ՀՀԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻԱԶԳԱՅԻՆԱԿԱԴԵՄԻԱ
ՌԱԴԻՈՖԻԶԻԿԱՅԻԵՎԷԼԵԿՏՐՈՆԻԿԱՅԻՆՍՏԻՏՈՒՏ

Պողոսյան Տիգրան Նուբարի

ՀԱՃԱԽՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԳԲՀ ԵՎ ՏԵՐԱՀԵՐՑԱՅԻՆ ՏԻՐՈՒՅԹՆԵՐԻ ԲԱԶՄԱՄՈԴ ԵՐԿԿԱՊ ԷԼԵԿՏՐԱԴԻՆԱՄԻԿԱԿԱՆ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ ԵՎ ԿԻՐԱՌՈՒՄԸ

Ատենախոսություն

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

Գիտական ղեկավար՝
Ֆիզ.-մաթ. գիտ. թեկնածու Ա.Ա. Հախումյան

Երևան 2011

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ

Աշխատանքի արդիականությունը

Ներկայումս արդիական խնդիր է Էլեկտրամագնիսականսպեկտրի գերբարձր հաճախային (ԳԲՀ) և տերահերցային (ՏՀց)տիրույթներում մեծ արդյունավետությամբ ալիքատարային հանգույցների մշակումը և կիրառումը: Վերջին երկու տասնամյակների ընթացքում հաճախային տիրույթը, որը հայտնի է որպես ՏՀց-ային տիրույթ՝ ընկած էլեկտրամագնիսական սպեկտրի միլիմետրական և ինֆրակարմիր տիրույթների միջև (100ԳՀց-ից մինչև 10ՏՀց), ցուցաբերում է զգալի հետաքրքրություն՝ շնորհիվ էլեկտրական և օպտիկական մեթոդների (գեներացում, ուղղորդում և դետեկտում) զարգացման [1-5], որոնք ապահովում են ավելի հեշտ մուտք այդ հաճախությունների տիրույթ: ՏՀց-ային ճառագայթման կիրառման հիմնական ոլորտներն են սպեկտրոսկոպիան [6-24], պատկերումը (imaging) [25-31], հեռամխում (remote sensing) [25, 32] և գերարագ կապի համակարգե [33-36]: ՏՀց-ային ճառագայթումը հանդիսանում է ոչ իոնացնող ենթամիլիմետրական միկրոալիքային ճառագայթում և, ինչպես միկրոալիքները, ունակ է թափանցելու բազմատեսակ ոչ հաղորդիչ նյութերի մեջ: Բազմաթիվ պինդ, հեղուկ և գազային նյութեր ցուցաբերում են եզակի սպեկտրոսկոպիական հատկություններ ՏՀց-ային հաճախություններում [6-12]: Վերջերս ՏՀց-ը օգտագործվում է բարորակ և չարորակ ուռուցքները տարբերակելու համար [13-15]: Բազմաթիվ պայթուցիկ նյութեր և ապօրինի թմրանյութեր ցուցաբերում են եզակի սպեկտրալ հատկություններ այդ տիրույթում [16, 17]: Կապի համակարգերում ՏՀց-ային հաճախությունների կիրառումը գրավիչ է այն փաստով, որ հնարավոր է ինֆորմացիայի գերարագ փոխանակում և այն, որ այս տիրույթը հասանելի է (ներկայումս 300ԳՀց-ից բարձր տիրույթը ազատ է): ՏՀց-ային տիրույթի զարգացմանը զուգընթաց մեծացավ լայնաշերտ, թույլ դիսպերսիայով և անկորուստ ալիքատարների պահանջը: Ելնելով այն փաստից, որ ՏՀց-ային տիրույթում մոտեցումները իրենցից ներկայացնում են ԳԲՀ և օպտիկական հաճախությունների խառնուրդ, ալիքատարային կառուցվածքների հետազոտությունը հիմնվում է այդ տիրույթներում երկարամյա տեսական և փորձնական հետազոտությունների վրա: Արդյունավետ ալիքատարների բացակայությունը էական խոչընդոտ է հանդիսանում կիրառական ՏՀց-

