

ՀՀ ԿՐԹՈՒԹՅԱՆ ԵՎ ԳԻՏՈՒԹՅԱՆ ՆԱԽԱՐԱՐՈՒԹՅՈՒՆ
ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

Մովսիսյան Մանուշակ Լերմոնտի

**ՀՁՈՐ ՏԵՐԱՀԵՐՑԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԱՂԲՅՈՒՐԻ ՍՏԵՂԾՄԱՆ
ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅՈՒՆԸ ԳՈՐԾՈՂ ԳԾԱՅԻՆ ԱՐԱԳԱՑՈՒՑՉԻ ՀԻՄԱՆ ՎՐԱ**

Ատենախոսություն

Ա.04.03 «Ռադիոֆիզիկա» մասնագիտությամբ

ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների թեկնածուի

գիտական աստիճանի հայցման համար

Գիտական ղեկավար՝

Ֆ.Վ.գ.դ., պրոֆեսոր

Է.Մ.Լազիև

Երևան 2019

Ներածություն.....	4
ԳԼՈՒԽ 1. Տերահերցային տիրույթի ռեյատիվիստական էլեկտրոնաալիքային սարքեր	
1.1. Տերահերցային տիրույթի առանձնահատկությունները և խնդիրները	11
1.2. Տերահերցային տիրույթի ռեյատիվիստական էլեկտրոնաալիքային գեներատորներ.....	12
ԳԼՈՒԽ 2. 50 ՄԷՎ էներգիայով էլեկտրոնների գծային արագացուցչի էլեկտրոնային փնջի հիմնական պարամետրերը, որպես ազատ էլեկտրոնների լազերի դրայվեր	
2.1. ԷԳԱ-50-ի հիման վրա ԱԷԼ համակարգի սխեման և հիմնական պարամետրերը.	30
2.2. ԷԳԱ-50- 50: էլեկտրոնային փնջի կառուցվածքը և պարամետրերը.....	34
2.3. Իմպուլսների քվազիպարբերական սահմանափակ հաջորդականության ինքնակոռելացիայի ֆունկցիան և հզորության սպեկտրը.....	37
2.4. Արագացնող ալիքի դաշտում էլեկտրոնային թանձրուկների փուլային դիրքը և փուլային ջիտերը	41
Փուլային դիրք.....	41
Փուլային ջիտեր	47
2.5. Ազդանշանի նույնականացում փոխ-կոռելացիայի ֆունկցիայի օգնությամբ	51
ԳԼՈՒԽ 3. ԷԳԱ-50 էլեկտրոնային փնջի հետազոտման ԳԲՀ սարքերի ֆիզիկական հիմունքները	
3.1. Պասիվ ԳԲՀ ռեզոնատորների գրգռումը էլեկտրոնային փնջով	57
3.2. Ռեզոնատորներ էլեկտրոնային փնջի պարամետրերի չափումների համար	60
էլեկտրոնային փնջի հոսանքի ռեզոնատորային տվիչ.....	60
Փնջի ծանրության կենտրոնի դիրքի ռեզոնատորային տվիչներ.....	61
3.3. էլեկտրոնային թանձրուկների կրկնման հաճախության, փուլային տևականության և անկայունությունների չափումներ	63

ԷԳԱ-50-ի էլեկտրոնային փնջի պարամետրերի կայունացումը պասիվ ռեզոնատորների օգնությամբ	64
3.4. ԷԳԱ-50-ի էլեկտրոնային փնջի պարամետրերի կայունացումը պասիվ ռեզոնատորների օգնությամբ	65
3.5. Էլեկտրոնային թանձրուկների ձևերի ազդեցությունները ռեզոնատորում էլեկտրական դաշտի հետ փոխազդեցության ընթացքում	67
3.6. ԷԳԱ-50-ի էլեկտրոնային փնջի փուլային բնութագրերը	71
ԳԼՈՒԽ 4. Որպես ԱԷԼ-ի դրայվեր, ԷԳԱ-50 համակարգի փուլավորում: Որոշ տեխնիկական լուծումներ	
4.1. ԷԳԱ-50-ում էլեկտրոնների արագացման ժամանակ փուլային հարաբերակցությունները.....	75
4.2. Սահք հաստատուն գրադիենտով էլեկտրական դաշտի բաժնում.....	80
4.3. Էլեկտրոնների էներգիայի կայունացումը արագացուցչի ելքում	82
4.4. Փուլավորման եղանակները	84
4.5. Թանձրուկների փուլային դիրքի որոշումը արագացնող դաշտում	85
4.6. Փուլաչափիչի կառուցվածքային սխեմայի ընտրություն	89
Սխալանքների և թույլատրելի շեղումների վերլուծություն	91
Սխալանքներ, պայմանավորված հիբրիդային օղակի ոչ իդեալականությամբ	91
Սխալանքներ, պայմանավորված մուտքային ուղիների անհամաձայնությամբ	94
Սխալանքներ, պայմանավորված դիողների վոլտ-ամպերային բնութագրերի տարբերությամբ.....	94
Ալիքատարային ճեղքավոր կամրջակ	95
Փուլաչափիչի լուծունակության մեծացումը	98
Հաճախային օպտիմալ բազմապատկչի սինթեզը (բազմապատկչի դիողի ընտրությունը)	99
Եզրակացություն	101
Գրականություն.....	102

Ներածություն

Երևանի ՅԿՄ-6 «ԱՐՄԿ» էլեկտրոնային սինքրոտրոնը [1] շահագործման է հանձնվել 1967 թ. նոյեմբերին: «ՅԿՄ-6» նախագծի ֆիզիկական հիմունքները մշակվել են 1950-ական թ. կեսերին [2], տեխնիկական և աշխատանքային ծրագիրը ավարտվել է 1960-ականների սկզբներին: Սարքավորումների արտադրությունը, նրա առաքումը, մոնտաժը և սիստեմավորված տեղադրումը ավարտվել են 1966 թ. վերջում:

1980-ականների սկզբին պարզ դարձավ, որ սինքրոտրոնի հետագա զարգացումը պահանջում է ՅԿՄ-6 լայն ծրագրի արդիականացման և հետագա զարգացման համար: Այդպիսի ծրագիր մշակվել էր 1980-ականների սկզբում [3]: Այն հավանության էր արժանացել ԽՍՀՄ Գիտությունների ակադեմիայի նախագահությունում և երաշխավորվել էր իրականացնել ԽՍՀՄ Ատոմային էներգետիկայի նախարարության 1986 թ. որոշմամբ:

Ծրագիրը չիրականացվեց ԽՍՀՄ-ի փլուզման պատճառով: Զարգացումը հանգեցրեց այն բանին, որ 2000 թ. պարզ դարձավ, որ 1950 – 1960թ. համարյա կես դար առաջ մշակված և ստեղծված սարքավորումների վրա փորձարարական հետազոտությունները արդեն կորցրել են իրենց արդիականությունը և արժեքը: 2009 թ., Միջազգային փորձագետների հանձնաժողովը (նախագահ՝ ՌԳԱ ակադեմիկոս Յ.Յ.Հովհաննիսյան) խորհուրդ է տվել վերադառնալ նախկինում արված առաջարկին [4], ավարտել էլեկտրոնային փնջերի փորձարարական հետազոտությունները և դիտարկել սինքրոտրոնի մագնիսական կառուցվածքում ծանր իոնների արագացման հնարավորությունը՝ մի շարք արդիական կիրառական հետազոտական ծրագրերի համար: Մինչդեռ, ՅԿՄ-6-ի կազմում որպես համակարգ մտնում է ինժեկտոր, որն իրենից ներկայացնում է 50 ՄԷՎ էներգիայով գործող գծային արագացուցիչ (ԷԳԱ-50): Այս առումով, ԵրՖԻ-ում պատրաստվում է առաջարկություն օգտագործել այն որպես ենթամիլիմետրական և տերահերցային տիրույթների ազատ էլեկտրոնների լազերային (FEL) համալիրի դրայվեր [5]: Այդ առաջարկի ֆիզիկական հիմնավորումը (Feasibility Study) հանդիսանում է ներկայացվող թեզի նպատակը:

Անցյալ դարի կեսերից [6] և մինչ այժմ ռադիոֆիզիկայի ոլորտի առավել հրատապ խնդիրն է տերահերցային տիրույթի յուրացումը՝ նրանց լայն կիրառման շնորհիվ [7]: Մեծ հզորությամբ տերահերցային ճառագայթման գեներացման իրականացումը որոնվում է ռեյատիվիստական էլեկտրոնիկայի – ռեյատիվիստական էլեկտրոնաալիքային սարքերի ոլորտում [8]:

Ատենախոսության առաջին գլուխը ակնարկային բնույթի է: Բերվում են տերահերցային տիրույթի հատկանիշները և նրանց հիմնական կիրառությունների բնագավառները: Նշվում է, որ այդ հետազոտությունների զարգացման հիմնական սահմանափակող գործոնը արդյունավետ ճառագայթման հզոր աղբյուրների բացակայությունն է: Բերվում են տվյալներ մշակված և արդյունաբերությունում արտադրվող ռեյատիվիստական էլեկտրոնաալիքային գեներատորների պարամետրերը, այդ թվում՝

- ռեյատիվիստական Չերենկովյան գեներատորներ (ռեյատիվիստական հակադարձ ալիքի լամպեր, ռեյատիվիստական վազող ալիքի լամպեր, ռեյատիվիստական օրոտրոն, ռեյատիվիստական մակերևութային ալիքի գեներատոր և այլն.),
- ռեյատիվիստական գեներատորներ հարկադրական մագնիսաարգելակման ճառագայթման հիման վրա (ռեյատիվիստական ուբիտրոն, ազատ էլեկտրոնային լազեր):

Այստեղ անհրաժեշտ է տալ ռեյատիվիզմի սահմանում, որից մենք կօգտվենք հետագայում:

Շարժվող էլեկտրոնի լրիվ էներգիան հավասար է $E = E_0 + E_{kin}$, որտեղ $E_0 \approx 0.511MeV$ - էլեկտրոնի դադարի էներգիան է, E_{kin} - կինետիկ էներգիան է: $E/E_0 = \gamma > 1$ հարաբերակցությունը որոշում է էլեկտրոնի ռեյատիվիզմի աստիճանը և կոչվում է ռեյատիվիստական գամմա գործոն (Լորենցի գործոն):

Ռեյատիվիստական էլեկտրոնիկայի գեներատորների հիմքում ընկած է էլեկտրոնների շարժումը տարբեր կառուցվածքներով էլեկտրամագնիսական դաշտերում: Մասնավորապես դիտարկված է ռեյատիվիստական էլեկտրոնային փնջի ճառագայթումը օնդուլատորներում (վիզերներում), որտեղ էլեկտրոնային փունջը

օնդույատորի պարբերական մագնիսական դաշտի ազդեցությամբ կատարում է արագ տատանումներ, որոնք ուղղահայաց են ռեյատիվիստական շարժման ուղղությանը: Օնդույատորի և վիզերի միջև ֆիզիկական տարբերությունը կայանում է էլեկտրոնային փնջի տատանումների ամպլիտուդում: Տատանումների ամպլիտուդը վիզերում ավելի մեծ է, քան օնդույատորում, այդ պատճառով օնդույատորով անցնող էլեկտրոնային փնջի էլեկտրամագնիսական ճառագայթումն ունի կոհերենտության ավելի մեծ աստիճան: էլեկտրոնների ճառագայթման մեծ կոհերենտությանը FEL-ում հասնում են էլեկտրոնային փունջը ավելի կարճ թանձրուկների բաժանելով (*microbunching*) շնորհիվ ճառագայթման դաշտի և էլեկտրոնային փնջի փոխազդեցության: Այդ իսկ պատճառով մեծ ուշադրություն է դարձվում ԱԷԼ-ի միաթռիչքային ինքնաուժեղացման՝ *SASE (Self Amplified Spontaneous Emission)* ռեժիմին: Այդպիսի ռեժիմում էլեկտրոնի ճառագայթած էլեկտրամագնիսական ալիքը փոխազդում է այն էլեկտրոնների հետ, որոնք ավելի վաղ են մտել օնդույատոր (վիզեր), ինչի արդյունքում էլեկտրոնների մի մասը դանդաղում է, իսկ մյուս մասը՝ արագանում: Այսպիսով, տեղի է ունենում էլեկտրոնների սկզբնական փնջի միկրոթանձրուկավորում՝ բաժանում փոքր թանձրուկների, որոնք միմյանցից հեռացված են ճառագայթման ալիքի երկարության չափով: էլեկտրոնային փնջի այդպիսի տարածաժամանակային կառուցվածքը բերում է նրան, որ միկրոթանձրուկների ճառագայթման ինտենսիվության վրա հիմնական ներդրում են ունենում կոհերենտ պրոցեսները, դրանով իսկ մեծացնելով ճառագայթման ինտենսիվությունը: Ելնելով ասվածից, մենք կարող ենք կոնկրետացնել այս աշխատանքի նպատակը՝ ԷԳԱ-50-ում արագացված փնջի տարածաժամանակային կառուցվածքի օպտիմալացում, հաշվի առնելով փուլային հարաբերակցությունները էլեկտրոնային թանձրուկների հաջորդականության և արագացնող ալիքի միջև:

Առաջին գլխի վերջում բերված է ներկայումս ստեղծված և արդյունավետորեն աշխատող ենթամիլիմետրական և տերահերցային տիրույթներում ազատ էլեկտրոնային լազերների աղյուսակը՝ 2014թ. դրությամբ:

ԳԼՈՒԽ 2 դիտարկվում է ԱԷԼ համալիրի իրականացման հնարավորություն հիմնված ԷԳԱ-50 էլեկտրոնների գծային արագացուցչի վրա: Բերված են ԷԳԱ-50 –ի

պարամետրերը և սխեմաներ, արագացված էլեկտրոնային փնջի տարածաժամանակային կառուցվածքը: Յույց է տրված, որ էլեկտրոնային փնջի պարամետրերը սկզբունքորեն թույլ են տալիս ԱԷԼ համալիրը իրականացնել մի շարք տիրույթներում՝ 15-40 մկմ, 30-120 մկմ և 100-500 մկմ: Բերված են ԷԳԱ-50-ի հիման վրա հիմնված ԱԷԼ համակարգի կառուցվածքային սխեման: Տրված են ԷԳԱ-50-ի ադապտացման անհրաժեշտ պայմանները որպես ԱԷԼ համալիրի դրայվեր:

- փոխարինել էլեկտրոնների աղբյուրը բարձր հաճախային թնդանոթով՝ 2797.2 ՄՀց հաճախությամբ, որը թույլ կտա ստանալ արագացված թանձրուկներ 2-3 ՄԷՎ էներգիայով համեմատաբար փոքր փուլային տևականությամբ և ցածր էներգիայի ցրվածությամբ,
- ապահովել թանձրուկների սեղմում էլեկտրոնների աղբյուրից և առաջին արագացնող բաժնից հետո,
- արդիականացնել ԷԳԱ-50-ի ԳԲՀ սնուցման համակարգը՝ առաջին հերթին փոխարինելով տվիչ գեներատորը՝ հաճախության մեծ կայունության ապահովմամբ և ամպլիտուդային ու փուլային աղմուկների ցածր մակարդակով, նկատի ունենալով, որ այդ համակարգը առաջացնում է ԱԷԼ - ի միկրոթանձրուկների հաճախության անթույլատրելի ջիտեր (jitter): Այս գլխում քննարկված են հարցեր կապված թանձրուկների ջիտերի որոշման հետ: Պետք է նորացնել նաև հզոր կլիստրոնների իմպուլսային սնուցման համակարգը և ներմուծել ԿՈՒ-18 միջակյալ ուժեղացուցչի շղթայի կայունացման համակարգ: ԳԲՀ սնուցման համակարգը պետք է համալրել հակադարձ կապով, ոպտեսզի ապահովվեն արագացնող բաժնի մուտքին տրվող ԳԲՀ իմպուլսի կայունացման պահանջվող պարամետրերը: Պետք է մշակվի էլեկտրոնային թանձրուկների ստուգման համակարգ (տևողությունը և փուլային տևականությունը, փուլային դիրքորոշումը և թանձրուկի փուլային ջիտերը արագացնող ալիքի դաշտում, թանձրուկում լիցքի բաշխումը):

Հատուկ ուշադրություն է դարձվել արագացնող ալիքի նկատմամբ էլեկտրոնային թանձրուկների փուլային դիրքի և փուլային ջիտերի հարցերին: Որոշվել են սահմանափակ քվազիպարբերական իմպուլսների հաջորդականության

ինքնակոռեյացիայի ֆունկցիան և հզորության սպեկտրը: Յույց է տրված, որ հաճախությունների միկրոալիքային տիրույթում փուլային սպեկտրով հնարավոր է մեծ ճշտությամբ որոշել էլեկտրոնային թանձրուկների փուլային դիրքը և փուլային ջիտերը արագացնող ալիքի դաշտում:

Լուծվել է արագացված էլեկտրոնային փնջի ելքային պարամետրերի վրա էլեկտրոնային թանձրուկի ձևի ազդեցության խնդիրը: Հայտնի է, որ էլեկտրամագնիսական ալիքի հետ արագացնող բաժնում շարժվող էլեկտրոնային թանձրուկների փոխազդեցության ժամանակ կուլոնյան դաշտի ազդեցությամբ տարածական լիցքի թանձրուկում տեղի է ունենում լիցքերի վերաբաշխում և փոփոխվում են նրա երկայնական չափերը: Դա բերում է գումարային դաշտի պոտենցիալի հավասարեցմանը թանձրուկի երկայնքով, այսինքն նրա ինքնահամաձայնեցման: Մեր դեպքում խնդիրն է դրվածքը կայանում է նրանում՝ որոշել արագացնող բաժնում ինքնահամաձայնեցված դաշտը առանց թանձրուկում լիցքի շարժման հավասարումների լուծման, որոնք բավականին բարդ են: Այդ խնդրի լուծման համար մենք օգտագործում ենք մի շարք մոդելային ներկայացումներ: Ստացված արդյունքները թույլ են տալիս եզրակացնել, որ թանձրուկի ձևի ազդեցությունը մեծ չէ: Մասնավորապես, ինչպես գլանի, այնպես էլ էլիպսոիդի համար ինքնահամաձայնեցված լուծումից շեղումը ըստ թանձրուկի երկարության չի գերազանցում $\pm 1.5\%$ -ը նույնիսկ 120° տևականությամբ թանձրուկների համար, իսկ դաշտերի ոչ գծայնության պատճառով թանձրուկի կրճատումը չի գերազանցում 2.0% :

Երրորդ գլխում նկարագրված են ԳԲՀ սարքեր՝ ԷԳԱ-50-ի էլեկտրոնային փնջի պարամետրերի հետազոտման և կայունացման համար: Զարգացված է ռեյատիվիստական էլեկտրոնային փնջով պասիվ ռեզոնատորի գրգռման տեսությունը: Տրված են առաջարկություններ փնջի հոսանքի ռեզոնատորային տվիչներով ԷԳԱ-50-ի թանձրուկների, ծանրության կենտրոնի դիրքի, փուլային տևականության չափման, և նրանց փուլային ջիտերի վերաբերյալ: Դիտարկված է էլեկտրոնային փնջի պարամետրերի կայունացման հնարավորությունը:

Չորրորդ գլխում տրված է տեխնիկական լուծումների հիմնավորում, որը պետք է ներմուծել՝ ԷԳԱ-50-ի արագացնող բաժինների փուլավորման համակարգում: Դիտարկված են ԷԳԱ-50-ի արագացնող բաժիններում փուլային առնչությունները:

Փուլավորման համակարգի խնդիրը կայանում է արագացնող բաժին մտնելիս այնպիսի փուլի ձեռք բերմանը և պահպանմանը, որի դեպքում էլեկտրոնները անցնելով բաժինն՝ ստանում են էներգիայի առավելագույն ամ: Բացառություն են կազմում այն դեպքերը, երբ արագացնող բաժիններում արագացման փուլի կարգավորմամբ անհրաժեշտ է կոմպենսացնել էներգիայի ցրվածքը, որը առաջանում է ինժեկտորային բաժնում կամ էլ հիմնական արագացնող բաժիններում արագացման փուլի ավտոմատ կարգավորման առկայության դեպքում արագացուցիչի ելքում էլեկտրոնների էներգիայի կայունացման համար: Էներգիայի կայունացման համակարգերը նախագծված են Համբուրգի DESY սինքրոտրոնի գծային արագացուցիչ- ինժեկտորում և ALS գծային էլեկտրոնային արագացուցչում՝ ԱԷԼ - ի դրայվերում Սակլեում: ԷԳԱ-50-ում նաև առաջարկված է օգտագործել էներգիայի դանդաղ կորուստները կոմպենսացնող ավտոմատ համակարգ:

Էներգիայի կարգավորման ժամանակ արագացնող բաժիններում հնարավոր է օգտագործել էլեկտրոնների դանդաղեցման ռեժիմ: ԳԲՀ ազդանշանի փուլը արագացնող բաժինների մուտքում պետք է ընտրվի այնպես, որ էլեկտրոնները դանդաղեն առավելագույն էլեկտրական դաշտում:

Կատարվել է արագացնող ալիքի նկատմամբ ըստ փուլի էլեկտրոնային թանձրուկների սահքի ազդեցության վերլուծություն և արվել են համապատասխան առաջարկություններ: Դիտարկված են հետևյալ դեպքերը՝

- հավասարաչափ սահք,
- արագացնող դաշտի տրված գրադիենտով սահք,
- սահք, որը պայմանավորված է էլեկտրոնների և լույսի արագությունների տարբերությունով,
- արագացնող բաժնի ելքում էլեկտրոնների էներգիայի կայունացում:

Դիտարկվել է արագացնող ալիքի դաշտում էլեկտրոնային թանձրուկների փուլային դիրքի որոշման հնարավորությունը և առաջարկվել է չափումների համապատասխան սխեման:

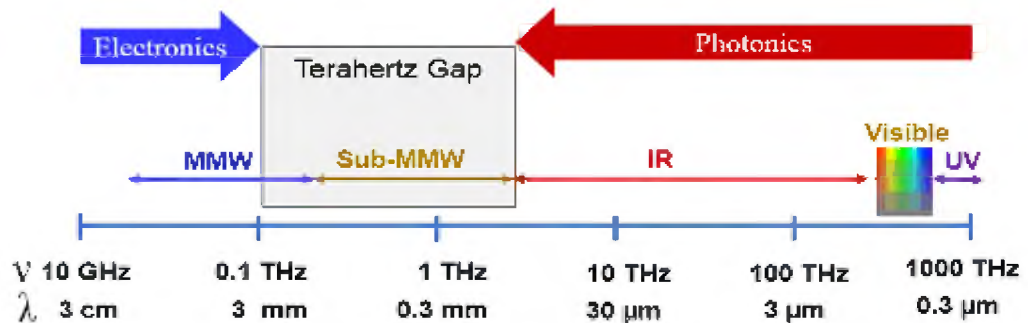
Առաջարկված է բարձր լուծունակությամբ փուլաչափիչի կառուցվածքային սխեմա: Դիտարկված են տեխնիկական իրականացման երկու տարբերակ՝ հիբրիդային օղակով (ՀՕ) և ալիքատարային ճեղքավոր կամրջակով (ԱՃԿ): Կատարվել է սխալանքների վերլուծություն և թույլատրելի արժեքների հաշվարկներ: Հաշվի են առնված հիբրիդային օղակի և ալիքատարային ճեղքավոր կամրջակի ոչ իդեալականությամբ, մուտքային անհամաձայնեցվածությամբ պայմանավորված սխալանքները: Առաջարկել է փուլաչափիչի լուծունակության մեծացման հնարավորություն՝ հաճախության բազմապատկման եղանակով և դիտարկված է օպտիմալ հաճախության բազմապատկիչի սինթեզի հնարավորություն, որը հանգեցնում է ոչ գծային տարրի վոլտ- ամպերային բնութագրի ընտրությանը, որը օգտագործվում է բազմապատկիչ բջիջում:

Եզրակացության մեջ ամփոփված են ատենախոսությունում ստացված հիմնական արդյունքները:

ԳԼՈՒԽ 1. Տերահերցային տիրույթի ռեյատիվիստական էլեկտրոնաալիքային սարքեր

1.1. Տերահերցային տիրույթի առանձնահատկությունները և խնդիրները

Էլեկտրամագնիսական սպեկտրի տերահերցային տիրույթը պայմանականորեն համարվում է հաճախությունների 100 ԳՀց- ից 3 ՏՀց շերտը (Նկ. 1.1):

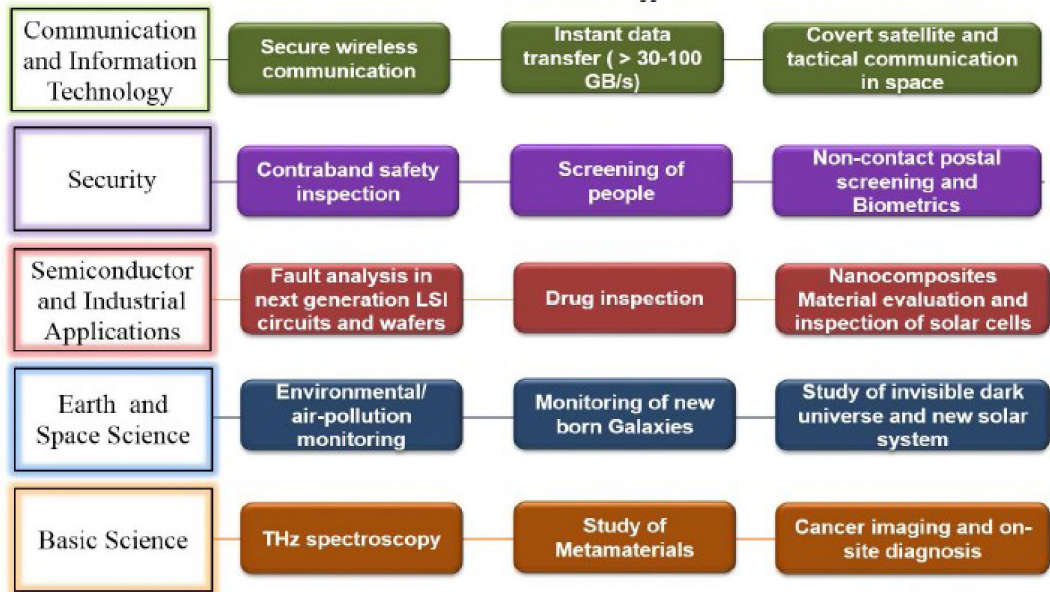


Նկ. 1.1: Տերահերցային ալիքները ընդգրկում են էլեկտրամագնիսական սպեկտրի միլիմետրական և ենթամիլիմետրական մասը:

Նշենք տերահերցային ալիքների հիմնական առանձնահատկությունները, որոնք առավել հետաքրքրություն են ներկայացնում տվյալ տիրույթում [7, 10, 11]՝

- ֆոտոնների էներգիան փոքր է (0.004 – 0.04 էՎ), հետևաբար՝ ճառագայթումը ոչ իոնացնող է,
- ռելեյան ցրման կորույն անկման պատճառով (λ^4) տերահերցային ճառագայթումը լավ է անցնում պղտոր միջավայրով և մանրադիսպերս նյութերով,
- մոլեկուլների պտտական սպեկտրները և կենսաբանական կարևոր սպիտակուցների տատանումները ընկած են տերահերցային հաճախությունների տիրույթում,
- տերահերցային ճառագայթման ֆոտոնների էներգիան ընկած է գերհաղորդիչների էներգետիկ ճեղքի տիրույթում:

Տերահերցային ալիքների վերոհիշյալ հատկանիշները մի շարք գործնական խնդիրների համար լայն հնարավորություններ են բացում (Նկ. 1.2):



Նկ.1.2: Տերահերցային ալիքների հիմնական կիրառման ոլորտները:

1.2. Տերահերցային տիրույթի ռեյաստիվիստական էլեկտրոնաալիքային գեներատորներ

ԳԲՀ թույլ ռեյաստիվիստական էլեկտրոնիկան ապահովում է էլեկտրամագնիսական սպեկտրի սանտիմետրային տիրույթը բազմազան աղբյուրներով (մագնետրոններ, կլիստրոններ, վազող ալիքի լամպեր, հակադարձ ալիքի լամպեր): Միլիմետրական և ենթամիլիմետրական տիրույթներում այդ գործիքների կրկնօրինակումը հանգեցնում է մի շարք դժվարությունների՝

- ռեզոնատորների չափսերը դառնում են շատ փոքր, քանի որ ռեզոնատորի ծավալը համեմատական է λ^3 (λ –ալիքի երկարությունն է),
- ռեզոնատորների չափսերի փոքրացումը պահանջում է համապատասխան էլեկտրոնային փնջի հոսանքի խտության մեծացում (համեմատական λ^2),
- ռեզոնատորների չափսերի փոքրացմանը զուգընթաց նվազում է բարորակությունը և վատանում են ջերմահեռացման պայմանները,
- առաջանում է ռեզոնատորի մակերեսից ինքնաէլեկտրոնային էմիսիայի վտանգ:

Այս խնդիրները բերեցին մի շարք էլեկտրոնային արագացուցիչների զարգացմանը անցյալ դարի հիսունական-վաթսունական թվականներին՝ օգտագործելով

ռեյատիվիստական էլեկտրոնային փնջեր: Ռեյատիվիստական էլեկտրոնային փնջերի հիմնական պահանջները հանգեցրել են հետևյալ պայմաններին [40]՝

- էլեկտրոնային փունջը պետք է իրենից ներկայացնի լիցքերի բարձր խտությամբ էլեկտրոնային թանձրուկների պարբերական հաջորդականություն (փնջի խմբավորում),
- թանձրուկների գծային չափսերը պետք է լինեն շատ ավելի փոքր ճառագայթված ալիքի երկարությունից,
- պետք է ապահովված լինի բարձր γ - գործոն, որտեղ $\gamma = 1/\sqrt{1-(\beta_z)^2}$, $\beta_z = v_z/c$:
 v_z - էլեկտրոնների արագությունն է, c - լույսի արագությունը,
- թանձրուկների լայնական չափերը պետք է լինեն փոքր ճառագայթված ալիքի երկարությունից,
- էլեկտրոնների արագության լայնական բաղադրիչը պետք է լինի շատ փոքր, քան նրա երկայնական բաղադրիչը $\beta_{\perp} \ll \beta_z$,
- էլեկտրոնների փնջի երկայնական արագությունների ցրվածքը պետք է լինի փոքր ($\Delta\beta_z \ll \beta_z$),
- փնջի լայնական չափսերը (Δr_0) պետք է լինեն փոքր ($\Delta r_0 \ll \lambda\gamma\beta_z/2\pi$):

Ռեյատիվիստական էլեկտրոնաալիքային գեներատորները [10-60] պայմանականորեն կարելի է բաժանել հետևյալ տիպերի՝

- գեներատորներ, որոնք հիմնված են Չերենկովյան ճառագայթման վրա.
հակադարձ ալիքի լամպեր (<ԱԼ),
վազող ալիքի լամպեր (ՎԱԼ),
ռեյատիվիստական օրոտրոն (ՌՕ),
մակերևութային ալիքի գեներատոր (ՄԱԳ),
- գեներատորներ, որոնք հիմնված են հարկադրական մագնիսաարգելակային ճառագայթման վրա.
ցիկլոտրոնային ռեզոնանսային լազերներ/մազերներ,
ուբիտրոն,
գիրոտրոն:

Ռեյատիվիստական Չերենկովյան գեներատորներ

Էլեկտրոնների և էլեկտրամագնիսական ալիքների հետ Չերենկովյան սինքրոնության պայմանը կամ ալիքի տարածական հարմոնիկը կարելի է ներկայացնել հետևյալ կերպ՝

$$\omega - k_{n,z}v_z \approx 0, \quad E = \operatorname{Re} \sum_{n=-\infty}^{\infty} E_n \exp[i(\omega t - k_n z)], \quad k_{n,z} = k_0 + nk_d, n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \quad (1.1)$$

որտեղ k_0 - հիմնական տարածական հարմոնիկի երկայնական ալիքային թիվն է, իսկ $k_d = 2\pi/d$, d - դանդաղեցնող համակարգի պարբերությունը:

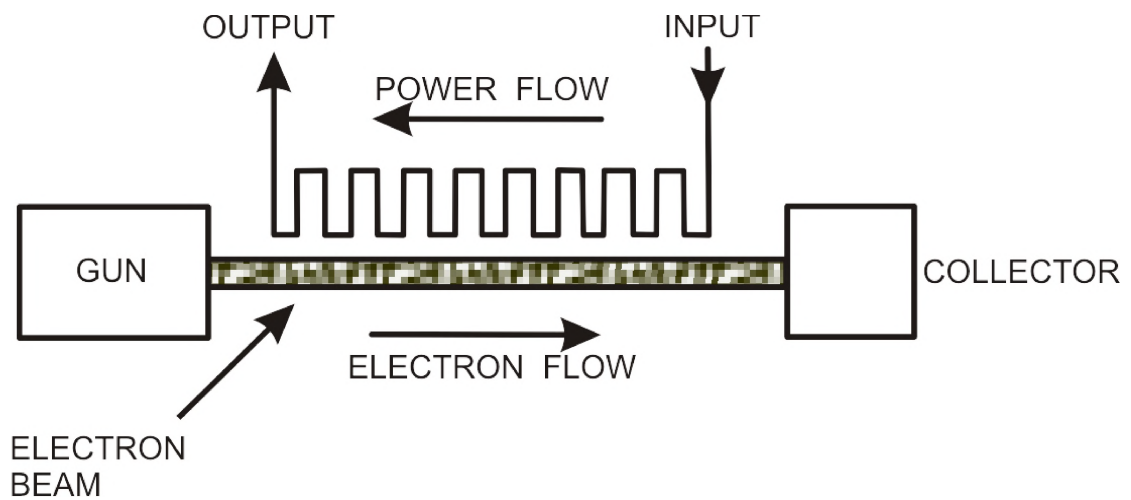
Կախված հիմնական ալիքի տարածման ուղղությունից և նրա փուլային արագությունից ($\beta_{ph} = \omega/k_0 c$) կարելի է առանձնացնել ռեյատիվիստական Չերենկովյան գեներատորների աշխատանքի հետևյալ հիմնական եղանակները՝

- ռեյատիվիստական հակադարձ ալիքի լամպ (ՌՀԱԼ)՝ $k_0 < 0, n = -1$: Իրականացվում է ներքին բաշխվածության հետադարձ կապով,
- ռեյատիվիստական վազող ալիքի լամպ (ՌՎԱԼ)՝ $k_0 > 0, n \geq 0$: Հետադարձ կապի համար անհրաժեշտ է ապահովել ալիքների անդրադարձը էլեկտրադինամիկ համակարգի եզրերից,
- ռեյատիվիստական օրոտրոն (ՌՕ)՝ $k_0 \approx 0, n \geq 1$: Հիմնական ալիքը, որը հանդիսանում է բաց ռեզոնատորի սեփական մոդեր, առաջանում է էլեկտրոնային փնջին համարյա ուղղահայաց տարածվող ճառագայթների տեսքով,
- ռեյատիվիստական մակերևութային ալիքների գեներատոր (ՌՄԱԳ): $k_0 \approx k_d/2, \beta_{ph,0} \approx \beta_z$: Հիմնական ալիքը դանդաղեցվում է մինչև էլեկտրոնների արագությունը: Ալիքատարի ծալքավորման ամպլիտուդը $\Delta l > d^2/4r_w$, r_w - ալիքատարի միջին շառավիղը:

Ռեյատիվիստական հակադարձ ալիքի լամպեր

ՀԱԼ իրենից ներկայացնում է էլեկտրոնային փնջի և էլեկտրամագնիսական ալիքի տևական փոխազդեցության գեներատոր: ՀԱԼ-ում էլեկտրամագնիսական ալիքը տարածվում է դանդաղեցնող համակարգի երկայնքով, որտեղ ալիքի փուլային

արագությունը նվազում է մոտավորապես մինչև էլեկտրոնների արագության, ինչը հնարավորություն է տալիս էլեկտրոնների արդյունավետ տևական փոխազդեցություն ալիքի դաշտի հետ դանդաղեցնող համակարգում: ՀԱԼ-ում էլեկտրամագնիսական ալիքի խմբային և փուլային արագությունների ուղղությունները հակառակ են: Նկ. 1.3-ում ցույց է տրված ՀԱԼ-ի սխեման:



Նկ. 1.3: ՀԱԼ-ի սխեման:

Փնջին ընդառաջ տարածվող ալիքը, մոդուլացնում և խմբավորում է էլեկտրոնները, իսկ առաջացած էլեկտրոնների թանձրուկները նրանց են փոխանցում իրենց էներգիան դանդաղեցնող համակարգում էլեկտրամագնիսական դաշտի տարածման ընթացքում: Ընդորում, դաշտի հետ էֆեկտիվորեն փոխազդում են միայն այն էլեկտրոնները, որոնք գտնվում են դանդաղեցնող համակարգի անմիջական մոտակայքում: Էլեկտրոնային փնջի և դանդաղեցնող համակարգի միջև հեռավորությունը պետք է լինի այնքան փոքր, որքան կարճ է ալիքի երկարությունը և փոքր է ալիքի փուլային արագությունը: Աղյուսակ 1.1-ում ներկայացված են արտադրված ՀԱԼ-ի պարամետրերը 2015թ. դրությամբ:

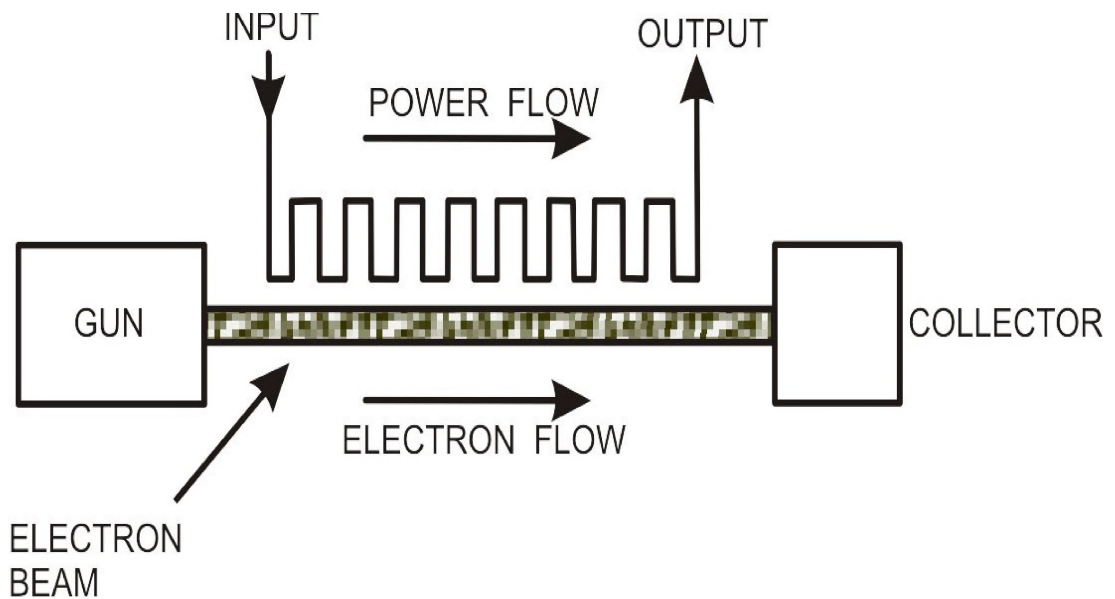
Աղյուսակ 1.1

Manufacturer	(GHz)	η	(Watts)	Comments
Microtech	1100-1500	<1%	1.00E-06	Frequency Multiplied BWOs
Microtech	1200-1400	<1%	2.00E-04	10 MHz line width, Semioptical BWO hybrid devices, 6 KV cathodes, CW devices
Microtech	600-900	<1%	1.50E-03	6 kV Cathodes
Thomson-CSF	800-956	<1%	2.00E-03	Vane circuit using 20 mA of current at 7.1 kV. Made by milling.
Insight Products Co	1034-1250	<1%	5.00E-03	6 kV, 60 mA, 15 kg BWO, Watercooled
<i>Ռուսական արտադրության ՀԱԼ-ի տեխնիկական տվյալները (2011)</i>				
OB-82	789-968	<1%	3E-03	6 kV, 45 mA.
OB-83	882-1111	<1%	2.7E-03	6 kV, 45 mA.
OB-84	1034-1250	<1%	2E-03	6 kV, 45 mA.
OB-85	1153-1500	<1%	2E-03	6 kV, 45 mA.

