/p]) \cos[j\varphi(f, \alpha)] + \sum_{j=p+1}^m (m-j) \cos[j\varphi(f, \alpha)] \right) \cos(2\pi f t) df \quad (3.3.5)$$

Ինչպես երևում է Նկ. 3.3.2-ից $S<g$ ճառագայթման բարձրհաճախային սպեկտրալ բաղադրիչները կենտրոնացված են մակերևույթի նորմալի ուղղությամբ: Ուղղվածության դիագրամի բացվածքը 0.5 մակարդակի վրա, $f = 1$ $S<g$ հաճախության դեպքում (ըստ հզորության) կազմում է մոտ 5° (0.085 ռադ.), իսկ ցածրհաճախային սպեկտրալ բաղադրիչները ճառագայթվում են ուղղվածության դիագրամի մեծ բացվածքով: Այսպես օրինակ, $f = 0.1$ $S<g$ հաճախությամբ սպեկտրալ բաղադրիչի ճառագայթման ուղղվածության դիագրամի բացվածքը մոտ 60° (~ 1 ռադ.) է:

Այսպիսի անկյունային բաշխվածությունը բերում է $S\angle g$ իմպուլսների ժամանակային տեսքի աղավաղման՝ կախված ճառագայթման ուղղությունից: Չաղավաղված իմպուլսներ ճառագայթվում են միայն ոչ գծային բյուրեղի ելքային մակերևույթի նորմալի ուղղությամբ ($\alpha = 0$):



Նկ. 3.3.2 Գեներացված $S\angle g$ իմպուլսների անկյունային բաշխվածությունը (ա) և ժամանակային տեսքերը (բ) հեռու գոտում:

§3.4 ՏՀց իմպուլսի ժամանակային տեսքը և սպեկտրի անկյունային բաշխումը ալիքային գոտում՝ կախված աստիճանաձև դիմակների աստիճանների քանակից

Ատենախոսության այս պարագրաֆը նվիրված է աստիճանաձև դիմակների օգնությամբ լիթումի նիոբաթ բյուրեղում լայնաշերտ ՏՀց իմպուլսների գեներացման դեպքում էլեկտրական դաշտի ժամանակային տեսքի և նրա սպեկտրի անկյունային բաշխվածության ուսումնասիրմանը ալիքային գոտում՝ դիմակի աստիճանի տարբեր չափերի դեպքում:

Դիտարկվել է լայնաշերտ ՏՀց իմպուլսների գեներացումը 20, 30, 40 և 50 աստիճաններ և միևնույն՝ 1 մմ հաստություն ունեցող տարբեր աստիճանաձև դիմակների դեպքում:

Քանի որ աստիճանների թիվը մեծացնելիս մեկ աստիճանի չափը փոքրանում է, ապա աստիճանների թիվը չի կարելի շատ մեծացնել, որովհետև աստիճանաձև դիմակով լազերային փունջն առանց տարամիտման տարածվելու համար դիմակի աստիճանների չափը պետք է էապես մեծ լինի լազերային ճառագայթման ալիքի երկարությունից: Մյուս կողմից աստիճանների չափը չպետք է գերազանցի գեներացվող ՏՀց ալիքի երկարության կեսը, ինչն անհրաժեշտ է ոչ գծային բյուրեղի տարբեր շերտերի միջև փուլային համաձայնեցում ապահովելու համար:

Այսպիսով, լայնաշերտ ՏՀց ճառագայթման սպեկտրի վերին հաճախությունը պայմանավորված է դիմակի աստիճանների չափով, հետևաբար ճառագայթման շերտի լայնացման համար անհրաժեշտ է հնարավորինս նվազեցնել աստիճանների քայլը: Սակայն այս դեպքում բյուրեղում օպտիկական փնջի դիֆրակցիան կարող է բերել ՔՓՀ միջավայրի կառուցվածքի փոփոխմանը բյուրեղի երկայնքով: Այսպիսով 1 մմ հաստությամբ աստիճանաձև դիմակը բաժանելով 20 մասի փուլահամաձայնեցման պայմանից ստացվում է, որ սինքրոնիզմ ապահովվում է մինչև 0,6 ՏՀց հաճախությունների համար, 30-ի դեպքում՝ մինչև 0,9 ՏՀց, 40-ի դեպքում՝ մինչև 1,2 ՏՀց, իսկ 50-ի դեպքում՝ մինչև 1,5 ՏՀց հաճախությունների համար: Հաճախային վերին

սահմանի համար ընտրելով վերը նշված արժեքները, տարբեր չափեր ունեցող աստիճաններով դիմակների դեպքում, հաշվարկվել են դաշտի սպեկտրը և ժամանակային տեսքը ալիքային գոտում:

Ինչպես և պետք էր սպասել, $S<g$ ճառագայթման դաշտի պիկային արժեքն ստացվում է ոչ գծային բյուրեղի ելքային մակերևույթի նորմալի ուղղությամբ, քանի որ ոչ գծային բյուրեղի յուրաքանչյուր հատվածում գեներացված $S<g$ իմպուլսները բյուրեղի ելքային մակերևույթին հասնում են միաժամանակ և, հետևաբար, մակերևույթի նորմալի ուղղությամբ ճառագայթում են համափուլ:

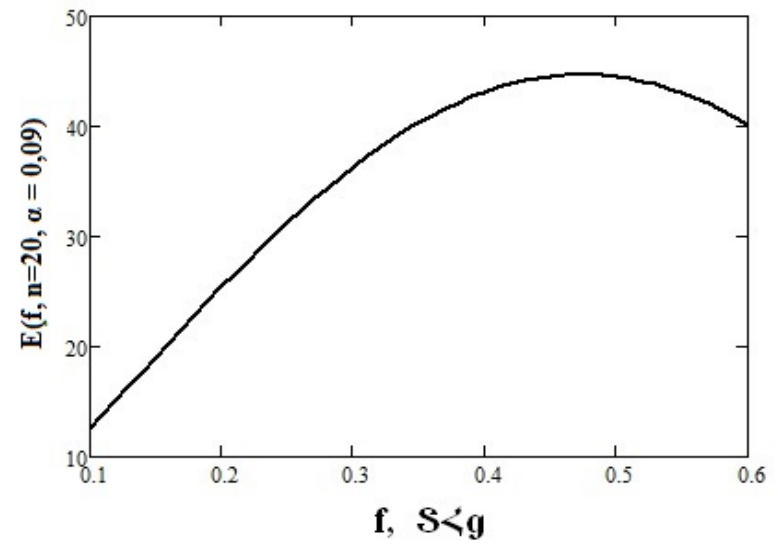
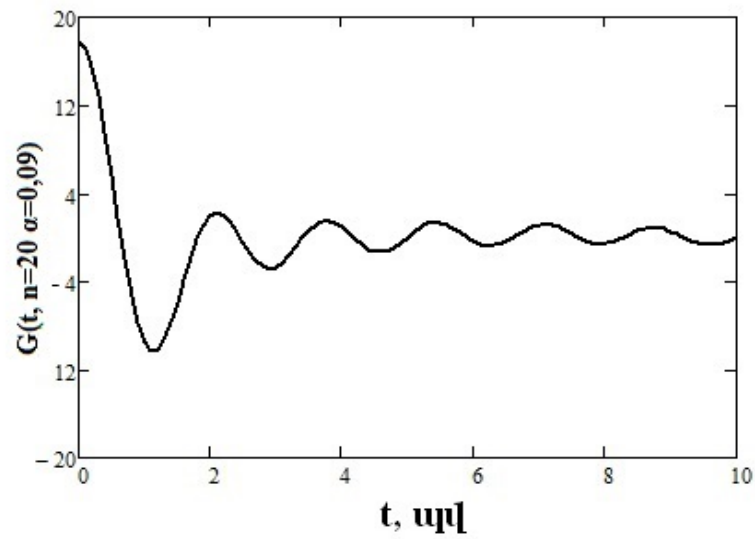
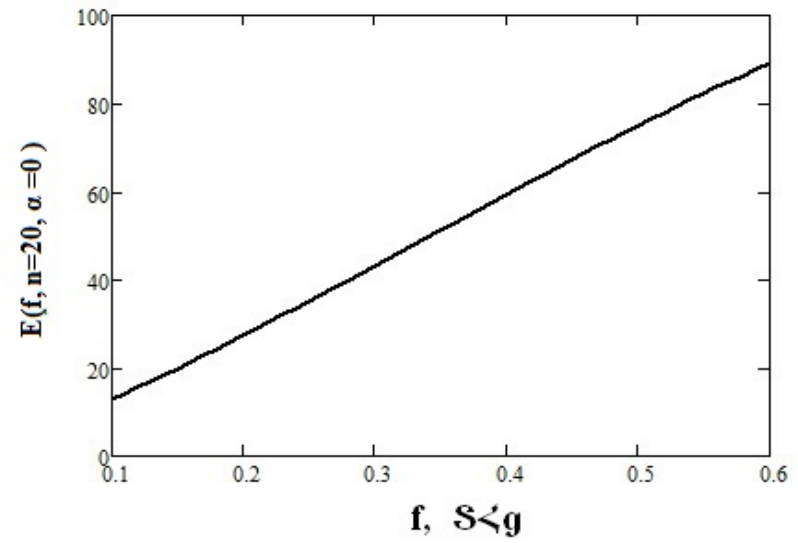
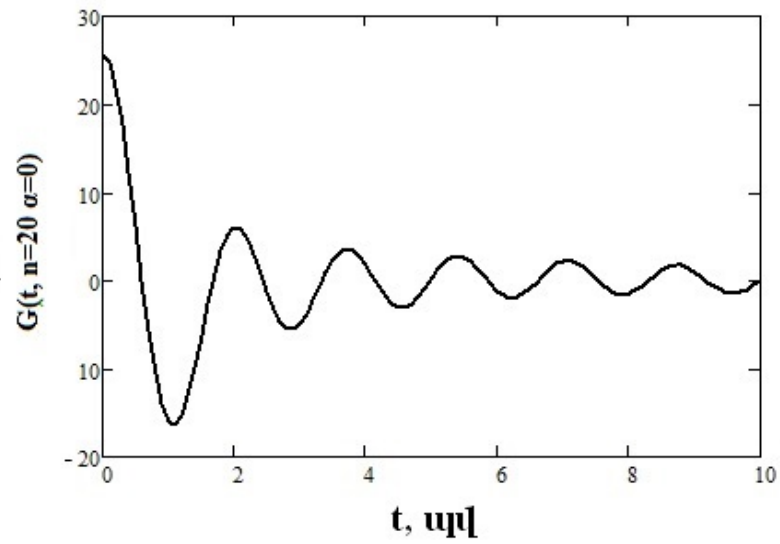
Նկ. 3.4.1 – Նկ. 3.4.4-ում բերված են դաշտի $G(t)$ ժամանակային տեսքերը և $E(f)$ սպեկտրների բաշխվածությունը աստիճանաձև դիմակների աստիճանների տարբեր չափերի դեպքում:

Յուրաքանչյուր դիմակի համար $G(t)$ և $E(f)$ ֆունկցիաների գրաֆիկները բերված են երկու դեպքի համար.

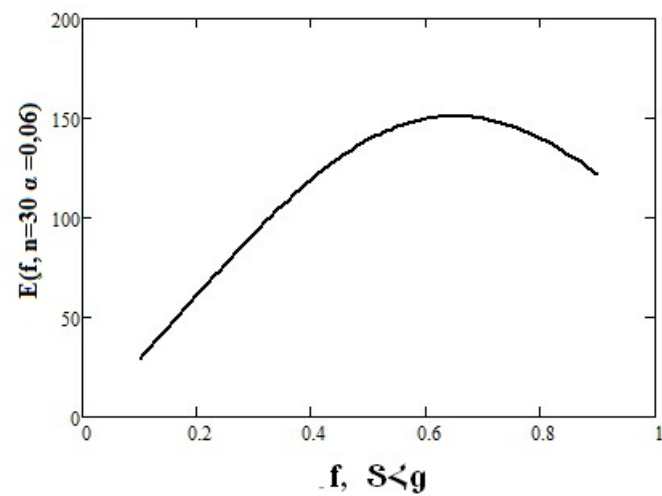
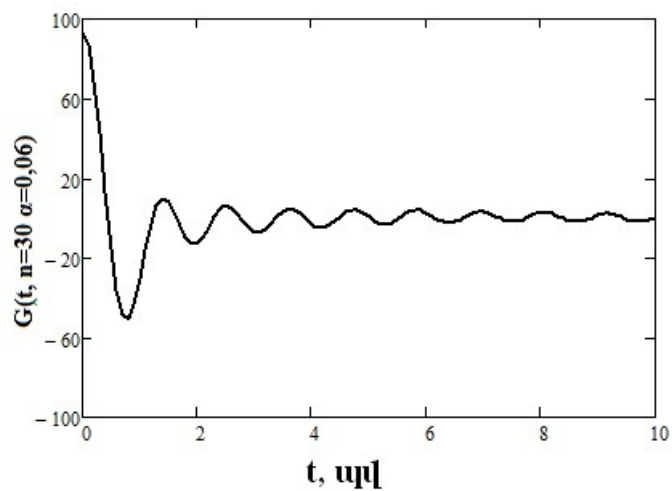
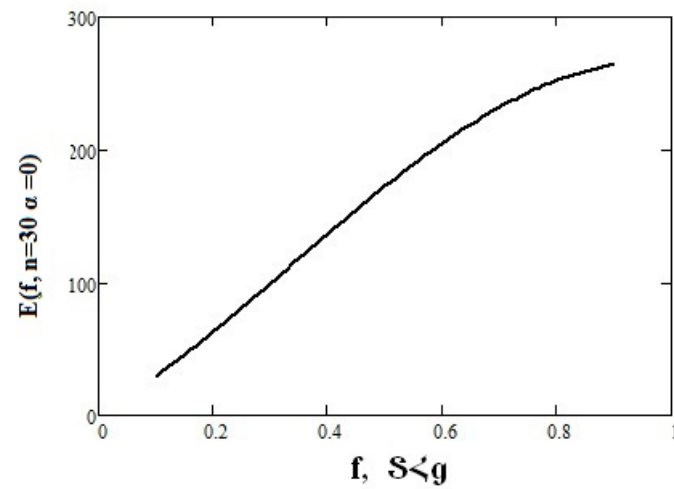
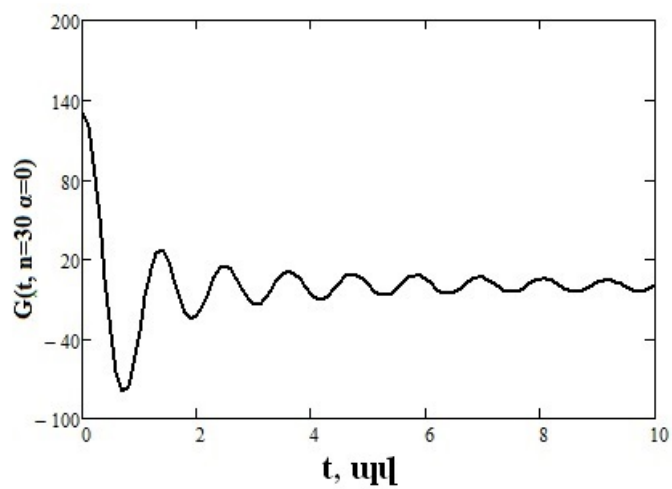
- ոչ գծային բյուրեղի ելքային մակերևույթին ուղղահայաց $S<g$ ճառագայթման դեպքում ($\alpha=0$), որտեղ $S<g$ իմպուլսի պիկային հզորությունն ունի առավելագույն արժեք
- ոչ գծային բյուրեղի ելքային մակերևույթի նորմալի նկատմամբ այնպիսի անկյան տակ, որտեղ $S<g$ ճառագայթման պիկային հզորությունը նվազում է երկու անգամ (-3 դԲ մակարդակի վրա):