այինսարքավորումների զարգացման համար: Ընդհանուր առմամբ, ՏՀց-ային տիրույթում իդեալական ալիքատարային կառուցվածքի բազմաթիվ որոնումները բերել են տարատեսակ ալիքատարների հետազոտմանը և կիրառմանը [37-65]: Հարկ է նշել, որ երկկապ կառուցվածքով ալիքատարները մինչ այժմ ցուցադրել են ամենալավ կոմբինացիաները ընդհանուր տարածման հատկությունների ՏՀց-ային ալիքների ուղղորդման (guiding) համար՝ ներառելով ցածր կորուստներ, մոդային դիսպերսիայի բացակայություն և բարձր միակցում (coupling) ազատ տարածության հետ: Համեմատելով գոյություն ունեցող ՏՀց-ային ալիքատարային համակարգերի բնութագրերը՝ հանգում ենք այն եզրակացության, որ ցածր դիֆրակցիոն կորուստներով և թույլ դիսպերսիայով ալիքատարի մշակումը, անշուշտ, արդիական խնդիր է:

ԳԲՀ տիրույթի՝ մեծ հզորության ուժեղարարները (ՄՀՈՒ), որոնք հիմնված չեն վազող ալիքի լամպերի վրա (ՎԱԼ),վերջերս մեծ պահանջարկ ունեն այնպիսի ոլորտներում, ինչպիսիք են ռադարային համակարգերը, լիցքավորված մասնիկների արագացուցիչները: ՄՀՈՒ-ի այլընտրանքային տարբերակը,որը հիմնված չէ ՎԱԼ-ի վրա, դա հզորության գումարիչ-բաժանիչն (ՀԳԲ) է[66-81]: ՀԳԲ-ի տեխնիկան լայնորեն օգտագործվում է կիսահաղորդչային ուժեղարարների ելքային հզորության մակարդակի բարելավման համար: ՀԳԲ-ը,գումարելով համապատասխան քանակի համեմատաբար թույլ հզորության ուժեղարարների ելքային հզորությունները,արդյունքում ապահովում է գումարային մեծ հզորություն: Այսպիսով՝ ՄՀՈՒ-ի բնութագրերը կախված են ՀԳԲ-ից: Ահա թե ինչու է բարձր բարորակությամբ ՀԳԲ-ի նախագծումը և մշակումըայդքան կարևոր: Ինչպես գիտենք, հիմնականում օգտագործվող ծառանման կառուցվածքները, հիմնված լինելով քառակուսային կամ վիլկինսոնային ՀԳԲ-ների վրա, ունեն բավականին պարզ մշակում, սակայն նրանք ունեն մի բացասական կողմ. այն է՝ մեծ քանակով հաղորդման գծերի օգտագործումը բերում է հավելյալ կորուստների, որոնքաճում են բաժանման ճյուղերի քանակի մեծացման հետ: ՀԳԲ-ների երկկապ ռադիալ կառուցվածքը, ելնելով սիմետրիայից, ապահովում է ցածր կորուստներ և ճյուղերիմիջև բարձր կապազերծում:ՀԳԲ-ները լայնորեն կիրառվում են որպես ցանցային անտենաների բաշխիչ հանգույցներ[82, 83]: Համեմատելով գոյություն ունեցող ԳԲՀ ՀԳԲ-ները՝ ՄՀՈՒ-ում և ցանցային անտենաներում կիրառելու համար հանգում ենք

այն եզրակացության, որ ցածր կորուստներով և համեմատաբար փոքր ֆիզիկական չափերով ՀԳԲ-ի մշակումը, անշուշտ, արդիական խնդիր է:

Վերջին տարիներին անտենաների բազմահաճախային և բազմաբևեռացմամբճառագայթիչները(ԲԲՃ)[84-102] (многочастотный и многопляризационный облучатель, dual-bandand polarization feedhorn) լայն կիրառում ունեն արբանյակային համակարգերում, ռադիոմետրներում, ռադիոլոկացիայում: ԲԲՃ-ները թույլ են տալիս տարբեր հաճախություններով և բևեռացմամբ ազդանշանների միաժամանակյա ընդունում: Այդպիսի ճառագայթիչների հիմքում ընկած է երկկապ կոաքսիալ ալիքատարային ճառագայթիչը: ԲԲՃ-ի հիմնական խնդիրը դա կոաքսիալ ալիքատարի վոչ հիմնական մոդի գրգռումն է և սնող մուտքըրի միմյանց նկատմամբ կապազերծումը: Համեմատելով գոյություն ունեցող ԳԲՀ ԲԲՃ-ների բնութագրերը ռադիոմետրիայում ոգտագործման համար՝ հանգում ենք այն եզրակացության, որ բարձր կապազերծմամբ ԲԲՃ-ի մշակումը իրոք արդիական խնդիր է:Թե՛ ՏՀց-ային և թե՛ ԳԲՀ տիրույթների նշված խնդիրները կարող են լուծվել բազմակապ ոչ դիսպերսիվ էլեկտրադինամիկական կառուցվածքների կիրառմամբ, ինչն էլ հավաստիացնում է ատենախոսության արդիականությունը:

Ատենախոսության նպատակը

Հետազոտել, մշակել և կիրառել ԳԲՀ և ՏՀց-ային տիրույթների երկկապ արդյունավետ կառուցվածքներ, որոնք կապահովեն լայնաշերտություն, ցածր կորուստներ և թույլ մոդային դիսպերսիա: Ատենախոսության նպատակին հասնելու համար առաջադրվել են հետևյալ խնդիրները՝

1. տեսականորեն, թվային մեթոդներով և փորձնականորեն հետազոտել ՏՀց-ային տիրույթի երկկապ գոգավոր զուգահեռ թիթեղներով ալիքատարի (ԳԶԹԱ) մոդային բաղադրությունը, դիսպերսիվ և էներգետիկ հատկությունները
2. հետազոտել ԳԶԹԱ-ում թույլ դիսպերսիայով և փոքր դիֆրակցիոն կորուստներով ՏՀց-ային իմպուլսների տարածման հնարավորության պայմանները
3. ուսումնասիրել ԳԶԹԱ-ի կայունությունը մեխանիկական դեֆորմացիաների առկայության պայմաններում

4. ԳԲՀ տիրույթի ՄՀՈՒ-ում կիրառման նպատակով մշակելերկկապկառուցվածքով, բազմաճյուղանի, փոքր չափերով և ցածր կորուստներով ՀԳԲ
5. ԳԲՀ տիրույթիհեռամխման համակարգերում կիրառման նպատակովմշակելերկկապկառուցվածքով,երկհաճախային և բազմաբևեռացմամբ ճառագայթիչ (ԵԲՃ):

Գիտականնորույթը

1. ԳՋԹԱ-ումTE մոդերի տարածման համար ադիաբատիկ մոտարկմամբ ստացվել են դիսպերսիոն հավասարումները և նրանց լուծումները: Ցույց է տրվել, որ TE_{01} մոդը խիստ կենտրոնացվում է ալիքատարի առանցքի մոտակայքում:
2. Առաջին անգամ թվային մեթոդներով և փորձնականորեն ուսումնասիրվել է ԳՋԹԱ-ում քվազի-TEM մոդի տարածման առանձնահատկությունները: Ցույց է տրվել, որ TEM և TM մոդերի վերադրմամբ առաջացած քվազի-TEM մոդը օժտված է ցածր դիֆրալցիոն կորուստներով, թույլ դիսպերսիայով, էներգիայի խտացմամբ և ապահովում է աղավաղումներից զուրկ լայնաշերտ ՏՀց-ային իմպուլսների տարածում:
3. Քվազի-TEM մոդի գրգռման համար առաջարկվել է եղանակ, որը ապահովում է արդյունավետ և պարզ միակցում ընկնող ՏՀց-ային Գաուսյան փնջի հետ:
4. Երկկապ կոաքսիալ կառուցվածքի հիման վրա մշակվել է նոր ռեակտիվ տիպի ռադիալ բազմաճյուղանի ՀԳԲ՝ օժտված փոքր չափերով և գերցածր կորուստներով: ՀԳԲ-ի համաձայնեցման հանգույցը մշակվել է ոչ դասական եղանակով:
5. Մշակված է կոաքսիալ և կլոր ալիքատարների համառանցք համատեղությամբ ԳԲՀ ԵԲՃ:

Կիրառականարժեքը

1. Առաջարկված ԳՋԹԱ-ի քվազի-TEM մոդի եղանակը: Մշակված ալիքատարը, ի շնորհիվ թույլ դիսպերսիայի, դիֆրակցիոն կորուստների և էներգետիկ հատկության, լայնորեն կարող է կիրառվել ՏՀց-ային սպեկտրոսկոպիայում և գերարագ կապի համակարգերում:

2. Մշակված ՀԳԲ-ը, շնորհիվ լայնաշերտության և ֆիզիկական փոքր չափերի, լայնորեն կարող է կիրառվել ՄՀՈՒ-ում և ցանցային անտենաների բաշխիչ հանգույցներում:
3. ՄշակվածԵԲՃ-ն,շնորհիվ բազմաֆունկցիոնալության, լայնորեն կարող է կիրառվելհեռամխման համակարգերում:

Պաշտպանության ներկայացվող հիմնական դրույթները

1. ՏՀց-ային տիրույթի սահմանափակ լայնությամբ ԳԶԹԱ-ում TE, TMև TEM մոդերի տարածման ուսումնասիրման արդյունքները:
    - Սահմանափակ լայնությամբ ԳԶԹԱ-ումառանց դիֆրակցիոն կորուստների կարող է տարածվել միայն TE_{01}մոդը:
    - Առանց դիֆրակցիոն կորուստներով և թույլ դիսպերսիայով կարող է տարածվել նաև քվազի-TEM մոդը, որը ներկայացվում է TEMև TM_1 մոդերի վերադրմամբ:
    - Քվազի-TEM մոդը կարելի է գրգռել ընկնող ՏՀց-ային Գաուսյան փնջի ալիքային վեկտորի և ալիքատարի երկայնական առանցքի միջև՝որոշակի անկյուն կազմելով:
2. ԳԶԹԱ-ն օժտված է մի շարք առավելություններով՝ ի տարբերություն հարթ զուգահեռ թիթեղներով ալիքատարի (ՀԶԹԱ):
    - ԳԶԹԱ-ում TE_{01}և քվազի-TEM մոդերը ունեն ընդգծված էներգիայի կենտրոնացում:
    - ԳԶԹԱ-ը կայուն է մեխանիկական դեֆորմացիաների նկատմամբ:
3. ԳԲՀ տիրույթի բազմաֆունկցիոնալությամբ, գերլայնաշերտությամբ և բազմահաճախությամբ օժտված սարքերը հնարավոր է իրականացնել միայն բազմակապ ոչ դիսպերսիվ էլեկտրադինամիկական կառուցվածքներով:
    - Լայնաշերտ, փոքրաչափ համաձայնեցնող հանգույցները իրականացնելի են ոչ մոնոտոն բնույթի փոփոխվող ալիքային դիմադրություններով շղթաների միջոցով
    - Կոաքսիալ և կլոր ալիքատարների համառանցք համատեղությամբ հնարավոր է կառուցել ԲԲՃ-ներ ապերտուրային ալեհավաքների համար:

Աշխատանքի ներկայացումը

Ատենախոսության հիմնական արդյունքները զեկուցվել են «conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) - 2009» (Baltimore), «conference on Modern Problems in Optics and Photonics-2009 - 2010» (Երևան), «International Conference "The Technique of Microwave and THz Waves and its Application in Biomedical and Radar Technologies and in Remote Sensing" (IRPhE'2010)» (Aghveran) միջազգային գիտաժողովներում, ինչպես նաև ԵՊՀգերբարձր հաճախությունների ռադիոֆիզիկայի և հեռահաղորդակցության ամբիոնի ևՀՀ ԳԱԱ Ռադիոֆիզիկայի և Էլեկտրոնիկայի ինստիտուտի սեմինարներում:

Հրապարակումները

Ատենախոսությանհիմնականարդյունքներըտպագրվելեն 8 գիտականաշխատանքներում [51, 58, 60, 78, 84, 86-88]:

Ատենախոսությանկառուցվածքը

Ատենախոսությունը բաղկացած է ներածությունից, չորս գլխից և 108 անուն պարունակող գրականության ցանկից: Աշխատանքում առկա են 52 նկարներ: Աշխատանքի ընդհանուր ծավալը 104 էջ է:

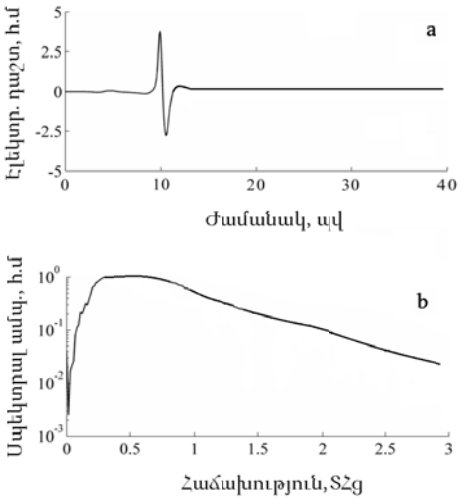
ԳԼՈՒԽ 1
ՏՀՑ-ԱՅԻՆ ՏԻՐՈՒՅԹԻ ԵՐԿԿԱՊ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐ

Տհց-ային տիրույթիէլեկտրամագնիսական ալիքների գեներացման, ուղղորդման և դետեկտման մոտեցումները իրենց մեջ ներառում է ԳԲՀ և օպտիկական տիրույթների խառնուրդներ, բայց այս տիրույթում լուրջ խնդիրներ են առաջանում գերկարճՏհց-ային իմպուլսների ուղղորդման ժամանակ: Այս գլխում նախ դիտարկված են Տհց-այինտիրույթի ուղղորդման հիմնականէլեկտրադինամիկական կառուցվածքները և նրանց վարքը գերկարճՏհց-ային իմպուլսների ուղղորդման ժամանակ,ապա հետազոտված է երկկապ կառուցվացքներով հարթ և գոգավոր թիթեղներով ալիքատարները:

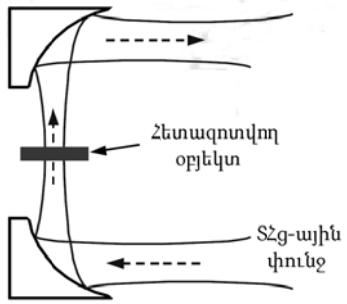
1.1. Տհց-ային տիրույթի ալիքատարները և նրանց կիրառումը

Գրեթեհարյուրտարիէ, ինչէլեկտրամագնիսականալիքներիտարածմանհամարօգտագործվումենալիքատարները: Այսօրալիքատարներըծառայումենէլեկտրամագնիսականսպեկտրիամբողջտիրույթում՝ սկիզբառնելովգերբարձրհաճախությունների (ԳԲՀ) տիրույթումլավհայտնիամուր, մետաղյաուղղանկյունալիքատարներիցմինչևօպտիկականհաճախություններումվայնորենկիրառվողճկունդիէլեկտրիկմանրաթելերը: Սկիզբ առնելով 90-ական թվականներից մեծ ուշադրության արժանացած Տհց-ային ժամանակային-տիրույթիսպեկտրոսկոպիան (Տհց-ԺՏՍ, THz-TDS)[8-12] ալիքատարների կիրառման լուրջ խնդիրներ է առաջադրել:Տհց-ԺՏՍ հիմնական առավելություններից մեկը այն է վոր հետազոտվող նյութերի հատկությունների ինֆորմացիան հաճախությունների բավականին լայն (100ԳՀց-ից մինչև 10Տհց) շերտում ստացվում է ակնթարթորեն:Տհց-ԺՏՍ-ի հիմքում ընկած է այն որ գեներացված պիկո-վայրկյանային իմպուլսները (նկ.1.1.1) փոխազդելով հետազոտվող նյութի հետ կրում են փոփոխություն պարունակելով հետազոտվող նյութի սպեկտրալ ինֆորմացիա: Այսպիսով ակնհայտ է որ Տհց-ԺՏՍ-ում կիրառվող ալիքատարները պետք է որքան հնարավոր է չաղավաղեն այդ իմպուլսները:Աղավաղումները առաջանում են ալիքների տարածման միջավայրի