Ռեյադիվիսորական վազող ալիքի լամպեր

Վազող ալիքի լամպը (ՎԱԼ) – էլեկտրոնային սարք է, որում շարժվող էլեկտրոնների և տարածվող էլեկտրամագնիսական դաշտի փոխազդեցության արդյունքում տեղի է ունենում ալիքի ուժեղացում: Սովորաբար ՎԱԼ կիրառվում է որպես ԳԲՀ

տատանումների լայնաշերտ ուժեղացուցիչ (1-300 ԳՀց տիրույթում), բայց ՎԱԼ-ը կարող է օգտագործվել նաև որպես գեներատոր, երբ իրականացվում է դրական հակադարձ կապ: Նկ.1.4-ում ցույց է տրված ՎԱԼ-ի սխեման:



Նկ. 1.4: ՎԱԼ-ի սխեման:

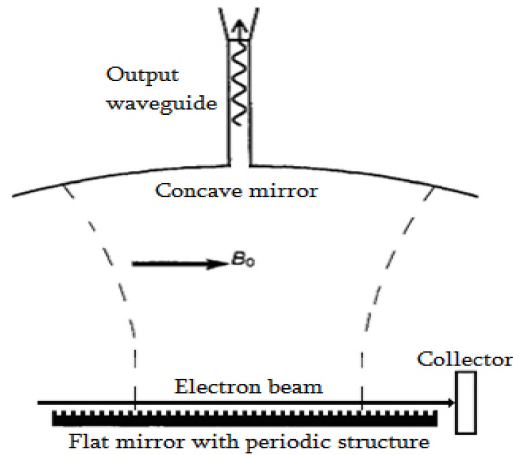
Աղյուսակ 1.2-ում ցույց է տրված արդյունաբերության կողմից ներկայումս արտադրվող ՎԱԼ-երի պարամետրերը:

Աղյուսակ 1.2

Frequency (THz)	0,22 THz [2]	0,67 THz [2]	0,85 THz [3]
Frequency band	5	640 – 685	± 14
Output power, mW	186×10^3	92	67
Input power, mW	79	79	0,16
Amplification, dB	38,5	22	26,3
Beam current, mA	270	2,5	2,5
Type slowing structure	Reductive waveguide	Reductive waveguide	Reductive waveguide
Efficiency, %	2,3	0,56	0,23

Ռեյարիվիստական օրոտրոն

Օրոտրոնը իրենից ներկայացնում է բաց ռեզոնատորով Չերենկովյան տիպի ԳԲՀ գեներատոր (Նկ. 1.5):



Նկ. 1.5: Օրոտրոնի սխեման:

Օրոտրոնի ռեզոնատորը բաղկացած է գոգավոր և հարթ հայելիներից: Հարթ հայելու վրա ձևավորվում է պարբերական կառուցվածք, որը ստեղծում է դաշտի տարածական հարմոնիկները, որոնք կարելի է ներկայացնել որպես դանդաղ ալիքների զույգ, որոնք վազում են միմյանց ընդառաջ հայելու երկայնքով: Էլեկտրոնները շարժվում են պարբերական կառուցվածքին հարակցող մագնիսական դաշտի մոտով և փոխազդում են դաշտի դանդաղ հարմոնիկի հետ Չերենկովյան սինքրոնիզմի պայմաններում, որը տալիս է ճառագայթող ալիքի λ երկարության և կառուցվածքի պարբերության միջև պարզ կապ՝ $d = \beta\lambda$: Չերենկովյան սինքրոնիզմի պայմանից հետևող մյուս կարևոր առնչությունը բոլոր չերենկովյան սարքավորումներին համապատասխանող ունիվերսալ մասշտաբ է սահմանում, որը բնորոշում է կառուցվածքից հեռանալուց կախված դանդաղ հարմոնիկի լայնական անկումը ($L_{\perp} = \gamma\beta\lambda/2\pi$): Այդ մեծությունները որոշում են էլեկտրոնային փնջի թույլատրելի հաստությունը և փնջի հեռավորությունը մինչև կառուցվածք: Մասնիկների թույլ

ռեյաստիվիստական արագությունների դեպքում այդ երկու մեծությունները շատ անգամ փոքր են ալիքի երկարությունից:

Չերենկովյան տեսակի և դասական այլ գեներատորների (ՀԱԼ, ՎԱԼ, ալիքի մակերևութային գեներատորներ, բաշխված փոխազդեցությամբ կլիստրոններ և այլն) նկատմամբ հիմնական տարբերությունը կայանում է բաց ռեզոնատորի օգտագործման մեջ, որն ապահովում է լայնական մոդերի արդյունավետ ընտրություն: Շնորհիվ դրան էլեկտրադինամիկ համակարգի լայնական չափերը կարող են լինել ավելի մեծ աշխատանքային ալիքի երկարությունից և էականորեն ավելի մեծ, քան փակ էլեկտրադինամիկ Չերենկովյան տիպի սարքերում: Կարևոր է ընդգծել, որ, վերջինը վերաբերվում է նաև էլեկտրոնային փնջի լայնությանը: Ըստ էության, շնորհիվ ռեզոնատորի դաշտում ալիքի զրոյական հարմոնիկի ռեզոնատորից հետո ոչ սինքրոն մասնիկների առկայության օրոտրոնում տեղի է ունենում էլեկտրոնային փնջի սինքրոնիզացիա ըստ ֆրակցիայի լայնության: Մինչև որոշակի չափերի, այդ բոլոր ֆրակցիաները «աշխատում են» օրոտրոնի մեկ մոդի գրգռման համար: Կարճ ենթամիլիմետրական ալիքի դեպքում այդ հանգամանքը կարող է ապահովել զգալիորեն ավելի մեծ ելքային հզորություն՝ համեմատած Չերենկովյան այլ սարքերի հետ:

Բաց ռեզոնատորի օգտագործման մեկ այլ առավելությունն է նրա բարձր բարորակությունը, որն ապահովում է գեներացման հաճախության բարձր կայունություն: Միևնույն ժամանակ, բարձր բարորակությունը հանգեցնում է ճառագայթման հաճախության սահուն համալարման տիրույթի էական նեղացման (ի տարբերություն ՀԱԼ և ՎԱԼ): Օրոտրոնում հաճախության լայնաշերտ դիսկրետ համալարումը կատարվում է բաց ռեզոնատորի մի մոդից մյուսը վերալարմամբ, իսկ լայնաշերտ սահուն էլեկտրամեխանիկական համալարումը՝ հայելիների միջև հեռավորության փոփոխության ճանապարհով և էլեկտրոնային փնջի էներգիայի համաձայնեցված փոփոխության:

Ժամանակի մետրոլոգիայի ինստիտուտում (Մոսկվայի մարզ, Մենդելեև) ստեղծված 70-220 ԳՀց տիրույթի ցածր հզորության օրոտրոնները օգտագործվել են հաճախության ճշգրիտ չափումներում և սպեկտրոմետրերում: Այդ սարքերի

գեներացման հաճախությունը վերալարվում էր մեկ օկտավա տիրույթում: 30-550 ԳՀց տիրույթի համեմատաբար թույլ հզորության ռեյատիվիստական օրոտրոնների տեսականին արտադրվել են փոքր խմբաքանակներով: Նրանց հաճախության վերալարումը կազմում է մի քանի տոկոս: 0.3 մմ ալիքի երկարության համար անընդհատ և իմպուլսային օրոտրոններում հզորությունը համապատասխանաբար 15 և 250 Վտ է, ինչը էականորեն գերազանցում է ռեյատիվիստական ՀԱԼ-ի հզորությունը: Միլիմետրական տիրույթի օրոտրոնները նույնպես իրականացվել են ՌԳԱ ՌԷԻ-ում:

Ռեյատիվիստական գիրոսարքեր (ուբիդրոններ,գիրադրոններ)

Մինչև 60-ական թվականները, ԳԲՀ վակուումային էլեկտրոնաալիքային սարքերը հիմնականում օգտագործում էին էլեկտրոնների ճառագայթումը, որոնք շարժվում էին ուղղագիծ: Նույնիսկ, եթե մասնիկների հետագծերը խիստ ուղղագիծ չէին, այս տարբերությունը նշանակալի չէր ճառագայթան մեխանիզմի համար:

Չնայած սարքերի մշտական բարելավման, դրանց ելքային հզորությունը նվազում էր հաճախության աճին զուգընթաց: Այսպես, այդ ժամանակի ամենակարճաալիքային գեներատորների՝ (Օ-տիպի ՀԱԼ) ելքային հզորությունը մեկ միլիմետրից կարճ ալիքի երկարության տիրույթում (մինչև 0,2մմ), մինչև մեկ միլիվատի ենթամասեր է: Բանն այն է, որ ճառագայթման տեսանկյունից ԳԲՀ-էլեկտրոնիկայի սարքերը հիմնված են անցումային ստիպողական ճառագայթման (կլիստրոններ) կամ Չերենկովյան ճառագայթման վրա (մագնետրոն, ՀԱԼ, ՎԱԼ): Անցումային ճառագայթում տեղի է ունենում այն ժամանակ, երբ էլեկտրոնները շարժվում են անհամասեռությունների շրջակայքում, որոնց չափերը ալիքի երկարության են կամ ավելի փոքր (անհամասեռություններ հանդիսանում են ռեզոնատորի պատերը): Մեկից մեծ բեկման ցուցչով միջավայրի մակերևույթով առաջանում է Չերենկովյան ճառագայթում, եթե մակերևույթից հեռավորությունը գերազանցում է ալիքի երկարության կարգը (մագնետրոնում միջավայրի դերը խաղում է անոդային ռեզոնանսային բլոկը՝ ալիքի երկարության կարգի պարբերական կառուցվածք, իսկ ՎԱԼ և ՀԱԼ՝ դանդաղեցնող համակարգը): Այսպիսով, վերը նշված սարքերում միշտ առկա են էլեկտրադինամիկ կառուցվածքներ գեներացվող կամ ուժեղացվող ալիքի

երկարության կարգի չափերով: Դրանում է կայանում միլիմետրական, ենթամիլիմետրական և տերահերցային ալիքի երկարության մեծ հզորության ստացման հիմնական դժվարությունները:

Լավ հայտնի է, որ լիցքավորված մասնիկը, որի շարժման հետագիծը ունի ոչ զրոյական կորություն, ճառագայթում է իր արագության և այդ միջավայրում ալիքի փուլային արագության ցանկացած հարաբերակցության դեպքում: Ակնհայտ է, որ եթե համասեռ միջավայրում հետագիծը համասեռ է, հետևաբար ճառագայթումը ևս պետք է լինի համասեռ ըստ ժամանակի, սակայն դա դեռ չի լուծում հզոր ԳԲՀ ճառագայթման ստացման խնդիրները: Բանն այն է, որ նախ էլեկտրոնների ճառագայթումը պետք է լինի կոհերենտ՝ միայն այս դեպքում են նրանք կիրառման համար արժեք ներկայացնում: Եվ երկրորդ, քանի որ հետագծի տարածական պարբերությունը փոքր է ճառագայթման ալիքի երկարությունից, հեշտ չէ ստեղծել ֆոկուսացման և օպտիկական համակարգեր, որոնց տարրերը կունենայն ալիքի երկարությունից մեծ չափեր: Հակառակ դեպքում վերը քննարկված դժվարությունները, տեղափոխվում են էլեկտրադինամիկայից էլեկտրոնային օպտիկա՝ առաջվա պես սահմանափակվելով ակտիվ միջավայրի ծավալով:

Կորագիծ էլեկտրոնային փնջերով ԳԲՀ էլեկտրոնիկայի հզոր սարքերի ստեղծման համար որոշիչ դարձան Ա.Մ. Պրոխորովի, Ա.Վ. Գապոնով-Գրեխովի, Ռ. Թվիսսի, Զ. Շնայդերի գաղափարները: Նկատենք, որ առաջին հիմնական գաղափարն կայանում էր նրանում, որ օգտագործվեր համասեռ մագնիսական դաշտ պարբերական հետագծեր ստեղծելու համար: Այսպիսով, բացառվում են էլեկտրոնաօպտիկական խնդիրների մեծ մասը: Երկրորդ գաղափարը կայանում է նրանում, որ կորագիծ պարբերական էլեկտրոնային փունջը ներկայացվում է որպես գրգռված դասական օսցիլյատորների խումբ:

Ինդուցված դասական էլեկտրոնային օսցիլյատորներով սարքերը կոչվում են էլեկտրոնային մագներներ: Էլեկտրոնային մագներները միջանկյալ դիրք են զբաղեցնում ԳԲՀ սարքերի և քվանտային գեներատորների (լազերների) միջև: Հենց այդ էլ թույլ տվեց հաղթահարել վերը նշվածը կարճալիքային տիրույթում և ստեղծել յուրահատուկ էներգետիկ բնութագրերով սարքեր:

Ուրիշություն

Սինքրոնիզմի պայմանը՝

$$\omega - k_0 v_z \approx \Omega, \quad (1.2)$$

որտեղ $\Omega = 2\pi v_z / d$ - բառնս հաճախությունն է կամ օնդուլյատորի դաշտում էլեկտրոնի օսցիլյացիալի հաճախություն:

Գիրատորոն

$$\omega \approx \omega_H \quad (1.3)$$

Նշենք, որ գիրատորոնում փնջի էլեկտրոնները փոխազդում են գերչափական ռեզոնատորի մի կրիտիկական մոդի հետ:

Կանգ չառնելով գիրոսարքերի աշխատանքի մանրամասների վրա բերենք տերահերցային և ենթամիլիմետրական աղբյուրների պարամետրերը: (Աղյուսակ 1.3) [12]:

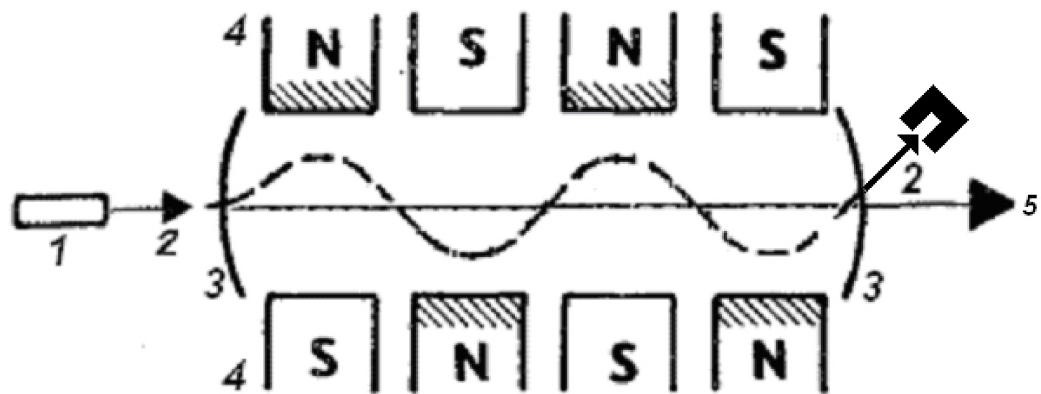
Աղյուսակ 1.3

<u>Institution</u>	<u>Frequency</u> (GHz)	<u>Power</u> (kW)	<u>Efficiency</u> (%)	<u>Pulse length</u> (msec)
<u>IAP,</u> <u>N.Novgorod</u> <u>Russia</u>	<u>250</u>	<u>1.5</u>	<u>5</u>	<u>CW</u>
	<u>326</u>	<u>1</u>	<u>6.2</u>	<u>CW</u>
	<u>550</u>	<u>0.6</u>	<u>2.2</u>	<u>0.01</u>
	<u>680</u>	<u>1.8</u>	<u>3.5</u>	<u>0.01</u>
	<u>870</u>	<u>0.3</u>	<u>0.9</u>	<u>0.01</u>
	<u>1000</u>	<u>0.4</u>	<u>0.7</u>	<u>0.01</u>
<u>University,</u> <u>Fukui</u> in <u>collaboration</u> <u>with TOSHIBA,</u> <u>Japan</u>	<u>350.3</u>	<u>52</u>	<u>8.3</u>	<u>0.003</u>
	<u>388.2</u>	<u>62</u>	<u>13.8</u>	<u>0.003</u>
	<u>392.6</u>	<u>60</u>	<u>9.6</u>	<u>0.004</u>
	<u>402</u>	<u>2</u>	<u>3</u>	<u>1</u>
	<u>576</u>	<u>1</u>	<u>2.5</u>	<u>0.5</u>
	<u>874</u>	<u>0.6</u>	<u>2</u>	<u>0.5</u>

Օնդուլատորային ճառագայթում: Օնդուլատորներ և վիզերներ: ԱԷԼ-ը որպես էլեկտրամագնիսական ճառագայթման հզոր աղբյուր:

Ռեյատիվիստական էլեկտրոնիկայի առավել հեռանկարային և ինտենսիվ իրականացվող սարքերից են համարվում և ազատ էլեկտրոնային մագերները և լազերները (ԱԷՄ և ԱԷԼ): Այս անվանմանը՝ ազատ էլեկտրոնային լազեր, ընդգծվում է նրա տարբերությունը այլ քվանտային գեներատորներից, որտեղ ճառագայթող էլեկտրոնները կապված են ատոմում, մոլեկուլում կամ բյուրեղային ցանցում: Ստորև մենք կներկայացնենք ԱԷԼ -ի հիմնական առանձնահատկությունները ըստ [8, 60]:

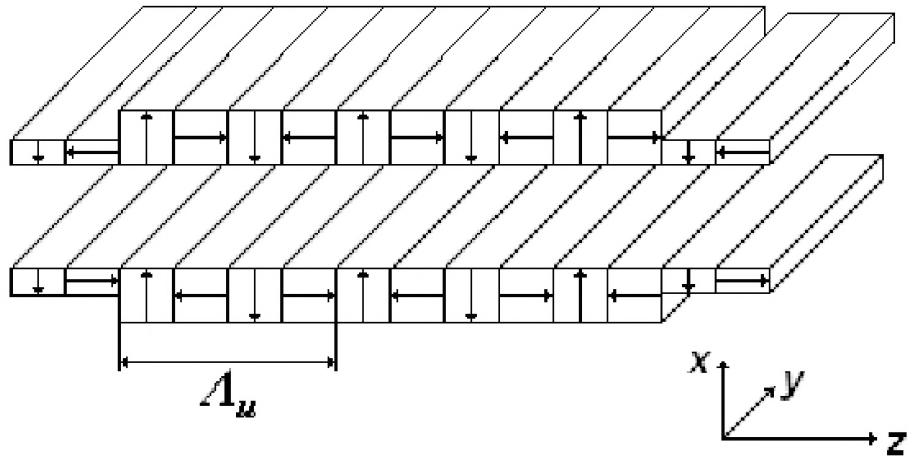
ԱԷԼ-ի աշխատանքի սկզբունքը ցույց է տրված Նկ. 1.6-ում:



Նկ. 1.6: ԱԷԼ -ի պարզեցված սկզբունքային սխեման:

- 1 - էլեկտրոնների արագացուցիչ, 2 - էլեկտրոնային փունջ, 3 - օպտիկական ռեզոնատոր, 4 - մագնիսական կառուցվածք, 5 - ճառագայթում:

ԱԷԼ - ի հիմնական տարրերից են համարվում օնդուլատորները և վիզերները՝ պարբերական մագնիսական կառուցվածքներ (Նկ. 1.7):



Նկ.1.7: ԱԷԼ -ի մագնիսական կառուցվածքը:

Օնդուլատորի (վիզլերի) լայնական մագնիսական դաշտի լարվածությունը փոփոխվում է z առանցքի ուղղությամբ՝ համաձայն հետևյալ օրենքի՝

$$\vec{H}_u(z) = H_u^0 \sin\left(\frac{2\pi}{\Lambda_u} z\right) : \quad (1.4 \text{ ա})$$

Էլեկտրոնի էներգիայի լրիվ կորուստները, երբ այն անցնում է մագնիսական կառուցվածքի N պարբերություններով, հավասար են՝

$$\Delta W_e \sim \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 H_u^2 \gamma^2 N \Lambda_u : \quad (1.4 \text{ բ})$$

Ինչպես երևում է (1.4) արտահայտությունից, էլեկտրոնների էներգիայի լրիվ կորուստները որոշվում են դաշտի մեծությամբ, մագնիսական կառուցվածքի պարբերությամբ և պարբերությունների թվով և այնքան մեծ են, որքան մեծ է էլեկտրոնների γ էներգիան: ԱԷԼ -ի աշխատանքի ռեժիմը որոշվում է մագնիսական դաշտում դիտարկվող կառուցվածքի առավելագույն պտտման անկյան $\alpha_0 = \Lambda_u e H_u^0 / 2\pi m c \gamma$ և էլեկտրոնի հետագծի յուրաքանչյուր կետից ճառագայթման տարամիտման բնորոշ $\delta\theta \sim 1/\gamma$ անկյան հարաբերությամբ: Այդ մեծությունների հարաբերությունը՝ $K = \Lambda_u e H_u^0 / 2\pi m c$ ընդունված է անվանել օնդուլատորության պարամետր: Պարբերական մագնիսական կառուցվածքները, որոնց օնդուլատորության պարամետրը $K < 1$ անվանում են օնդուլատորներ, իսկ այն

կառուցվածքները, որոնց $K \geq 1$ ՝ վիզերներ [8]: Վիզերի մագնիսական դաշտի մեծությունը և պարբերությունը ավելի մեծ է, քան օնդուլատորինը, այդ պատճառով վիզերում ճառագայթվող ֆոտոնների ինտենսիվությունը ավելի փոքր է: Վիզերը զիջում է օնդուլատորին նաև գեներացվող ճառագայթման կոհերենտությամբ: Դիտարկենք էլեկտրոնի ճառագայթումը հարթ օնդուլատորի դաշտում: Օնդուլատորի դաշտը կարելի է գրել հետևյալ տեսքով՝

$$\vec{H} = H_u^0 \sin \alpha z \vec{e}_x, \quad (1.5)$$

որտեղ \vec{e}_x - միավոր վեկտոր է ox առանցքի ուղղությամբ, $\alpha = 2\pi/\Lambda_u$ - դաշտի պարբերականության պարամետրն է: Այնուհետև, ռեյատիվիստական էլեկտրոնի շարժման հավասարումները համապատասխան բաղադրիչների համար կարելի է գրել հետևյալ տեսքով՝

$$\begin{aligned} z'' &= -\omega_0 \sin(\alpha z) x' \\ x'' &= \omega_0 \sin(\alpha z) y' \\ y'' &= 0 \end{aligned}, \quad (1.6)$$

որտեղ $\omega_0 = ecH_u^0/E$, և E - էլեկտրոնի էներգիան է: Նշենք, որ էլեկտրոնի էներգիան մագնիսական դաշտում շարժման ժամանակ չի փոխվում: Լուծումը պետք է գտնել հետևյալ նախնական պայմաններից՝ $x(0) = y(0) = z(0) = 0, \vec{v}(0) = [v_{x0}, 0, v_{z0}]$,

$$\begin{aligned} x' &= -v_{0x} \cos(\alpha z), \\ z'' - \frac{av_{0x}^2}{2} \sin(\alpha z) &= 0 \end{aligned} \quad (1.7)$$

(1.7)-ի երկրորդ հավասարումը իրենից ներկայացնում է ֆիզիկական՝ ճոճանակի հայտնի հավասարում, որի լուծումը արտահայտվում է էլիպսային ֆունկցիաների միջոցով: Սակայն, կարելի է գտնել այդ հավասարման մոտավոր լուծումը՝ հիմնվելով ակնհայտ ֆիզիկական դատողությունների վրա: Իրականում էլեկտրոնը շարժվում է օնդուլատորի առանցքի երկայնքով լույսի արագությանը մոտ արագությամբ $v_{0z} \rightarrow c \gg v_{0x}$: Էլեկտրոնի արագության մոդուլը մագնիսական դաշտում շարժման ժամանակ չի փոխվում: Այնուհետև, հաշվի առնելով նախնական պայմանները, էլեկտրոնը կշարժվի $x-z$ հարթության մեջ: Հաշվի առնելով վերը նշվածը, z

կորդինատի համար հավասարումը կարելի է գրել հետևյալ տեսքով $(z')^2 = v_0^2 - v_{0x}^2 \cos^2(\alpha z)$: Վերջին արտահայտությունը վերլուծելով շարքի ըստ $v_{0x}/v_0 \ll 1$, և օգտագործելով հաջորդական մոտավորությունների եղանակը կարելի է ստանալ արագության պրոյեկցիայի մոտավոր արտահայտությունը կորդինատների առանցքի վրա՝ արտահայտելով սինուսի արգումենտը ժամանակով՝

$$\begin{aligned} z' &= \bar{v}_0 - b \cos(\Omega t) \\ x' &= v_{0x} \cos(\Omega t) \end{aligned} \quad (1.8)$$

որտեղ $\bar{v}_0 = v_0 \left(1 - v_{0x}^2/4v_0^2\right)$ - էլեկտրոնների միջին արագությունն է օնդուլյատորի առանցքի ուղղությամբ, իսկ Ω -ն՝ էլեկտրոնների տատանումների հաճախությունն է օնդուլյատորի առանցքի նկատմամբ լայնական ուղղությամբ:

Համաձայն դասական էլեկտրադինամիկայի օրենքների, լիցքավորված մասնիկի ճառագայթման սպեկտրը լիովին որոշվում է իր հետագծով, իսկ ճառագայթումը օժտված է «լուսարձակային» ուղղվածությամբ: Ճառագայթման առավելագույն արժեքը ընկած է $\omega_{\max} \sim \gamma^2 \omega_0$ հաճախության տիրույթում: Ճառագայթման դիֆերենցիալ հզորությունը կարելի է գրել հետևյալ տեսքով՝

$$\frac{dW_v}{d\Omega} = \frac{e^2 \omega_0^2 v^2}{2\pi c (1 - \bar{\beta}_0 \cos \theta)^3} \left[\left(\frac{\cos \theta - \bar{\beta}_0}{\sin \theta} \right)^2 J_v^2(x) + \beta_{cross}^2 (J_v'(x))^2 \right], \quad (1.9)$$

որտեղ $x = v \beta_{cross} \sin \theta / (1 - \bar{\beta}_0 \cos \theta)$:

Իրական օնդուլյատորը ունի վերջավոր երկարություն $L = N\lambda_u$: Օգտվելով Բեսելի ֆունկցիաների ասիմպտոտիկ ներկայացմամբ փոքր արգումենտի դեպքում (համարելով ճառագայթման անկյունը փոքր), ներմուծելով օնդուլյատորության պարամետրը և հաշվի առնելով օնդուլյատորի երկարության վերջավոր լինելը, կարող ենք ճառագայթման դիֆերենցիալ հզորության արտահայտությունը գրել հետևյալ տեսքով՝

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{\beta^2 e^2 K^2 \omega^2 N^2}{\gamma^2 c \omega_0^2} \left(\frac{\sin \xi}{\xi} \right)^2 (J'_\nu(x))^2 \left(1 + \left(\frac{1 + K^2 - \gamma^2 \theta^2}{1 + K^2 + \gamma^2 \theta^2} \right)^2 \right), \quad (1.10)$$

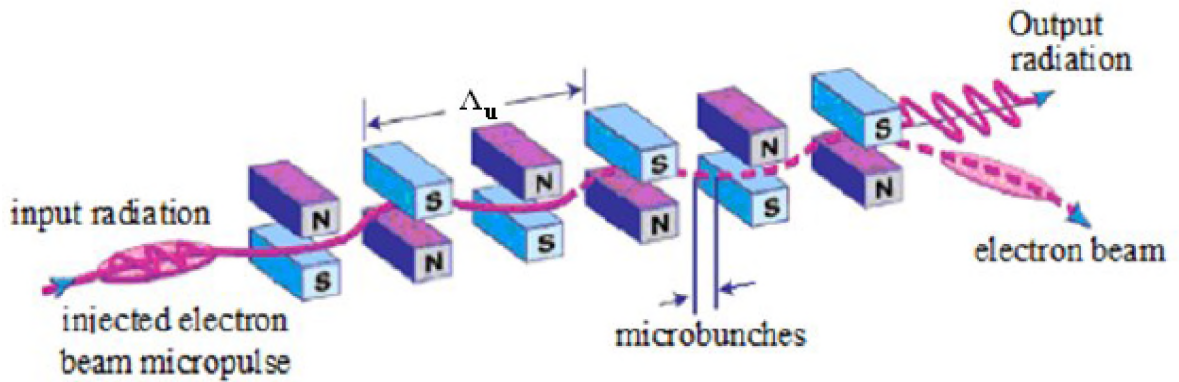
որտեղ $\xi = N\pi(\omega/\omega_1 - \nu)$, ω_1 - առաջին հարմոնիկի հաճախությունն է:

ԱԷԼ -ն որպես էլեկտրամագնիսական ճառագայթման հզոր աղբյուր

ԱԷԼ-ի աշխատանքի հիմքում ընկած է հարկադրական օնդուլյատորային ճառագայթումը: Էլեկտրոնի ճառագայթման պրոցեսը օնդուլյատորում դառնում է հարկադրական շնորհիվ էլեկտրամագնիսական ալիքի, որը «պահվում» է օնդուլյատորում ռեզոնատորի հայելիներով: Էլեկտրամագնիսական ալիքի դաշտի ազդեցության տակ տեղի է ունենում էլեկտրոնների սկզբնական փնջի բաժանում փոքր թանձրուկների (*microbunching*), որոնք ճառագայթման ալիքի երկարության չափերի կարգի են: Ինչպես հայտնի է [8], էլեկտրոնային փնջի ճառագայթման հզորությունը գումարվում է կոհերենտ և ոչ կոհերենտ մասերից՝

$$W_N(\omega) = \left(N + N(N-1) \cdot \left| f(\vec{r}) \exp(i\vec{k}\vec{r}d^3r) \right|^2 \right) \cdot W(\omega): \quad (1.11)$$

Ոչ կոհերենտ մասը համեմատական է N - ին , իսկ կոհերենտը՝ N^2 : Մոդուլի ներսում գրված արտահայտությունը կոչվում է կառուցվածքային ֆակտոր և բնութագրում է փնջի չափերի հարաբերությունը ճառագայթման ալիքի երկարությանը: Էլեկտրոնային փնջի բաժանումը միկրոթանձրուկների բերում է կառուցվածքային ֆակտորի աճին և մեծանում է կոհերենտ պրոցեսների ազդեցությունը ճառագայթման ինտենսիվության վրա: Հիմնարար սահմանափակումներ ճառագայթման հաճախության և ինտենսիվության համար ԱԷԼ -ը չունի, սակայն կան տեխնիկական բարդություններ այդ տիրույթի համար արդյունավետ հայելիների բացակայության պատճառով մեկ անգստրեմից փոքր ալիքի երկարությամբ ճառագայթման գեներացիայի ժամանակ: Այդ իսկ պատճառով մեծ ուշադրություն է դարձվում FEL-ի միաթռիչքային ռեժիմի աշխատանքին (*SASE* ռեժիմ) (Նկ. 1.8):



Նկ.1.8. ԱԷԼ -ի սկզբունքային սխեման, որը աշխատում է SASE ռեժիմում:

Այդպիսի ռեժիմում էլեկտրոնի առաքած էլեկտրամագնիսական ալիքը փոխազդում է այն էլեկտրոնների հետ, որոնք ավելի վաղ են մտել օնդուլյատոր: Էլեկտրոնային փունջը, փոխազդելով ճառագայթվող դաշտի հետ, բաժանվում է միկրոթանձրուկների, ինչը մեծացնում է կոհերենտ պրոցեսների ներդրումը: Սակայն պարզվում է, որ այսպիսի ռեժիմում ձևավորվում են միայն մի քանի առաջին միկրոթանձրուկները: Այդ խնդրի լուծումներից մեկն է համարվում օնդուլյատորների կասկադի օգտագործումը: Սակայն նման որոշումը պայմանավորված է բարձր ֆինանսական ծախսերով: Հետևաբար, ԱԷԼ-ի հետագա զարգացման առաջնահերթ ուղղություններից է համարվում էլեկտրոնային փնջի մինչև օնդուլյատոր մտնելը միկրոթանձրուկավորման հնարավորության իրականացումը: Այստեղ նշենք նաև, որ ԱԷԼ-ի արդյունավետությունը բացի էլեկտրոնային թանձրուկների փուլային տևականությունից և փուլային ջիտերից էապես կախված է էլեկտրոնային փնջի էներգիայի ցրվածությունից և էմիտանսից:

Ներկայումս ենթամիլիմետրական և տերահերցային տիրույթներում ստեղծված են և արդյունավետ աշխատում են ազատ էլեկտրոնային լազերները (Աղյուսակ 1.4 [60]):

Աղյուսակ 1. 4

Location (Name)	$\lambda_r(\mu\text{m})$	$\sigma_z(\text{ps})$	$E(\text{MeV})$	$I(\text{A})$	N	λ_u (cm)	K (rms)	
Frascati (FEL -CAT)	760	15-20	1.8	5	16	2.5	0.75	RF, O
UCSB (mm FEL)	340	25000	6	2	42	7.1	0.7	EA, O
Novosibirsk (RTM)	120- 230	70	12	10	2×33	12	0.71	ERL, O
KAERI (THz FEL)	100- 1200	20	4.5-6.7	0.5	80	2.5	1.0-1.6	MA, O
Osaka (ISIR, SASE)	70-220	20-30	11	1000	32	6	1.5	RF, S
Himeji (LEENA)	65-75	10	5.4	10	50	1.6	0.5	RF, O
UCSB (FIR FEL)	60	25000	6	2	150	2	0.1	EA, O
Osaka (ILE/ILT)	47	3	8	50	50	2	0.5	RF, O
Osaka (ISIR)	32-150	20-30	13-19	50	32	6	1.5	RF, O
Osaka (FEL 14)	18-40	10	33	40	30	8	1.3-1.7	RF, O
Dresden (U100- FELBE)	18-280	1-25	18-34	15	38	10	0.5- 2.7	RF, O, K
Nieuwegein(FELIX)	3-250	1	50	50	38	6.5	1.8	RF, O
Orsay (CLIO)	3-150	10	8-50	100	38	5	1.4	RF, O

RF- radio-frequency linear accelerator; ERL- energy recovery linear accelerator; MA- microtron accelerator; EA- electrostatic accelerator; O-FEL oscillator; K- FEL klystron

ԳԼՈՒԽ 2. 50 ՄԷՎ Էներգիայով էլեկտրոնների գծային արագացուցչի էլեկտրոնային փնջի հիմնական պարամետրերը, որպես ազատ էլեկտրոնների լազերի դրայվեր