Հաշվարկները ցույց են տալիս, որ աստիճանաձև դիմակի աստիճանների թվի $m=20$ արժեքի դեպքում -3 դԲ մակարդակին համապատասխանում է $\alpha=0.09$ ռադ. անկյունը, $m=30$ դեպքում՝ $\alpha=0.06$ ռադ., $m=40$ դեպքում՝ $\alpha=0.05$ ռադ., իսկ $m=50$ դեպքում՝ $\alpha=0.04$ ռադ. անկյունը:

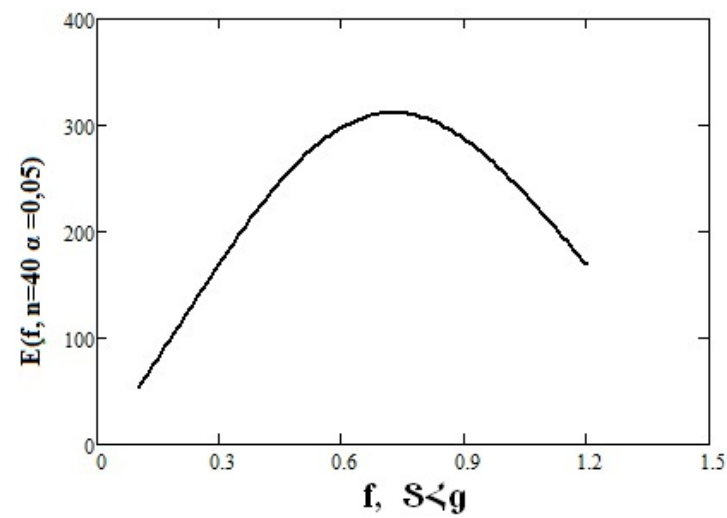
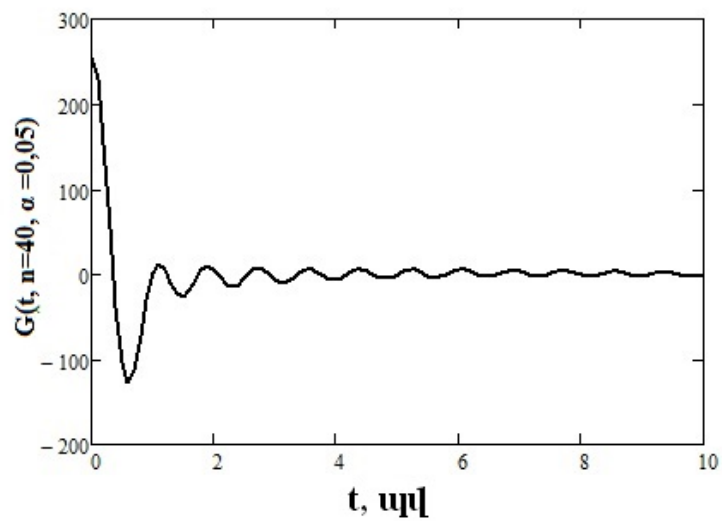
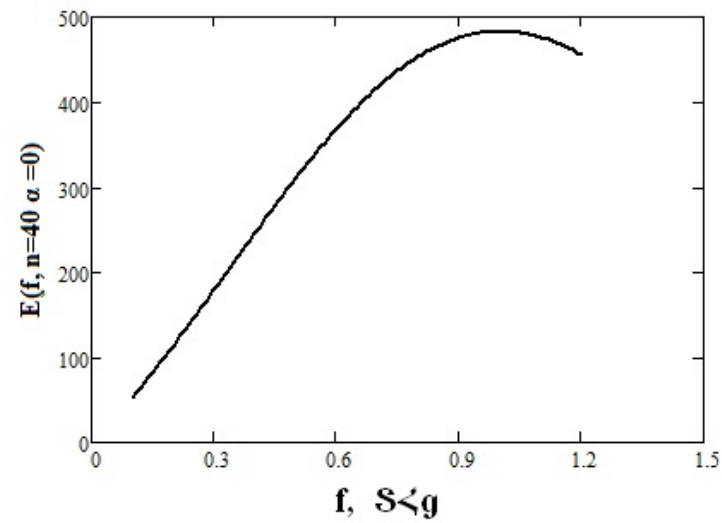
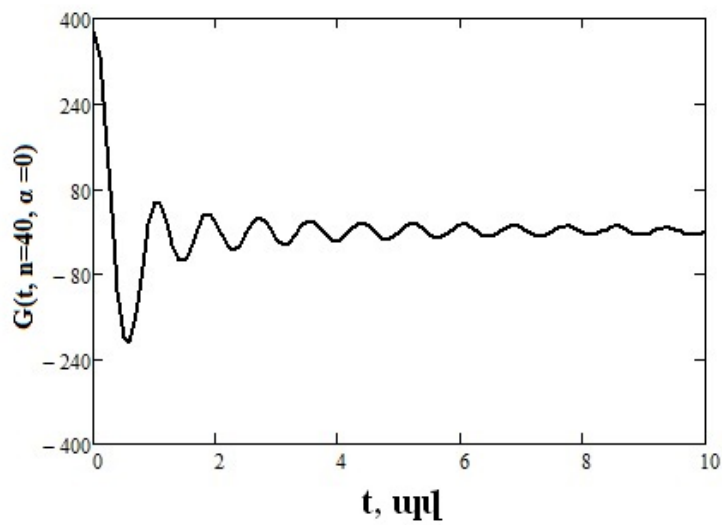
Ինչպես և սպասվում էր, գրաֆիկներից երևում է, որ դիմակի աստիճանների թվի աճը (աստիճանների չափերի փոքրացումը) բերում է դաշտի արժեքի և սպեկտրալ լայնքի աճին:



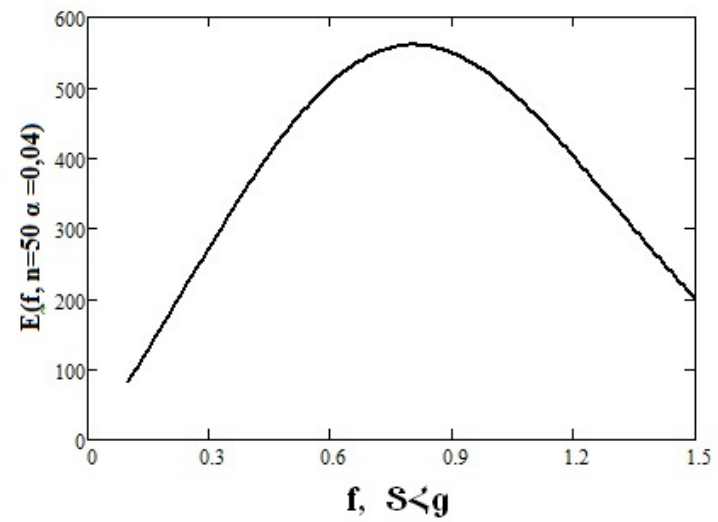
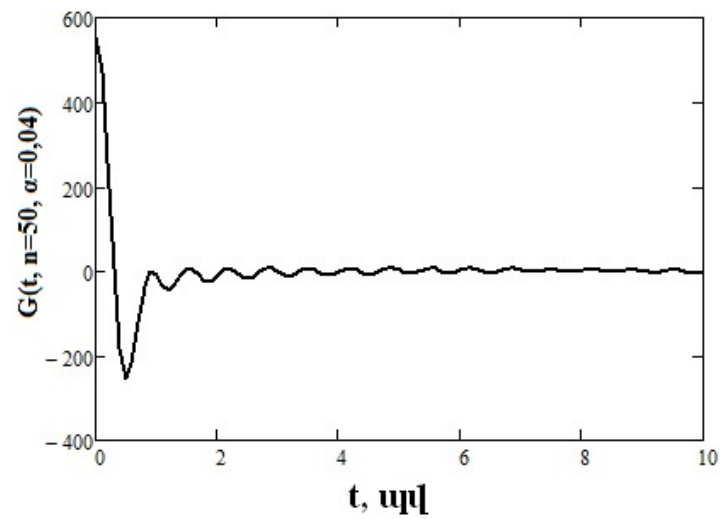
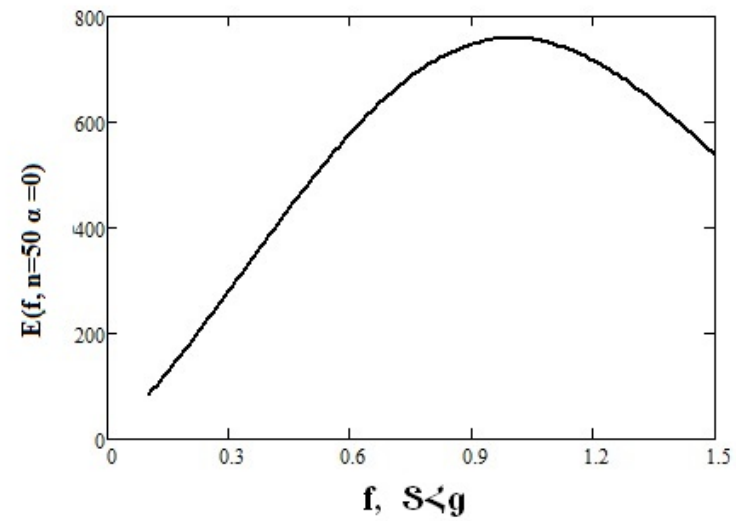
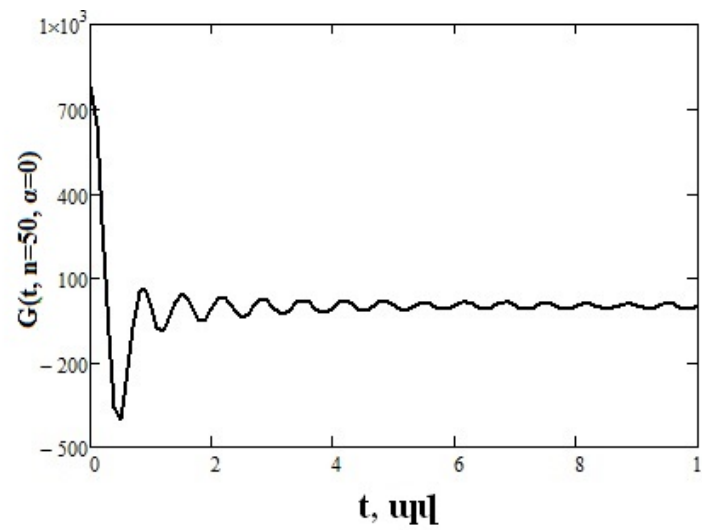
Նկ. 3.4.1 Գեներացված $S < g$ իմպուլսների ժամանակային տեսքերը և սպեկտրները հեռու գոտում, երբ $n=20$:



Նկ. 3.4.2 Գեներացված $S < g$ իմպուլսների ժամանակային տեսքերը և սպեկտրները հեռու գոտում, երբ $n=30$:



Նկ. 3.4.3 Գեներացված $S<g$ իմպուլսների ժամանակային տեսքերը և սպեկտրները հեռու գոտում, երբ $n=40$:



Նկ. 3.4.4 Գեներացված $S < g$ իմպուլսների ժամանակային տեսքերը և սպեկտրները հեռու գոտում, երբ $n=50$:

ԵԶՐԱԿԱՑՈՒԹՅՈՒՆ

Ամփոփենք ատենախոսության հիմնական արդյունքները

1. Առաջին անգամ մշակվել է նեղշերտ ՏՀց ալիքների գեներացման նոր մեթոդ հիմնված միադոմեն լիթիումի նիոբաթ բյուրեղում ՕՈՒ-ի վրա: Բյուրեղի մուտքում տեղադրվել է բինար փուլային դիմակ, որ թույլ է տվել ստանալ փուլահամաձայնեցնող համակարգ:
2. Փոփոխելով օպտիկական փնջի չափը՝ կարելի է ՏՀց ճառագայթման սպեկտրալ լայնքը փոփոխել 17 ԳՀց մինչև մի քանի ՏՀց տիրույթում:
3. Ստացվել է 0.4 - 1 ՏՀց տիրույթում հաճախության լարքավորմամբ ՏՀց ճառագայթում, բյուրեղում դիմակի պատկերը կառուցելով տարբեր խոշորացումներով:
4. Տեսականորեն ցույց է տրվել, որ օպտիկական ուղղման միջոցով ստացված ՏՀց ճառագայթման կենտրոնական հաճախությունը և առաքման ուղղությունը կարող են ղեկավարվել՝ փոփոխելով ընկնող օպտիկական փնջի ուղղությունը:
5. Ուսումնասիրվել է լայնաշերտ ՏՀց ճառագայթման գեներացումը օպտիկական ուղղման միջոցով՝ միադոմեն լիթիումի նիոբաթ բյուրեղում՝ համալրված աստիճանաձև դիմակով: Ցույց է տրվել, որ ՏՀց հաճախությունների լայն տիրույթում իմպուլսի սպեկտրալ բաղադրիչների համար հնարավոր է ապահովել սինքրոնիզմի պայմանը:
6. Հաշվարկվել են լայնաշերտ ՏՀց իմպուլսների սպեկտրալ բաղադրիչների անկյունային բաշխվածությունը և ժամանակային տեսքերը: Ցույց է տրվել, որ կարելի է ստանալ տարբեր ժամանակային տեսքերի ՏՀց իմպուլսներ՝ փոփոխելով աստիճանաձև դիմակի աստիճանների թիվը:

ԵՐԱԽՏԱԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆ

Գ. Աբգարյանը իր խորին երախտագիտությունն է հայտնում իր ղեկավարին՝ **Յու.Հ. Ավետիսյանին**, արժեքավոր խորհուրդների, աշխատանքում չափազանց մեծ օգնություն և օժանդակություն ցուցաբերելու համար, ինչպես նաև **Ա.Հ. Մակարյանին**, ում անմիջական մասնակցությունն ատենախոսության մեջ առաջադրված խնդիրների տեսական և փորձարարական ուսումնասիրություններին այս աշխատանքը դարձրեց ամբողջական:

Խորին շնորհակալություն եմ ուզում հայտնել ԳԲՀ ռադիոֆիզիկայի և հեռահաղորդակցության ամբիոնի ողջ կոլեկտիվին, հատկապես **Խ.Վ. Ներկարարյանին** և **Վ.Ռ. Թադևոսյանին**, օգտակար խորհուրդների համար:

ՀԱՊԱՎՈՒՄՆԵՐԻ ՑԱՆԿ

ԱԷԼ	Ազատ-էլեկտրոնային լազեր
ԱԴ	Աստիճանաձև դիմակ
ԳԲՀ	Գերբարձր հաճախություն
ԵՀԳ	Երկրորդ հարմոնիկի գեներացիա
ՀԱԼ	Հակադարձ ալիքի լամպ
ՍԴ	Ստվերային դիմակ
ՏՀԳ	Տարբերային հաճախության գեներացիա
ՏՀg	Տերահերց
ՏՀg ժSU	Տերահերցային ժամանակային տիրույթի սպեկտրոմետր
ՓԴ	Փուլային դիմակ
ՔԿԼ	Քվանտային-կասկադային լազեր
ՔՍ	քվադրսինքրոնիզմ
ՔՓՀ	Քվադրփուլահամաձայնեցում
ՕՈԼ	Օպտիկական ուղղում
ՕՊԳ	Օպտիկական պարամետրական գրգռում
ՖԴԱ	Ֆոտոհաղորդիչ դիպոլային անտենա
ՖՀ	Ֆոտոհաղորդիչ
ՖՎ	Ֆեմտովարկյանային

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. Tonouchi M., “Cutting-edge terahertz technology,” Nat. Photonics 1, 97–105 (2007).
2. Lee Y.-S., Principles of Terahertz Science and Technology (Springer, 2009).
3. Sensing with terahertz radiation, Ed. by Mittleman D., Springer, Berlin, 2003
4. Liu T.-A., Lin G. R., Chang Y. C., Pan C.-L., “Wireless audio and burst communication link with directly modulated THz photoconductive antenna” Opt. Express 13, No. 25, 10416-10423 (2005).
5. Խաչատրյան Կարո, <<Տերահերցային ալիքների ճառագայթումը ոչ գծային կառուցվածքներում տարբերային >> , ատենախոսություն (2008).
6. Гершензон Е. М., Субмиллиметровая спектроскопия, Соросовский образ. журнал, No. 4, 78-85 (1998).
7. Hu B. B., Nuss M. C., “Imaging with THz waves,” Opt. Lett. 20, 1716-1718 (1996).
8. Wolbarst A. B., Hendee W. R., “Evolving and experimental technologies in medical imaging,” Radiology, 238 (1), 16-39 (2006).
9. Akiba T., Seki Y., Odagiri M., Hashino I., Suizu K., Avetisyan Yu., Miyamoto K., Omatsu T., “Terahertz wave generation using type II phase matching polarization combination via difference frequency generation with LiNbO”, Japanese Journal of Applied Physics 54, doi:10.7567/JJAP.54.062202, (2015).
10. Shen Y. R., “Far-infrared generation by optical mixing,” Prog. Quantum Electron. 4, 207- 232 (1976).
11. Kawase K., Mizuno M., Sohma S., Takahashi H., Taniuchi T., Urata Y., Wada S., Tashiro H., Ito H., “Difference-frequency terahertz-wave generation from 4-dimethylamino N-methyl-4-stilbazolium-tosylate by use of an electrically tuned Ti:sapphire laser,” Opt. Lett. 24, 1065–1067 (1999).
12. Zernike F., Berman P.R., “Generation of far infrared as a difference frequency,” Phys. Rev. Lett, 15, pp. 999-1001, 1965.

13. Kyosuke Saito, Tadao Tanabe, Yutaka Oyama, "Polarization selective terahertz-wave generation from GaP ridge waveguide under collinear phase-matched difference-frequency mixing", Japanese Journal of Applied Physics, 53, 102102 (2014).
14. Brian Dolasinski, Peter E. Powers, Joseph W. Haus, Adam Cooney, "Tunable narrow band difference frequency THz wave generation in DAST via dual seed PPLN OPG", Optics Express, 23, pp. 3669-3680(2015).
15. Аветисян Ю. О., Макарян А. О., Мовсисян К. М., Погосян П. С., Генерация излучения с перестраиваемой частотой в диапазоне миллиметровых длин волн путем нелинейного смешения излучения двух рубиновых лазеров, Письма в ЖТФ, 5, вып. 4, с. 233-235, 1979.
16. Carey J. J., Bailey R. T., Pugh D., Sherwood J. N, Cruichshank F. R., Wynne K., Terahertz pulse generation in an organic crystal by optical rectification and resonant excitation of molecular charge transfer, Appl. Phys. Lett., 81, no. 23, pp. 4335-4337, 2000.
17. Nahata A., Weling A.S., Heinz T.F., A wideband coherent terahertz spectroscopy system using optical rectification and electro-optic sampling, Appl. Phys. Lett., 69, no. 16, pp. 2321-2323, 1996.
18. S. Vidal, J. Degert, J. Oberlé, and E. Freysz, "Femtosecond optical pulse shaping for tunable terahertz pulse generation," J. Opt. Soc. Am. B 27, 1044–1050 (2010).
19. Lee Y.-S., Meade T., Perlin V., Winful H., Norris T. B, Galvanauskas A., "Generation of narrow-band terahertz radiation via optical rectification of femtosecond pulses in periodically poled lithium niobate" Appl. Phys. Lett. 76, 2505-2507 (2000).
20. Vodopyanov K. L., "Optical generation of narrow-band terahertz packets in periodically-inverted electro-optic crystals: conversion efficiency and optimal laser pulse format," Opt. Express 14, No. 6, 2263-2276 (2006).