խմբային արագության դիսպերսիայի հետևանքով:ՏՀց-այինչնչին աղավաղումներով իմպուլսներիտարածման ամենից լավհամակարգերըորոնցով ուղղորդվում և մանիպուլացվում են ՏՀց-ային ճարագայթները



Նկ. 1.1.1ՏՀց-այինիմպուլսը (a) և նրա սպեկտրը(b):



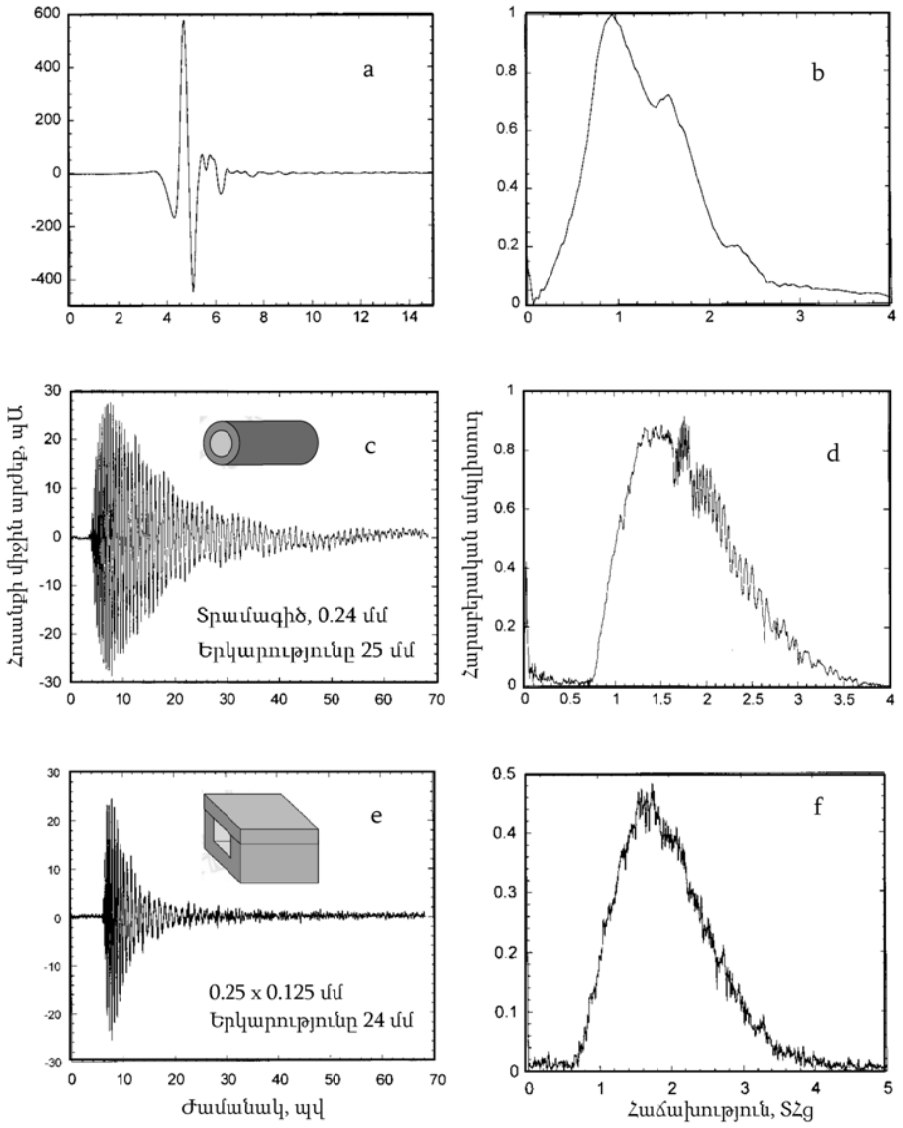
Նկ. 1.1.2ՏՀց-ԺՏՍ-ի կոնֆոկալ համակարգ:

հիմնված են ազատ տարածության (ոչդիսպերսիվ) օպտիկայի վրա ներառելով հեմիսֆերիկ ոսպնյակներ և կոնֆոկալ համակարգեր (նկ.1.1.2): Սակայն այսպիսի

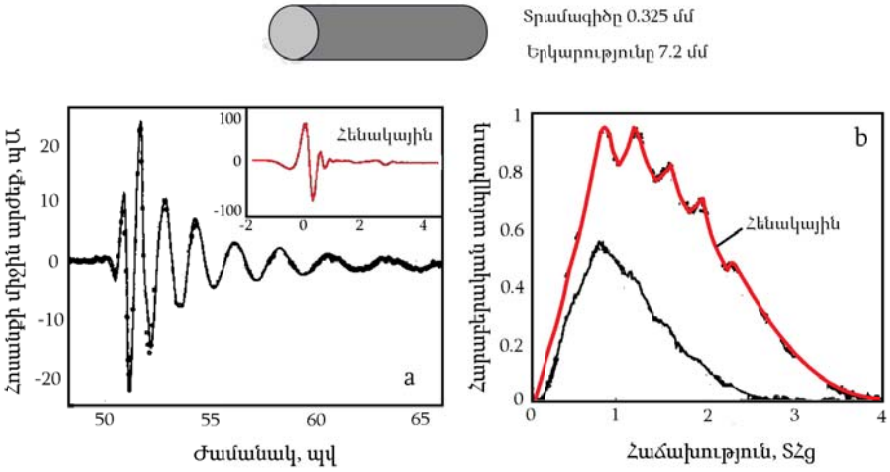
համակարգերն խոշոր են իրենց չափերով, դժվար օգտագործման մեջ և պահանջում են օգտվողներից օպտիկաֆիզիկական հավասարեցման տեխնիկայի փորձառություն:

Այսպիսով արդյունավետ ՏՀց-ային ալիքատարը պետք է ցուցաբերի ցածր կորուստներ և ցածր դիսպերսիա: Հիմնական դժվարությունը մինչ այժմ ել կայանում է ՏՀց-ային տիրույթում ալիքների ուղղորդված տարածման համար պիտանի նյութերի բացակայությունը: Լավագույն համապատասխան նյութերը, որոնք թափանցիկ և համեմատաբար ոչ դիսպերսիվ են ՏՀց-ային տիրույթում դրանք բյուրեղներն են, որոնք դժվար են գործնական օգտագործման մեջ: Նյութերը, ինչպիսիք են ապակիները և պոլիմերները, որոնք լավ են աշխատում օպտիկական հաճախականություններում, ցուցադրում են անընդունելի բարձր ցրման կորուստներ ՏՀց-ային տիրույթում:ԳԲՀ և ոպտիկական տիրույթներում լայնորեն կիրառվող ալիքատարներից ոչ բոլորնեն բավարարում գերկարճ իմպուլսների տարածման պայմաններին օրինակ[37, 38] աշխատանքներում հետազոտվել ենՏՀց-ային իմպուլսների (0.67-ից 3.5 ՏՀց) ցածր կորուստներով և ուժեղ դիսպերսիայով տարածումը (նկ.1.1.3) կլոր(c, d) և ուղղանկյուն (e, f) դատարկ միջուկով մետաղական ալիքատարներով:Կիրառելով քվազիօպտիկական մոտեցում արդյունավետ միակցում է ապահովվել ազատ տարածվող ՏՀց-ային իմպուլսների և ալիքատարների միջև: Ցույց է տրված որ գծային բևեռացված ընկնող ՏՀց-ային իմպուլսներըմիակցվում են միայն TE_{11}, TE_{12}ևTM_{11}մոդերով կլոր ալիքատարում և TE_{10}և TM_{12}մոդերով ուղղանկյուն ալիքատարում:Իմպուլսների տարածումը բացատրված է որպես գծային վերադրում միակցված մոդերի յուրաքանչյուրը յուրովի կոմպլեքս ալիքային վեկտորով:Հենակային (reference) իմպուլսը (a, b) ալիքատարներում տարածվելովդիսպերսիայի հետեվանքով սփռվում է ժամանակային առանցքիդրական ուղղությամբ (a, կլոր ալիքատարում 2պվ-ից 70պվ) և (b, ուղղանկյուն ալիքատարում 1պվ-ից 25պվ): ՏՀց-ային իմպուլսների տարածումը շափյուղե (sapphire) բյուրեղից մանրաթելում հետազոտվել է [49] աշխատանքում(նկ.1.1.4): Տեսության և պորձի միջև լավ համաձայնեցում է ստացվել ընդունելով հետազոտելով տարածումը HE_{11}մոդով: Էտալոնային իմպուլսը (կարմիր գույն) ալիքատարում տարածվելով դիսպերսիայի հետեվանքով սփռվում է ժամանակային առանցքիդրական ուղղությամբ (1պվ-ից 15պվ):[50] աշխատանքում