2.1. ԷԳԱ-50-ի հիման վրա ԱԷԼ համակարգի սխեման և հիմնական պարամետրերը

Անդրադառնանք Նկ.1.6-ին, որտեղ բերված է ԱԷԼ-ի դասական սխեման: Նրա հիմնական տարրերից են էլեկտրոնային փունջը, օպտիկական ռեզոնատորը*, օնդուլյատորը, որը ստեղծում է տարածապարբերական մագնիսական դաշտ:

Երբ ռեյատիվիստական էլեկտրոնային փունջը անցնում է տարածապարբերական մագնիսական դաշտով, ճառագայթում է էլեկտրամագնիսական ալիքներ (մագնիսաարգելակման ճառագայթում, որը մեր դեպքում կոչվում է օնդուլյատորային ճառագայթում): Այս ճառագայթումը կուտակվում է օպտիկական ռեզոնատորում, որը բաղկացած է երկու հայելիներից: Ճառագայթման մի մասը դուրս է բերվում հայելիներից մեկից: Սպոնտան օնդուլյատորային ճառագայթման մաքսիմումը համապատասխանում է հետևյալ ալիքի երկարությանը՝

$$\lambda_r = \frac{\Lambda_u}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right), \quad (2.1)$$

որտեղ Λ_u – մագնիսական կառուցվածքի պարբերությունն է, γ – էլեկտրոնների գամմա ֆակտոր (էներգիա), K – օնդուլյատորության պարամետր, որը հավասար է $K = eB_0\Lambda_u / 2\pi mc^2 = 0.934\Lambda_u B_0 [cm \cdot T]$: Այստեղ B_0 – օնդուլյատորի մագնիսական դաշտն է:

* Հետագայում մենք կառաջարկենք մագնիսական կառուցվածք, օպտիկական ռեզոնատոր և տերահերցային ճառագայթման զրանցման համակարգ ԵրՖԻ-ում մշակված դիտարկվող FEL-ի համակարգում (Մ.Լ.Պետրոսյանի լաբորատորիա):

K մեծությունը որոշում է ճառագայթման սպեկտրի բնույթը՝ եթե $K < 1$, ճառագայթումը մոնոքրոմատիկ է ալիքի երկարության դեպքում, որը որոշվում է (2.1) բանաձևով: K -ի մեծացմանը զուգընթաց և երբ $K = 1$, ելքային հզորությունը, որը որոշվում է (2.1)-ով ալիքի երկարությամբ կլինի առավելագույնը, իսկ ճառագայթման սպեկտրում կսկսեն առաջանալ բարձր հարմոնիկներ: K -ի հետագա մեծացմանը զուգընթաց և երբ $K > 1$ ճառագայթման սպեկտրը դառնում է անընդհատ: Պայմանականորեն ընդունված է համարել, որ եթե $K < 1$, պարբերական մագնիսական կառուցվածքը դառնում է օնդուլյատոր, իսկ եթե $K > 1$ ՝ վիզլեր: Ճառագայթման հաճախության վերալարումը իրականացվում է ինչպես փնջի էներգիայի փոփոխությամբ, այնպես էլ մագնիսական կառուցվածքի պարամետրերի փոփոխությամբ:

ԱԷԼ ճառագայթման որակը ամենաընդհանուր դեպքում որոշվում է նրա բոլոր բաղադրիչներով՝ էլեկտրոնային փնջի պարամետրերով, օնդուլյատորի պարամետրերով, օպտիկական ռեզոնատորի պարամետրերով: Մենք չենք դիտարկի այն խնդիրները, որոնք կապված են մագնիսական կառուցվածքի, օպտիկական ռեզոնատորի և ճառագայթման գրանցման հետ, քանի որ հետագայում, ինչպես նշվել է առաջարկվում է օգտագործել մշակումները, որոնք կատարվել են ԵրՖԻ Մ.Լ. Պետրոսյանի լաբորատորիայում: Հիմնական ուշադրություն կդարձվի էլեկտրոնային փնջի նկատմամբ պահանջներին և ելնելով այդ պահանջներից, կորոշվի թե ինչպիսի փոփոխություններ պետք է կատարվեն գոյություն ունեցող ԷԳԱ-50-ում որպեսզի այդ պահանջները բավարարվեն: Մենք կհիմնվենք [60]-ում բերված չափանիշների վրա:

Հարթ օնդուլյատորի մեկ անցման դեպքում ճառագայթման հզորության ուժեղացման գործակիցը որոշվում է հետևյալ բանաձևով՝ [60]

$$g_0 = \frac{4\pi\lambda_r L_u I_e}{\gamma \Sigma_e I_0} F \xi \left(\frac{\Delta r_{rad}}{r_{rad0}} \right)^{-2}, \quad (2.2)$$

որտեղ I_e - միկրոփնջի հոսանքն է, $\xi = \frac{1}{4} \frac{K^2}{(1+K^2/2)} [J_0(Q) - J_1(Q)]$, $Q = (1+K^2/2)$, I_0 -

$I_0 \approx 17kA$ ալֆենյան հոսանքն է, $L_u = \Lambda_u N_u$ - օնդուլյատորի երկարությունը, N_u -

օնդույատորի պարբերությունների թիվը, F - էլեկտրոնային և օպտիկական փնջերի վերաձաձկման գործակիցները, r_{rad} - օպտիկական փնջի շառավիղը, իսկ r_{rad0} - շառավիղն է փնջի նեղացման տիրույթում: Որպես կանոն, էլեկտրոնային փնջի լայնական հատույթը շատ ավելի փոքր է, քան օպտիկական փնջի լայնական հատույթը, և հետևաբար (2.2)-ը կարելի է գրել հետևյալ կերպ՝

$$g_0 = \frac{16\pi}{\gamma} \frac{\lambda_r L_u}{\Sigma} \frac{I_e}{I_\alpha} N^2 \xi, \quad (2.3)$$

որտեղ $\Sigma = 2\pi \sqrt{\left(\frac{r_{rad}^2}{4} + \sigma_x^2\right)\left(\frac{r_{rad}^2}{4} + \sigma_y^2\right)}$ էլեկտրոնային և օպտիկական փնջերի լայնական հատույթների փաթույթն է, իսկ $\sigma_{x,y}$ ՝ էլեկտրոնային փնջի լայնական չափսերն են ըստ ox -ի և oy -ի: Քանի որ Գաուսյան օպտիկական փնջի լայնական հատույթը փոխվում է օնդույատորի երկայնքով, ապա r_{rad} ՝ միջինացված արժեքն է ըստ L_u -ի: Հաշվի առնելով էլեկտրոնային փնջի էներգիայի ցրվածությունը՝ ուժեղացման գործակիցը հավասարվում է [60]

$$G = \frac{0.85g_0 + 0.19g_0^2}{1 + (1.7 + 0.32g_0)\Delta_e^2}: \quad (2.4)$$

Հաշվի առնելով վերը նշվածը՝ մենք գնահատել ենք ԱԷԼ -ի պարամետրերը, որոնք հիմնված են ԷԳԱ-50-ի վրա և եկել ենք այն եզրակացության, որ ԷԳԱ-50-ը կարող է ծառայել որպես համալիրի դրայվեր, որը ծածկում է 15 մկմ-ից մինչև 500 մկմ տիրույթը՝

- ԱԷԼ -1 – 100 մկմ -ից մինչև 500 մկմ տիրույթում,
- ԱԷԼ -2 – 30 մկմ -ից մինչև 120 մկմ տիրույթում,
- ԱԷԼ -3 – 15 մկմ -ից մինչև 40 մկմ տիրույթում:

Ինչպես վերը նշվել է էլեկտրոնային փնջի էներգիայի ցրվածությունը և էմիտանսը սահմանափակում են ԱԷԼ -ի ուժեղացման գործակիցը: Էներգիայի ցրվածության սահմանափակումը որոշվում է հետևյալ պայմանով՝

$$\frac{\delta E}{E} \ll \frac{1}{N_u}: \quad (2.5)$$

N_u -ի առավելագույն արժեքը չի գերազանցում 100-ը (տես Աղյուսակ 2.1 «ԷԳԱ-50-ի հիման վրա ԱԷԼ համակարգի պարամետրերը»), և կարելի է ընդունել $\delta E/E \ll 0.01$: Էլեկտրոնային փնջի էմիտանսը պետք է բավարարի $\varepsilon \leq \lambda/\pi$ պայմանին:

Աղյուսակ 2.1

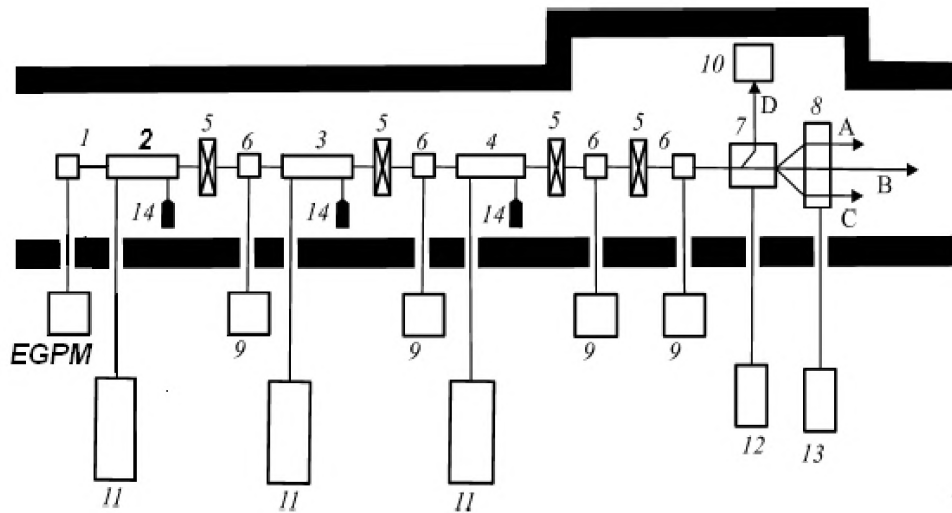
Options	FEL -1	FEL -2	FEL -3
Wavelength, microns	100–500	30–120	15–40
Energy of the electron beam, MeV	1.5–3.0	5.0–10.0	10.0–20.0
Energy spread, $\delta E/E$	0.015	0.01	0.007
Length of microclots, σ_e , ps	~9	~7	~5
Charge in the bunch, pC	~300	~300	~300
Peak current of microclots, A	~30	~40	~60
Normalized emittance, π mm mrad	~25		
Maximum frequency of microclots, MHz	~3000		
Maximum duration of macropulse, μ s	~1		
Macropulse frequency, Hz	50		

Այժմ անդրադառնանք միկրոթանձրուկի պահանջվող տևողության գնահատմանը: Օնդուլյատորում ճառագայթման ժամանակ օպտիկական իմպուլսը “սահում” է էլեկտրոնի թանձրուկի նկատմամբ: “Սահքի” երկարությունը (slippage) հավասար է $\Delta_{sl} = (c - v_0)\Delta t = N_u \lambda_r$, որտեղից միկրոթանձրուկի երկարությունը $\sigma_e > N_u \lambda_r$: Մյուս կողմից, միկրոթանձրուկի երկարությունից կախված են ինչպես թանձրուկի հոսանքը I_e , այնպես էլ $\delta E/E$, այդ պատճառով ընդունում ենք, որ $N_u \lambda_r < \sigma_e < 1.5 N_u \lambda_r$:

ԱԷԼ համակարգի էլեկտրոնային փնջի նկատմամբ նախնական պահանջները թվարկված են Աղյուսակ 2.1-ում: Այս պայմաններում ճառագայթման իմպուլսը կունենա 3-4 մկվ կարգի հագեցման հարթակ:

2.2. ԷԳԱ-50: Էլեկտրոնային փնջի կառուցվածքը և պարամետրերը

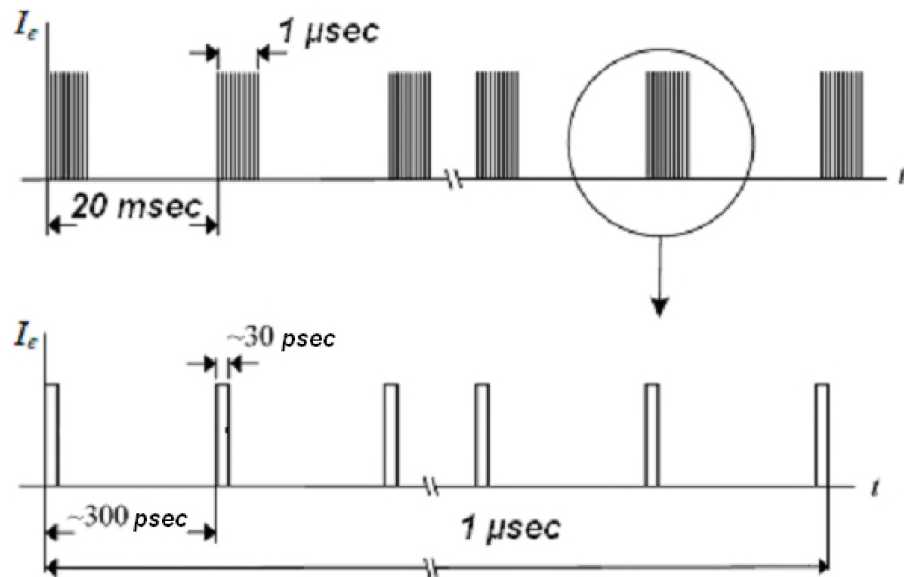
Նկ. 2.1-ում պատկերված է ԷԳԱ-50-ի պարզեցված կառուցվածքային սխեման:



Նկ. 2.1: ԷԳԱ-50-ի կառուցվածքային սխեման: 1՝ էլեկտրոնների աղբյուր (ԷԱ), ֆորինժեկտոր և ինժեկտորային բաժինները, 3 և 4՝ հիմնական արագացնող բաժիններ, 5՝ մագնիսական ուսանյակներ, 6՝ փնջի մոնիտորներ, 7՝ բաշխիչ մագնիս՝ էլեկտրոնային փնջի էներգիայի սպեկտրի անալիզատոր, 8՝ էլեկտրոնային փնջի զուգահեռ փոխանցման աքրոմատիկ համակարգ, 9՝ փնջի տվիչների կոնսոլներ, 10՝ էլեկտրոնային փնջի կլանիչ, 11՝ հզոր (20 ՄՎտ) կլիստրոնային կայան ալիքատարային տրակտով (աշխատանքային հաճախություն 2797.2 ՄՀց), 12 և 13՝ համապատասխանաբար 7 և 8 –ի կոնսոլներ, 14՝ ԳԲՀ բեռ արագացնող բաժինների ելքում, A, B, C, D՝ դուրս բերվող էլեկտրոնային փնջեր, EGPM՝ էլեկտրոնային թնդանոթի իմպուլսային մոդուլատոր – էլեկտրոնների աղբյուր:

Նկ. 2.2-ում ցույց է տրված էլեկտրոնների արագացված փնջի հոսանքի I_e ժամանակային կառուցվածքը: Թանձրուկների հաճախությունը $f_0 \sim 3 \text{ ԳՀց}$ ($T_0 \sim 300$ պվ), միկրոթանձրուկների տևողությունը ~ 30 պվ համապատասխանում է փուլային տևականությունը $\sim 30^\circ$ կրկնման հաճախության համար $\sim 3 \text{ ԳՀց}$, որը հաստատվել է էլեկտրոնային փնջի չափված էներգիայի ցրվածությամբ ($\sim 5.0\%$): Մակրոիմպուլսի առավելագույն տևողությունը 1 միկրովարկյան է 50 Հց կրկնման հաճախության դեպքում: Ինչպես հետևում է վերը նշվածից, 10 միկրոթանձրուկների

հաջորդականության լրացվածության դեպքում մակրոիմպուլսում արագացված լիցքը, որը տեղափոխվում է միկրոթանձրուկով, հավասար է 0.3 նԿ, ինչը համապատասխանում է 10 Ա հոսանքին:



Նկ. 2.2: ԷԳԱ-50-ի արագացված փնջի հոսանքի ժամանակային կառուցվածքը:

Նշենք, որ ԷԳԱ-50-ը ստեղծվել է որպես սինքրոտրոնի ինժեկտոր, և էլեկտրոնային փնջի նկատմամբ պահանջները, որոնք թելադրված էին սինքրոտրոնի մեջ ինժեկցիայի պայմաններով և ԱԷԼ դրայվերի փնջի նկատմամբ պահանջները տարբեր են:

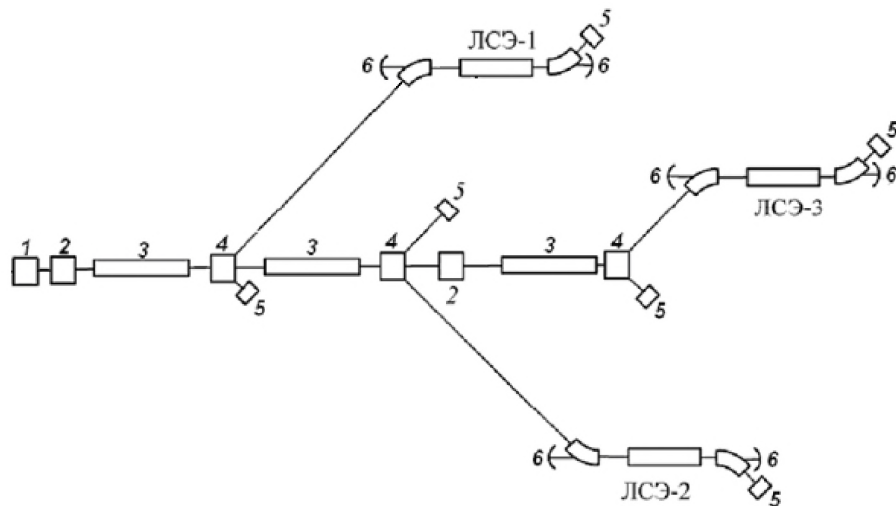
Աղյուսակ 2.1 բերված են ԷԳԱ-50-ի էլեկտրոնային փնջի անհրաժեշտ պարամետրերը:

Էլեկտրոնային փնջի պարամետրերը ապահովելու համար անհրաժեշտ է ԷԳԱ-50-ի կառուցվածքի մեջ կատարել մի շարք էական փոփոխություններ՝

- փոխարինել գոյություն ունեցող էլեկտրոնների աղբյուրը բարձր հաճախային թնդանոթով՝ 2797.2 ՄՀց հաճախության համար, որը թույլ կտա ստանալ արագացված թանձրուկներ 2–3 ՄԷՎ էներգիայով համեմատաբար փոքր փուլային տևականությամբ և փոքր էներգիայի ցրվածքով,

- ապահովել թանձրուկների սեղմումը էլեկտրոնների աղբյուրի և առաջին արագացնող բաժնից հետո,
- արդիականացնել ԷԳԱ-50-ի ԳԲՀ սնուցման համակարգը՝ առաջին հերթին փոխարինելով հաճախության մեծ կայունության ապահովմամբ, ամպլիտուդային ու փուլային աղմուկների ցածր մակարդակով, նկատի ունենալով որ այդ համակարգը առաջացնում է ԱԷԼ-ի համար անթույլատրելի միկրոթանձրուկների հաճախության ջիտեր (jitter): Նշենք, որ այս գլխում կքննարկվեն հարցեր կապված թանձրուկների ջիտերի որոշման հետ: ԳԲՀ սնուցման համակարգը պետք է համալրել հակադարձ կապով: Պետք է մշակվի էլեկտրոնային թանձրուկների ստուգման համակարգ (տևողությունը և փուլային տևականությունը, փուլային դիրքորոշումը և թանձրուկի փուլային ջիտերը արագացնող ալիքի դաշտում, թանձրուկում լիցքի բաշխումը):

Նկ. 2.3-ում պատկերված է պարզեցված տերահերցային ԱԷԼ կոմպլեքսի կառուցվածքային սխեման՝ հիմնված ԷԳԱ-50-ի էլեկտրոնների գծային արագացուցչի վրա:

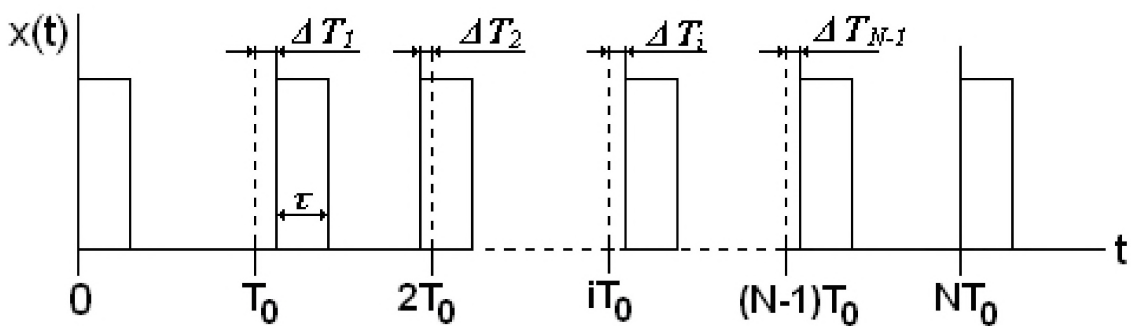


Նկ. 2.3: Տերահերցային ԱԷԼ կոմպլեքսի կառուցվածքային սխեման՝ հիմնված ԷԳԱ-50-ի էլեկտրոնների գծային արագացուցչի վրա: 1՝ ԳԲՀ էլեկտրոնների աղբյուր, 2՝ թանձրուկների կոմպրեսոր, 3՝ արագացնող բաժին, 4՝ բաշխիչ մագնիսներ, 5՝ էլեկտրոնային փնջի կլանիչ, 6՝ Ֆարրի-Պերոյի ռեզոնատորների հայելիներ:

2.3. Իմպուլսների քվազիպարբերական սահմանափակ քանակությամբ հաջորդականության ինքնակոռելյացիայի ֆունկցիան և հզորության սպեկտրը

Խնդրի դրվածքը

Դիտարկենք սահմանափակ $x(t)$ ուղղանկյունաձև ($N = 2n+1$) իմպուլսների պարբերական հաջորդականություն իրար հաջորդման $T_0 \pm |\Delta T_i|$ միջակայքով (Նկ. 2.4):



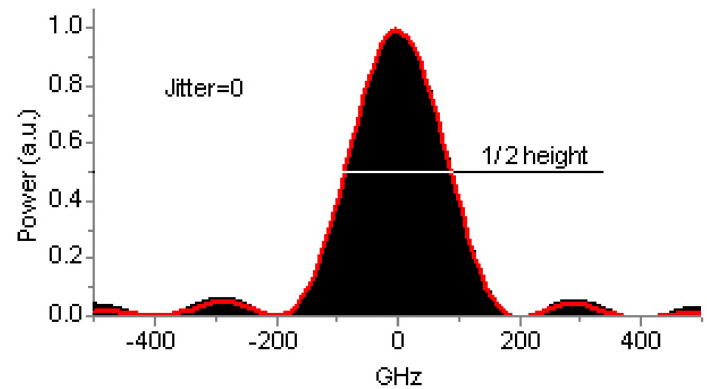
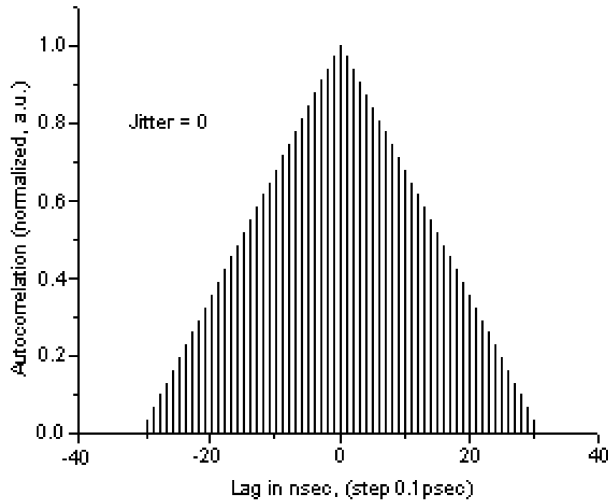
Նկ. 2.4: $(2N+1)$ քվազիպարբերական հաջորդականությամբ իմպուլսների շարան ($\Delta T_i \ll T_0$):

Երբ $\Delta T_i=0$, ունենք սահմանափակ խիստ պարբերական հաջորդականություն՝ բաղկացած $(2N+1)$ իմպուլսներից: Մենք ենթադրում ենք, որ իմպուլսների ամպլիտուդը և տևողությունը, ինչպես նաև ցուգի տևողությունը, անփոփոխ են, ուստի ցուգի էներգիան և հզորությունը նույն են բոլոր ΔT_i համար: Ենթադրենք, մասնավորապես, $N=30, T_0 = 1000$ սվ, $\tau = 5$ սվ:

Այժմ տեսնենք, թե ինչպես է ազդում ջիտերը ինքնակոռելյացիայի ֆունկցիայի և շարանի հզորության սպեկտրի վրա, որի համար որոշենք խիստ պարբերականությունից պատահական շեղումները $|\Delta T_i|$ ՝ օգտագործելով գներատորներ՝ դիսկրետ պատահական թվերի հավասարաչափ բաշխվածությամբ հետևյալ միջակայքում՝

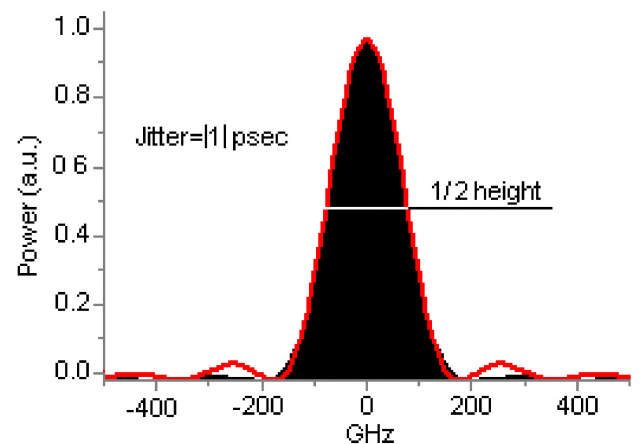
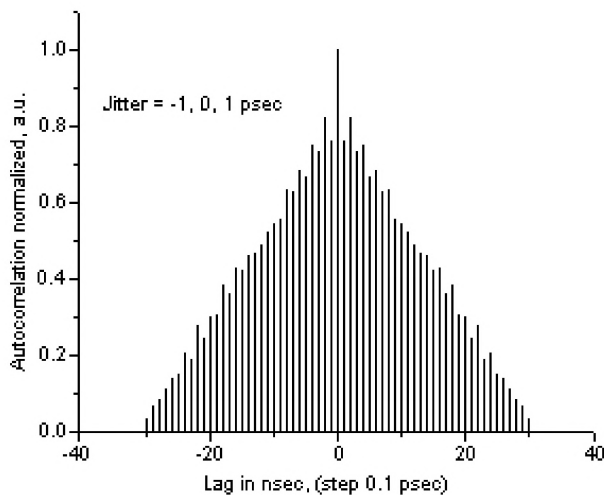
ա) $\Delta T_i = 0 \div |1|$ սվ 0.1 սվ քայլով,

բ) $\Delta T_i = 0 \div |10|$ պվ 1 պվ քայլով, որտեղ $|A|$ նշանակում է դիսկրետ պատահական թվերի հավաքածու $|-A, -(A-1), \dots, -1, 0, 1, \dots, (A-1), A|$:



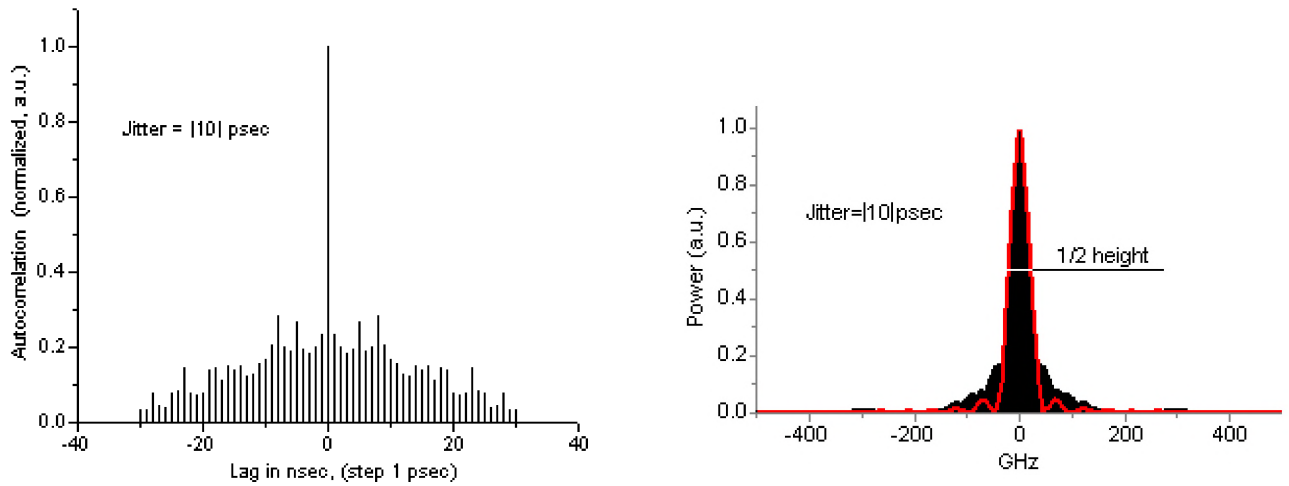
Նկ.2.5ա: Ինքնակոռելյացիայի ֆունկցիան $\Delta T_{imax} = 0$ պվ դեպքում:

Նկ.2.5բ: Հզորության սպեկտրը $\Delta T_{imax} = 0$ պվ դեպքում:



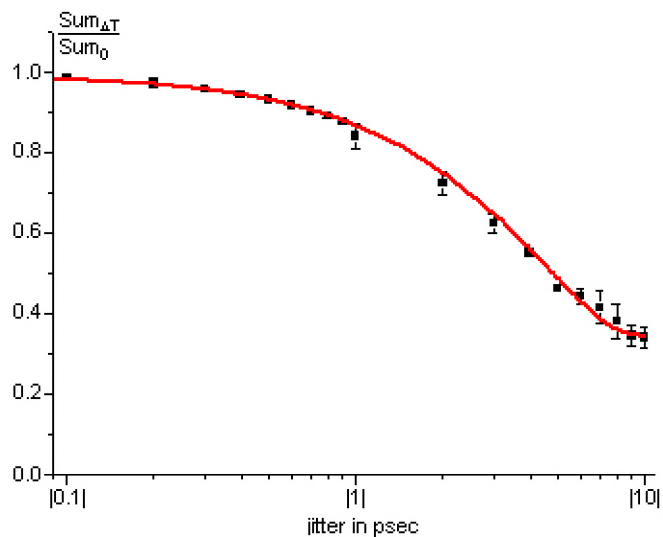
Նկ.2. 6ա: Ինքնակոռելյացիայի ֆունկցիան $\Delta T_{imax} = |1|$ պվ դեպքում:

Նկ.2. 6բ: Հզորության սպեկտրը $\Delta T_{imax} = |1|$ պվ դեպքում:



Նկ.2.7 ա: Ինքնակոռելյացիայի ֆունկցիան **Նկ.2.7 բ:** Հզորության սպեկտրը $\Delta T_{i\max} = |10|$ պվ
 $\Delta T_{i\max} = |10|$ պվ դեպքում: դեպքում:

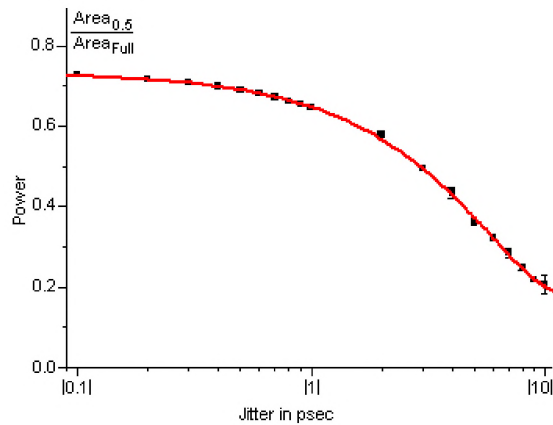
Քանի որ շարանի իմպուլսների էներգիան ցանկացած $\Delta T_{i\max}$ -ի համար նույն է, ապա կոռելյացիայի $\Delta T_i \neq 0$ միջակայքում ինքնակոռելյացիայի ֆունկցիայի օրդինատների գումարի (կամ մակերեսների) հարաբերությունը կոռելյացիայի $\Delta T_i = 0$ միջակայքում օրդինատների գումարին (մակերեսին) միարժեքորեն կորոշի $\Delta T_{i\max}$ -ի արժեքը (տես. Նկ. 2.8):



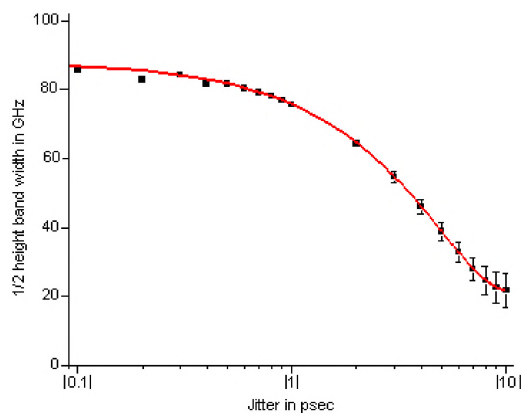
Նկ. 2.8: Ինքնակոռելյացիայի ֆունկցիայի օրդինատների գումարի (մակերեսների) հարաբերությունը, երբ $\Delta T_{i\max} \neq 0$ և $\Delta T_i = 0$:

Հզորության սպեկտր

Նկ.2.5 բ - Նկ.2.7 բ- ից երևում է, որ ժամանակային ջիտերը հանգեցնում է էներգիայի վերաբաշխմանը ըստ սպեկտրի: Այսպիսով, հզորության հարաբերությունը լրիվ էներգիային գլխավոր մաքսիմումում, ինչպես նաև սահմանային հաճախությունը կիսաբարձրության վրա պարունակում են տվյալներ ջիտերի մասին: Ստորև Նկ.2.9 – ում բերված է գլխավոր մաքսիմումումի կիսաբարձրության վրա էներգիայի հարաբերության կորը լրիվ էներգիային, իսկ Նկ.2.10 –ում բերված է հաճախությունների շերտի լայնության կարի տեսքը գլխավոր մաքսիմումի պարուրիչի կիսաբարձրության վրա:



Նկ.2.9: Գլխավոր մաքսիմումումի կիսաբարձրության վրա էներգիայի հարաբերությունը լրիվ էներգիային:



Նկ.2.10: Հաճախությունների շերտի լայնությունը գլխավոր մաքսիմումի պարուրիչի կիսաբարձրության վրա:

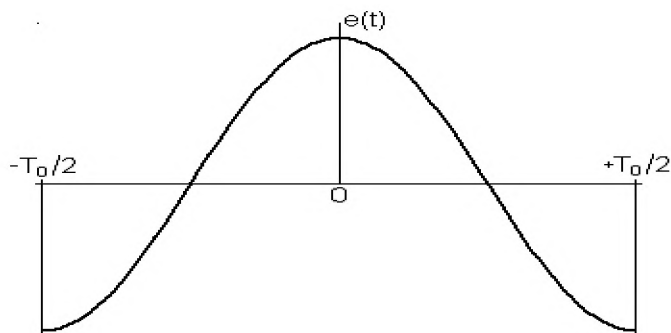
Վերոհիշյալ արդյունքները թույլ են տալիս կիրառել լավ մշակված սպեկտրային և կոռելյացիոն վերլուծության եղանակներ [81], որպեսզի որոշենք իմպուլսների քվազիպարբերական սահմանափակ հաջորդականության ժամանակային ջիտերը:

2.4. Արագացնող ալիքի դաշտում էլեկտրոնային թանձրուկների փուլային դիրքը և փուլային ջիտերը

Բաժին 2.3.-ում որոշվել էր ինքնակոռելյացիայի ֆունկցիայի և հզորության սպեկտրի կապը քվազիպարբերական հաջորդականությամբ իմպուլսների կրկնման հաճախության հետ [63]: Ստորև ցույց կտանք, որ հաճախությունների միկրոալիքային տիրույթում փուլային սպեկտրով կարելի է որոշել փուլային դիրքը և փուլային ջիտերը արագացնող ալիքի դաշտում:

Փուլային դիրք

Ներմուծենք $e(t)$ ֆունկցիան, որը իրենից ներկայացնում է կոսինուսի մեկ պարբերություն միավոր $A_0 = 1$ ամպլիտուդով և T_0 պարբերությամբ (Նկ.2.11):