21. Schall M., Helm H., Keiding S.R., "Far infrared properties of electro-optical crystals measured by THz time domain spectroscopy," Int. J. Infrared and MM waves, 20, 595-604, (1999).
22. Avetisyan Yu. H., Kocharyan K. N., "A new method of terahertz difference frequency generation using periodically poled waveguide," Tech. Dig. CLEO-1999 (Baltimore, USA, May 1999). pp. 380-381.
23. Avetisyan Y. H., Sasaki Y., Ito H. "Analysis of THz-wave surface-emitted difference-frequency generation in periodically poled lithium niobate waveguide," Appl. Phys. B. 73, 511-514 (2001).
24. Weiss C., Torosyan G., Avetisyan Yu., Beigang R., "Generation of tunable narrow-band surface-emitted terahertz radiation in periodically poled lithium niobate," Opt. Lett. 26, No. 8, 563-565 (2001).
25. Zhang C., Avetisyan Y., **Abgaryan G.**, Kawayama I., Murakami H., and Tonouchi M. - Tunable narrowband terahertz generation in lithium niobate crystals using a binary phase mask - 2013 - Optics Letters
26. Kono S., Tani M., Sakai K., "Ultrabroadband photoconductive detection: Comparison with free-space electro-optic sampling," Appl. Phys. Lett. 79, 898-900 (2001).
27. **Abgaryan G.K.**, Avetisyan Yu.H., Makaryan A.H., Tadevosyan V.R., "Broadband THz Generation in Lithium Niobate Crystal by Step-Wise Phase Mask", Proc. of int. conf. on "Microwave and THz Technologies and Applications", 13-16, (2014).
28. Sasaki Y., Avetisyan Yu., Yokoyama H., Ito H., "Surface-emitted terahertz-wave difference frequency generation in two-dimensional periodically poled lithium niobate," Opt. Lett. 30, No. 21, 2927-2929 (2005).
29. Аветисян Ю. О., Хачатрян К., "Возбуждение разностной частоты лазеров в двумерно периодически поляризованном кристалле ниобата лития," Электромаг. волны и электрон. системы, 11, No. 4, 71-75 (2006).
30. Avetisyan Yu., Khachatryan K., Ito H., "Using of 2D PPLN crystal for surface-emitted THz-wave generation by optical rectification of the laser

- pulses,” Tech. Digest of 15th Conf. Ultrafast Phenomena, (Pacific Grove, USA, Jul.31 - Aug.4, 2006), paper MH19.
31. Avetisyan Yu., Khachatryan K., Sasaki Y., Ito H., “Terahertz wave difference frequency generation in two-dimensional PPLN structure,” Proc. Laser Physics 2005, pp. 5-8 (Ashtarak, Armenia, Oct. 2005),.
 32. Hebling J., Stepanov A. G, Almasi G., Bartal B., Kuhl J., “Tunable pulse generation by optical rectification of ultrashort laser pulses with tilted pulse fronts,” Appl. Phys. B 78, 593-599 (2004).
 33. Stepanov A., Kuhl J., Kozma I., Riedle E., Almasi G., Hebling J., “Scaling up the energy of THz pulses created by optical rectification,” Opt. Express 13, No. 15, 5762-5768 (2005).
 34. Grischkowsky D., Keiding S., Exter M., Fattinger Ch., “Far-infrared time-domain spectroscopy with THz beams of dielectrics and semiconductors,” J. Opt. Soc. Am. B 7, No. 10, 2006-2014 (1990).
 35. Lee A. W., Hu Q., “Real-time, continuous-wave terahertz imaging by use of a microbolometer focal-plane array,” Opt. Lett. 30, 2563-2565 (2005).
 36. Federici J., Schulkin B., Huang F., Gary D., Barat R., Oliveira F., Zimdars D., “THz imaging and sensing for security applications - explosives, weapons and drugs,” Semicond. Sci. Technol. 20, S266–S280 (2005).
 37. Fischer B, Hoffmann M, Helm H., Modjesch G, Jepsen P., “Chemical recognition in terahertz time-domain spectroscopy and imaging,” Semicond. Sci. Technol. 20, S246–S253 (2005).
 38. Leea K.-S., Shub Ch., “Terahertz optical pulse generation with a simple encoding scheme using spatial slicing technique,” Appl. Phys. Lett. 78, 1041-1043 (2001).
 39. Krumbholz N., Gerlach K., Rutz F., Koch M., Piesiewicz R., Kurner T., Mittleman D., “Omnidirectional terahertz mirrors: a key element for future terahertz communication systems,” Appl. Phys. Lett. 88, 202905 (2006).

40. Piesiewicz R., Jemai J., Koch M. and Kurner T., "THz channel characterization for future wireless gigabit indoor communication systems," Proc. SPIE, 5727, 166-176 (2005).
41. Грачев Г.Н. , Зайковский И.В. , Захарьяш В.Ф. , Клементьев В.М. , "Субмиллиметровый CH_3OH -лазер с мощной оптической накачкой: новые линии генерации," Квантовая электроника, 34, 516-520 (2004).
42. Williams G. P., "FAR-IR/THz radiation from the Jefferson laboratory, energy recovered linac, free electron laser," Rev. Sci. Instrum. 73, 1461-1463 (2002)
43. Abo-Bark M., Feikes J., Holldack H., Wuestefeld G., Huebers H., "Steady-state far-infrared coherent synchrotron radiation detected at BESSY II," Phys. Rev. Lett. 88, 254801 (2002).
44. Neil G. R, Carr G. L, Gubeli J. F, Jordan K., Martin M. C, McKinney W., Shinn M., Tani M., Williams G. P, Zhang X.-C., "Production of high power femtosecond terahertz radiation," Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A 507, 537-540 (2003).
45. Williams G. P., "Filling the THz gap—high power sources and applications," Rep. Prog. Phys. 69, No. 2, 301–326 (2006).
46. Williams B. S., Kumar S., Hu Q., Reno J. L., "Resonant-phonon terahertz quantum-cascade laser operating at 2.1 THz," Elect. Lett. 40, 431-433 (2004).
47. Hu Q., "Terahertz quantum cascade lasers," Tech. Dig. CLEO-2005 (Baltimore, USA, Sept. 2005), CTuM3.
48. Brundermann E., Havenith M., Scalari G., Giovannini M., Faist J., Kunsch J., Mechold L., Abraham M., "Turn-key compact high temperature terahertz quantum cascade lasers: imaging and room temperature detection," Opt. Express 14, No. 5, 1829-1841 (2006).
49. Smith P. R., Auston D. N., Nuss M. C, "Subpicosecond photo-conducting dipole antennas," IEEE J. Quantum. Electron. 24, 255-260 (1988).

50. Uhd Jepsen P., Jacobsen R. H., Keiding S. R "Generation and detection of terahertz pulses from biased semiconductor antennas," J. Opt. Soc. Am. B 13, 2424-2436 (1996).
51. Zhang X.-C., Hu B. B., Darrow J. T., Auston D. N., "Generation of femtosecond electromagnetic pulses from semiconductor surfaces," Appl. Phys. Lett. 56, 1001-1003 (1990).
52. Xu L., Zhang X.-C., Auston D. H., "Terahertz beam generation by femtosecond optical pulses in electro-optical materials," Appl. Phys. Lett. 61, 1784-1786 (1992).
53. Xie X., Dai J., and Zhang X.-C., "Coherent control of THz wave generation in ambient air," Phys. Rev. Lett. 96, 075005 (2006).
54. Kim K. Y., Taylor A. J., Glowacki J. H., and Rodriguez G., "Coherent control of terahertz supercontinuum generation in ultrafast laser-gas interactions," Nature Photonics 2, 605-609 (2008).
55. Hamster H., Sullivan A., Gordon S., and Falcone R., "Short-pulse terahertz radiation from high-intensity-laser-induced plasmas," Phys. Rev. E 49, 671-677 (1994).
56. Beresna M., Kazansky P. G., Svirko Y., Barkauskas M., and Danielius R., "High average power second harmonic generation in air," Appl. Phys. Lett. 95, 121502 (2009).
57. Ganeev R. A., Suzuki M., Baba M., Kuroda H., and Kulagin I. A., "Third harmonic generation in air by use of femtosecond radiation in tight-focusing conditions," Appl. Opt. 45, 748-756 (2006).
58. Auston D. H., "Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon," Appl. Phys. Lett. 26, No. 3, 101-103 (1975).
59. Lee C. H., "Picosecond optoelectronic switching in GaAs," Appl. Phys. Lett. 30, No. 2, 84-86 (1977).
60. D. B. Rutledge, D. P. Neikirk, D. P. Kasilingam "Integrated-circuit antennas," in *Infrared and Millimeter Waves 10*, Academic, Orlando, 1983.

61. Zhang X.-C., Jin Y., Hewitt T., Sangsiri T., Kingslay L., Welner M., "Magnetic switching of THz beams," Appl. Phys. Lett. 62, 2003-2005 (1993).
62. Shan J., Weiss C., Wallenstein R., Beigang R., Heinz T. F., "Origin of magnetic field enhancement in the generation of terahertz radiation from semiconductor surfaces" Opt. Lett. 26, No. 11, 849-851 (2001).
63. Armstrong J. A., Bloembergen N., Ducuing J., Pershan P. S., "Interaction between light waves in a nonlinear dielectric," Phys. Rev. 127, 1918-1939 (1962).
64. Ахманов С. А., Хохлов Р. В., *Проблемы нелинейной оптики*, Изд-во АН СССР, М. 1965.
65. Bass M., Franken P. A., Ward J. F., Weireich G., "Optical rectification," Phys. Rev. Lett. 79, 446-448 (1962).
66. Аскарян Г. А., "Черенковское и переходное излучение от электромагнитных волн," ЖЭТФ, 42, 1360-1364 (1962).
67. Morris J., Shen Y. C., "Theory of far-infrared generation by optical mixing," Phys. Rev. A. 15, 1143-1156 (1977).
68. Farries D. W., Gehring K. A., Richards P. L., and Shen Y. R., "Tunable far-infrared radiation generated from the difference frequency between two ruby lasers," Phys. Rev. 180, 363-365 (1969).
69. Boyd G. D., Bridges T.J., Patel C.K.N., Buehler E., "Phase-matched submillimeter wave generation by difference-frequency mixing in ZnGeP₂," Appl. Phys. Lett. 21, 535-537 (1972).
70. Lax B., Aggarwal R. L., Favrot G., "Far-infrared step-tunable coherent radiation source: 70 μ m to 2 mm," Appl. Phys. Lett. 23, 679-681 (1973).
71. Веденов А. А., Мыльников Г. Д., Соболенко Д. Н., "Преобразование излучения СО₂-лазеров в излучение дальнего ИК диапазона," Квантовая электроника, 3, 777-778 (1976).

72. Yang K. H., Morris J. R., Richards P. L., Shen Y. R., "Phase-matched far-infrared generation by optical mixing of dye laser beams," Appl. Phys. Lett. 23, 669-671 (1973).
73. Auston D. H., Glass A. M., LeFur P., "Tunable far-infrared generation by difference frequency mixing of dye lasers in reduced (black) lithium niobate," Appl. Phys. Lett. 23, 47-48 (1973).
74. Yang K. H., Richards, P. L. Shen Y. R., "Generation of far-infrared radiation by picosecond light pulses in LiNbO₃," Appl. Phys. Lett. 19, 320-322 (1971).
75. Yajima T., Takeuchi N., "Spectral properties and tunability of far-infrared difference-frequency radiation produced by picosecond laser pulses," Jap. J. Appl. Phys. 10, 907-915 (1971).
76. Аветисян Ю. О., Погосян П. С., "Генерация разностной частоты в кристалле ниобата лития с помощью пикосекундного лазера," Письма в ЖТФ, 2, 1144-1145 (1976).
77. Аветисян Ю. О., Мартиросян Р. М., Мирзабекян Э. Г., Погосян П. С., "Генерация лазерного излучения разностной частоты в прямоугольном волноводе миллиметрового диапазона," Квантовая электроника, 5, No. 3, 659-661 (1978).
78. Lax B., Aggarwal R. L., Favrot G., "Noncollinear phase matching in GaAs," Appl. Phys. Lett. 22, 329-330 (1973).
79. Aggarwal R.L., Lax B., "CW generation of tunable narrow-band far-infrared radiation," J. Appl. Phys. 45, 3972- 397 (1974).
80. Chang T. Y., VanTran N., Patel C. K., "Absolute measurement of second order nonlinear coefficient for optical generation of millimeter wave difference frequencies in GaAs," Appl. Phys. Lett. 13, 357-359 (1968).
81. Аветисян Ю. О., Багдасарян Д. А., Погосян П. С., Семерок А. Ф., Соболенко Д. Н., "Широко-перестраиваемая генерация в субмиллиметровой области длин волн с помощью нелинейного смешения частот импульсных CO₂ лазеров," Изв. АН Арм. ССР, Физика 15, No. 6, 455-457 (1980).

82. Аветисян Ю. О., Багдасарян Д. А., “Генерация излучения на разностной частоте лазеров в прямоугольном волноводе, частично заполненном нелинейным кристаллом,” Изв. АН Арм. ССР, Физика, 21, No. 4, 196-199 (1986).
83. Нерсисян М. Н., Погосян П. С., Погосян С. С., “Генерация разностной частоты в среде с каналом, заполненным нелинейным диэлектриком,” Изв. НАН РА, Физика, 39, 327-331 (2004).
84. Абдуллин У. А., Ляхов Г. А., Руденко О. В., Чиркин А. С., “Возбуждение разностных частот в нелинейной оптике и условие Черенковского излучения,” ЖЭТФ, 66, 1295-1304 (1974).
85. Багдасарян Д. А., Макарян А. О., Погосян П. С., “Черенковское излучение от распространяющейся нелинейной поляризации среды,” Письма в ЖЭТФ, 37, 498-500 (1983).
86. Kleinman D. A., Auston D. N., “Theory of electrooptic shock radiation in nonlinear optic media,” IEEE J. Quantum Electron. 20, 964-974 (1983).
87. Auston D. N., Cheung K. P., Valdmanis J. A., Kleinman D. A., “Cherenkov radiation from femtosecond optical pulses in electrooptic media,” Phys. Rev. Lett. 53, 1555-1558 (1984).
88. Zhang X.-C., Ma X. F., Jin Y., Lu T.-M., Boden E. P., Phelps P. D., Stewart K. R., Yakumyshyn C. P., “Terahertz optical rectification from a nonlinear organic crystal,” Appl. Phys. Lett. 61, 3080-3082 (1992).
89. Carrig T. J., Rodriguez, G. Clement T., Taylo A. J. r, Stewart K. R., “Scaling of terahertz radiation via optical rectification in electro-optic crystals,” Appl. Phys. Lett. 66, 121-123 (1995).
90. Leitenstorfer A., Hunsche S., Shah J., Nuss M. C., Knox W. H., “Detectors and sources for ultrabroadband electro-optic sampling: experiment and theory,” Appl. Phys. Lett. 74, 1516-1518 (1999).
91. Nahata A., Auston D. H., Wu C., Yardley J. T., “Generation of terahertz radiation from a poled polymer,” Appl. Phys. Lett. 67, 1358-1360 (1995).