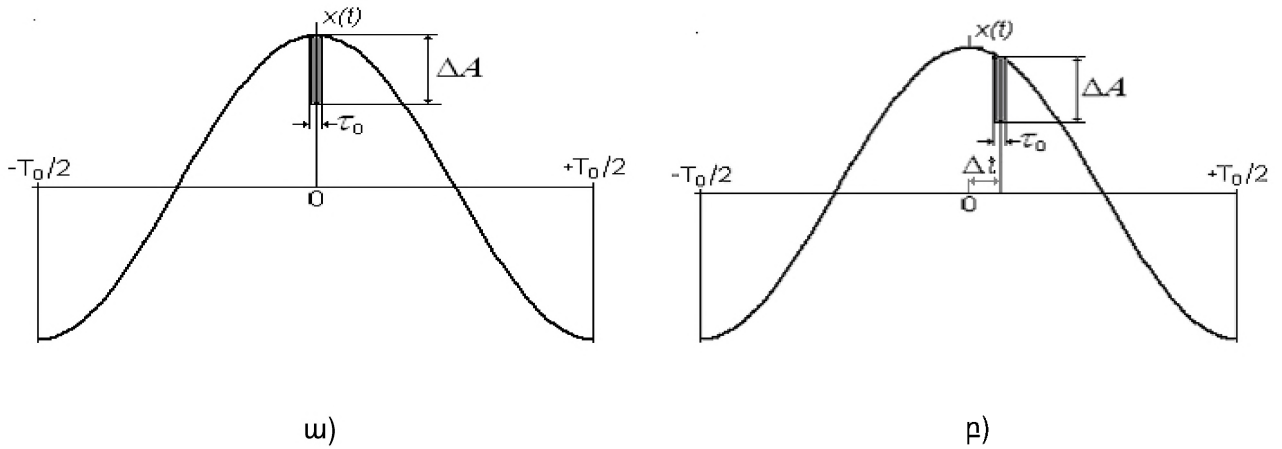


Նկ.2.11: $e(t)$ ֆունկցիայի գրաֆիկ:

Ձևավորենք ազդանշան $(2N+1)$ պարբերությունների թվով կոսինուսի մի հատվածի տեսքով՝

$$E(t) = \sum_{i=1}^N e(t - iT_0) + e(t) + \sum_{i=1}^N e(t + iT_0) : \quad (2.6)$$

$e(t)$ ֆունկցիայում, երբ $t=0$ տանք $-\Delta A$ ամպլիտուդով և $\tau_0 \ll T_0$ տևողությամբ խոտորում և ներմուծենք $x(t)$ ֆունկցիա (Նկ.2.12):



Նկ.2.12: $x(t)$ ֆունկցիայի գրաֆիկը: ա) կոսինուսիդը խոտորված է զրոյական փուլում, բ) կոսինուսիդը խոտորված է $\omega_0 \Delta t$ փուլում:

Այժմ ձևավորենք $X(t)$ ազդանշան հետևյալ ձևով՝

$$X(t) = \sum_{i=1}^N e(t - iT_0) + x(t) + \sum_{i=1}^N e(t + iT_0): \quad (2.7)$$

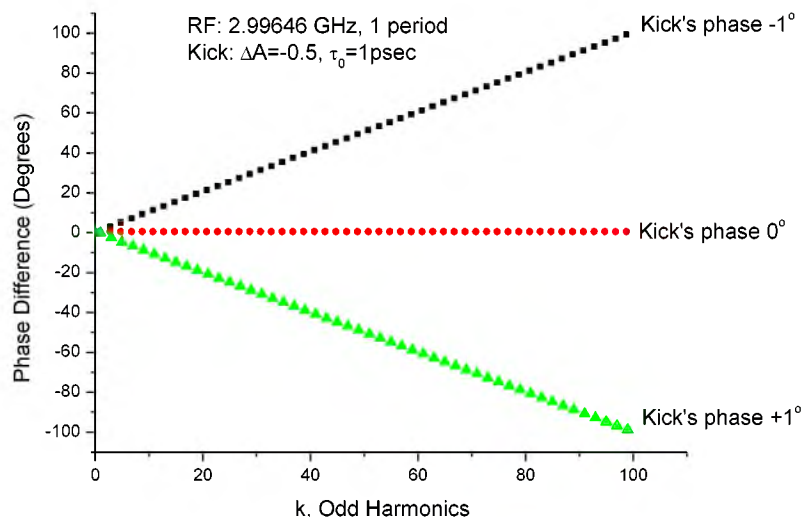
$X(t) - E(t) = x(t) - e(t)$ տարբերությանը համապատասխան, սպեկտրերի տարբերությունը կլինի՝

$$S_X(\omega) - S_E(\omega) = S_x(\omega) - S_e(\omega): \quad (2.8)$$

Քանի որ $\tau_0 \ll T_0$, ապա խոտորման էներգիան ավելի փոքր է, քան $e(t)$ և, հետևաբար, խոտորման առկայությունը թույլ է ազդում հզորության սպեկտրի վրա (ամպլիտուդային սպեկտրի վրա): Միևնույն ժամանակ, խոտորման առկայությունը զգալիորեն ազդում է փուլային սպեկտրի վրա: Նշենք նաև, որ (2.8) ճիշտ է անկախ խոտորման $x(t)$ ֆունկցիաների քանակից, եթե այդ գրգռումները մեկը մյուսից հետ են ընկնում T_0 ամբողջ թվով պարբերություններով:

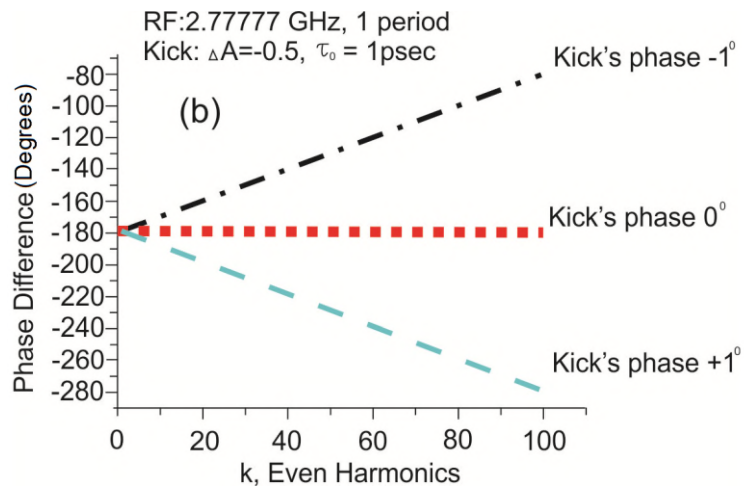
Համակարգչային մոդելավորում

Գրվել է ծրագրային փաթեթ MATLAB միջավայրում: Ծրագրի մուտքագրված տվյալներն են. հաճախությունը՝ $\nu_0 = 1/T_0$, պարբերությունների թիվը՝ $2N+1$, մեկ պարբերությունում կետերի թիվը՝ n և քվանտացման հաճախությունը՝ ν : Թվային մոդելավորումը կատարվել է հաշվի առնելով մեկ պարբերությունում 360 կետ, այսինքն յուրաքանչյուր կետ պետք է համապատասխանի 1° : Համաձայն Կոտելնիկով-Նայքվիստի թեորեմի, որպեսզի ազդանշանը հնարավոր լինի վերականգնել իր դիսկրետ ընտրույթներով, անհրաժեշտ է, որ քվանտացման հաճախությունը ընտրվի ազդանշանի սպեկտրի առավելագույն հաճախության կրկնապատիկից ավելին: Մեր դեպքում քվանտացման հաճախությունը ընտրվել է $\nu = n\nu_0$ ($n=360$): Ֆուրյե արագ ձևափոխության միջոցով որոշվել է նախնական $e(t)$ և խոտորման $x(t)$ ազդանշանների փուլային սպեկտրերի տարբերությունը: Նկ.2.13 - ում ցույց է տրված փուլերի տարբերության կախվածությունը հարմոնիկների թվից՝ կենտ $k\nu_0$ հարմոնիկների դեպքում:



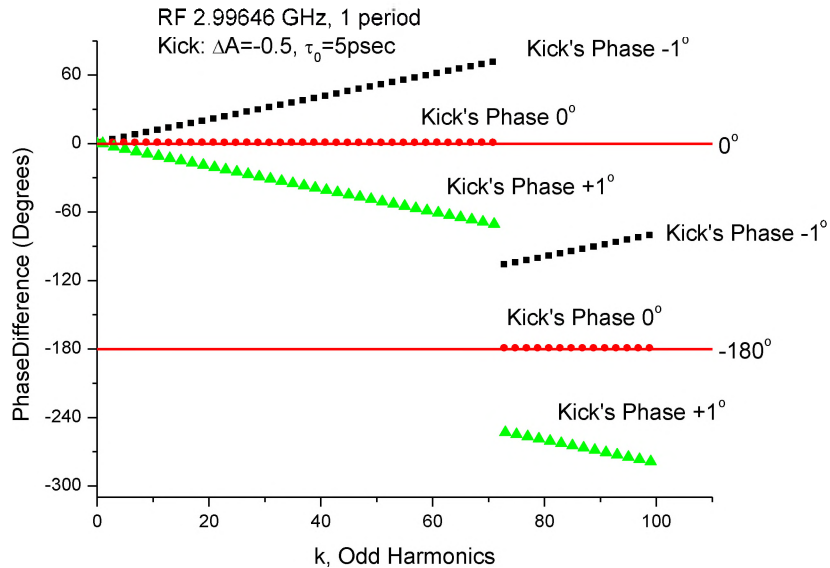
Նկ.2.13: Փուլերի տարբերության կախվածությունը հարմոնիկների թվից՝ կենտ հարմոնիկների դեպքում:

Նույն կախվածությունը զույգ հարմոնիկների դեպքում ցույց է տրված Նկ. 2.14-ում:



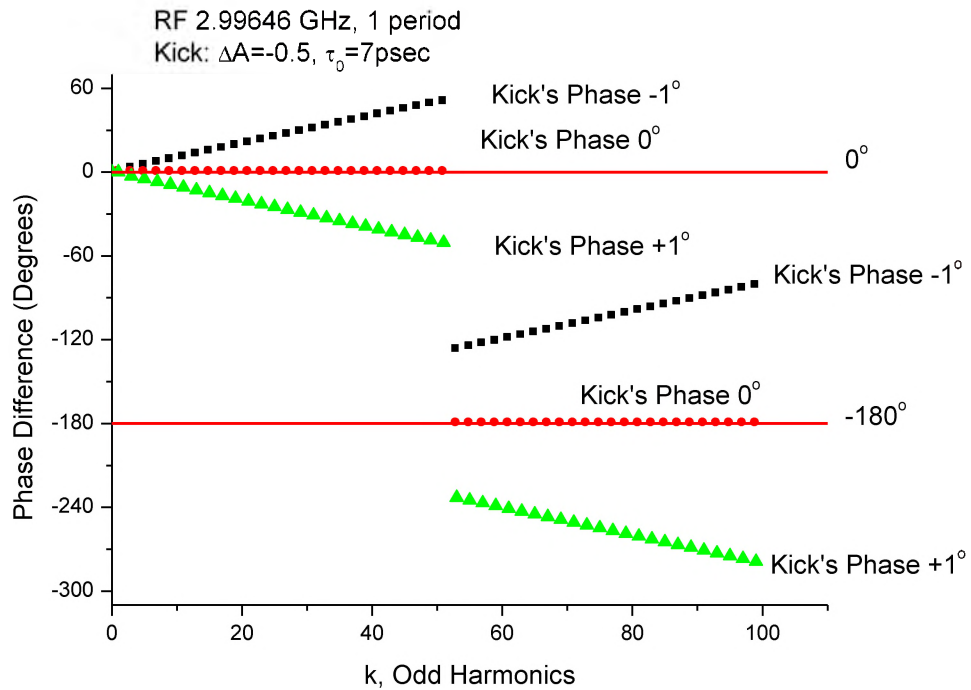
Նկ.2.14: Փուլերի տարբերության կախվածությունը հարմոնիկների թվից՝ զույգ հարմոնիկների դեպքում:

Նկ. 2.15 –ում ցույց է տրված $\tau_0 = 5$ պվ –ի դեպքում, 71-73 հարմոնիկների միջակայքում տեղի ունեցող փուլային շեղման թռիչքը 0° -ից -180° -ի համար:



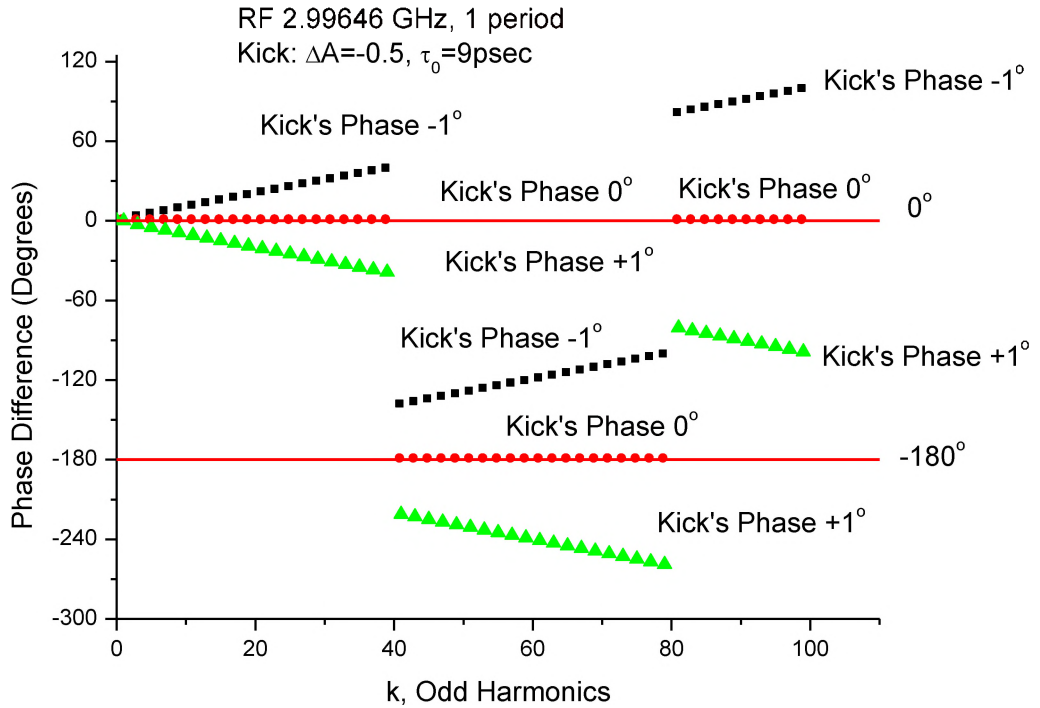
Նկ. 2.15: Երբ $\tau_0 = 5$ պվ է, 71-73 հարմոնիկների միջակայքում տեղի է ունենում փուլային շեղման թռիչք 0° -ից -180° :

Դիտարկենք, թե ինչպես է ազդում գրգռման τ_0 տևողությունը փուլային շեղման վրա: Մենք կսահմանափակվենք միայն կենտ հարմոնիկներով: Նկ. 2.16-ում բերված է $\tau_0 = 7$ պվ -ի դեպքում փուլային շեղման թռիչքը 0° -ից -180° -ի համար, որը տեղի է ունենում 51-53 հարմոնիկների միջակայքում:



Նկ. 2.16: Երբ $\tau_0 = 7$ պվ է, փուլային շեղման թռիչքը 0° -ից -180° -ի տեղի է ունենում 51-53 հարմոնիկների միջակայքում:

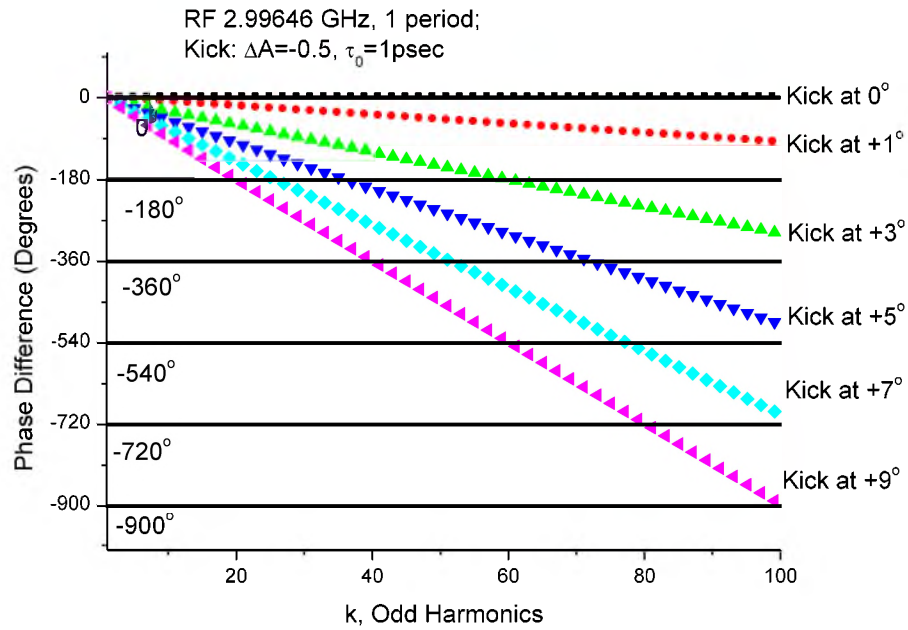
Նկ. 2.17-ում ցույց է տրված, որ երբ խոտորման տևողությունը $\tau_0 = 9$ պվ է, ապա փուլային շեղման թռիչքը 0° -ից -180° -ի դեպքում տեղի է ունենում 39-41 հարմոնիկների միջակայքում, իսկ հետ թռիչք՝ -180° -ից 0° -ի՝ 79-81 հարմոնիկների միջակայքում:



Նկ. 2.17: Երբ $\tau_0 = 9$ պվ է, փուլային շեղման թռիչքը 0° -ից -180° -ի տեղի է ունենում 39-41 հարմոնիկների միջակայքում, իսկ հետ թռիչք՝ -180° -ից 0° -ի՝ 79-81 հարմոնիկների միջակայքում:

Այսպիսով, կարելի է նշել, որ փուլային սպեկտրը նաև պարունակում է տեղեկատվություն խոտորման τ_0 տևողության մասին:

Պարզենք, թե ինչ դեր ունի խոտորման փուլային դիրքը համեմատաբար փոքր տեղաշարժերի համար $0^\circ - 9^\circ$ տիրույթում: Երբ $\tau_0 = 1$ պվ (Նկ. 2.18)՝



Նկ. 2.18: Փուլերի տարբերության կախվածությունը գրգռման փուլային դիրքից:

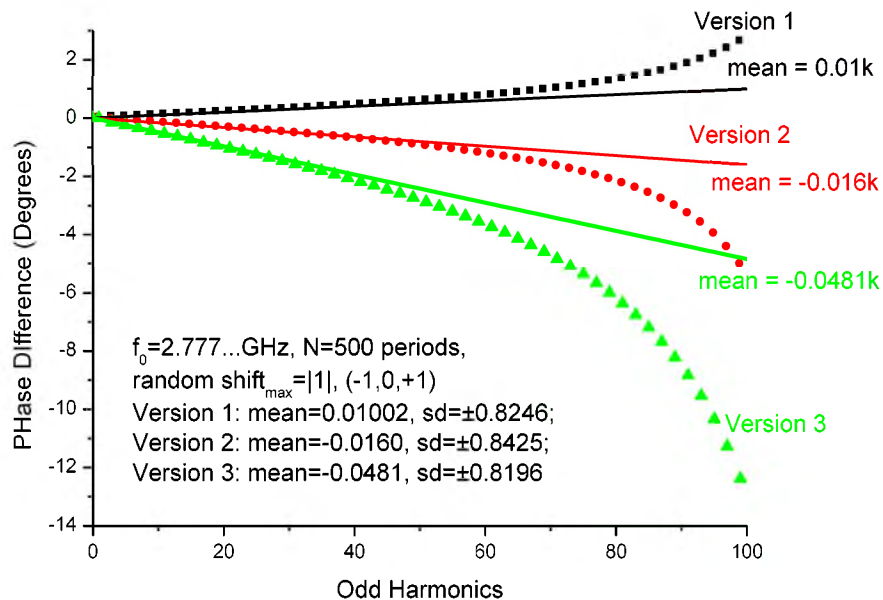
Վերը նշված արդյունքները ցույց են տալիս, որ երբ $\tau_0 \ll T_0$ և $\Delta T \ll T_0$ փուլերի տարբերությունը գծայնորեն կախված է հարմոնիկի թվից, իսկ ուղղի թեքության անկյունը որոշվում է միայն խոտորման փուլով: Այսպիսով, հաստատվում է, որ հնարավոր է չափել թանձրուկի փուլային դիրքը արագացնող էլեկտրամագնիսական ալիքի դաշտում միկրոալիքային տիրույթում:

Փուլային ցիտեր

Այժմ ձևակերպենք քվազիպարբերական $Y(t)$ ուղղանկյուն իմպուլսների $(2N+1)$ հաջորդականությունը $\tau_0 = 1$ պլ տևողությամբ և $\Delta A = -0.5$ ամպլիտուդով: i -րդ քվազիպարբերության տակ պետք է հասկանալ $T_i = iT_0 + (\Delta T)_i$, որտեղ $\Delta T \ll T_0$:

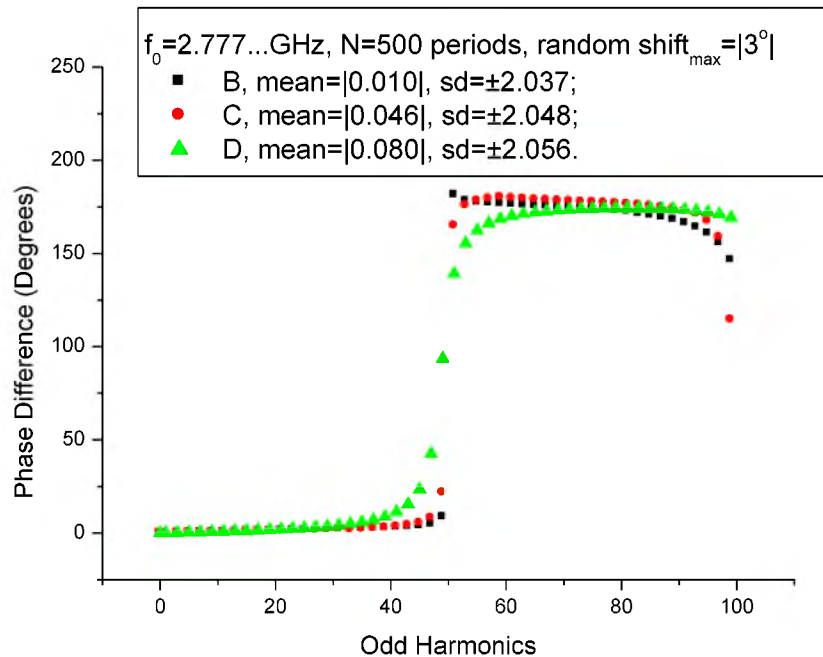
Ենթադրենք, որ $(\Delta T)_i$ պատահական ամբողջ թիվ է տրված սահմաններում $|\Delta T|_{\max}$:
 Ձևավորենք $E(t) + Y(t)$ ազդանշանը, որոշենք նրա սպեկտրը $S(\omega)_{(E+Y)}$ և $S(\omega)_{(E+Y)} - S(\omega)_{(E)}$ -երի փուլերի տարբերությունը $\nu_0 = 2.777\dots$ Հց հաճախության առաջին 100 հարմոնիկների համար:

Նկ. 2.19 ցույց է տալիս փուլերի տարբերության կախվածությունը այն դեպքի համար, երբ պատահական շեղումները կազմում են -1° , 0° , $+1^\circ$, իսկ փուլերի տարբերության կախվածության թեքությունը սկզբնական հարմոնիկների դեպքում մոտ է շեղման համակազմի միջին արժեքին:



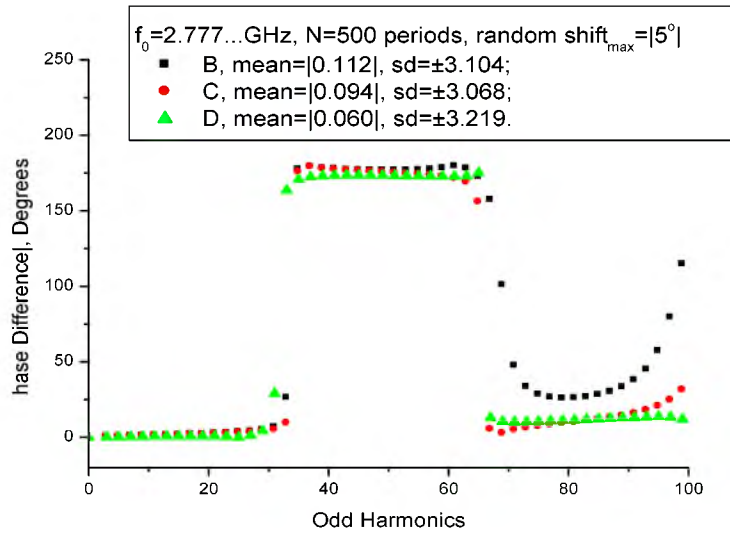
Նկ. 2.19: Փուլերի տարբերության կախվածությունը ջիտերի երեք տարբերակների համար -1° , 0° , $+1^\circ$ սահմաններում:

Այժմ դիտարկենք այն դեպքը, երբ գրգռման փուլի առավելագույն շեղումը կազմում է $\pm 3^\circ$: Նկ. 2.20- ում բերված է փուլերի տարբերության կախվածությունը ջիտերի երեք տարբերակների համար՝ $-3^\circ, -2^\circ, -1^\circ, 0^\circ, +1^\circ, +2^\circ, +3^\circ$ սահմաններում:



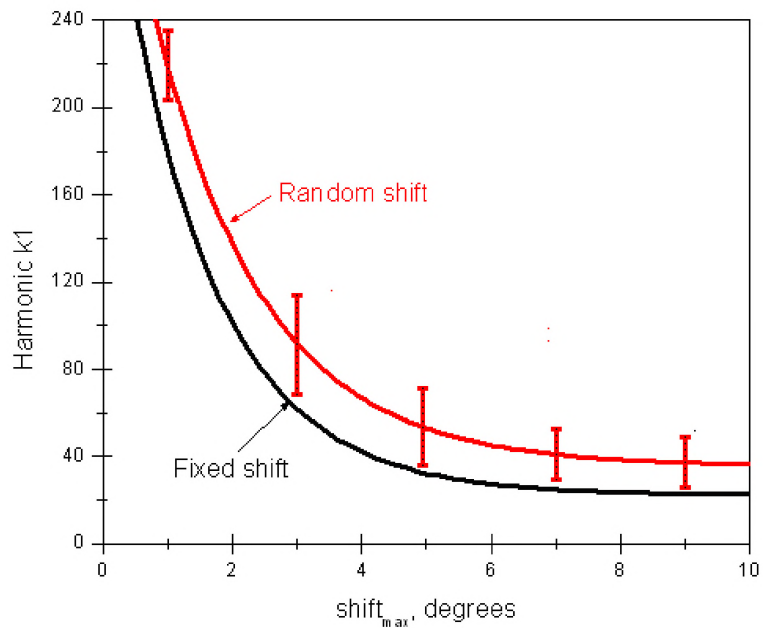
Նկ. 2.20: Փուլերի տարբերության կախվածությունը ջիտերի երեք տարբերակների համար $-3^\circ, -2^\circ, -1^\circ, 0^\circ, +1^\circ, +2^\circ, +3^\circ$ սահմաններում:

Մեկնաբանությունները սկզբնական հատվածի համար նույնն են, ինչ որ նախորդ դեպքում: Այստեղ հետաքրքիր է նշել հետևյալ փաստը՝ $40 < k < 50$ հարմոնիկների տիրույթում դիտվում է առաջին «փուլի թռիչքը» ինչպես նաև ֆիքսված շեղման դեպքում, որը քննարկված է վերևում: Նույն թռիչքը $30 < k < 40$ հարմոնիկների միջև տեղի է ունենում նաև այն դեպքում, երբ գրգռման փուլի առավելագույն շեղումը կազմում է $\pm 5^\circ$ (Նկ. 2.21):



Նկ. 2.21: Փուլերի տարբերության կախվածությունը երեք տարբերակների համար առավելագույնը $\pm 5^\circ$ սահմաններում:

Մենք դիտարկել ենք $k1$ հարմոնիկի կախվածության առավելագույն շեղումների մի քանի տարբերակներ՝ $|1|^\circ$, $|2|^\circ$, $|3|^\circ$, $|4|^\circ$, $|5|^\circ$, $|6|^\circ$, $|7|^\circ$, $|8|^\circ$ (տես. Նկ. 2.22):



Նկ. 2.22: $k1$ հարմոնիկի կախվածությունը, որի դեպքում տեղի է ունենում «փուլի առաջին թռիչքը» խտտորման փուլային դիրքի առավելագույն պատահական շեղումից:

Բերված արդյունքներից հետևում է, որ այս եղանակը կարող է թույլ տալ որոշել, կոսինուսի հատվածի խտտորման փուլային ջիտերը, ցանկացած $(2n+1)$ քանակով

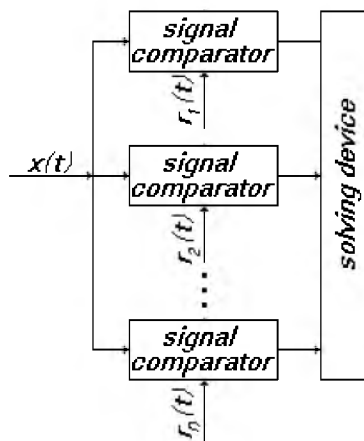
պարբերությունների դեպքում: Փուլային դիրքի պատահական շեղումների համակազմը մեր դեպքում նկարագրվում է հետևյալ պարամետրերով. առավելագույն շեղումով՝ $|\Delta T|_{\max}$, միջին արժեքով, միջին քառակուսային շեղումով σ_d :

Միջին արժեքը սահմանում է փուլերի տարբերության կախվածության դիքությունը սկզբնական հարմոնիկների դեպքում և իր փոքրության պատճառով չի կարող օգտագործվել ջիտերի որոշման համար: Ավելի նպատակահարմար է ջիտերի որոշելը ըստ κ_1 հարմոնիկների, որոնց դեպքում դիտվում է «փուլի թռիչքը»:

2.5. ԱՉԴԱՆՇԱՆԻ ՆՈՒՅՆԱԿԱՆԱՑՈՒՄ ՓՈԽ-ԿՈՌԵԼՅԱՑԻԱՅԻ ՖՈՒՆԿՏԻԱՅԻ ՕԳՆՈՒԹՅԱՄԲ

Հետաքրքիր և արդիական խնդիրներից է արագացված էլեկտրոնային փնջի պարամետրերի չափումը [91 - 93]:

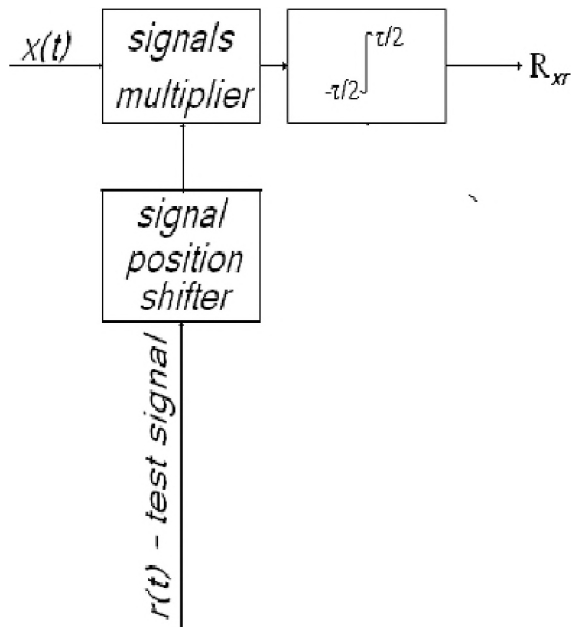
Նկ.2.23- ում [94] բերված է փոխ- կոռելյացիայի ֆունկցիայի օգնությամբ (ՓԿՖ) ազդանշանների տարբերիչի կառուցվածքային սխեման, որտեղ $x(t)$ անհայտ ազդանշանը համեմատվում է $r(t)$ թեստ ազդանշանի հետ:



Նկ.2.23: Ազդանշանների տարբերիչի կառուցվածքային սխեման:

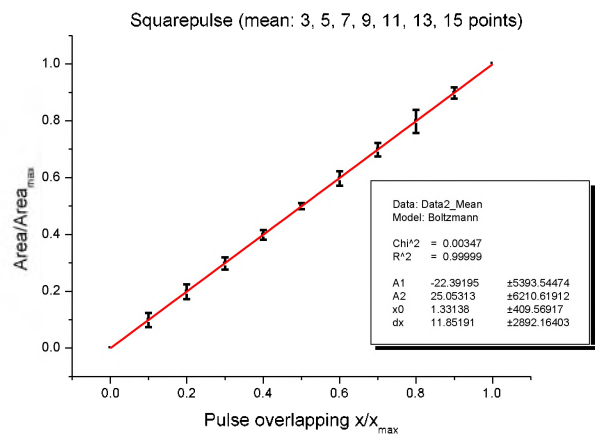
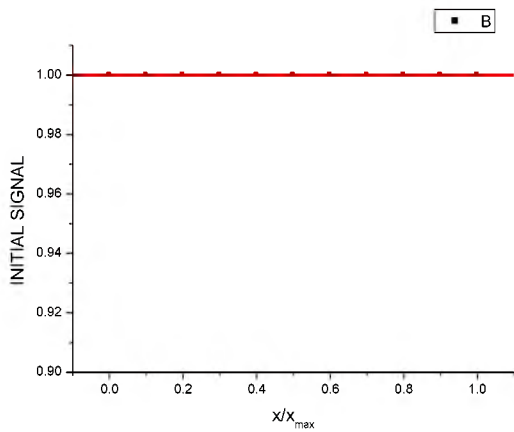
Նկ. 2.23 – ում [91] բերված սխեմայի թերությունը այն է, որ անհրաժեշտ է ունենալ $r(t)$ թեստ ազդանշանների մեծ խումբ: Մենք դիտարկել ենք կոռելյացիայի

ինտեգրալի ստացման հնարավորությունը, օգտագործելով մեկ $r(t)$ ստանդարտ թեստ ազդանշան, դիտարկվող $x(t)$ ազդանշանի նկատմամբ տեղափոխվող ուղղանկյուն իմպուլսի տեսքով (Նկ. 2.24):



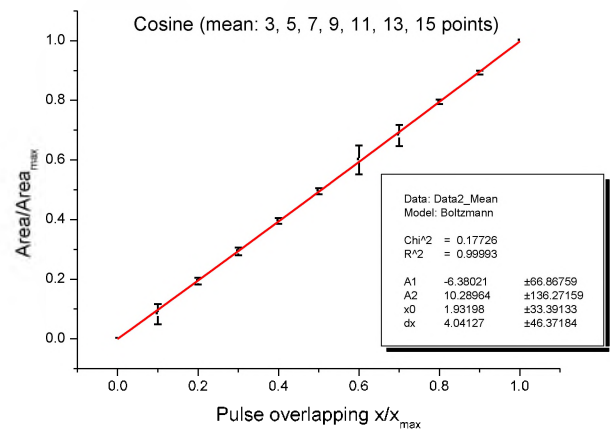
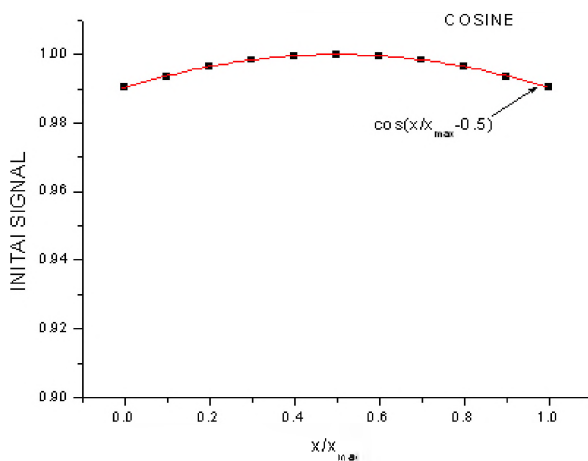
Նկ. 2.24. Փոխ-կոռելյատորի կառուցվածքային սխեման:

Կառուցենք նորմավորված (ըստ բարձրության և տևողության) ազդանշաններ ուղղանկյուն իմպուլսի տեսքով (նկ. 2.25 ա), կոսինուսային գագաթի իմպուլսի տեսքով (նկ. 2.26 ա), եռանկյուն իմպուլսի տեսքով (նկ.2.27 ա) և գաուսյան իմպուլսի տեսքով (նկ. 2.28 ա): Որպես թեստ ազդանշան, օգտագործում ենք նորմավորված ուղղանկյուն իմպուլս, որը տեղաշարժվում է ուսումնասիրվող ազդանշանի նկատմամբ 1 քայլ: Նշված ազդանշանների փոխ-կոռելացիոն ֆունկցիաները՝ R_{xr} բերված են համապատասխանաբար 2.25բ., 2.26բ., 2.27բ. և 2.28բ. նկարներում:



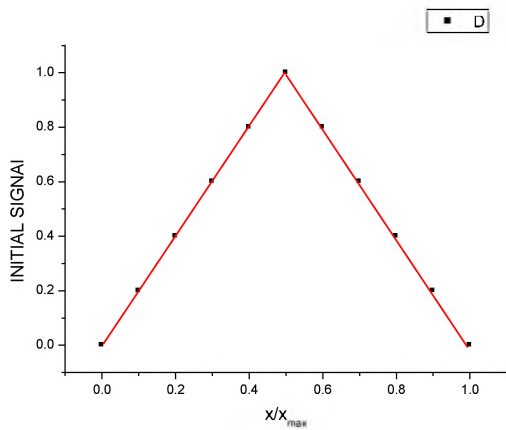
Նկ.2.25 ա. Նորմավորված ազդանշան ուղղանկյուն իմպուլսի տեսքով, տրված է 11 քայլով:

Նկ.2.25 բ. Ազդանշանի փոխ-կոռելյացիայի ֆունկցիան ուղղանկյուն իմպուլսի տեսքով:

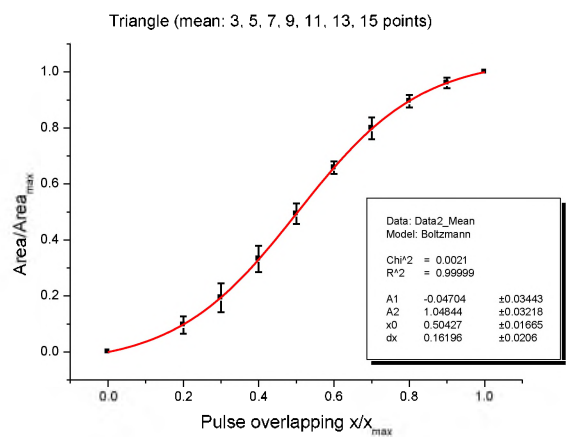


Նկ.2.26 ա. Նորմավորված ազդանշան կոսինուսային գազաթով, որը տրվում է 11 քայլով:

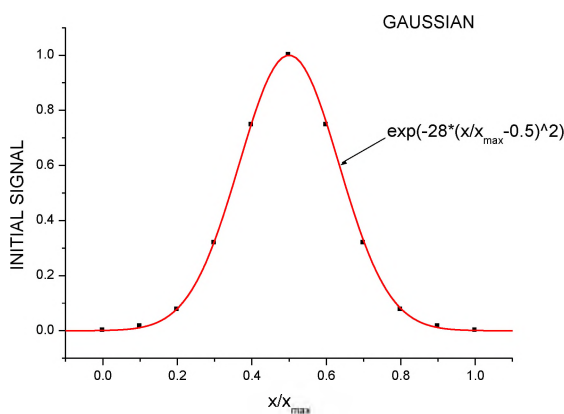
Նկ.2.26 բ. Ազդանշանի փոխ-կոռելյացիայի ֆունկցիան կոսինուսային գազաթի իմպուլսի տեսքով:



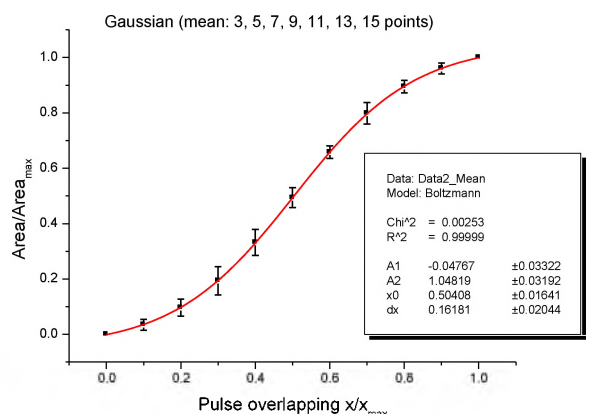
Նկ.2.27 ա. Նորմավորված ազդանշան եռանկյունային իմպուլսի տեսքով, տրված է 11 քայլով:



Նկ.2.27 բ. Ազդանշանի փոխ-կոռելյացիայի ֆունկցիան եռանկյուն իմպուլսի տեսքով:

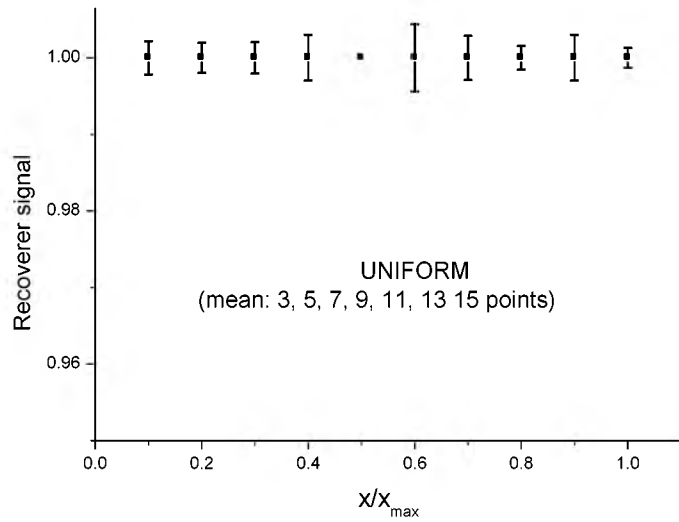


Նկ.2. 28 ա. Նորմավորված ազդանշան գաուսյան իմպուլսի տեսքով, տրված 11 քայլով

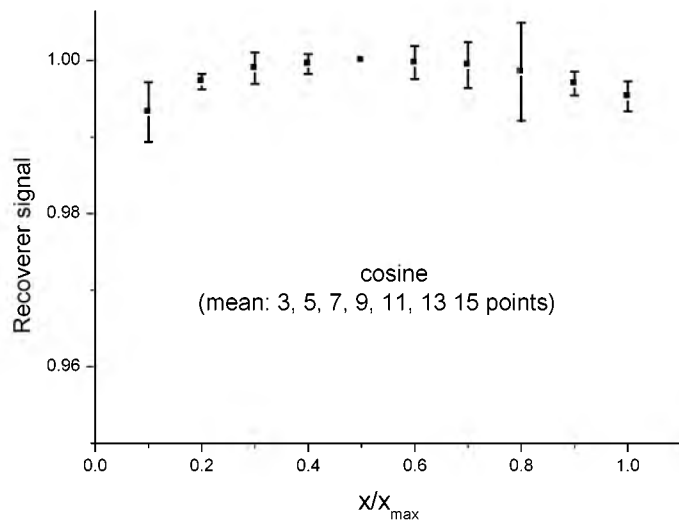


Նկ.2. 28 բ. Ազդանշանի փոխ-կոռելյացիայի ֆունկցիան գաուսյան իմպուլսի տեսքով:

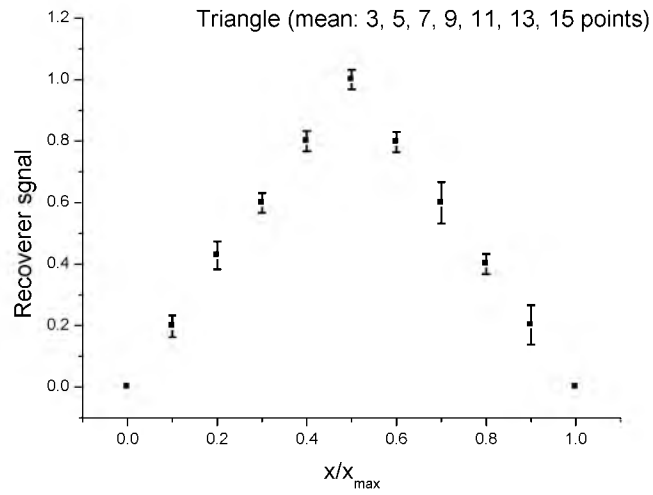
Դիֆերենցելով կախվածությունները, որոնք բերված են Նկ. 2.25բ. – 2.28բ., ստանում ենք վերականգնված ազդանշանները. (Նկ.2.29 ա. – 2.29 դ.)



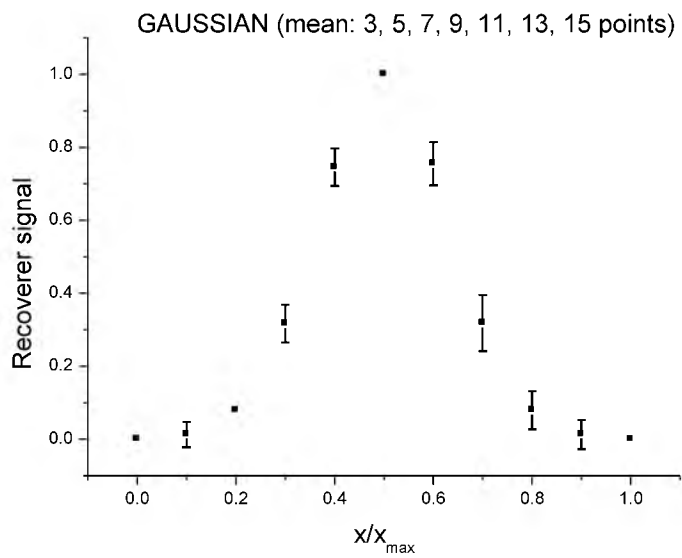
Նկ.2.29 ա. Վերականգնված ազդանշան ուղղանկյուն իմպուլսի տեսքով:



Նկ.2.29 բ. Վերականգնված ազդանշան կոսինուսային գագաթի իմպուլսի տեսքով:



Նկ.2.29գ. Վերականգնված ազդանշան եռանկյուն իմպուլսի տեսքով:

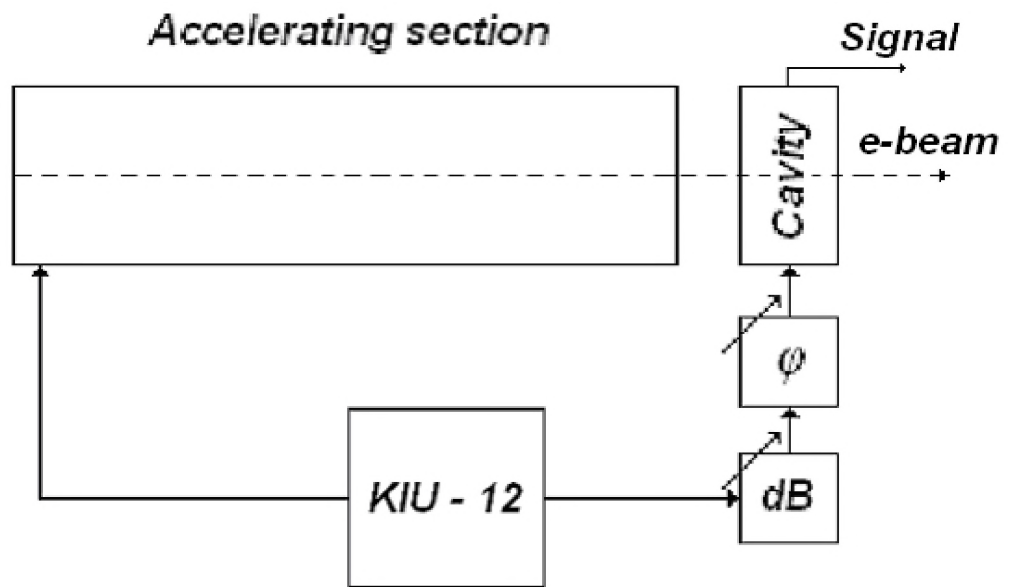


Նկ.2.29 դ. Վերականգնված ազդանշան գաուսյան իմպուլսի տեսքով:

ԳԼՈՒԽ 3. ԷԳԱ-50 էլեկտրոնային փնջի հետազոտման ԳԲՀ սարքերի ֆիզիկական հիմունքները

3.1 Պասիվ ԳԲՀ ռեզոնատորների գրգռումը էլեկտրոնային փնջով

ԷԳԱ-50 էլեկտրոնների գծային արագացուցչի էլեկտրոնային փունջը հանդիսանում է նույնական էլեկտրոնային թանձրուկների պարբերական հաջորդականություն՝ f_0 հաճախությամբ: Նկ.3.1-ում ներկայացված է էլեկտրոնային փնջի՝ հետազոտման համակարգի կառուցվածքային սխեման թեստ-ռեզոնատորի կիրառմամբ:



Նկ.3.1. Էլեկտրոնային փնջի հետազոտման համակարգի կառուցվածքային սխեման թեստ-ռեզոնատորի կիրառմամբ:

f_0 թանձրուկների կրկնման հաճախության կամ նրա ԳԲՀ ռեզոնատորի n -րդ հարմոնիկի վրա համալարման դեպքում, ռեզոնատորը, որով անցնում է էլեկտրոնային փունջը, գրգռվում է էլեկտրամագնիսական դաշտ, որն ընդհանուր առմամբ փնջի տիրույթում ունի երկայնական և լայնական բաղադրիչներ: Հիմնական E-տիպի տատանումներով և ցանկացած տիպի ռեզոնատորի համար էլեկտրական դաշտի

երկայնական բաղադրիչի արտահայտությունը կայունացած վիճակում տրված հոսանքի մոտավորությամբ ունի հետևյալ տեսքը [68]

$$E_z(x, y, t) = -\frac{2\mu_0 c^3 I_n Q_n A_{0z}(x, y)}{n^2 \omega_0^2 \int_V A_0^2 dV} \times \sin \frac{n\omega_0 d}{2c} \times \int A_{0z}(x, y) F_1(x - x_0) F_2(y - y_0) ds, \quad (3.1)$$

որտեղ A_0 -ն ռեզոնատորի սեփական դաշտի վեկտոր պոտենցիալն է, d -ն ռեզոնատորի երկարությունը, Q_n -ն ռեզոնատորի բարորակությունը, c -ն լույսի արագությունը վակուումում, μ_0 -ն վակուումի մագնիսական թափանցելիությունն է, $\omega_0 = 2\pi f_0$; $F_1(x - x_0), F_2(y - y_0)$ -ն մասնիկների բաշխման ֆունկցիան լայնական ուղղությամբ, x_0, y_0 -ն փնջի ծանրության կենտրոնի կոորդինատները:

Թանձրուկներում մասնիկների խտության ուղղանկյունաձև բաշխման դեպքում հոսանքի n -րդ հարմոնիկի ամպլիտուդը հավասար է՝

$$I_n = 2I_0 \frac{\sin(n\Delta\varphi/2)}{n\Delta\varphi/2}, \quad (3.2)$$

իսկ σ_φ^2 դիսպերսիայով Գաուսյան բաշխման դեպքում՝

$$I_n = 2I_0 \exp\left(-\frac{n^2 \sigma_\varphi^2}{2}\right), \quad (3.3)$$

որտեղ I_0 -ն փնջի իմպուլսային հոսանքն է, $\Delta\varphi$ ՝ փնջի փուլային տևականությունը:

Փնջի մասնիկները գրգռող ռեզոնատորում դաշտի հետ փոխազդեցության ժամանակ կորցնում են իրենց էներգիան: Ռեզոնատորային կողային պատը հատող մասնիկի էներգիայի փոփոխությունը ժամանակի $t = t_i$ պահին հավասար է՝

$$\Delta E_i = -\frac{2eE_0 c}{n\omega_0} \cdot \sin\left(\frac{n\omega_0 d}{2c}\right) \cdot \cos(n\omega_0 t_i): \quad (3.4)$$

Եթե փնջի զբաղեցրած տիրույթում գոյություն ունեն ինչպես երկայնական էլեկտրական, այնպես էլ լայնական մագնիսական դաշտի բաղադրիչներ, ապա փնջի մասնիկները ստանում են լայնական իմպուլս՝

$$\bar{P}_i(x, y) \frac{2eE_0c}{n^2\omega_0 r} \bar{\nabla} A_{0z}(x, y) \sin \frac{n\omega_0 d}{2c} \sin n\omega_0 t_i, \quad (3.5)$$

$$\text{որտեղ } \bar{\nabla} = \bar{i} \frac{d}{dx} + \bar{j} \frac{d}{dy} :$$

(3.1) - (3.5) բանաձևերի վերլուծությունները հաստատում են ռեզոնատորների կիրառման հնարավորությունը: Այսինքն, դաշտի լարվածության կախվածությունը I_0, x_0, y_0, ω_0 -ից կարելի է օգտագործել հոսանքի և թանձրուկի ծանրության կենտրոնի փուլային դիրքի տվիչներում, իսկ դաշտի լարվածության կախումը $\Delta\varphi$ -ից թանձրուկների փուլային տևականության ռեզոնատորային տվիչներում: Էլեկտրոնային փնջի պարամետրերի կայունացման եղանակների հիմքում ընկած է մասնիկների էներգիայի կորուստը կախված փնջի հոսանքից: Փնջի մասնիկների լայնական իմպուլսի ստացման կախվածությունը թանձրուկների փուլային տևականությունից և մասնիկի փուլից, օգտագործվում է էլեկտրական փնջի պարամետրերի վերլուծության և որոշման համար: ԷԳԱ-50-ի փնջի պարամետրերի չափման և կայունացման եղանակների հիմքում ընկած է մասնիկների կորուստի և փնջի հոսանքի կախվածությունը: Փնջի մասնիկների ստացած լայնական իմպուլսի կախվածության ստացումը փուլային տևականությունից և թանձրուկների փուլային դիրքից կարելի է օգտագործել ԷԳԱ-50-ի փնջի փուլային վերլուծության համար: Այդ հնարավորության իրականացման համար անհրաժեշտ է այնպիսի պայմանների իրականացում, որոնց դեպքում դաշտի լարվածությունը թեստ-ռեզոնատորում առավելագույնն է, մասնավորապես, k հարմոնիկի համարի ընտրություն: Աշխատանք [69]-ում ցույց է տրված, որ թեստ-ռեզոնատորը նպատակահարմար է համալարել ոչ թե առաջին, այլ թանձրուկների կրկնման հաճախության ավելի բարձր հարմոնիկի վրա, քանի որ այդ դեպքում փոքրանում է ռեզոնատորում տատանումների կայունացման ժամանակը $\tau_{cav} = 2Q/k\omega_0$, ինչը շատ կարևոր է, քանի որ ԷԳԱ-50-ը աշխատում է իմպուլսային ռեժիմում մկվ-երի կարգի իմպուլսի տևողությամբ: [69]-ում ցույց է տված, որ $k=3$ -ի ընտրությունը գործնականում ապահովում է էլեկտրական դաշտի լարվածության և մասնիկների լայնական իմպուլսի առավելագույնին մոտ արժեքներ: Այդ ժամանակ ռեզոնատորի օպտիմալ երկարությունը հավասար է $d_{opt} \approx 1.3 \cdot \lambda_0/k\pi$: Ակնհայտ է, որ

յուրաքանչյուր կոնկրետ դեպքում հարմոնիկի ընտրության համարը պետք է դիտարկել համաձայն փնջի տրված պարամետրերի: Օրինակ, փնջի լայնական զգալի չափերի դեպքում չափիչ ռեզոնատորի համալարումը բարձր հարմոնիկի վրա կարող է վատացնել անցման հոսանքը և մեծացնել մասնիկների էներգիայի ցրվածությունը: Մեր դեպքում, քանի որ փնջի շառավիղը ≤ 0.1 սմ, իսկ փուլային տևականությունը $\Delta\varphi \leq 1.0rad$, ապա հարմար է օգտագործել պասիվ ռեզոնատորներ, որոնք համալարված են աշխատանքային հաճախության երկրորդ կամ երրորդ հարմոնիկի համար: Այս դեպքում, հարյուրավոր միլիամպեր իմպուլսային հոսանքների դեպքում կարող ենք ստանալ հարյուրավոր կիլովոլտ/սանտիմետր իմպուլսային դաշտեր:

3.2. Ռեզոնատորներ՝ էլեկտրոնային փնջի պարամետրերի չափումների համար

ԷԳԱ-50-ի փնջի հոսանքի ռեզոնատորային փոխակերպիչի աշխատանքային սկզբունքը հիմնված է ռեզոնատորում գրգռող փնջերի տատանումների ամպլիտուդի կախվածության վրա՝ էլեկտրոնային փնջի իմպուլսային հոսանքի պարամետրերից: ԷԳԱ-50-ի վրա տեղադրված են հոսանքի և արագացված փնջի ծանրության կենտրոնի դիրքի տվիչներ: Մենք վերլուծել ենք դրանց օգտագործման հնարավորությունը:

Էլեկտրոնային փնջի հոսանքի ռեզոնատորային տվիչ

Հոսանքի տվիչի կառուցվածքն իրենից ներկայացնում է գլանաձև ռեզոնատոր՝ տատանումների E_{010} -տիպով: Ռեզոնատորի բարորակությունը և կապի գործակիցը $Q_{\text{ԲՀ}}$ տրակտի հետ պետք է ընտրել ելնելով էլեկտրոնային փնջի կոնկրետ պարամետրերից և փոխակերպիչի պահանջներից՝

- չափվող հոսանքների տիրույթ,
- հոսանքի իմպուլսի ձևի վերականգնման ճշգրտություն:

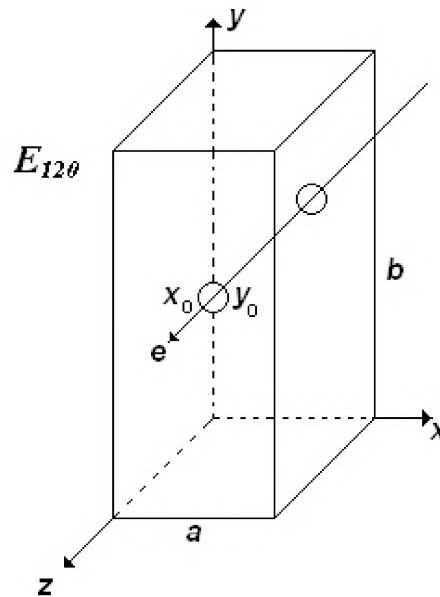
Ակնհայտ է, որ վերջին պահանջը կկատարվի ռեզոնատորի ժամանակի հաստատունի փոքր լինելու դեպքում $\tau_{\text{cav}} < \tau_{e\text{-beam}}$, որտեղ $\tau_{\text{cav}} = 2Q_{\text{load}}/\omega_0$, իսկ $Q_{\text{load}} = Q_0(1 + \beta_c)$ - ռեզոնատորի բեռնված բարորակությունն է, Q_0 - ռեզոնատորի սեփական բարորակությունն է, β_c - ռեզոնատորի կապի գործակիցն է բարձր

հաճախային տրակտում, իսկ τ_{e-beam} ՝ էլեկտրոնային փնջի իմպուլսի տևողությունն է: Մյուս կողմից, ռեզոնատորում տատանումների ամպլիտուդը համեմատական է նրա բարորակությանը: Այսպիսով, փոխակերպիչի բարձր զգայունության պահանջները և նրա արագագործությունը հակասում են միմյանց և Q_0 ու β_c մեծությունները ընտրվում են յուրաքանչյուր դեպքում կոնկրետ պայմաններից կախված: τ_{cav} նվազեցման համար β_c սովորաբար ընտրվում է 2-ից մինչև 7-ի սահմաններում [69], որը թույլ է տալիս, օրինակ, 3 ԳՀց աշխատանքային հաճախության և 500 բարորակության դեպքում ստանալ $\tau_{cav} = 40$ նվ: Մեկ այլ արագագործության բարձրացման հնարավոր ձև է օգտագործել ցածր սեփական բարորակությամբ ռեզոնատոր: Մյուս կողմից, ռեզոնատորի ժամանակի հաստատունը կարող է կրճատվել ռեզոնատորը համալարելով ոչ թե առաջին, այլ թանձրուկների կրկնման հաճախության ավելի բարձր հարմոնիկի վրա: Մեր հաշվարկները ցույց են տվել, որ թեստ ռեզոնատորը, որը տեղադրված է ԷԳԱ-50-ի վրա, օժտված է ~ 500 Վ/Ա զգայունությամբ: Այս դեպքում չափվող հոսանքների նվազագույն արժեքը մի քանի միլիամպեր է, ինչը լիովին համապատասխանում է պարամետրերի վերահսկողության պահանջներին: Մեր կողմից կատարված ԷԳԱ-50 փնջի հոսանքի չափումների սխալանքների գնահատականները պայմանավորված են՝ թանձրուկների ձևի, փնջի լայնական չափերի, մասնիկների էներգիայի, ռեզոնատորի սեփական հաճախության անկայունությամբ: Այսպիսով, երբ փուլային տևականության անկայունությունը $\Delta\varphi \approx 0.01$ ռադիան է և հարաբերական հաճախության անկայունությունը $\Delta f / f_0 = 10^{-6}$ չափումների առավելագույն գումարային սխալանքը չի գերազանցում 1,2%:

Փնջի ծանրության կենտրոնի դիրքի ռեզոնատորային տվիչներ

Էլեկտրոնային փնջի դիրքի ռեզոնատորային տվիչների աշխատանքի սկզբունքը հիմնված է պասիվ ռեզոնատորում էլեկտրոնային փնջով գրգռվող տատանումների ամպլիտուդի կախվածությամբ փնջի դիրքից: ԷԳԱ-50-ի վրա տեղադրված են 5

այդպիսի տվիչներ, որոնք իրենցից ներկայացնում են պրիզմայաձև ռեզոնատորներ՝ E_{120} և E_{210} տիպերի տատանումներով (Նկ. 3.2):



Նկար 3.2. E_{120} տիպի տատանումների ռեզոնատորի տեսքը:

(3.1) բանաձևից հետևում է, որ E_{120} ռեզոնատորում, որը գրգռվում է փնջով, դաշտը կարելի է գրել հետևյալ տեսքով՝

$$E_z(x, y) = E_{z\text{-max}} \sin \frac{2\pi y}{b} \sin \frac{\pi x}{a} \sin \frac{2\pi y_0}{b} \sin \frac{\pi x_0}{a} : \quad (3.6)$$

Եթե էլեկտրոնային փունջը անցնում է առանցքի երկայնքով՝ $y_0 = b/2$ և $x_0 = a/2$ կոորդինատներով, ապա գրգռվող դաշտի ամպլիտուդը հավասար է զրոյի: Նախնական դիրքի նկատմամբ, օրինակ, $\delta y \ll b$ մեծությամբ փնջի առանցքի տեղափոխության դեպքում էլեկտրական դաշտի ամպլիտուդի փոփոխությունը հավասար է $\delta E_z \sim \delta y_0$: Բացի այդ, δy_0 -ի նշանը փոխելուց տեղի է ունենում դաշտի փուլի շրջում՝ գրգռվող փնջի միջոցով: Նկատենք, որ դիտարկվող տվիչը զգայուն չէ ըստ ox կոորդինատի փնջի առանցքի դիրքի փոքր փոփոխությունների նկատմամբ ($\delta x_0 \ll a$), քանի որ $\frac{dE_z}{dx_0} = 0$, երբ $x_0 = a/2$: Նմանապես, E_{210} տիպի տատանումների ռեզոնատորի օգնությամբ կարող է իրականացվել փնջի շեղման տվիչ ox առանցքի երկայնքով: ԷԳԱ-50-ի վրա տեղադրված փնջի դիրքի տվիչների զգայունությունը կազմում է 10

Վ/մմ: Երբ ռեզոնատորի ժամանակի հաստատունը ~ 70 նվ, ինչը թույլ է տալիս, օրինակ, երբ իմպուլսային հոսանքները հարյուրավոր մԱ-ի կարգի են չափել փնջի ծանրության կենտրոնի դիրքը $0.01 \mu\text{m}$ ճշտությամբ: Հոսանքի ռեզոնատորային տվիչների և փնջի դիրքի շահագործման փորձը ԷԳԱ-50-ի վրա հաստատվել է նրանց բարձր հուսալիությունը և դյուրին շահագործումը [72-75]: Տվիչները թույլ են տալիս իրականացնել փնջի պարամետրերի անընդհատ հսկողություն՝ նրանց ելքային ազդանշանները հեշտությամբ են ենթարկվում համակարգչային վերլուծության և վերամշակման:

3.3. Էլեկտրոնային թանձրուկների կրկնման հաճախության փուլային երկարությունների և անկայունությունների չափումներ

Պասիվ ԳԲՀ ռեզոնատորները, որոնք գրգռվում են ԷԳԱ-50-ի փնջով, կարող են օգտագործվել էլեկտրոնային թանձրուկների կրկնման հաճախության ներիմպուլսային անկայունությունը որոշելու համար (տես 2.3 բաժինը): Ենթադրենք ԷԳԱ-50-ի ելքում տեղադրված է գլանաձև E_{010} ռեզոնատոր [73]: Ռեզոնատորի սեփական հաճախությունը մոտ է արագացուցչի f_0 , աշխատանքային հաճախության n -րդ հարմոնիկին, այսինքն $f_{cav} \approx nf_0$ և կարող է սահուն փոխվել ենթադրվող թանձրուկների f_0 կրկնման հաճախության փոփոխման: Այն դեպքում, երբ կրկնման հաճախության փոփոխությունը տեղի է ունենում ավելի երկար ժամանակ, քան ռեզոնատորում տատանումների հաստատման ժամանակը, տատանումների ամպլիտուդի կախվածությունը t_0 ժամանակից (հաշվարկված իմպուլսի սկզբից) կարելի է գրել հետևյալ տեսքով՝

$$E(t_0) = \frac{E}{\sqrt{1 + 4Qd_f^2(t_0)}}, \quad (3.7)$$

որտեղ E -ն որոշվում (3.1) բանաձևից, իսկ $d_f(t_0) = (nf_0(t_0) - f_{cav}) / f_{cav}$:

Չափումների սխալանքը հիմնականում կախված է թանձրուկների կրկնման հաճախությունների փոփոխության բնույթից ժամանակի ընթացքում:

Եթե ռեզոնատորի $Q/n\pi f_0$ ժամանակի հաստատունը փոքր է համեմատ թանձրուկների կրկնման հաճախությունների փոփոխության բնորոշ ժամանակից, ապա ռեզոնատորի իներտությունը չի ազդում չափումների արդյունքի վրա, իսկ սխալանքը որոշվում է գրգռված ԳԲՀ ազդանշանի ամպլիտուդի հարաբերական արժեքի և իմպուլսային հոսանքի արժեքի չափումների սխալանքով: Աշխատանք [75] - ում բերված են ԷԳԱ-50 փնջի թանձրուկների կրկնման հաճախության ներիմպուլսային անկայունության չափումների արդյունքները ԳԲՀ սնուցման ինքնագրգռվող գեներատորի սխեմայի հետ:

ԷԳԱ-50-ի էլեկտրոնային փնջի փուլային բնութագրերի որոշումը պասիվ ռեզոնատորների օգնությամբ

Ինչպես ցույց է տրված վերը նշվածում (տես գլուխ.2, 3.1 և 3.2 բաժինները) էլեկտրոնային փնջի փուլային բնութագրերը՝ թանձրուկների փուլային տևականությունը, թանձրուկում էլեկտրոնների բաշխման ֆունկցիաները ըստ փուլերի, կարևոր խնդիրներ են ԷԳԱ-50-ում՝ այն որպես ԱԷԼ համալիրի դրայվեր օգտագործելու դեպքում:

Էլեկտրոնային փնջի փուլային բնութագրերի մեկ այլ եղանակ հիմնված է պասիվ ռեզոնատորում գրգռվող փնջի լայնական փոման վրա [72]: Այդպիսի չափումների հնարավորությունը հետևում է այն փաստից, որ մասնիկի ձեռք բերած լայնական իմպուլսը կախված է նրա փուլից: Այս դեպքում φ_i փուլով մասնիկի շեղման անկյունը պասիվ ռեզոնատորում՝ համալարված թանձրուկի կրկնման հաճախության n -րդ հարմոնիկի վրա կարելի է գրել հետևյալ տեսքով՝

$$\theta_i = \frac{P_{\perp}}{P_{\parallel}} = D_n I_n \sin(n\varphi_i), \quad (3.8)$$

որտեղ - P_{\parallel}, P_{\perp} մասնիկի երկայնական և լայնական իմպուլսներն են, D_n - տվյալ ռեզոնատորի համար համարվում է տրված մեծություն:

Փնջի հոսանքի n -րդ հարմոնիկի ամպլիտուդը, ընդհանուր առմամբ, կախված է ինչպես թանձրուկի $\Delta\varphi$ փուլային տևականությունից, այնպես էլ թանձրուկում

մասնիկների բաշխվածությունից: Հաշվարկները ցույց են տվել, որ վերջին կախվածությունը բավական թույլ է: Այսպիսով, կարելի է համարել, որ I_n մեծության արժեքը որոշվում է միայն թանձրուկի փուլային տևականությունից և փաստացի կախված չէ փուլային բաշխման ձևից: Փոքր փուլային տևականության դեպքում, երբ կարելի է ընդունել, որ $\sin(n\varphi_i) \approx n\varphi_i, \theta_i \sim \varphi_i$ այդ բաշխվածությունները համընկնում են:

Բանաձև (3.8) - ից հետևում է, որ թանձրուկում հնարավոր է չափել փուլային տևականությունը: Տեղադրելով (3.8) բանաձևի մեջ $\varphi_i = \Delta\varphi/2$, շեղման առավելագույն անկյան համար կստանանք՝

$$\theta_{\max} = DI_n(\Delta\varphi) \cdot \sin\left(\frac{n\Delta\varphi}{2}\right): \quad (3.9)$$

Չափելով θ_{\max} և տեղադրելով նրա արժեքը (3.2) և (3.3) բանաձևերի մեջ, կարելի է որոշել $\Delta\varphi$: ԷԳԱ-50 էլեկտրոնային փնջի փուլային բնութագրերի որոշման հնարավորությունը փորձնականորեն հաստատվել է և տրված է [73] աշխատանքում:

3.4. ԷԳԱ-50-ի էլեկտրոնային փնջի պարամետրերի կայունացումը պասիվ ռեզոնատորների օգնությամբ

ԷԳԱ-50-ի արագացնող բաժիններն օժտված են բարձր հաճախային դիսպերսիայով, որը որոշում է էլեկտրոնային փնջի էներգիայի անկայունությունը, որն առաջանում է ԷԳԱ-50-ի ԳԲՀ սնուցման համակարգի անկայունությամբ: Որպեսզի նվազեցվի այդ ապակայունացնող գործոնների ազդեցությունը մասնիկի էներգիայի վրա, ԷԳԱ-50-ի վրա տեղադրված են պասիվ ռեզոնատորներ: Կայունացման եղանակի էությունն այն է, որ մասնիկների էներգիայի փոփոխությունը կոմպենսացվում է համապատասխան էներգիայի կորուստների փոփոխությամբ՝ պասիվ ռեզոնանսային կառուցվածքում, որը տեղադրված է ԷԳԱ-50-ի ելքում: Արագացուցչի f_0 աշխատանքային հաճախության օպտիմալ արժեքի դեպքում արագացված էլեկտրոնների էներգիան առավելագույնն է: Եթե N ռեզոնատորներից բաղկացած պասիվ ռեզոնանսային կառուցվածքը համալարել f_0 հաճախության կամ նրա հարմոնիկի վրա, մասնիկների էներգիաների կորուստները նրա մեջ՝ $N\Delta E(f_0)$

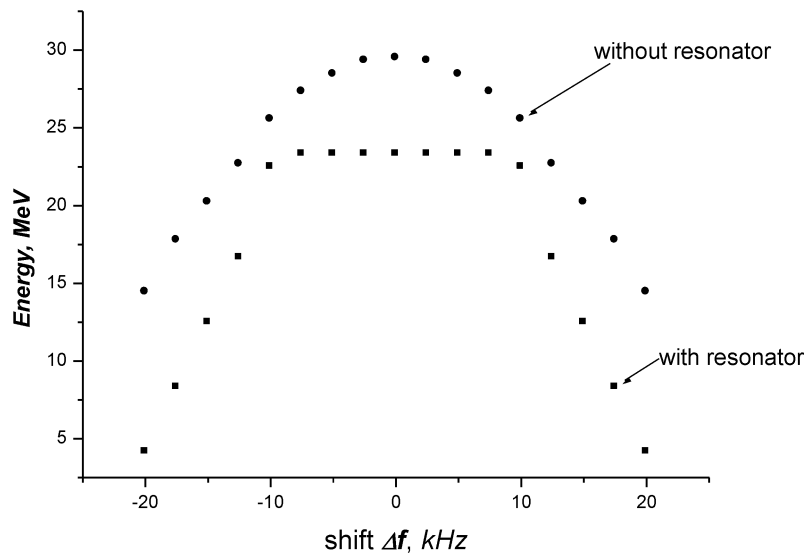
նույնպես կլինեն առավելագույնը: Արագացուցչի ԳԲՀ սնուցման հաճախության, հետևաբար նաև թանձրուկների կրկնման հաճախության փոփոխության դեպքում արագացված մասնիկների էներգիան նվազում է, սակայն, միաժամանակ նվազում են նաև էներգիայի կորուստները պասիվ կառուցվածքում, որը հանգեցնում է էներգիայի կայունացմանը: [71]-ում ցույց է տրված, որ մասնիկների էներգիայի կայունացման պայմանը ունի հետևյալ տեսքը՝

$$\frac{4Q^2 N \Delta E(f_0)}{f_0^2} = \frac{dE(f)}{df}, \quad (3.10)$$

որտեղ $E(f)$ -ն մասնիկների էներգիայի կախվածությունը ԳԲՀ սնուցման համակարգի հաճախությունից ԷԳԱ-50-ի ելքում, Q -ն ԷԳԱ-50-ի ելքում տեղադրված ռեզոնատորի բարորակությունն է: Այդ դեպքում կայունացման սխալանքը կլինի հավասար՝

$$\delta E = \frac{3}{9} \Delta E(f_0) \left(2 \frac{f - f_0}{Q \cdot f_0} \right)^4 : \quad (3.11)$$

Հաշվարկները, որոնք մենք կատարել ենք (3.10) և (3.11) բանաձևերով, էլեկտրոնային փնջի պարամետրերի համար ԷԳԱ-50-ի երկրորդ արագացնող բաժնի ելքում հաստատել են փնջի էներգիայի նմանատիպ կայունացման հնարավորություն: Նկ. 3.3-ում ցույց է տրված ԷԳԱ-50-ի երկրորդ արագացնող բաժնի ելքում արագացված էլեկտրոնների էներգիայի կախվածությունը կայունացնող ռեզոնատորի բացակայության դեպքում և նրա առկայության դեպքում կենտրոնական հաճախության ապալարքից $\Delta f_{\max} = \pm 20 \text{ kHz}$ տիրույթում:



Նկ.3.3. Էլեկտրոնային փնջի էներգիայի կախվածությունը կենտրոնական f_0 հաճախության շեղումից՝ կայունացնող ռեզոնատորի առկայության և բացակայության դեպքում ԷԳԱ-50-ի երկրորդ արագացնող բաժնի ելքում:

Ելքային էներգիայի անկայունության մեկ այլ աղբյուր է հանդիսանում իմպուլսային հոսանքի անկայունությունը: Օրինակ, իմպուլսային հոսանքի մեծացման ժամանակ տեղի է ունենում արագացված էլեկտրոնների էներգիայի նվազում բարձր հաճախային կորուստների մեծացման հաշվին արագացնող բաժնում: ԷԳԱ-50-ի վրա 9 պասիվ ռեզոնատորներով տեղադրված կառուցվածք է, որը թույլ է տալիս կայունացնել արագացված էլեկտրոնների էներգիան փնջի իմպուլսային հոսանքի $\pm 12\%$ սահմանում փոփոխության դեպքում:

3.5. Էլեկտրոնային թանձրուկների ձևերի ազդեցությունները ռեզոնատորում էլեկտրական դաշտի հետ փոխազդեցության ընթացքում

Վերը (տես բաժին 2.3) մենք ստացել ենք իմպուլսների քվազիպարբերական հաջորդականության կոռելյացիոն և սպեկտրալ բնութագրերը [65]: 2.3 բաժնում ստացված արդյունքները կարող են իրականացվել ԷԳԱ-50-ի արագացնող բաժնի ելքում՝ իմպուլսում, էլեկտրոնային թանձրուկների կրկնման հաճախության որոշման համար [63]:

Արագացնող բաժնի ելքում տեղադրենք թռիչքային գլանաձև E_{010} ռեզոնատոր: Ռեզոնատորի սեփական հաճախությունը մոտ է աշխատանքային f_0 հաճախության n -րդ հարմոնիկին, այսինքն $f_{cav} \approx nf_0$ և կարող է սահուն փոխվել նախատեսված f_0 կրկնման հաճախության ենթադրվող փոփոխության սահմանմաններում: Եթե հաճախության փոփոխությունները տեղի են ունենում այն ժամանակահատվածում, որն ավելի մեծ է ռեզոնատորում տատանումների կայունացման ժամանակից, տատանումների ամպլիտուդի կախվածությունը t_0 ժամանակից (հաշվարկված իմպուլսի սկզբից) կարելի է գրել հետևյալ տեսքով՝

$$E(t_0) = \frac{E}{\sqrt{1 + 4Q^2\alpha_f^2(t_0)}}, \quad (3.12)$$

որտեղ E - ն որոշվում է (3.1) հավասարումից՝ հաշվի առնելով փնջի հոսանքի կախվածությունը ժամանակից, իսկ

$$\alpha_f(t_0) = \frac{nf_0(t_0) - f_{cav}}{f_{cav}}: \quad (3.13)$$

Ժամանակի տարբեր պահերին ռեզոնատորում նրա սեփական հաճախության տարբեր արժեքների դեպքում փնջով գրգռված ԳԲՀ ազդանշանների պարուրիչների համեմատական վերլուծություն կատարելով, (3.13) արտահայտությունից կարելի է որոշել t -ը: Չափման ճշտությունը էապես կախված է ժամանակի ընթացքում կրկնման հաճախության փոփոխության բնույթից: Եթե ռեզոնատորի $\frac{Q}{\pi n f}$ ժամանակի հաստատունը փոքր է թանձրուկի կրկնման հաճախության փոփոխման բնորոշ ժամանակից, ապա ռեզոնատորի իներտությունը չի ազդի չափման արդյունքի վրա, իսկ սխալանքը որոշվում է գրգռվող ԳԲՀ ազդանշանի ամպլիտուդի հարաբերական արժեքի և իմպուլսային հոսանքի արժեքի չափումների ճշտությամբ: Անհրաժեշտության դեպքում, ինչպես նշված է վերևում, ռեզոնատորի ժամանակի հաստատունը կարելի է դարձնել բավականին փոքր: Օրինակ, ԷԳԱ-50-ի $f_0 = 2797.2 \text{ } U < g$ համար կարելի է օգտագործել ռեզոնատոր, որի $n = 3$ և $Q = 1000$, ինչը ապահովում է հաճախության անկայունության չափման հնարավորություն, որի բնորոշ ժամանակը $\sim 10^{-7}$ վ է:

Միևնույն ժամանակ ռեզոնատորում, երբ փնջի իմպուլսային հոսանքը $I_0 = 0,1$ Ա, էլեկտրական դաշտի լարվածությունը կազմում է ~ 1 կՎ/սմ, ինչը բավարար է դաշտի ամպլիտուդի չափման և ցուցադրման համար:

էլեկտրոնային թանձրուկների փոխազդեցության ժամանակ էլեկտրամագնիսական ալիքի հետ ռեզոնատորում արագացնող բաժնում կուլոնյան դաշտի տարածական լիցքի թանձրուկում տեղի է ունենում լիցքերի վերաբաշխում և փոփոխվում են նրա չափերը: Դա բերում է գումարային դաշտի պոտենցիալի հավասարեցմանը թանձրուկի երկայնքով, այսինքն նրա ինքնահամաձայնեցման:

Այս բաժնում, մենք հետևելով [80] և առանց լուծման թանձրուկում էլեկտրոնների շարժումների հավասարումները, որոշենք տարածական լիցքի դաշտը միաչափ մոտավորությամբ և գտնենք ինքնահամաձայնեցված դաշտը ռեզոնատորում:

Այդ խնդիրը լուծելու համար ներկայացնենք մի շարք մոդելային հասկացություններ, որոնք նկարագրում են թանձրուկի լիցքի վերաբաշխման դինամիկան, ինչպես դա արված է [80]:

Խնդրի այսպիսի դրվացքի դեպքում շատ կարևոր դեր է խաղում թանձրուկի ձևի հարցը: Անդրադառնանք թանձրուկների գլանաձև և պտտման էլիպսոիդի տեսքի մոդելներին, և հետազոտենք թանձրուկի ձևի ազդեցությունը ինքնահամաձայնեցման խնդրի լուծման վրա:

Կուլոնյան դաշտը թանձրուկի ներսում նկարագրվում է հետևյալ արտահայտությամբ՝

$$E_q + \frac{\rho_0}{2\varepsilon_0} \frac{l}{2} (f_1 E_0 + f_2 E_1 + f_3 E_2), \quad (3.14)$$

որտեղ ρ_0 - լիցքի հավասարաչափ բաշխման խտությունն է, որով թանձրուկը մուտք է գործում արագացվող բաժին, l - թանձրուկի երկարությունն է, f_1, f_2, f_3 - դինամիկ մոդելի պարամետրերի ֆունկցիաներն են՝ առաջարկված [79, 80]- ում, E_0, E_1, E_2 - կուլոնյան դաշտի պարզիալ բաղադրիչներն են հաշվարկված Պուասոնի հավասարմամբ լիցքի թանձրուկի բաշխվածության ուղղությամբ ըստ հետևյալ օրենքի՝ $\rho(z) = \rho_0 + \rho_1 z + \rho_2 z^2$ [80]:

Այս խնդրի լուծումը հանգեցնում է այն եզրակացության, որ թանձրուկի ձևի ազդեցությունը մեծ չէ: Մասնավորապես, ինչպես գլանի, այնպես էլ էլիպսոիդի համար ինքնահամաձայնեցված լուծումից թանձրուկի երկարության շեղումը չի գերազանցում $\pm 1.5\%$, և նույնիսկ 120° տևականությամբ թանձրուկների համար, իսկ դաշտերի ոչ գծայնության պատճառով թանձրուկի կրճատումը չի գերազանցում 2.0% :

Այժմ քննարկենք էլեկտրոնային թանձրուկի տարածական լիցքի խտության վերաբաշխման խնդիրը ռեզոնատորի էլեկտրամագնիսական ալիքի դաշտում:

Ենթադրենք էլեկտրոնային թանձրուկը իրենից ներկայացնում է անվերջ բարակ լիցքավորված r շառավիղով սկավառակներ, որոնք գտնվում են a շառավիղով գլանաձև ռեզոնատորում: Կապենք ակնթարթային ուղեկցող կոորդինատային համակարգը թանձրուկի երկրաչափական կենտրոնով, այս համակարգի ox -առանցքը ուղղենք ռեզոնատորի oz առանցքով:

Հետագայում կօգտվենք երկարության անկյունային միավորով արտաքին դաշտի տատանումների հիմնական հարմոնիկի ալիքի երկարությանը համապատասխան:

Տարածական լիցքի դաշտի լարվածությունը շարժվող համակարգի ցանկացած կետում, որը չափված է կոորդինատների լաբորատոր համակարգում, կարելի է հաշվարկել հետևյալ բանաձևով՝

$$E_q(x) = \int \sigma(s) K(x-s) ds, \quad (3.15)$$

որտեղ - $\sigma(x)$ էլեկտրոնային թանձրուկի տարածական լիցքի խտությունն է,

$$K(x-s) = \frac{\beta_\Phi (1-\beta^2)}{2\pi k \varepsilon_0 r^2} \exp\left(-\frac{2|x-s|}{r\beta}\right) \text{sign}(x-s), \frac{r}{a} = 0.7-0.9, \beta = \beta_\Phi, \quad (3.16)$$

$\beta = v/c, \beta_\Phi = v_\Phi/c$ - էլեկտրոնների շարժման և ալիքի փուլի հարաբերական արագություններն են, $k = \omega/c$ - ալիքային թիվն է, ε_0 - միջավայրի դիէլեկտրիկ

թափանցելիությունը, r, a - փնջի և ռեզոնատորի շառավիղներն են, 2ψ - թանձրուկի անկյունային երկարությունն է:

Որպես ռեզոնատորում գեներատորի և թռչող թանձրուկի կողմից գրգռվող էլեկտրամագնիսական դաշտի լարվածության երկայնական բաղադրիչ ներմուծենք $E(\varphi, x)$ ֆունկցիան: Այլ կերպ ասած, $E(\varphi, x)$ գեներատորի և ճառագայթման դաշտերի գումարն է, որը ռեզոնատորում էլեկտրոնային թանձրուկների համակարգի շարժման ժամանակ ստացման արդյունք է: Պատկերացնենք, որ յուրաքանչյուր այդպիսի թանձրուկ ձևավորվորված է անվերջ բարակ սկավառակների համակազմով: Ապա ցանկացած սկավառակի դինամիկայի հավասարումը կունենա հետևյալ տեսքը՝

$$\frac{dU(z, x)}{z} = e \left[E(\varphi, x) - \int_{-\psi}^{\psi} \sigma(s) K(x-s) ds \right], \quad (3.17)$$

որտեղ $U(x)$ օx սկավառակ մտնող էլեկտրոնների էներգիան է, e -ն էլեկտրոնի լիցքն է:

Դիտարկենք թանձրուկների շարժման քվազիստացիոնար ռեժիմը, որի ընթացքում էլեկտրոնային թանձրուկի երկարությունը չի փոխվում: Այդպիսի ռեժիմը բնորոշ է նաև ԷԳԱ-50-ի համար: Այս դեպքում $U(x)$ ֆունկցիան հաստատուն է ըստ թանձրուկի երկարության, այսինքն $U(x) = U, \frac{dU}{dz} = E(\varphi, z)$: [79]-ում ցույց է տրված, որ (3.17) հավասարման լուծումից հետևում է, որ տարածական լիցքի խտությունը սիմետրիկ ֆունկցիա է թանձրուկի կենտրոնի նկատմամբ:

3.6. ԷԳԱ- 50-ի էլեկտրոնային փնջի փուլային բնութագրերը

Երբ ԷԳԱ-50-ը օգտագործվում է որպես ԱԷԼ համակարգի դրայվեր, դրա էլեկտրոնային փնջի փուլային բնութագրերի չափումը, մասնավորապես, թանձրուկի փուլային տևականության և թանձրուկում ըստ փուլերի մասնիկների բաշխման որոշումը համարվում է շատ կարևոր խնդիր,:

Փնջի փուլային բնութագրերի արդյունավետ եղանակներից մեկը հիմնված է փնջի լայնական փովածքի օգտագործման վրա, որը գրգռվում է պասիվ ռեզոնատորում այդ փնջով: Այդ չափումների հնարավորությունը բխում է այն փաստից, որ մասնիկի

ծեռք բերած լայնական իմպուլսը կախված է իր փուլից: Այդ դեպքում φ_i փուլով մասնիկի շեղման անկյան արտահայտությունը պասիվ ռեզոնատորում, որը համալարված է թանձրուկների կրկնման հաճախության n -րդ հարմոնիկի վրա, կարելի է գրել հետևյալ տեսքով՝

$$\theta_i = \frac{P_{\perp i}}{P_{\parallel}} = D_n I_n \sin n\varphi_i, \quad (3.18)$$

որտեղ p_{\parallel} էլեկտրոնի երկայնական իմպուլսն է, D_n ՝ տվյալ ռեզոնատորի համար համարվում է հաստատուն մեծություն:

Փնջի I_n հոսանքի n -րդ հարմոնիկի ամպլիտուդը կախված է ինչպես թանձրուկի $\Delta\varphi$ փուլային տևականությունից, այնպես էլ թանձրուկում մասնիկների բաշխման օրենքից ըստ փուլերի: Սակայն ԷԳԱ-50-ի փնջի կատարված հաշվարկները ցույց են տալիս, որ վերջին կախվածությունը բավական թույլ է: Օրինակ, I_n մեծությունների արժեքների տարբերությունը Գաուսյան և ուղղանկյունաձև բաշխումների համար I_0 -ի միևնույն արժեքի համար կազմում է տասներորդական տոկոս (հաշվարկների ժամանակ Գաուսյան բաշխման դեպքում թանձրուկի փուլային տևականության տակ ընդունվում է փուլերի այն տիրույթը, որը պարունակում է թանձրուկի մասնիկների 90%): Այսպիսով, չափելով ռեզոնատորն անցած էլեկտրոնների անկյունային բաշխումը կարող ենք որոշել թանձրուկում մասնիկների փուլային բաշխման ձևը: Մասնավորապես, թանձրուկների փոքր փուլային տևականության դեպքում, երբ $\sin n\varphi_i \approx \varphi_i, \theta_i \sim \varphi_i$ բաշխմաները նույնն են: (3.18) բանաձևից հետևում է, որ հնարավոր է նաև չափել թանձրուկի փուլային տևականությունը: Տեղադրելով $\varphi_i = \Delta\varphi/2$ (3.18) բանաձևի մեջ, շեղման առավելագույն անկյան համար ստանում ենք

$$\theta_{\max} = D I_n (\Delta\varphi) \cdot \sin\left(\frac{n\Delta\varphi}{2}\right): \quad (3.19)$$

Որպես ԱԷԼ-ի դրայվեր ԷԳԱ-50 օգտագործելու հնարավորությունը գնահատելիս, մենք օգտվել ենք թանձրուկի տևողության չափման արդյունքներից, որոնք տրված են [77] աշխատանքում:

Ընդհանուր ֆիզիկական դատողություններից հետևում է, որ ցածր փուլային տևականության սիմետրիկ էլեկտրոնային թանձրուկներն իրենց հաստատուն փուլային դիրքում ստանում են փուլում առավելագույն արագացում, որը համապատասխանում է արագացնող դաշտի առավելագույն արժեքին: Հասկանալի է, որ այս դեպքում փունջը արագացնող ԳԲՀ դաշտից վերցնում է առավելագույն էներգիան, գրգռելով արագացնող կառուցվածքում սեփական էլեկտրամագնիսական դաշտ, որը հակափուլ է արագացնողին: Արագացնող կառուցվածքում ԳԲՀ դաշտի կայունացման բացակայության և արագացնող դաշտի մակարդակից արագացվող փնջի հոսանքի անկախության դեպքում, դա համապատասխանում է ԷԳԱ-50 արագացնող կառուցվածքում դաշտի առավելագույն անկմանը: Այսպիսով, ֆիքսելով և կարգավորելով արագացնող դաշտի փուլը, դաշտի արձանագրված անկումների առավելագույն արժեքով կարող ենք սահմանել արագացնող կառուցվածքում էլեկտրոնային թանձրուկների անցման ժամանակ գրգռվող դաշտերի հակափուլ հասնելու ժամանակը: Այլ կերպ ասած, արագացնող կառուցվածքում կարգավորելով ԳԲՀ-ի փուլը դաշտի անկման առավելագույն արժեքով կարելի է որոշել դաշտերի հակափուլ լինելու ժամանակը գրգռվող փնջով և ԳԲՀ ալիքով արագացնող կառուցվածքում: Ընտրելով այդ պահը որպես հաշվարկման սկիզբ, հետո դժվար չէ անցնել պահանջվող փուլային հարաբերությունների կարգաբերմանը՝ արագացնող դաշտի և փնջի միջև [68]: Փուլավորման այս եղանակը պարզ է և հարմար: Սակայն, որոշ դեպքերում դա կարող է լինել ոչ բավարար ճշգրիտ, քանի որ իրական պայմաններում բերված նախնական ենթադրությունները կատարվում են ոչ լիարժեք, որի արդյունքում դաշտի առավելագույն անկումը ոչ ճշգրիտ է համապատասխանում փնջի և ԳԲՀ գեներատորի դաշտերի հակափուլության պայմանին: Առավելագույն անկման փուլային կապի մեջ առաջանում են մեթոդական սխալանքներ, որոնք կապված են արագացնող դաշտի ոչ մոնոքրոմատիկությամբ, թանձրուկների վերջավոր երկարությամբ և թանձրուկում լիցքի խտության բաշխման անհամաչափությամբ, ինչպես նաև փնջի և արագացնող դաշտի ոչ գծային փոխազդեցությամբ, հետևաբար սխալանքները կլինեն նվազագույն, եթե դիտարկվող մեթոդը կիրառվի ԷԳԱ-50-ի բարձր էներգետիկ մասի արագացնող մոդուլի համար:

Չափիչ ռեզոնատորների բարձր բարորակությունը և լավ ձևավորված թանձրուկների ինժեկցիան նվազեցնում են փուլային սխալանքի արժեքը մինչև աստիճանի տասներորդական մասերի կարգի: Գնահատենք չափումների փուլային սխալանքը համապատասխան [74]-ի:

Բարձր բարորակությամբ ռեզոնատորում նրա միջով թոչող էլեկտրոնային թանձրուկների հաստատուն փուլային տևականության դեպքում հաշվի առնելով փնջով բեռնվածությունը, արդյունարար դաշտի ամպլիտուդը կլինի՝

$$\bar{E}_{cav} = E_m \left(1 - \frac{\alpha_0}{l} \int_0^l e^{i\varphi} dz \right), \quad (3.20)$$

որտեղ E_m -ը դաշտի ամպլիտուդն է ռեզոնատորում փնջի բացակայության դեպքում, α_0 - դաշտի հարաբերական ամպլիտուդը ռեզոնատորում գրգռվող փնջով, l -ն ռեզոնատորի երկարությունն է, φ -ն՝ էլեկտրոնային թանձրուկների ծանրության կենտրոնի փուլը դաշտի կոսինուսոիդալ ալիքի մաքսիմումի նկատմամբ, որը գրգռված է կլիստրոնային գեներատորի միջոցով (տես բաժին 2.4):

Այս եղանակով փնջի փուլային բնութագրերի որոշման հնարավորությունը հաստատվել է փորձերով, որոնք նախկինում կատարվել են ԷԳԱ-50-ի վրա [73], որտեղ ցույց է տրված, որ հնարավոր է որոշել մասնիկների երկայնական բաշխումը իմպուլսի ընթացքում, եթե նրա տևողությունը չի գերազանցում 2 մկվ:

Մասնիկների փուլի չափման սխալանքը փորձարարական պայմաններում, հիմնականում պայմանավորված է փնջի վերջավոր չափերով և կազմում է ~ 6 մոադ:

4.1. ԷԳԱ-50-ում էլեկտրոնների արագացման ժամանակ փուլային հարաբերակցությունները

Ինչպես ցույց է տրվել վերևում (տես գլուխ 2 և 3) արագացնող այիքի դաշտում էլեկտրոնային թանձրուկների փուլային դիրքը և թանձրուկի սահքը ըստ փուլի՝ (փուլային ջիտերը), որոշում են ԷԳԱ-50-ի էլեկտրոնային փնջի որակը, որպես ԱԷԼ-ի դրայվեր: ԷԳԱ-50-ը ստեղծվել էր որպես էլեկտրոնային սինքրոտրոնի ինժեկտոր, որտեղ ներարկվող փնջի պահանջները ուրիշ էին: Որպես ԱԷԼ-ի դրայվեր ԷԳԱ-50-ի ադապտացման հնարավորության վերլուծման ժամանակ, դիտարկել ենք արագացնող բաժինների փուլավորման համակարգի պահանջները և տվել ենք համապատասխան տեխնիկական առաջարկներ:

Փուլավորման համակարգի խնդիրը կայանում է արագացնող բաժին մտնելիս այնպիսի փուլի ձեռք բերմանը և պահպանմանը, որի դեպքում էլեկտրոնները բաժինն անցնելով՝ ստանում են էներգիայի առավելագույն աճ: Բացառություն են կազմում այն դեպքերը, երբ արագացնող բաժիններում արագացման փուլի կարգավորմամբ անհրաժեշտ է կոմպենսացնել էներգիայի ցրվածքը, որն առաջանում է ինժեկտորային բաժնում կամ էլ հիմնական արագացնող բաժիններում՝ արագացման փուլի ավտոմատ կարգավորման առկայության դեպքում արագացուցիչի ելքում էլեկտրոնների էներգիայի կայունացման համար: Էներգիայի կայունացման այդպիսի համակարգերը նախատեսված են Համբուրգի DESY սինքրոտրոնի գծային արագացուցիչ-ինժեկտորում և գծային էլեկտրոնային ուժեղացուցչում ALS Սակլեում ԱԷԼ-ի դրայվերում: ԷԳԱ-50-ում առաջարկված է նաև օգտագործել էներգիայի դանդաղ կորուստներով կոմպենսացնող համակարգ:

Էներգիայի կարգավորման ժամանակ արագացնող բաժիններում հնարավոր է կիրառել էլեկտրոնների դանդաղեցման ռեժիմ: ԳԲՀ ազդանշանի փուլը այդ բաժինների մուտքում պետք է ընտրվի այնպես, որ էլեկտրոնները դանդաղեն առավելագույն էլեկտրական դաշտում:

Էլեկտրոնային փնջի ցածր հոսանքների դեպքում (W_0') էներգիայի մեծությունը, որը էլեկտրոնը ձեռք է բերում թռչելով արագացնող բաժին, որոշվում է հետևյալ բանաձևով [71]՝

$$W_0' = \int_0^L eE_r(z) \cos \varphi(z) dz, \quad (4.1)$$

որտեղ E_r առավելագույն էլեկտրական դաշտի ամպլիտուդն է, որն ստեղծված է բարձր հաճախային գեներատորով, oz -ը հեռավորությունն է դիաֆրագմավորված ալիքատարի բաժնի սկզբից, φ -ն՝ թանձրուկի փուլը:

Էներգիայի առավելագույն աճ ստանալու համար էլեկտրոնային թանձրուկը պետք է արագացվի մաքսիմալ էլեկտրական դաշտի պայմաններում: Սա նշանակում է, որ արագացման φ փուլը պետք է լինի հաստատուն և հավասար զրոյի:

Գործնականում տեղի ունի էլեկտրոնային թանձրուկի սահք վազող ալիքի նկատմամբ, իսկ արագացման փուլը փոփոխվում է φ_0 - ից բաժնի սկզբում մինչև $\varphi_L = \varphi_0 + \Delta\varphi$ բաժնի վերջում:

Փուլի սահքը առաջանում է ալիքի փուլային արագության և էլեկտրոնների արագության անհամապատասխանությունից հետևյալ պատճառներով՝

1) Բարձր հաճախային տատանումների հաճախության շեղում հաշվարկայինից, որն իր հերթին պայմանավորված է՝

ա) հաճախության անկայունությամբ,

բ) գեներատորից պահանջվող հաճախության արժեքների սխալ տրմամբ:

2) Դիաֆրագմավորված ալիքատարի բջիջների երկրաչափական չափսերի շեղումներով հաշվարկայիններից, որոնք պայմանավորված են՝

ա) արտադրական թույլատրված արժեքներով,

բ) ալիքատարի բջիջների ջերմաստիճանի անկայունությամբ,

գ) դիաֆրագմավորված ալիքատարի բաժնի ջերմաստիճանային անկայունությամբ:

Սահիքը, որը պայմանավորված է վերը նշված ցանկացած պատճառներով ուժեղանում է՝ դիաֆրագմավորված ալիքատարը էլեկտրոնային հոսանքով բեռնելու դեպքում:

Սկզբունքորեն, սահիքի ազդեցությունը, որը պայմանավորված է ցանկացած նշված գործոններով կարելի է նվազագույնի հասցնել համապատասխան ալիքի և էլեկտրոնային թանձրուկի փուլավորմամբ, այսինքն արագացման φ_0 սկզբնական փուլի ընտրությամբ:

Օպտիմալ φ_0 -ի ընտրությունը ցուցադրելու նպատակով դիտարկենք մի քանի մասնավոր դեպքեր:

Հավասարաչափ սահիքի դեպք

Ենթադրենք, որ սահիքի ընթացքում արագացման փուլը հավասարաչափ փոխվում է ըստ բաժնի երկարության՝

$$\varphi = \varphi_0 + \frac{\Delta\varphi}{L} z, \quad (4.2)$$

որտեղ $\Delta\varphi$ -ն փուլի փոփոխությունն է բաժնի երկարության վրա, L -ը բաժնի երկարությունն է:

Այս դեպքը տեղի ունի հաստատուն իմպենդանսով դիաֆրագմավորված ալիքատարում հաճախության շեղման կամ ջերմաստիճանի անկայունության դեպքում (նույնն է ալիքատարի բոլոր բջիջների համար):

Արագացնող դաշտի ամպլիտուդի հաստատուն լինելու դեպքում (հաստատուն իմպենդանսով կառուցվածք առանց կորուստների), (4.1) ինտեգրալը հավասարվում է՝

$$W'_0 = \int_0^L eE_r \cos\left(\varphi_0 + \frac{\Delta\varphi}{L} z\right) dz = \frac{eE_r L}{\Delta\varphi} [\sin(\varphi_0 + \Delta\varphi) - \sin \varphi_0]: \quad (4.3)$$

Դիֆերենցելով ըստ φ_0 և հավասարեցնելով զրոյի առաջին ածանցյալը, գտնում ենք օպտիմալ փուլավորման պայմանը՝

$$\varphi_{0opt} = -\frac{\Delta\varphi}{2} : \quad (4.4)$$

Էլեկտրոնային թանձրուկը, որը մտել է դիաֆրագմավորված ալիքատար այն ժամանակ, երբ $\varphi_0 = -\Delta\varphi/2$, սահում է էլեկտրական դաշտի առավելագույն արժեքի դեպքում և ստանում է էներգիայի աճ:

Կորուստների առկայության և զրոյական հոսանքի դեպքում արագացնող բաժնում հաստատուն իմպենդանսով մասնիկների էներգիայի աճը որոշվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$W'_0 = \int_0^L E_r \exp\left(-\frac{z}{y_0}\right) \cos\left(\varphi_0 + \frac{\Delta\varphi}{L} z\right) dz : \quad (4.5)$$

Էլեկտրական դաշտի լարվածությունը առավելագույնն է սկզբնական մասում և էքսպոնենցիալ նվազում է բաժնի երկայնքով: Սահքի առկայության դեպքում էներգիայի առավելագույն աճը հասնում է, երբ $|\varphi_0| < \frac{\Delta\varphi}{2}$:

Ինտեգրելով (4.5), գտնում ենք՝

$$W'_0 = eE_m L \frac{1}{\alpha L \left[1 + \left(\frac{\Delta\varphi}{\alpha L}\right)^2\right]} \left[\left(\cos\varphi_0 - \frac{\Delta\varphi}{\alpha L} \sin\varphi_0 \right) - \left[\cos(\varphi_0 + \Delta\varphi) - \frac{\Delta\varphi}{\alpha L} \sin(\varphi_0 + \Delta\varphi) \right] e^{-\alpha L} \right] : \quad (4.6)$$

Դիֆերենցելով (4.6) ըստ φ_0 և հավասարեցնելով ածանցյալը զրոյի, գտնում ենք արտահայտություն՝ φ_{0opt} որոշելու համար՝

$$\sin\varphi_{0opt} + \frac{\Delta\varphi}{\alpha L} \cos\varphi_{0opt} = \left[\sin(\varphi_{0opt} + \Delta\varphi) + \frac{\Delta\varphi}{\alpha L} \cos(\varphi_{0opt} + \Delta\varphi) \right] e^{-\alpha L} : \quad (4.7)$$

Ի տարբերություն (4.5)-ի, բաժնում φ_{0opt} -ի վրա ազդեցություն ունի դաշտի մարումը: Սակայն կատարած հաշվարկները ցույց են տալիս, որ այդ ազդեցությունը շատ փոքր է: Այսպես, (4.4) բանաձևի մոտավորությամբ, երբ մարման գործակիցը $\alpha L = 0.35$ և $\Delta\varphi = 10^\circ$, $\varphi_{0opt} = 4^\circ 40'$ -ի փոխարեն -5° է:

Վերոհիշյալ հարաբերակցությունները հաշվի չեն առել դիաֆրագմավորված ալիքատարի բաժնի էլեկտրոնային թանձրուկով բեռնավարումը: Արագացնող բաժնում էլեկտրոնային թանձրուկների անցնելու ժամանակ ստեղծվում է էլեկտրամագնիսական դաշտ, որը դանդաղեցնում է էլեկտրոնները և նվազեցնում բաժնում էներգիայի աճը՝

$$E_{acc} = E_r \cos\left(\varphi_0 + \frac{\Delta\varphi}{4} z\right) - \left(Ir\alpha z \frac{\sin \frac{\Delta\varphi}{2L} z}{\frac{\Delta\varphi}{2L} z} \right) \cos \frac{\Delta\varphi}{2L} z : \quad (4.8)$$

Դիաֆրագմավորված ալիքատարի բաժնի վերջում փնջով գրգռված աքսիալ էլեկտրական դաշտի ամպլիտուդը հավասար է $E_{as} = Ir\alpha L \frac{\sin \Delta\varphi/2}{\Delta\varphi/2}$, իսկ մակաձված ալիքի փուլը $\Delta\varphi/2$, որտեղից հետևում է, որ գումարային դաշտի վեկտորը շրջվում է $\Delta\psi > \Delta\varphi$ անկյունով, դրա համար էլ բաժնի բեռնվածությունը հոսանքով մեծացնում է հաճախային և ջերմաստիճանային անկայունությունների ազդեցությունը:

Բաժնում էլեկտրոնների էներգիայի աճի որոշման համար հաշվի առնելով դիաֆրագմավորված ալիքատարի բեռնվածությունը հոսանքով, ինտենգրենք (4.8) բանաձևը՝

$$W = \int_0^L E_r \cos\left(\varphi_0 + \frac{\Delta\varphi}{L} z\right) dz - \int_0^L Ir\alpha z \frac{\sin \frac{\Delta\varphi}{2L} z}{\frac{\Delta\varphi}{2L} z} \cdot \cos \frac{\Delta\varphi}{2L} z \cdot dz = : \quad (4.9)$$

$$= \frac{E_r L}{\Delta\varphi} [\sin(\varphi_0 + \Delta\varphi) - \sin \varphi_0] - \frac{Ir\alpha L^2}{(\Delta\varphi)^2} (1 - \cos \Delta\varphi)$$

Ինչպես և զրոյական $\varphi_0 = \Delta\varphi/2$ հոսանքի դեպքում, (4.9) բանաձևի երկրորդ անդամը կախված չէ φ_0 փուլից: Արագացուցչի սկզբում դաշտի վեկտորը, որը գրգռված է էլեկտրոնների փնջով, ուղղված է իրական առանցքի երկայնքով: Այդ դաշտի ալիքի փուլը կախված չէ գեներատորի ԲՀ ալիքի փուլից: Աշխատանք [71]-ում ցույց է տրված, որ այն դեպքում, երբ հաստատուն իմպենդանսով դիաֆրագմավորված ալիքատարի բաժինն օժտված է կորուստներով, այն անկյունը, որով շրջվում է մակաձված դաշտի վեկտորը իրական առանցքի նկատմամբ, որոշվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$\varphi_{sh} = \operatorname{arctg} \frac{\Delta\varphi(1 - e^{-\alpha L} \cos \Delta\varphi) + \alpha L e^{-\alpha L} \sin \Delta\varphi}{\alpha L(e^{-\alpha L} \cos \Delta\varphi - 1) + \Delta\varphi \sin \Delta\varphi e^{-\alpha L}} : \quad (4.10)$$

Փուլային շեղումը նվազում է մարման աճին զուգընթաց, սակայն, ինչպես ցույց են տալիս հաշվարկները, նրա փոփոխությունը չափազանց փոքր է: Այսպիսով, երբ մարման պարամետրը $\alpha L = 0.35$ և $\Delta\varphi = 10^\circ$, $\varphi_{sh} = 4,43^\circ$ է 5° -ի փոխարեն՝ անկորուստ ալիքատարի մոտավորությամբ:

Քանի որ մարումը փոքրացնում է նախնական բացասական փուլը (ըստ բացարձակ մեծության) և փոքրանում է նաև φ_{sh} անկյունը, $E_{\text{ՁԿ}}$ և $E_{\text{ՆԿ}}$ վեկտորները գտնվում են ոչ ճշգրիտ 180° անկյան տակ: Սակայն, այդ անկյան նվազումը, երբ $\Delta\varphi = 10^\circ$ չի գերազանցի $37'$ և գործնականում կարելի է հաշվի չառնել:

4.2. Սահք հաստատուն գրադիենտով էլեկտրական դաշտի բաժնում

Հաստատուն գրադիենտով բաժնում հաշվարկված արդյունքներից դիաֆրագմավորված ալիքատարի հաճախության կամ ջերմաստիճանի շեղումը հանգեցնում է վազող ալիքի նկատմամբ էլեկտրոնային թանձրուկի ոչ հավասարաչափ սահքի: Դա պայմանավորված է օշ կոորդինատով մարման գործակցի աճով: Արագացված էլեկտրոնային հոսանքի մեծությունը նախկինի պես չի ազդում բաժնի սկզբում արագացման օպտիմալ փուլի ընտրության վրա:

Հաստատուն գրադիենտով բաժնում սահքի անհավասարաչափությունը կարող է աճել ըստ բաժնի երկարության ջերմաստիճանի անհավասարաչափության պատճառով: Այս անհավասարաչափությունը, մասնավորապես, կարող է առաջանալ հովացնող հեղուկի տաքացման պատճառով: ԷԳԱ-50-ում ջերմաստիճանի անհավասարաչափությունը ըստ բաժնի երկարության նվազեցնելու համար հովացնող հեղուկի համար անհրաժեշտ է ստեղծել հովացման կոակսիալ պատյաններ կանալի փոփոխվող հատույթով՝ ըստ բաժնի երկարության: Անցման կանալի հատույթի նեղացումը դեպի հովացուցչի ելք մեծացնում է հեղուկի արտահոսքի արագությունը նրա տաքացմանը զուգընթաց: Արագության մեծացումը հանգեցնում է ջերմափոխադրման գործակի մեծացմանը և թույլ է տալիս վերացնել (կամ էապես

նվազեցնել) ջերմաստիճանի անհավասարաչափությունը, որը պայմանավորված է հովացած հեղուկի տաքացմամբ:

Կոորդինատից գծային փոփոխությամբ մարման գործակցով բաժնում դաշտի հաստատուն գրադիենտը տեղի ունի միայն արագացված հոսանքի որոշակի արժեքի դեպքում ($\sim 0.5U$ է մակրոիմպուլսում էԳԱ-50-ի համար): Հոսանքի նվազման դեպքում արագացուցչի վերջում էլեկտրական արագացնող դաշտի լարվածությունն աճում է, իսկ հոսանքի աճման դեպքում՝ նվազում: Այն դեպքում, երբ արագացված հոսանքը զգալիորեն ավելի մեծ է նոմինալից (նոմինալը այն հոսանքն է, որը համապատասխանում է դաշտի հաստատուն գրադիենտին), հաստատուն գրադիենտով կառուցվածքը իր բնութագրերով մոտենում է հաստատուն իմպենդանսով կառուցվածքին: Դաշտի լարվածության փոփոխությունը ըստ բաժնի երկարության վատթարացում է ջերմային ռեժիմը: Ջերմատվությունը դադարում է լինել հավասարաչափ:

Ներմուծելով մուտքային սառեցնող նյութի ավտոմատ վերահսկողությունը և պահպանելով դիաֆրագմավորված ալիքատարի պատի հաստատուն ջերմաստիճան բաժնի սկզբից $3/5 L$ հեռավորության կետում, հնարավոր է նվազեցնել երկայնական անհամասեռությամբ պայմանավորված փուլի դրեյֆը, մինչև $0,7^\circ$: Այդպիսի վերահսկողության կարգավորման բացակայության դեպքում փուլի դրեյֆի ազդեցությունը կարելի է նվազեցնել՝ ընտրելով համապատասխան φ_0 նախնական փուլ:

Լույսի արագությունից էլեկտրոնների արագության տարբերությամբ պայմանավորված սահքը

Ինժեկտորային բաժնի վերջում և հիմնական արագացնող բաժիններում ալիքի փուլային արագությունը ընտրվում է լույսի արագությանը հավասար: Քանի որ էլեկտրոնների արագությունը լույսի արագությունից տարբեր է, առաջանում է էլեկտրոնների սահք ըստ փուլի: Այն առավել ցայտուն նկատվում է ինժեկտորային և առաջին հիմնական բաժիններում:

Մակրոհիմնադրամ առավելագույն արագացված հոսանքի 1,5Ա արժեքի դեպքում, էլեկտրոնների էներգիան ինժեկտորային և առաջին հիմնական բաժինների ելքում համապատասխանաբար հավասար են 9.6 ՄէՎ և 19.5 ՄէՎ: Էլեկտրոնների արագությունները այդ դեպքում հավասար են 0,9988 c և 0,9997 c : Եթե ենթադրենք, որ առաջին հիմնական բաժնում էլեկտրոնների միջին արագությունը կազմում է 0,99925 c, սահքի մեծությունը ըստ փուլի՝ բաժնի երկարության վրա կկազմի ~ 5°: Էլեկտրոնների էներգիայի աճի վրա, ինչպես նախորդ դեպքերում, այդ սահքի ազդեցությունը կարող է նվազեցվել արագացման նախնական փուլի ընտրությամբ:

Որոշ եզրակացություններ

Վերը քննարկված դեպքերից կարող ենք անել հետևյալ եզրակացությունները՝

ա) արագացման նախնական փուլը պետք է ընտրվի հաշվի առնելով բաժնում էլեկտրոնային թանձրուկի սահքը, քանի որ նախապատվությունը պետք է տրվի փուլավորման եղանակներին ըստ էլեկտրոնների փնջի,

բ) բաժնի հոսանքով բեռնվածությունը մեծացնում է սահքը, սակայն ուղղակիորեն չի ազդում արագացման սկզբնական օպտիմալ փուլի վրա,

գ) արագացվող հոսանքի մեծությունը ազդում է ինժեկտորային և առաջին հիմնական բաժնի փուլավորմանը պայմանավորված այդ բաժիններում լույսի արագությունից էլեկտրոնների արագության տարբերությամբ,

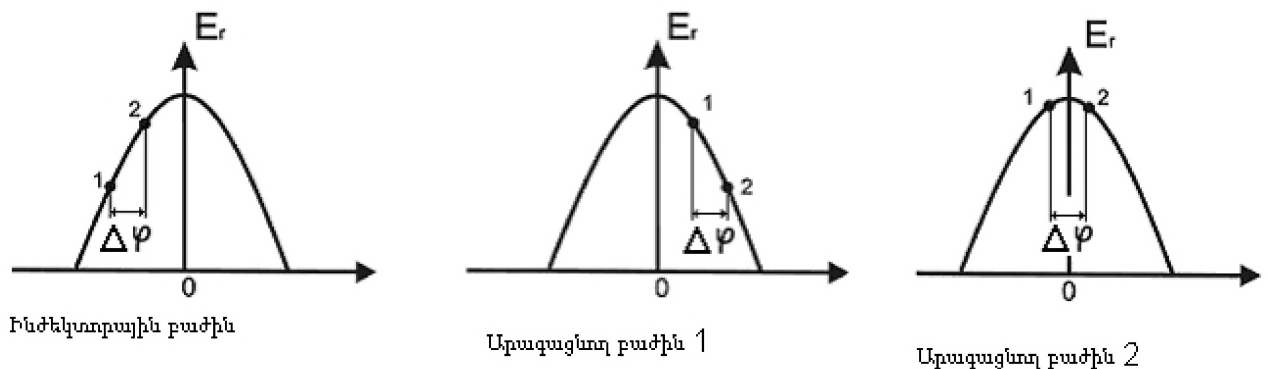
դ) արագացվող հոսանքի խորը կարգավորումը կարող է ազդել արագացման սկզբնական փուլի ընտրության վրա՝ դիաֆրագմավորված ալիքատարի ջերմաստիճանային ռեժիմի փոփոխության պատճառով:

4.3. Էլեկտրոնների էներգիայի կայունացումը արագացուցչի ելքում

Կարգավորելով արագացման փուլը մեկ կամ ավելի բաժիններում կարելի է սահուն փոխել էլեկտրոնների էներգիայի աճը այդ բաժիններում և ԷԳԱ-50-ի ելքում էլեկտրոնների էներգիան:

Այդ դեպքում պետք է նկատի ունենալ հետևյալ փաստը: Արագացման փուլի փոփոխությունը կարող է հանգեցնել էներգիայի ցրվածքի մեծացմանը: Այն դեպքում, երբ էլեկտրոնային թանձրուկի կենտրոնը դիրքավորվում է $\varphi_0 = 0$ փուլում, ապա այն դաշտերի լարվածությունների տարբերությունը, որտեղ թանձրուկի տարբեր էլեկտրոններ արագանում են տարբեր չափով, նվազագույնն է, իսկ թանձրուկի եզրային էլեկտրոնները գտնվում են նույն լարվածությամբ դաշտերում:

Երբ $\varphi_0 \neq 0$ եզրային էլեկտրոնները թանձրուկում արագացվում են տարբեր էլեկտրական դաշտերում: Լարումների տարբերությունն ավելանում է և մոտենում է 90° -ի, ինչը հանգեցնում է էներգիայի ցրվածքի մեծացմանը: Սակայն հնարավոր է տեղաշարժել արագացումը միևնույն անկյամբ միաժամանակ դիաֆրագմավորված ալիքատարի երկու բաժիններում, ընդ որում մեկում φ_0 բացասական անկյունների ուղղությամբ, իսկ մյուսում՝ դրական ուղղությամբ (տես.Նկ. 4.1):



Նկ.4.1. ԷԳԱ-50-ի ելքում էլեկտրոնների էներգիայի կայունացման համար արագացող ալիքի դաշտում թանձրուկների փուլային դիրքը:

ԷԳԱ-50-ում անհրաժեշտ է միաժամանակ ապահովել փուլի կարգավորումը կլիստրոնների գրգռման գծերում, որոնք սնուցում են արագացնող բաժինները: Այդ կարգավորումը ավտոմատ կիրականացվի մագնիսական անալիզատորի ազդանշանով: Այն թույլ կտա կոմպենսացնել արագացուցչի ելքում էներգիայի դանդաղ արտահոսքը:

4.4. Փուլավորման եղանակները

Շատ դեպքերում փուլավորման խնդիրը համարվում է բաժնում էլեկտրոնների առավելագույն արագացման հասնելը: Այս փաստը հիմնականում որոշում է փուլավորման եղանակները: Եղանակներից մեկը կայանում է նրանում, որ ընտրվում են յուրաքանչյուր արագացնող բաժնում փուլերը՝ ըստ արագացուցչի ելքում էլեկտրոնների էներգիայի մաքսիմումի: Համալարման այս եղանակը դժվար է և չի ապահովում էլեկտրոնային թանձրուկի ճշգրիտ փուլավորում:

Փուլի ցուցադրման այլ եղանակները կապված են բարձր հաճախային տատանումների հետ, որոնք գրգռում են էլեկտրոնային թանձրուկները, անցնելով դիաֆրագմավորված ալիքատարի բաժինները: Էլեկտրական դաշտը, որն ազդում է բաժնում էլեկտրոնի վրա, որոշվում է $F <$ գեներատորով ստեղծված և բաժինն անցնող էլեկտրոնային փնջով գրգռված դաշտերի վերադրմամբ: Գումարային էլեկտրական դաշտի ամպլիտուդը արագացուցչի վերջում նվազագույնն է, եթե այդ դաշտերի վեկտորները տեղաշարժվել են միմյանց նկատմամբ $\sim 180^\circ$ -ով: Հենց այս դեպքում է ստացվում էներգիայի առավելագույն աճ և $F <$ գեներատորից էլեկտրոնային փնջին էներգիայի առավելագույն փոխանցում: Եթե դաշտերի վեկտորները համընկնում են փուլով, ապա գումարային էլեկտրական դաշտի ամպլիտուդը առավելագույն է և էլեկտրոնները դանդաղում են, փոխանցելով իրենց էներգիան $F <$ դաշտին: Այսպիսով, կարելի է հասնել օպտիմալ փուլավորման՝ փոխելով E_r և E_n դաշտերի միջև փուլերի տարբերությունը: Գումարային էլեկտրական դաշտի ամպլիտուդի մասին կարելի է դատել դիտարկելով $F <$ իմպուլսի պարուրիչ կորը դիաֆրագմավորված ալիքատարի բաժնի ելքում $F <$ բեռի գծում: Արագացման օպտիմալ փուլի դեպքում $F <$ իմպուլսի պարուրիչ կորի ամպլիտուդը առավելագույնն է, իսկ առավելագույն արգելակման պայմաններում՝ նվազագույնը: Ամպլիտուդների մեծությունների տարբերությունը կախված է արագացված էլեկտրոնների հոսանքի արժեքից: ԷԳԱ-50 դիաֆրագմավորված ալիքատարի բաժինն հաշվարկված է այնպես, որ առավելագույն արագացման ռեժիմում՝ 1.25Ա արագացված հոսանքի դեպքում մակրոիմպուլսում արագացուցչի վերջում էլեկտրական դաշտը զրո է: Երբ հոսանքը 1.35Ա է՝ առավելագույն «էլեկտրոնային ՕԳԳ-ի» ռեժիմ, գոյություն ունի փոքր էլեկտրական

դաշտ, որը մակաձված է էլեկտրոնային փնջի կողմից: Երբ հոսանքը 1.5Ա, էլեկտրական դաշտի լարվածությունը առանցքի վրա մեծանում է մինչև 30 կՎ/սմ: Առավելագույն արգելակման ռեժիմում 1.25 Ա և 1.5 Ա հոսանքների դեպքում բաժնի վերջում էլեկտրական դաշտի լարվածությունները համապատասխանաբար 300 կՎ/սմ և 330 կՎ/սմ են: Աշխատանք [71]-ում ցույց է տրված, որ այս պատճառով արագացուցչի փուլավորումը ԲՀ իմպուլսի ԲՀ բեռի գծում պարուրիչ կորի վերահսկման միջոցով չի կարող լինել բավարար ճշգրիտ:

Համալարման պահանջվող ճշտություն ապահովելու նպատակով φ_0 օպտիմալ փուլի անմիջական գտնելու փոխարեն որոշում են փուլաշրջիչի դիրքը կլիստրոնային ուժեղացուցիչների θ_1 և θ_2 գրգռման գծերում: Ակնհայտ է, որ պարուրիչ կորի ամպլիտուդները այդ փուլերում պետք է հավասար լինեն և ավելի մեծ, քան ամպլիտուդները զրոյական հոսանքի դեպքում (արագացման ռեժիմում): Փուլաշրջիչի տեղադրման դիրքը կհամապատասխանի օպտիմալ փուլավորմանը [71]: Այս փուլավորման եղանակը կօգտագործվի ԷԳԱ-50 -ում որպես հիմնական:

Մեկ այլ տարածված եղանակ հիմնված է դիաֆրագմավորված ալիքատարում միայն էլեկտրոնային փնջով մակաձված և ԲՀ գեներատորի կողմից ստեղծված դաշտի վեկտորի (կամ գումարային դաշտի վեկտորի) միջև փուլային շեղման չափման վրա: Այս փուլավորման եղանակը օգտագործվում է, օրինակ, ORSE, SLAC արագացուցիչներում: Էլեկտրոնային փնջով ստեղծված բարձր հաճախային E_{Beam} ազդանշանը դիաֆրագմավորված ալիքատարի բաժնի ելքից տրվում է բալանսային խառնիչին, որտեղ գումարվում է նեցուկ (E_{RF}) բարձր հաճախային ազդանշանին: Չափելով այդ ազդանշանի փուլը՝ հասնում են նրան, որ երկու ազդանշաններն էլ գտնվեն նույն կվադրատուրայում:

4.5. Թանձրուկների փուլային դիրքի որոշումը արագացնող դաշտում

Վերը ցույց տրվեց, որ որպես ԱԷԼ-ի դրայվեր ԷԳԱ-50-ի օգտագործումը, էլեկտրոնային փնջում պահանջում է պահպանել ճշգրիտ փուլային հարաբերությունները: Մեր [81] աշխատանքում առաջարկվել է սխեմատիկ լուծում, որը

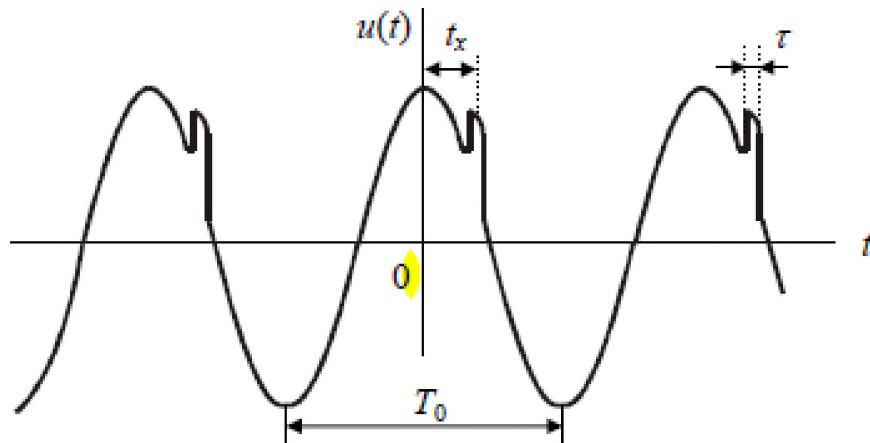
թույլ է տալիս որոշել էլեկտրոնային թանձրուկների փուլային դիրքը ԷԳԱ-50-ի արագացնող ալիքի բաժիններում :

Առաջարկվող եղանակը հիմնված է արագացնող ալիքի դաշտի դեֆորմացիայի հայտնի էֆեկտի վրա էլեկտրոնային թանձրուկների հաջորդականության արագացման դեպքում:

Ենթադրենք, որ էլեկտրական շղթայում ունենք $e(t) = E_0 \cos(2\pi t/T_0)$ ազդանշան, որը աղավաղված է $x(t) = x(t + mT_0)$ պարբերական ազդանշանով, որտեղ T_0 -ն պարբերությունն է ($\omega_0 = 2\pi/T_0$), $m = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$: Այդ դեպքում ընդհանուր ազդանշանը կարելի է գրել հետևյալ տեսքով՝

$$u(t) = u(t + mT_0) = u[e(t), x(t)]: \quad (4.11)$$

Ակնհայտ է, որ հնարավոր է (4.11) ազդանշանի երկու իրականացում՝ գումարային, եթե $u(t) = e(t) + x(t)$ և բազմապատիկ, եթե $u(t) = e(t) \cdot x(t)$: Առանց ընդհանրությունը խախտելու սահմանափակվենք գումարային դեպքի քննարկմամբ, հաշվի առնելով, որ $\tau \ll T_0$: Մեր նպատակն է որոշել t_x (տես. Նկ. 4.2):



Նկ.4.2. Հարմոնիկ ազդանշանի պարբերական գրգռում:

Եթե ազդանշանը $u(t) = e(t) + x(t) = E_0 \omega_0 t + x(t)$ տեսքի է, ապա նրա սպեկտրը կլինի իր բաղադրիչների սպեկտրների գումարը: Քանի որ $x(t) = x(t + mT_0)$ - պարբերական ֆունկցիա է, մենք կարող ենք գրել՝

$$x(t) = A_0 + A_1 \cos(\omega_0 t - \theta_1) + \sum_{k=2}^{\infty} A_k \cos(k\omega_0 t - \theta_k), \quad (4.12)$$

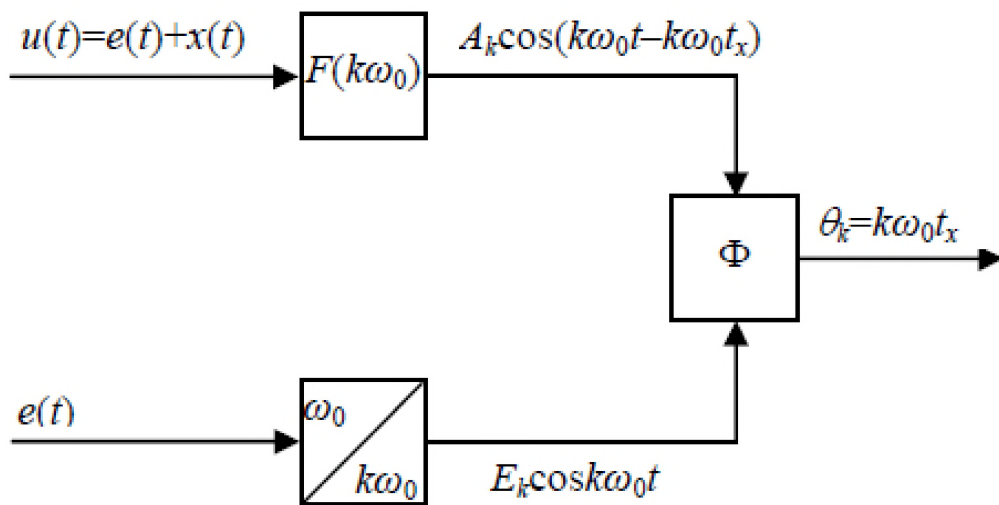
$$u(t)A_0 + C_1 \cos(\omega_0 t - \varphi_1) + \sum_{k=2}^{\infty} A_k \cos(k\omega_0 t - \theta_k), \quad (4.13)$$

$$\text{որտեղ } C_1 = \sqrt{E_0^2 + A_1^2 + 2E_0 A_1 \cos \theta_1} \text{ և } \varphi_1 = \text{arctg}[A \sin \theta_1 / (1 + A_1 \cos \theta_1 / E_0)]: \quad (4.14)$$

Նշենք նաև, որ $x(t)$ -ի բացասական բևեռականության դեպքում, (4.12) - (4.14) բանաձևերում անհրաժեշտ է կատարել փոխարինում $\theta_k \rightarrow (\theta_k + \pi)$: Առավել ընդհանուր դեպքում, θ_k փուլը կարող է սահմանվել որպես՝

$$\theta_k = \text{arctg} \left[\frac{\int_0^{T_0} x(t) \sin k\omega_0 t dt}{\int_0^{T_0} x(t) \cos k\omega_0 t dt} \right]: \quad (4.15)$$

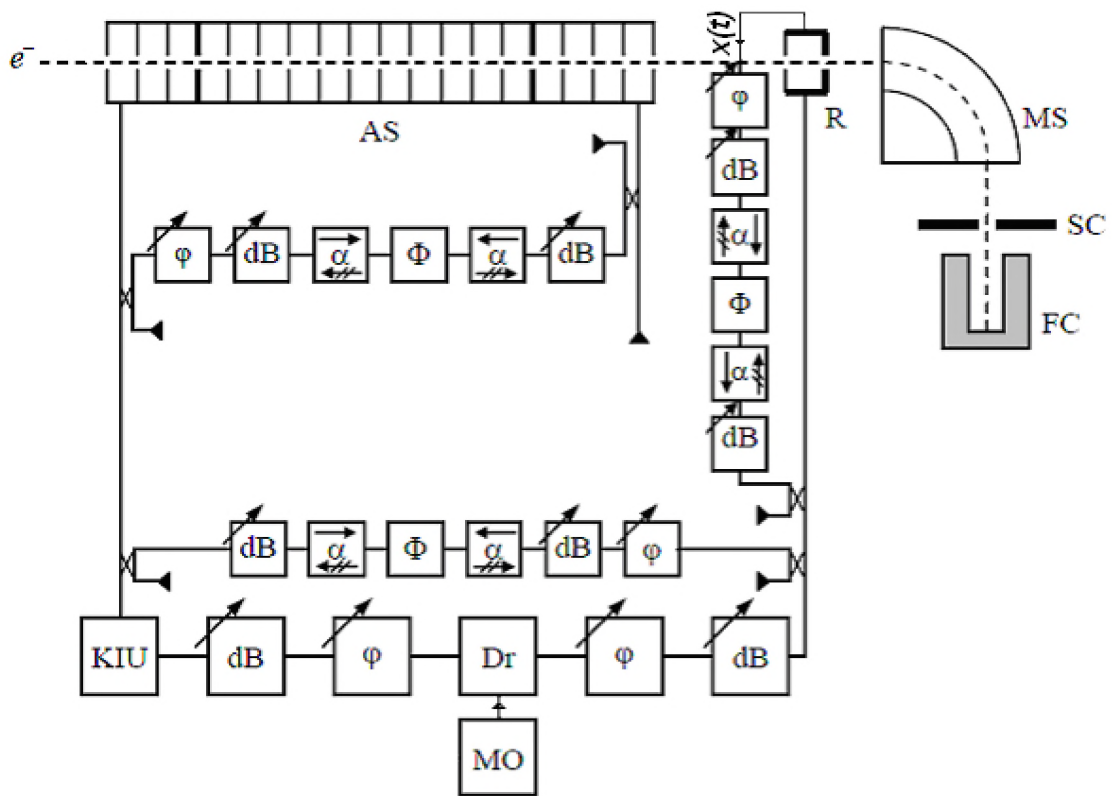
Այն դեպքում, երբ ազդանշանը սիմետրիկ է $\text{tg} \theta_k = -\text{tg} k\omega_0 t_x$, t_x -ի որոշելը պահանջում է խնդրի ճշգրտում, քանի որ θ_k կախված կլինի ոչ միայն t_x -ից, այլ նաև $x(t)$ -ի ձևից: Ինչպես հետևում է (4.14) բանաձևից, φ_i գրգռման փուլը կախված է ոչ միայն θ_1 , այլ նաև A_1/E_0 հարաբերությունից: Վերոհիշյալից, մենք կարող ենք եզրակացնել հետևյալը՝ գրգռման պահի (փուլի) որոշումը առաջին հարմոնիկի վրա նպատակահարմար չէ, քանի որ A_1/E_0 հարաբերությունը հայտնի չէ, ուստի հնարավոր չէ որոշել t_x -ն՝ չափելով φ_i -ն: Այսպիսով, իմաստ ունի չափմունքները կատարել բարձր հարմոնիկների համար $k\omega_0 (k \geq 2)$: Այժմ քննենք, թե ինչպես պետք է ընտրել հարմոնիկի համարը, ինչի համար դիմում ենք Նկ. 4.3-ում բերված բլոկ-սխեմային:



Նկ. 4.3 k -րդ հարմոնիկի գրգռման բլոկ-սխեման:

Գրգռված $u(t) = e(t) + x(t) = E_0 \omega_0 t + x(t)$ հարմոնիկ ազդանշանը ուղարկվում է հաճախային $F(k\omega_0)$ ֆիլտրի մուտքին, որի ելքում ունենք $A_k \cos(k\omega_0 t - k\omega_0 t_x)$ ազդանշան, որն ուղարկվում է Φ փուլաչափիչի առաջին մուտքին: $e(t) = E_k \cos k\omega_0 t$ ազդանշանը ուղարկվում է փուլաչափիչի երկրորդ մուտքին: Այսպիսով, փուլաչափիչի ելքում կունենանք $\theta_k = k\omega_0 t_x$:

Նկ. 4.4-ում ցույց է տրված թանձրուկների փուլային դիրքի չափման բացված բլոկ-սխեման արագացնող ալիքի դաշտում ԷԳԱ-50-ի յուրաքանչյուր արագացնող բաժնից հետո:

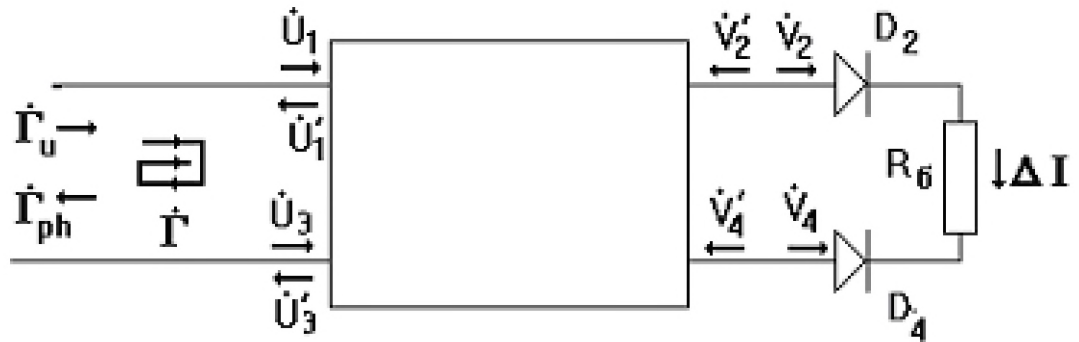


Նկ. 4.4. Արագացող ալիքի դաշտում թանձրուկների փուլային դիրքի չափման բուկ-սխեման: MO – առաջնային օսցիլյատոր (տվիչ գեներատոր), Dr – նախաուժեղարար, KIU – իմպուլսային ուժեղացնող կլիստրոն (20 ՄՎտ), MS – մագնիսական սպեկտրաչափ, SC- ճեղքային կոլիմատոր, FC- Ֆարադեյի գլան, AS- արագացնող բաժին:

4.6. Փուլաչափիչի կառուցվածքային սխեմայի ընտրությունը

ԷԳԱ-50 -ի սնուցման համակարգում իմպուլսային և միջին հզորության բարձր մակարդակը որոշում է կառուցվածքային սխեմայի ընտրությունը: Փուլաչափիչը նախատեսված է [82] երկու ԳԲՀ իմպուլսային ազդանշանների փուլերի տարբերության անկայունության չափման համար ինչպես իմպուլսի տևողության ընթացքում, այնպես էլ իմպուլսից իմպուլս ԷԳԱ-50 էլեկտրոնների գծային արագացուցչի ԳԲՀ սնուցման համակարգում 2797.2 ՄՀց աշխատանքային հաճախության համար: Դա նշանակում է, որ փուլաչափիչը պետք է թույլ տա ֆիքսել փուլի փոփոխությունների ժամանակային կախվածությունները համեմատաբար կարճ ժամանակահատվածներում (10 նվ կարգի): Այդ իսկ պատճառով, արդյունաբերական փուլաչափիչների օգտագործումը

մեր դեպքում անհնար է: Փուլաչափիչի ընդհանրացված կառուցվածքային սխեման ցույց է տրված Նկ. 4.5 [82], որտեղ իրականացված է ԳԲՀ ինտերֆերոմետրի սկզբունքը օգտագործելով հիբրիդային օղակ (<O) (Նկ.4.6) կամ երեք դեցիբելանոց ալիքատարային ճեղքավոր կամրջակ (ԱՃԿ) (Նկ.4.8):



Նկ. 4.5 Փուլաչափիչի ընդհանրացված կառուցվածքային սխեման:

ԳԲՀ տատանումները, որոնք տրվում են <O 1-ին և 3-րդ մուտքերին ունեն հետևյալ տեսքը՝

$$u_1(t) = U_1 \exp(i\omega t),$$

$$u_3(t) = U_3 \exp[i\omega t + \theta_x(t)],$$

որտեղ U_1 – տատանման ամպլիտուդն է նեցուկ կապուղում, U_3 – ը՛ չափիչ թևում, $\theta_x(t)$ -ը որոշման ենթակա առաջին և երկրորդ կապուղիների տատանումների միջև փուլային շեղումն է, որն ընդհանուր առմամբ, ֆունկցիա է ժամանակից՝ այսուհետև կնշանակենք θ_x :

D2 և D4 դիոդների հոսանքների տարբերությունը նրանց վոլտ-ամպերային բնութագրերի նույնանմանության և <O իդեալական լինելու պայմանի դեպքում կլինի՝

$$\Delta I \approx 2 U_1 U_3 \cos(\theta_x - \theta_{ph}), \quad (4.16)$$

որտեղ θ_{ph} – փուլային շեղումն է, որը ներմուծում է փուլաշրջիչը:

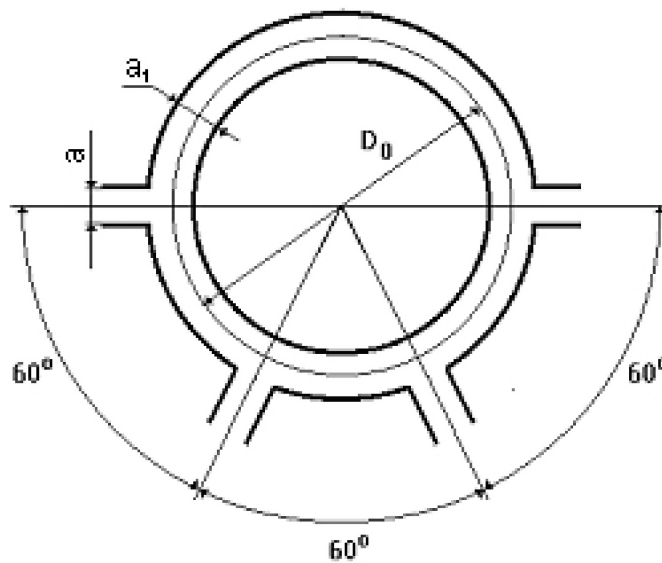
Այսպիսով, ϵ_x չափումը հանգեցնում է ϵ_{ph} որոշմանը, որի դեպքում՝

$$\Delta l = 0 \text{ կամ } (\epsilon_x - \epsilon_{ph}) = (2n + 1) \cdot \pi/2: \quad (4.17)$$

Բացի (4.17) պայմանի իրականացումից, պետք է հաշվի առնել նաև $(dl/d\epsilon_x)$ դիֆրոյան նշանը, “ $\pi/2$ ” պատիկությունից խուսափելու համար:

Սխալանքների և թույլատրելի շեղումների վերլուծություն

Սխալանքներ, պայմանավորված հիբրիդային օղակի ոչ իդեալականությամբ



Նկ.4.6. Հիբրիդային օղակի սխեմատիկ պատկերը:

Ենթադրում ենք, որ D_2 և D_4 դիողները բացարձակ նույնանման են, իսկ նրանց վոլտ-ամպերային բնութագրերը՝ քառակուսային:

Հավասարում (4.16)-ը համապատասխանում է իդեալական հիբրիդային օղակին, որը նկարագրված է հետևյալ ցրման մատրիցով [87]՝

$$|S_{id}| = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} 0 & 1 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 1 \\ -1 & 0 & 1 & 0 \end{vmatrix} : \quad (4.18a)$$

Իրական հիբրիդային օղակ նկարագրող մատրիցն ունի հետևյալ տեսքը՝

$$|\dot{S}_r| = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{13} & s_{14} \\ s_{21} & s_{22} & s_{23} & s_{24} \\ s_{33} & s_{34} & s_{33} & s_{34} \\ s_{41} & s_{42} & s_{43} & s_{44} \end{vmatrix}, \quad (4.18\rho)$$

որտեղ՝ \dot{S}_{rr} , s_{ii} , s_{ij} և s_{ij} կոմպլեքս մեծություններ են:

Մուտքային և ելքային ազդանշանների կոմպլեքս ամպլիտուդները կապված են հետևյալ առնչությամբ՝

$$\begin{vmatrix} \dot{U}'_1 \\ \dot{V}'_2 \\ \dot{U}'_3 \\ \dot{V}'_4 \end{vmatrix} = |\dot{S}_r| \cdot \begin{vmatrix} \dot{U}_1 \\ \dot{V}_2 \\ \dot{U}_3 \\ \dot{V}_4 \end{vmatrix}: \quad (4.19)$$

Եթե նշանակենք D2 և D4 դիոդների անդրադարձման գործակիցները համապատասխանաբար $\dot{\Gamma}_2$ և $\dot{\Gamma}_4$, ապա կարող ենք գրել՝

$$\dot{V}'_2 = \dot{\Gamma}_2 \dot{V}_2, \quad \dot{V}'_4 = \dot{\Gamma}_4 \dot{V}_4: \quad (4.20)$$

(4.19) և (4.20) հավասարումներից գտնում ենք, որ՝

$$\begin{aligned} \dot{V}_2 &= -A \dot{U}_1 \exp i\varphi_A - B \dot{U}_3 \exp i(\varphi_B - \theta), \\ \dot{V}_4 &= C \dot{U}_1 \exp i\varphi_C - D \dot{U}_3 \exp i(\varphi_D - \theta). \end{aligned} \quad (4.21)$$

որտեղ A, B, C, D և φ_A , φ_B , φ_C , φ_D որոշվում են հետևյալ հավասարումներով՝

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sqrt{2}} \lambda_{21} + \frac{1}{2} \dot{\Gamma}_4 \varepsilon_{24} \lambda_{41} &= -A \exp i\varphi_A; \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \lambda_{23} + \frac{1}{2} \dot{\Gamma}_4 \varepsilon_{24} \lambda_{43} &= B \exp i\varphi_B; \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \lambda_{41} + \frac{1}{2} \dot{\Gamma}_2 \varepsilon_{42} \lambda_{21} &= C \exp i\varphi_C; \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \lambda_{43} + \frac{1}{2} \dot{\Gamma}_2 \varepsilon_{23} \lambda_{23} &= D \exp i\varphi_A: \end{aligned} \quad (4.22)$$

D2 և D4 դիողների հոսանքները կլինեն $I_2 \approx \dot{V}_2 \cdot \dot{V}_2^*$ և $I_4 \approx \dot{V}_4 \dot{V}_4^*$, համապատասխան: Հաշվի առնելով (4.21) դիողների հոսանքների տարբերության համար կստանանք՝

$$|\Delta I| = |I_1 - I_2| = U_1^2(A^2 - C^2) + U_3^2(B^2 - D^2) + 2U_1U_2\rho \cos(\xi + \theta), \quad (4.23)$$

որտեղ՝

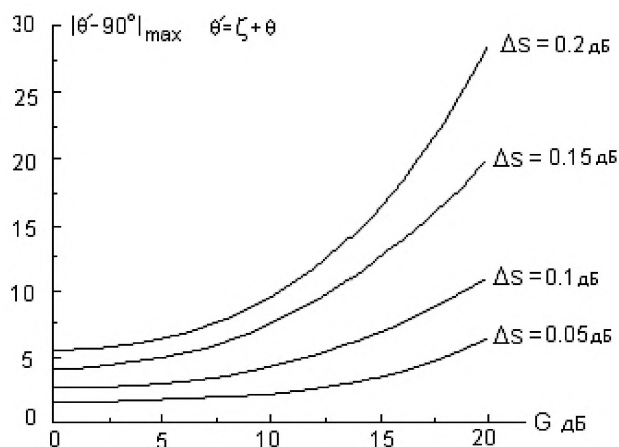
$$\begin{aligned} \rho &= \sqrt{2ABCD} \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{AB}{CD} + \frac{CD}{AB} \right) + \cos(\varphi_A - \varphi_B - \varphi_C - \varphi_D)}; \\ \xi &= \frac{1}{2} (\lambda_{21}\mu_4 \sin \varphi_4 + \lambda_{41}\mu_2 \sin \varphi_2); \quad \theta = \theta_x - \theta_{ph}; \\ \mu_4 &= |\dot{\Gamma}_4 \varepsilon|; \quad \mu_2 = |\dot{\Gamma}_2 \varepsilon|; \quad \varphi_{4,2} = \text{Arg} \dot{\Gamma}_{4,2}; \quad \varepsilon = \varepsilon_{42} = \varepsilon_{24}; \end{aligned} \quad (4.24)$$

Եթե ճյուղերի միջև կապագերծումը $\angle O \geq 30$ դԲ, իսկ $|\dot{\Gamma}| \leq 0.05$, ապա $|\xi| \leq 0.12$, և արտահայտություն (4.23) կարող ենք պարզեցնել, հաշվի առնելով $|s| \cong 1$ և $\rho \cong 1$ ՝

$$|\Delta I| \cong 2U_1U_2 \left[\left(\frac{1}{\sqrt{G}} + \sqrt{G} \right) \Delta s + \cos(\xi + \theta) \right], \quad (4.25)$$

որտեղ $G = P_3/P_4$ - չափվող ազդանշանների հզորությունների հարաբերությունն է, որոնք տրվում են փուլաչափիչի 3 և 4 մուտքերին, իսկ $|\Delta s| = |s_{ij} - s_{mn}|_{\max}$:

(4.25) արտահայտությունը ցույց է տալիս, որ ΔI զրոյական արժեքը կախված է չափվող ազդանշանների ամպլիտուդաների հարաբերությունից: Նկ. 4.7 ցույց է տալիս «զրոյից շեղման» կախվածությունը G արժեքից:



Նկ.4.7. «Զրոյից շեղման» կախվածությունը G հզորությունների փոփոխությունից:

Բերված գրաֆիկներից հետևում են այն պահանջները ՀՕ-ի նկատմամբ, որոնց դեպքում ապահովվում է բարձր փուլային լուծունակություն տվյալ դինամիկ փոփոխությունների դեպքում:

Սխալանքներ, պայմանավորված մուտքային ուղիների անհամաձայնությամբ

Նշանակենք փուլաչափիչի մուտքային ճյուղերից անդրադարձման գործակցի մոդուլը $|\dot{\Gamma}_{ph}|$, իսկ ուղիչները սնուցող շղթաներից անդրադարձման գործակցի մոդուլը՝ $|\dot{\Gamma}_{imp}|$ (տես նկ. 4.23):

Կրկնակի անդրադարձած ազդանշանի նորմավորված ամպլիտուդը հավասար կլինի՝

$$|\Gamma| = |\Gamma_{ph}| \cdot |\Gamma_{imp}|: \tag{4.26}$$

Այս ազդանշանը, վերադարձվելով օգտակարին, փոխում է փուլը: Փուլի առավելագույն փոփոխությունը հավասար կլինի՝

$$|\Delta\theta|_{\max} \cong |\dot{\Gamma}_{ph} \cdot \Gamma_{imp}|: \tag{4.27}$$

Երբ $|\dot{\Gamma}_{ph}| \leq 0.09$; $|\dot{\Gamma}_{imp}| \leq 0.09$; $|\Delta\theta|_{\max} \sim 0.5^\circ$:

Սխալանքներ, պայմանավորված դիոդների վոլտ-ամպերային բնութագրերի տարբերությամբ

Կիսահաղորդչային ԳԲՀ դիոդների իդեալականացված վոլտ-ամպերային բնութագիրը, ընկնող հզորության ցածր մակարդակների դեպքում նկարագրվում է հետևյալ արտահայտությամբ՝

$$I_d = I_0 \cdot \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]: \tag{4.28}$$

Իրական դիոդի համար՝

$$I_d = cF(P, f, T), \tag{4.29}$$

որտեղ $F(P, f, T)$ ֆունկցիան հաշվի է առնում, ինչպես փոքր շեղումը քառակուսուց և դիոդի ռեակտիվ պարամետրերը, այնպես էլ նրա ջերմաստիճանային կախվածությունը: Այսպիսով, երկու դիոդների հոսանքների տարբերությունը նրանց վրա ընկնող P հզորության նույն արժեքների դեպքում հավասար է՝

$$\Delta I = c[F_1(P, f, T) - F_2(P, f, T)] \cdot P : \quad (4.30)$$

Հաշվի առնելով, որ

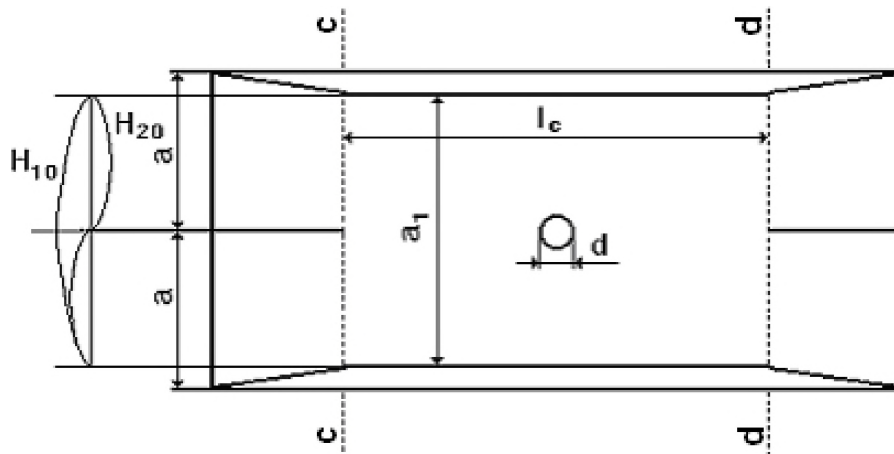
$$I_m \cos \theta = \Delta I, \quad \theta = \pi/2 + \Delta \theta, \quad \Delta \theta \ll 1,$$

$$\Delta \theta \approx (P/I_m) \cdot [F_1(P, f, T) - F_2(P, f, T)] :$$

Նմանատիպ իրավիճակ է նաև այն դեպքում, երբ օգտագործում ենք ԳԲՀ վակուումային դիոդներ: Այս հանգամանքը սովորաբար հանգեցնում է ըստ հզորության դինամիկ նեղացման, և դիոդների ընտրության ժամանակ անհրաժեշտ է մեծ ուշադրություն դարձնել այդ հանգամանքի վրա:

Ալիքատարային ճեղքավոր կամրջակ (ԱՏՃԿ)

Հիբրիդային օղակի փոխարեն որպես ալիքատարային կամրջակ կարելի է օգտագործել երեք դեցիբելանոց ալիքատարային ճեղքավոր կամրջակ, որը բաղկացած է երկու ուղղանկյուն ալիքատարերի հատվածներից, կապված ընդհանուր նեղ պատի վրա արված ճեղքով (տես.Նկ. 4.8): Ալիքատարային ճեղքավոր կամրջակի և ճեղքի լայնական հատույթի չափը և կառուցվածքը ընտրված են այնպես, որ երբ կամրջակը սնուցվում է 1 ճյուղի կողմից, 3 - թղ և 4- թղ ճյուղերի միջև էներգիան կիսվում է հավասարապես: Եթե կամրջակը համաձայնեցված է, ապա 3 և 4 ճյուղերում դաշտերը ունեն նույն ամպլիտուդը և փուլային շեղումը կազմում է 90° , իսկ երկրորդ ճյուղ հզորություն չի մտնում:



Նկ.4.8. Ալիքատարային ճեղքավոր կամրջակ:

Ճեղքի երկարությունը, որի դեպքում ապահովվում է հզորության բաժանում երկու մասերի (3 դԲ), որոշենք հետևյալ դատողություններից [87]:

Իդեալական ճեղքավոր կամրջակը ունի հետևյալ ցրման մատրիցը՝

$$|\dot{S}| = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} 0 & 0 & i & 1 \\ 0 & 0 & 1 & i \\ i & 1 & 0 & 0 \\ 1 & i & 0 & 0 \end{vmatrix} : \quad (4.31)$$

Եթե կամրջակի 1-ին և 2-րդ ճյուղերին միաժամանակ կիրառվում է համափուլ և զուգափուլ գրգռում նույն ամպլիտուդով, ինչպես ցույց է տրված Նկ. 4.26-ում, ապա կստացվի, որ կամրջակի $c - c$ կտրվածքում միայն ալիքատար 1-ում գոյություն կունենա H_{10} ալիք: $c - c$ և $d - d$ կտրվածքների միջև միաժամանակ գոյություն ունեն երկու ալիքներ՝ H_{10} և H_{20} : a_1 -ի չափին ընտրված է այնպես, որ, առաջին հերթին, պետք է բացառել H_{30} ալիքի տարածման հնարավորությունը այդ տիրույթում և երկրորդ, որ այդ երկու ալիքները (H_{10} և H_{20}) ապահովեն հզորության պահանջվող բաժանումը երկու մասի (3 դԲ): Վերջին պայմանը կարող է բավարարվել, եթե նրանց միջև փուլերի շեղումը $d - d$ կտրվածքում հավասար կլինի 90° :

Եթե ենթադրենք, որ կամրջակի c - c կտրվածքում փուլերի շեղումը H_{10} և H_{20} ալիքների միջև հավասար է 0° , l_c ճեղքի երկարությունը կարող ենք որոշել է հետևյալ բանաձևով՝

$$\frac{2\pi l_c}{\lambda_0} \left[\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a_1}\right)^2} - \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{a_1}\right)^2} \right] = \frac{\pi}{2}, \quad (4.32)$$

կամ՝

$$l_c = \frac{\lambda_0}{4} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a_1}\right)^2} - \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{a_1}\right)^2}}, \quad (4.33)$$

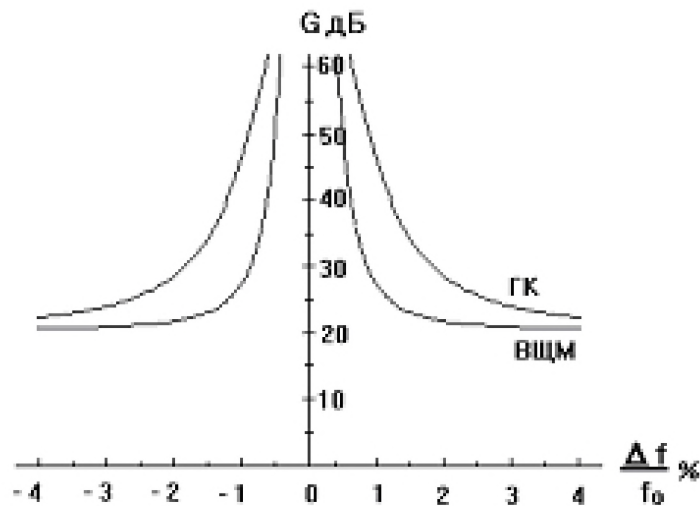
որտեղ λ_0 - ալիքի միջին երկարությունն է (հաճախությունների աշխատանքային տիրույթում):

Մի կողմից H_{30} ալիքի ճնշման պայմանից և մյուս կողմից նորմալ և փոքրացված լայնական հատույթի չափերով ալիքատարերի միջև համաձայնեցում ապահովելու պայմանից որոշենք a_1 չափը [87]: Գործնականում a_1 -ի չափն ընտրվում է կամ $a_1 \cong 1.5 \cdot (0.98 \div 0.99) \cdot \lambda_{min}$, կամ $a_1 \cong (1.32 \div 1.38) \cdot \lambda_0$, իսկ ունակային պտուտակի տրամագիծը՝ $d = 0.2 \cdot a_1$:

ԱՏՃԿ կապի հաճախային կախվածությունը հաշվարկվում է հետևյալ բանաձևով [87]՝

$$G = 20 \lg \frac{1}{\sin \frac{\pi l_c}{\lambda} \left[\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a_1}\right)^2} - \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{a_1}\right)^2} \right]} : \quad (4.34)$$

Նկ. 4.9 ցույց են տրված $\angle O$ և ԱՏՃԿ հաճախային բնութագրերը:



Նկ.4.9 ՀՕ և ԱՏԾԿ հաճախային բնութագրերը:

Փուլաչափիչի լուծունակության մեծացումը

Փոքր փուլային շեղումների չափումների ճշգրտությունը բարձրացնելու համար առաջարկվում է տատանումների հաճախությունը բազմապատկելով n անգամ բարձրացնել չափվող փուլային շեղումը: Այդպիսի գործողության հետևանքով փուլային շեղումը նույնպես մեծանում է n անգամ: Չափվող փուլային շեղման մեծացումը փուլաչափիչի զգայունությունը պահպանելու դեպքում համարժեք է չափման հարաբերական սխալանքի փոքրացմանը նույնքան անգամ:

Հաճախության բազմապատկումով փուլաչափիչի համար շատ կարևոր է հետևյալ երկու խնդրի լուծումը՝

* բազմապատկման ժամանակ ամպլիտուդային մոդուլյացիայի բացակայություն;

* բազմապատկչի լայնաշերտություն:

Առաջին խնդրի լուծումը պահանջում է բազմապատկչի բջջի օպտիմալացում, որի միջոցով ω_0 հաճախությամբ հարմոնիկ տատանումը ձևափոխվում է գործնականում հարմոնիկ տատանման՝ $n\omega_0$ հաճախությամբ: Այդպիսի բջջում

Ֆիլտրացիայի բարձր աստիճանի հասնում են ոչ միայն նեղշերտ ֆիլտրերի օգտագործմամբ, այլ նաև բազմապատկիչ դիողի վոլտ-ամպերային բնութագրիչի ոչ գծային ընտրությամբ:

Երկրորդ խնդիրը՝ լայնաշերտությունն է, որը նույնպես լուծվում է օպտիմալ վոլտ-ամպերային բնութագրի ընտրությամբ:

Աշխատանք [89]-ից հայտնի է, որ եթե բազմապատկիչ դիողի վոլտ-ամպերային բնութագիրը արտահայտվում է n -րդ կարգի Չեբիշևի պոլինոմով, ապա հարմոնիկ տատանման էներգիան, որը տրվում է բազմապատկիչ բջջի մուտքին, փոխակերպվում է միակ n -րդ հարմոնիկի էներգիայի:

Ստորև կքննարկվեն հաճախության բազմապատկմամբ փուլաչափիչի իրականացման այլ ասպեկտներ:

Հաճախային օպտիմալ բազմապատկչի սինթեզը (բազմապատկիչ դիողի ընտրությունը)

Ոչ գծային տարրերի վոլտ-ամպերային բնութագրերը, որոնք օգտագործվում են հաճախությունների բազմապատկիչներում, ոչ միշտ են բավարարում պահանջվող պայմաններին: Հետևելով [89, 90]՝ դնենք հաճախության օպտիմալ բազմապատկչի սինթեզի և համապատասխանաբար բազմապատկիչ դիողի ընտրության խնդիրները:

Ենթադրենք բազմապատկիչ բջջի մուտքին տրվում է $e = E \cos \omega t$ հարմոնիկ տատանում: Բջջի ելքում $u = u[e(\omega t)]$ տատանումը բարդ պարբերական ֆունկցիա է ωt -ից, այսինքն $u(\omega t) = u(\omega t + 2k\pi)$, որտեղ $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$:

Այս ձևակերպմամբ, խնդրի լուծումը հանգեցնում է $u[e(\omega t)]$ ոչ գծային ֆունկցիայի որոշմանը, որը օպտիմալ ձևով ապահովում է տվյալ ձևափոխությունը:

Քանի որ $u(\omega t)$ ելքային ֆունկցիան պարբերական է, ապա այն կարող ենք վերլուծել Ֆուրյեի շարքի՝

$$u(\omega_0 t) = \sum_{n=0}^N A_n \cdot \cos(n\omega_0 t):$$

Իսկ մյուս կողմից՝

$$u(\omega_0 t) = u(E \cos \omega_0 t):$$

Ներկայացնելով $u(E \cos \omega_0 t)$ աստիճանային բազմանդամի ձևով, կարելի է գրել՝

$$\sum_{n=0}^N a_n (E \cos \omega_0 t)^n = \sum_{n=0}^N A_n \cdot \cos(n\omega_0 t): \quad (4.35)$$

Պարզության համար, ենթադրելով, որ $E = 1$, օգտվենք a_n և A_n միջև կապի բանաձևից, որոնք բերված են [90] աշխատանքում:

Կենտ կոսինուսային անդամների համար կունենանք՝

$$a_1 = 2^0(A_1 - 3A_3 + 5A_5 - 7A_7 + 9A_9 - 11A_{11} + 13A_{13});$$

$$a_3 = 2^2(A_3 - 5A_5 + 14A_7 - 30A_9 + 55A_{11} - 91A_{13});$$

$$a_5 = 2^4(A_5 - 7A_7 + 27A_9 - 77A_{11} + 182A_{13});$$

$$a_7 = 2^6(A_7 - 9A_9 + 44A_{11} - 156A_{13}):$$

Զույգ կոսինուսային անդամների համար կունենանք՝

$$a_0 = 2^0(A_0 - A_2 + A_4 - A_6 + A_8 - A_{10} + A_{12});$$

$$a_2 = 2^1(A_2 - 4A_4 + 9A_6 - 16A_8 + 25A_{10} - 36A_{12});$$

$$a_4 = 2^3(A_4 - 6A_6 + 20A_8 - 50A_{10} + 105A_{12});$$

$$a_6 = 2^5(A_6 - 8A_8 + 35A_{10} - 112A_{12}):$$

Այսպիսով, ոչ գծային տարրի ընտրությունը, որն օգտագործվում է բազմապատկիչ բջջում հանգեցնում է նրա վոլտ-ամպերային բնութագրի որոշմանը n -րդ հարմոնիկի կոնկրետ արժեքի համար:

Օրինակ, եթե $n = 3$, ապա $u(e) = -3e + 4e^3$:

Եզրակացություն

Ինչպես նշվել է ներածությունում տվյալ աշխատանքի նպատակն է հիմնավորել ԷԳԱ-50 գծային արագացուցչի - Երևանի էլեկտրոնային սինքրոտրոնի ինժեկտորի օգտագործման հնարավորությունը որպես ԱԷԼ համակարգի դրայվեր տերահերցային տիրույթներում:

Աշխատանքի կատարման ընդհացքում վերլուծվել են ԷԳԱ-50 արագացված էլեկտրոնային փնջի տարածաժամանակային կառուցվածքը և փուլային առնչությունները:

Վերլուծված են ԷԳԱ-50-ի արագացող էլեկտրոնային փնջի պարամետրերը և տարածաժամանակային կառուցվածքը, որոշված են ինքնակոռելյացիոն ֆունկցիան և սահմանափակ քվազիպարբերական իմպուլսների հաջորդականության հզորության սպեկտրը: Առաջարկվել է փուլային դիրքորոշման և էլեկտրոնային թանձրուկների փուլային ջիտերը արագացնող ալիքի դաշտում որոշման եղանակները:

Լուծվել է էլեկտրոնային թանձրուկի ձևի ազդեցության խնդիրը արագացվող փնջի ելքային պարամետրերի վրա և ցույց է տրված, որ թանձրուկի ձևի ազդեցությունը մեծ է:

Տրված են ծանրության կենտրոնի դիրքի, թանձրուկների փուլային տևականության չափման և նրանց փուլային ջիտերի ԷԳԱ-50-ի լիակատար համալրման առաջարկներ փնջի հոսանքի ռեզոնատորային տվիչներով: Դիտարկված է էլեկտրոնային փնջի պարամետրերի կայունացման հնարավորությունը:

Վերլուծվել է ԷԳԱ-50 փուլավորման համակարգի ֆունկցիան և տրվել են կատարելագործման առաջարկություններ, ինչը թույլ կտա փոքրացնել ըստ փուլի էլեկտրոնային թանձրուկների արագացնող ալիքի նկատմամբ սահքի ազդեցությունը: Մշակվել է բարձր լուծունակությամբ փուլաչափիչի կառուցվածքային սխեմա:

Գրականություն

1. High Energy Accelerators – 1969 (Catalogue). Proceedings of the VII International Conference of the High Energy Accelerators, Yerevan 1969.
2. А.И Аликханян и др., *Ереванский электронный синхротрон на энергию 6 ГэВ*, Труды Международной конференции по ускорителям, Дубна-1963, с.с. 235-237, Москва 1964.
3. A.Ts. Amatuni, E.M. Laziev et al. *The Prospects of Improvement and Development of Accelerator Installations at Yerevan Physics Institute*, Proceedings of the European Particle Accelerators Conference, Rome, June 2-11, 1988, vol. 1, pp 523-525.
4. А.Ц. Амадуни, Э.М. Лазиев и др. *О возможности ускорения тяжелых ионов в Ереванском электронном синхротрон*, Труды 7-го Всесоюзного Совещания по ускорителям заряженных частиц (Дубна, 16-18 октября 1980 г.) том 2, сс 78-81, Дубна, (1980).
5. Э.О. Алексанян, Э.М.Лазиев, М.Л. Мовсисян, *Драйвер терагерцовых ЛСЭ на базе 20 МэВ-ного линейного ускорителя ЕрФИ*, Изв. НАН Армении, Физика, т. 43, 5, сс 375-382 (2008).
6. *Миллиметровые и субмиллиметровые волны* (под редакцией Р.Г. Мириманова), Издательство ИЛ, Москва (1959).
7. A. Y. Pawar, D. D. Sonawane, K. B. Erande, *Terahertz technology and its applications (Review Article)*, http://ac.els-cdn.com/S0975761913000264/1-s2.0-S0975761913000264-main.pdf?_tid=c8d2e4d0-6f6b-11e6-80e80000aacb361&acdnat=1472642120_83e3b6c13efe957d645d18124dd8efea
8. Д.И. Трубецков, А.Е. Храмов, *Лекции по СВЧ электронике для физиков в 2-х томах*, Москва, Физматлит, 2005.
9. Young Uk Jeong (KAERI): *Small-scale Accelerator-based Radiation Sources and Their Applications*, 36-th Free Electron Laser Conference 2014.

10. *Handbook of Terahertz Technologies: Devices and Applications* ed. by H.-J. Song and T. Nagatsuma, NY, CRC Press, (2015)
11. Naoya Kukutsu and Yuichi Kodo, *Overview of Millimeter and Terahertz Application Research*
https://www.nttreview.jp/archive/ntttechnical.php?contents=ntr200903sf1.pdf&mode=show_pdf
12. Manfred Thumm, *State-of-the-Art of High Power Gyro-Devices and Free Electron Masers* (Update 2014),
13. *Handbook of Terahertz Technologies: Devices and Applications* ed. by H.-J. Song and T. Nagatsuma, NY, CRC Press, (2015)
14. *High power THz vacuum electron devices for space applications* (2014)
<http://gtr.rcuk.ac.uk/publication/D7274843-8704-49C8-A2D5-65596AB7BC6B/>
15. *Physical Mechanisms for TeraHertz Electroic Devices*,
http://www.google.ru/url?sa=t&rct=j&q=&esrc=s&source=web&cd=2&ved=0ahUKEwiAv4fyrdzOAhWl5xoKHT6GDNgQFggjMAE&url=http%3A%2F%2Fwww.eea.univ-montp2.fr%2FIMG%2Fppt%2FM2_seminarTHz_-_Copie.ppt&usg=AFQjCNH06ENObhYK6uWDUcd-7MRd1SAZFO&bvm=bv.130731782.d.bGg&cad=rjt
16. *Terahertz Sources and Detectors*,
<http://www.google.ru/url?sa=t&rct=j&q=&esrc=s&source=web&cd=4&ved=0ahUKEwiAv4fyrdzOAhWl5xoKHT6GDNgQFggjMAM&url=http%3A%2F%2Fwww.springer.com%2Fcontent%2Fdocument%2Fdocument%2Fdownloaddocument%2F9781461418207-c1.pdf%3FSGWID%3D0-0-45-1326637-p174243177&usg=AFQjCNE5XLSmdFmZ6OU4klGwD8hrtctdcw&bvm=bv.130731782.d.bGg&cad=rjt>
17. *VIVA^{TECH} THz Devices Production* (2015),
<http://www.vivatechmmw.com/?gclid=CPXuy5Gx3M4CFUtsGwod94cPpQ>

18. В. Б. Анзин др. УНИФИЦИРОВАННЫЙ ИСТОЧНИК ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ЛАМП ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ
<http://naukarus.com/unifitsirovanny-istochnik-teragertsovogo-izlucheniya-na-osnove-lamp-obratnoy-volny>
19. В.М. Исаев и др. *Современные радиоэлектронные системы терагерцового диапазона Доклады ТУСУРа, № 4 (34), декабрь 2014*
<http://old.tusur.ru/filearchive/reports-magazine/2014-34-4/01.pdf>
20. М. Thumm, *State-of-the Art of High Power Gyro-Devices and Free Electron Masers (Update 2014)*, http://vacuumelectronics.org/documents/KIT-SR_7575_Thumm.pdf
21. Richard Temkin, *High Frequency Gyrotrons and Their Applications* (2014)
<http://apam.columbia.edu/files/seasdepts/applied-physics-and-applied-math/pdf-files/RTemkin.pdf>
22. R.M. Philips, *The Ubitron, a high-power traveling-wave tube based on a periodic beam interaction in unloaded waveguide*,
<http://ieeexplore.ieee.org/document/1472793/>
23. N.Kumar, U. Singh, A. Sinha, *A Review on the Applications of High Power, High Frequency Microwave Source: Gyrotron.* (2011)
<https://www.researchgate.net/publication/225442764>
24. М.Ю. Глявин и др, *Источники мощного терагерцового излучения для спектроскопии и диагностики различных сред*, УФН, т.186, выпуск 6, сс 667-677, (2016)
25. F. Srivastava, *Microfabricated terahertz Vacuum Electron Devices: Technology, Capabilities and Performance Overview*, European Journal of Advances in Engineering and Technology, 2(8): 54-64, (2015)
26. A. Fedotov et al. *Orotron Oscillators and Frequency Multipliers as Sources of Coherent THz Radiation*, IEEE Xplore Infrared Radiation: Basic Research and Practical Applications, 2009, TERA- MIR 2009 International Workshop

27. Д. Ерёмка и др., *ГЕНЕРАТОРЫ ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДИАПАЗОНА ТЕРАГЕРЦ* (2012)
[http://nauchebe.net/2013/02/magnetrony-poverxnostnoj-volny-generatory-
 elektromagnitnogo-izlucheniya-diapazona-teragerc/](http://nauchebe.net/2013/02/magnetrony-poverxnostnoj-volny-generatory-

 elektromagnitnogo-izlucheniya-diapazona-teragerc/)
28. Shulim E. Tsimring “*Microwave Vacuum Electronics*” (2007)
29. Mark Rosker and H Wallace, *Vacuum Electronics and the world above 100 GHz*. In proc. of IEEE IVEC, 2008. S Bhattacharjee and JH Booske, *Folder Waveguide Traveling-Wave Tube Sources for Terahertz Radiation*, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 32(3), 1002–1014, (2004).
30. CW Baik, A Srivastava and GS Park, *MEMS Applied Backward-Wave Oscillator for 0.1 THz*. *IBID*, Rome, (2009).
31. Claudio Paoloni and Mauro Mineo, *Design and Fabrication of a 1 THz Backward Wave Amplifier*, *Terahertz Sci. and Technology*, 4(4), 149-163, (2011).
32. Claudio Paoloni and Mauro Mineo, *Design and Realization Aspect of 1-THz BWA based on Corrugated Waveguide*, *IEEE Trans. on Elect. Devices*, 60(3), 1236-1243, (2013).
33. S Sengele and L Ives, *Microfabrication and Characterization of a W-Band Meander-Line TWT Circuit*, *Proceedings of IEEE IVEC*, 56(5), 730-737, (2009).
34. L Li, Yiman Wang and Anurag Srivastava, *Development of High-Current Sheet Beam Cathodes for THz Sources*, *IEEE Trans. on Elect. Devices*, 56(5), 762-768, (2009).
35. Anurag Srivastava, Santosh Kumar, M Ravi and KS Bhat, *Experimental Study on High Current Density Electron Guns*, *Proceedings of NC-VEDA, India*, (2012).
36. Anurag Srivastava, Yiman Wang and GS Park, *Design of Sheet-Beam Electron Gun with Planar Cathode for Terahertz Devices*, *Journal of IRmmw and THz*, 30(7), 670-678, (2009).
37. CW Baik, Young Ho Ahn and S Hwang, *Experimental Measurement of W-Band Backward Wave Amplifier Driven by External Pulsed Signal*, *Proceedings of IEEE*

- IVEC, (2013). Colin D Joye et al, Demonstration of a High Power, Wideband 220-GHz Travelling Wave Amplifier Fabricated by UV-LIGA, *IEEE Trans. on Electron Devices*, 61 (6), 1672-1678, (2014)
38. *Design and Fabrication of a 1 THz Backward Wave Amplifier*, Terahertz Science and Technology, ISSN 1941-7411 Vol.4, No.4, December 2011.
39. C. Kory, L. Ives, M. Read, J. Booske, H. Jiang, D. van der Weide, and P. Phillips, "Microfabricated W-band traveling wave tubes", Proc. Infrared Millimeter Waves/13th Int. Conf. Terahertz Electron, 1, 85-86, (2005).
40. R A Lewis, *A review of terahertz sources*, J. Phys. D: Appl. Phys. **47** (2014),
41. Xu X, Wei Y, Shen F, Yin H, Xu J, Gong Y and Wang W 2012 *A watt-class 1-THz backward-wave oscillator based on sine waveguide Phys. Plasmas*
42. He W, Donaldson C R, Zhang L, Ronald K, McElhinney Pand Cross A W., *High power wideband gyrotron backward wave oscillator operating towards the terahertz region Phys. Rev. Lett.* 110 165101, (2013).
43. Bhattacharjee S et al *Folded waveguide traveling-wave tube sources for terahertz radiation*, IEEE Trans. Plasma Sci. **32** 1002-14, (2004).
44. Idehara T, Saito T et al., *Development of terahertz FU CW Gyrotron series for DNP Appl. Magn. Reson.* **34** 265-75, (2008).
45. Sabchevski S P and Idehara T *Design of a compact sub-terahertz gyrotron for spectroscopic applications J. Infrared Millim. Terahertz Waves* 31, 934-48, (2010).
46. Saito T et al 2012 *Generation of high power sub-terahertz radiation from a gyrotron with second harmonic oscillation Phys. Plasmas* 19 063106.
47. Sung C, Tochitsky S Y, Reiche S, Rosenzweig J B, Pellegrini C and Joshi C., *Seeded free-electron and inverse free-electron laser techniques for radiation amplification* 120703, (2006).

48. Neil G R et al *Production of high power femtosecond terahertz radiation and electron microbunching in the terahertz range*, Phys. Rev. ST Accel. Beams 9, Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. Sect. A 507 537–40, (2003).
49. Booske J H, Dobbs R J, Joye C D, Kory C L, Neil G R, Park G S, Park J and Temkin R J, *Vacuum electronic high power terahertz sources* IEEE Trans. Terahertz Sci. & Technol. 1 54–75, (2011).
50. Toshitaka Idehara¹ and Svilen Petrov Sabchevski, *Gyrotrons for High-Power Terahertz Science and Technology at FIR UF (Review Article 2014)* <https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1607/1607.04964.pdf>
51. R.A. Lewis, “A review of terahertz sources,” J. Phys. D: Appl. Phys. vol. 47, pp. 374001 (11pp), (2014).
52. J.H. Booske, R.J. Dobbs, C.D. Joye, C.L. Kory, et al., “*Vacuum Electronic High Power Terahertz Sources*,” IEEE Trans. Terahertz Science and Technology, vol.1, no.1, pp.54–5, (2011).
53. M. Thumm, “*State-of-the-Art of High Power Gyro-Devices and Free Electron Masers (Update 2014)*,” KIT Scientific Reports 7693 (KIT Scientific Publishing) pp. 1-188, (2015)
54. M.V. Kartikeyan, E. Borie, M.K.A. Thumm, “*GYROTRONS High Power Microwave and Millimeter Wave Technology*” (Springer, 2003).
55. T. Idehara, T. Saito, I. Ogawa, S. Mitsudo, Y. Tatematsu, S. Sabchevski, “*The potential of the gyrotrons for development of the sub-terahertz and the terahertz frequency range " A review of novel and prospective applications*,” Thin Solid Films, vol. 517, pp.1503-1506, (2008).
56. M.Yu. Glyavin, G.G. Denisov, V.E. Zapevalov, A.N. Kuffin, et al., “Terahertz Gyrotrons: State of the Art and Prospects,” Journal of Communications Technology and Electronics, vol. 59, pp. 792–797, (2014).

57. M.Y. Glyavin, N.S. Ginzburg, A.L. Goldenberg, G.G. Denisov, A.G. Luchinin, V.N. Manuilov, V.E. Zapevalov, I.V. Zotova, "THz gyrotrons: Status and possible optimizations," *Terahertz Sci. Technol.*, vol. 5, 67–77, (2012).
58. S. Alberti, F. Braunmueller, T.M. Tran, J.P. Hogge, J. Genoud, M.Q. Tran, "High power THz-waves using gyrotrons: new physics results," *Terahertz Sci. and Technol.*, vol. 7, 23–28, (2014).
59. Т. Маршалл, *Лазеры на свободных электронах*, М., Мир, (1987).
60. Ryszard S. Romaniuk, *Development of Free Electron Lasers in Europe Local and Global Implications* – 2016, *Intern. Journal of Electronics and Telecommunications*, vol. 62, # 2, pp 203-211
61. S.F. Filin, E. Laziev et al., *Beam Dynamics in mm-wave FEL-Oscillator*, *Proceedings of the XVII International Conference on High Energy Accelerators*, Dubna, 07-12 September 1998, pp II-25 – II-25, (2000).
62. E. Begloyan, E. Gazazian, E. Laziev, *Determination of the Phase of Periodic Perturbation of a Harmonic Signal*, *Proceedings of the XVII International Conference on High Energy Accelerators*, Dubna, 07-12 September 1998, pp II-59 – II-61, (2000).
63. E. Laziev, A. Melikyan et al, *Definition of the Repetition Rate of Electron Bunches Having Picosecond and Subpicosecond Duration*, *Proceedings of the XVII International Conference on High Energy Accelerators*, Dubna, 07-12 September 1998, pp II-63 – II-65, (2000).
64. B. Grigoryan, E. Laziev, M. Movsisyan, D Oganesyanyan, V. Tsakanov, *Autocorrelation Function and Power Spectrum of a Train of Quasiperiodic Sequence of Pulses*, *Proceedings of the IPAC –2011, San Sebastian, Spain, MOPC-1444*, pp 415-417
65. М.Л.Мовсисян, Э.О.Лазиев, Фазовое положение и фазовый джиттер электронных сгустков в поле электромагнитной волны. *Известия Национальной Академии Наук Армении, Физика*, (2019), (in print).

66. E. Begloyan, E. Gazazian, E. Laziev, *The Interaction between Charged Particle Bunches and Waveguide Cavity Structures*, LINAC-94 Proceedings, Tsukuba, vol.2, pp 929-931, (1994).
67. E. Laziev, *The Spontaneous Radiation of High Energy Electrons in the RF Region*, 1984 Linear Accelerator Conference (LINAC-84), Darmstadt, Germany.
68. Han S. Uhm, G. S. Park and C. M. Armstrong, *A theory of cavity excitation by modulated electron beam*, <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/pofb/5/4/10.1063/1.860924>
69. J. Byrd, *Measurement and Diagnostics of Short Bunches in Accelerators*, USPAS, MA 21-5, June 2010
70. R. Lorenz, *Cavity Electron Beam Monitors*, (2014) <http://www.slac.stanford.edu/pubs/confproc/biw98/lorenz1.pdf>
71. E. Laziev, V. Tsakanov, *A Few Aspects of Wake Waves Excitation in Accelerating Structures*, Proceedings of the 1986 LINAC Conference, SLAC Report 303, September 1986, pp 578-580
72. E. Laziev, V. Tsakanov, *Electromagnetic Wave Generation with High Transformation Ratio by Intense Electron Bunches*, Proceedings of European Particle Accelerator Conference, Rome, June 7-11, vol.1, pp 523-525, (1988)
73. K. Antonian, E. Laziev, A. Oganessian, *Electron Beam Monitors Based on Transition Radiation*, LINAC-94 Proceedings, Tsukuba, Japan, vol. 2, pp 929-931, (1994)
74. E. Gazazian, M. Ivanian, E. Laziev et al, *Setup for Determination of the Longitudinal Profile of Ultrashort Electron Bunches*, LINAC-94 Proceedings, Tsukuba, Japan, vol.2, pp 923-925, (1994)
75. E. Gazazian, M. Ivanian, E. Laziev et al, *Relationship between a Charge Distribution and the Time Profile of TR Flash*, Lawrence Berkeley Laboratory Report, LBL-35264, UC-414, January 1994.

76. E. Gazazian, M. Ivanian, E. Laziev et al, *Construction of the Setup for Determination of the Longitudinal Profile and Duration of Ultrashort Electron Bunches*, Lawrence Berkeley Laboratory Report, LBL-35265, UC-414, January 1994.
77. E. Gazazian, M. Ivanian, E. Laziev et al, *R&D to Complete Construction of the Setup for Determination of the Longitudinal Profile and Duration of Ultrashort Electron Bunches*, Lawrence Berkeley Laboratory Report, LBL-36844, August 1995.
78. S. Arutunian, S. Dobrovolsky, E. Laziev et al, *Measurement of the Short Electron Bunches Logitudinal Profile*, Proceedings of the 2-nd European Workshop on Beam Diagnostics and Instrumentation for Particle Accelerators, Travemunde, Germany, 28-31 May 1995, pp 96-98, Hamburg DESY-Int. Report M-97-07
79. V. Chaltikyan, D. Hovhannisyan, E. Laziev et al, *Bunched Electron Beam Properties Measurement by Means of Single-Shot Multibeam Cross-Correlation Technique*, Journal of Modern Optics, Vol. 53, № 7, May, 2006, pp 919-929.
80. Л. Мовсисян, *Поле пространственного заряда электронных сгустков*, Атомная Энергия, том 27, № 1, сс 69-73, (1969)
81. М. Movsisyan, E. Alexanyan, *Measurement of Phase Position of Electron Bunches*, Proceedings of the Yerevan State University, Physical and Mathematical Sciences, № 1, pp 45-48, (2009)
82. М. Мовсисян, *Фазометр для контроля режимов СВЧ-питания линейного ускорителя электронов*, Ученые Записки ЕГУ, том 2, сс 64-69, (2008)
83. *Измеритель разности фаз комбинированный ФК2-14*. (Техническое описание и инструкция по эксплуатации), (1988).
84. *Измеритель разности фаз комбинированный ФК2-18*. (Техническое описание и инструкция по эксплуатации), (2006).
85. *Изделие «ОЛИВИН»* (Техническое описание ЖЯ1.289.110 ТО, Альбом 1), Ленинград, (1988).

86. А.Л. Фельдштейн, Л.Р. Явич, В.П. Смирнов, *Справочник по элементам волноводной техники*, М., Сов. Радио, (1987).
87. *Конструирование экранов и СВЧ-устройств*, под ред. Проф. А.М. Чернушенко, М., Радио и связь, (1990).
88. И.Х. Ризкин, *Умножители и делители частоты.*, Связь, (1966).
89. А.М. Заездный, *Гармонический синтез в радиотехнике и электросвязи*. Л. Энергия, (1971).
90. M.L. Movsisyan, E.M.Laziev Signal identification by means of cross-correlation function, Armenian journal of physics, Fizika, (2019),(in print).
91. D.L. Hovhanisyan, V.O Chaltikyan, E.M. Laziev et al, Bunched Electron Beam Properties Measurement by Single-Shot Multibeam Cross_Correlation Technique, Journal of Modern Optics, Vol. 53, № 7, May 2006, pp. 919-929.
92. D.L. Hovhanisyan, V.O Chaltikyan, E.M. Laziev et al., High Temporal Resolution Multibeam Cross-Correlation Technique for Determination of Shape and Length of Electron Bunches, Proc. Of the International Congress on Optics and Optoelectronics (conference 5949), 2005, (5949-58), [www.eurocongress.homepl/Spie2005/](http://www.eurocongress.home.pl/Spie2005/) .
93. D.L. Hovhanisyan, V.O Chaltikyan, E.M. Laziev et al., Definition of the Repetition Rate of Electron Bunches Having Picosecond and Subpicosecond Duration, Proc. Of the 21th International Conference and 6th FEL Application Workshop, August 23-28, 1999, in Hamburg, Germany, pp. II-63 – II-64, North Holland (2000).
94. В.И.Исаков тics. Статистическая теория радиотехнических систем, strts-online.narod.ru (Russian)