92. Sinyukov A. M. and Hayden L. M., "Efficient electrooptic polymers for THz applications," J. Phys. Chem. B. 108, 8515-8522 (2004).
93. Kawase K., Hatanaka T., Takahashi H., Nakamura K., Taniuchi T., Ito H., Tunable terahertz-wave generation from DAST crystal by dual signal-wave parametric oscillation of periodically poled lithium niobate," Opt. Lett. 26, 73-75 (2000).
94. Sasaki Y., Yokoyama H., and Ito H., "Dual-wavelength optical-pulse source based on diode lasers for high-repetition-rate, narrow-bandwidth terahertz-wave generation," Opt. Express. 12, 3066-3068 (2004).
95. Taniuchi T., Okada S., Nakanishi H., Widely tunable terahertz-wave generation in an organic crystal and its spectroscopic application, J. Appl. Phys. 95, No. 11, 5984-5988 (2004).
96. Ding Y. J., Zotova I. B., "Second-order nonlinear optical materials for efficient generation and amplification of temporally-coherent and narrow-linewidth terahertz waves," Opt. Quantum Electron. 32, 531-552 (2000).
97. Suizu K., Suzuki Y., Sasaki Y., Ito H., Avetisyan Y., "Surface-emitted terahertz-wave generation by ridged periodically poled lithium niobate and enhancement by mixing of two terahertz waves," Opt. Lett. 31, No. 7, 957-959 (2006).
98. Sasaki Y., Avetisyan Yu., Kawase K. and Ito H., "Terahertz-wave surface-emitted difference frequency generation in slant-stripe-type periodically poled LiNbO₃ crystal," Appl. Phys. Lett. 81, No. 18, 3323-3325 (2002).
99. Ishizuki H., Shoji I., Taira T., "High-energy quasi-phase-matched optical parametric oscillation in a 3-mm-thick periodically poled MgO:LiNbO₃ device," Opt. Lett. 29, 2527-2529 (2004).
100. Yarborough J. M., Sussman S. S., Purhoff H. E., Pantell R. H., Johnson B. C., "Efficient, tunable optical emission from LiNbO₃ without resonator," Appl. Phys. Lett. 18, 102-103 (1969).

101. Kawase K., Shikata J., Sato M., Taniuchi T., Ito H., "Enhancement of THz-wave output from LiNbO₃ optical parametric oscillators by cryogenic cooling," Opt. Lett. 24, 202-204 (1999).
102. Watanabe Y., Kawase K., Ikari T., Ito H., Ishikawa Y., Minamide H., "Component analysis of chemical mixtures using terahertz spectroscopic imaging," Opt. Commun. 234, 125-129 (2004).
103. Chiang A. C., Wang T. D., Lin Y. Y., Lin S. T., Lee H. H., Huang Y. C., Chen Y. H., "Enhanced terahertz-wave parametric generation and oscillation in lithium niobate waveguides at terahertz frequencies," Opt. Lett. 30, No. 24, 3392-3394 (2005).
104. Edwards T. J., Walsh D., Spurr M. B., C. F. Rae, Dunn M. H., Browne P. G., "Compact source of continuously and widely tunable terahertz radiation," Opt. Express 14, No. 4, 1582-1589 (2006).
105. Yasui T., Nishimura A., Suzuki T., Nakayama K., Okajima S., "Detection system operating at up to 7 THz using quasi-optics and Schottky barrier diodes," Rev. Sci. Instrum. 77, 066102 (2006).
106. Sakai K., *Terahertz optoelectronics*, Springer, Berlin, 2005.
107. Հակոբյան Հարություն, <<Տերահերցային ճառագայթման տարածումը մետաղական և պլազմոնային ալիքատարներում>>, ատենախոսություն, (2012).
108. Abramovich A., Kopeika N. S., Rozban D., Farber E., "Inexpensive detector for terahertz imaging," Appl. Opt., 46, 7207-7211, (2007).
109. Ralph S. E. and Grischkowsky D., "THz spectroscopy and source characterization by optoelectronic interferometry," Appl. Phys. Lett. 60, 1070-1072 (1992).
110. Smith P.R., Auston D.H., Nuss M.C., "Subpicosecond photoconducting dipole antennas," IEEE J. Quantum Electron. 24, 255-260 (1988).
111. Gu P., Tani M., Kono S., Sakai K., and Zhang X.-C., "Study of terahertz radiation from InAs and InSb," J. Appl. Phys. 91, 5533-5537 (2002).

112. Auston D. H., Cheung K. P., and Smith P. R., "Picosecond photoconducting Hertzian dipoles," Appl. Phys. Lett. 45, 284-286 (1984).
113. **Գ. Աբգարյան**, “Դիէլեկտրիկ նյութերի պարամետրերի հետազոտումը տերահերցային տիրույթում” ԵՊՀ ՈՒԳԸ գիտական հոդվածների ժողովածու 1.2 (5), բնական գիտություններ, էջ 155-159, (2015).
114. Avetisyan Yu., Beigang R.. “The angular-frequency dependence of narrow-band THz generation by optical rectification in periodically poled lithium niobate,” Proc. Laser Physics-2000, pp. 41-46,(Ashtarak, Armenia, 2000).
115. Weiss C., Torosyan G., Meyn J.-P., Avetisyan Yu., Beigang R.. “Generation of tunable narrow-band surface-emitted THz-radiation in periodically poled lithium niobate,” 1-st. Int. Terahertz Workshop (Sandbjerg Castle, Denmark, Sept. 2000), p. 80.
116. Torosyan G., Rau C., Pradarutti B., Beigang R., “Generation and propagation of surface plasmons in periodic metallic structures,” Appl. Phys. Lett. 85, 3372-3374 (2004).
117. Weiss C., Torosyan G., Meyn J.-P., Wallenstein R., Beigang R., Avetisyan Yu. “Tuning characteristics of narrowband THz-radiation generated via optical rectification in periodically poled lithium niobate,” Opt. Express, 8, No. 9, 497-502 (2001).
118. Imeshev G., Fermann M. E., Vodopyanov K. L., Fejer M. M., Yu X., Harris J. S., Bliss D., Lynch C., “High-power source of THz radiation based on orientation-patterned GaAs pumped by a fiber laser,” Opt. Express, 14, No. 10, 4439-4444 (2006).
119. Zhang C., Avetisyan Y., Glosser A., Kawayama I., Murakami H., and Tonouchi M., “Bandwidth tunable THz wave generation in large-area periodically poled lithium niobate,” Opt. Express 20, 8784-8790 (2012).

120. **Abgaryan G.**, “Frequency tunable THz-generation in periodically poled lithium niobate crystal” Proceedings of the Yerevan State University, № 2, p. 46–49 (2014).
121. Yu. Avestisyan, C.Zhang, I. Kawayama, H. Murakami, T. Somekawa, H. Chosrowjan, M. Фужита, M. Tonouchi “Terahertz generation by optical rectification in lithium niobate crystal using a shadow mask” Optics Express Vol. 20, Issue 23, pp. 25752-25757 (2012).
122. Yuri Avetisyan and Masayoshi Tonouchi “Terahertz generation in quasi-phase-matching structure formed by a phase mask” Optics Letters Vol. 37, Issue 19, pp. 4155-4157 (2012)
123. **Г. К. Абгарян**, Ю. О. Аветисян, А. О. Макарян, В. Р. Татевосян, “Исследование параметров терагерцевых импульсов, генерируемых в однодоменном кристалле LiNbO_3 с помощью ступенчатой фазовой маски”, Известия НАН Армении, Физика, т. 51, №1, с.46-52 (2016).
- G. K. Abgaryan, Yu. H. Avetisyan, A. H. Makaryan, V. R. Tadevosyan, "Investigation of parameters of terahertz pulses generated in single-domain LiNbO_3 crystal by step-wise phase mask", J. of Contemporary Physics , Vol. 51, Issue 1, pp 35-40 (2016).