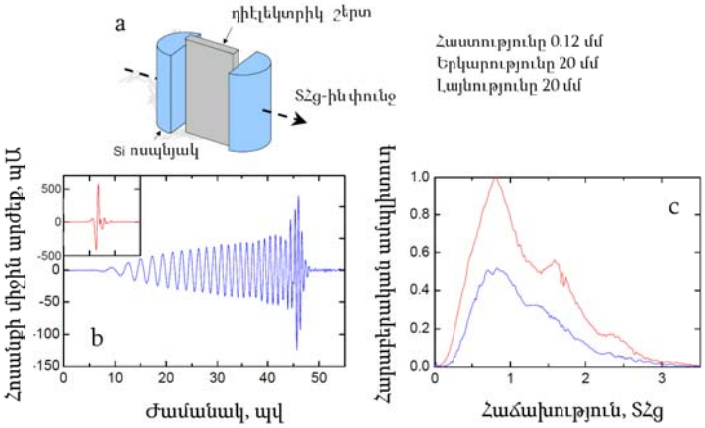
հետազոտվել է ՏՀց-ային իմպուլսների տարածումը մեծ խտությամբ դիէլեկտրիկ (polythene) շերտում (նկ.1.1.5): Էտալոնային իմպուլսը (կարմիր գույն) ալիքատարում



Նկ. 1.1.3ՏՀց-այինիմպուլսի ժամանակային (a, c և e)և սպեկտրալ (b, d և f) պատկերներըտարածվելով(a, b) ազատ տարածությամբ (c, d) կլոր և (e, f) ուղղանկյուն ալիքատարներում:

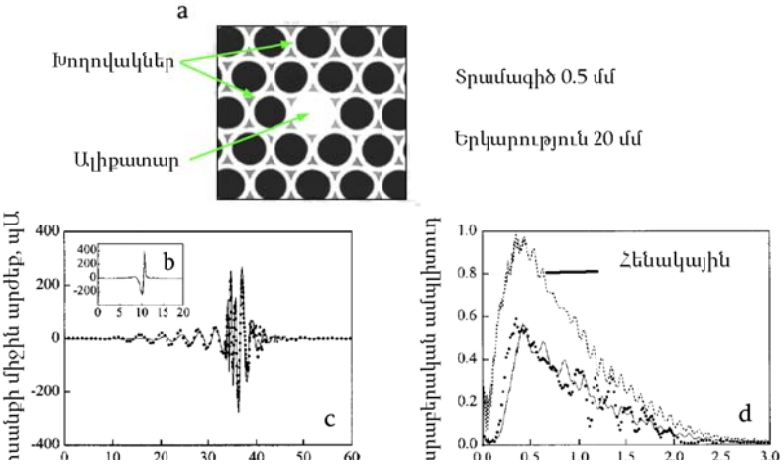


Նկ. 1.1.4ՏՀց-ային իմպուլսի ժամանակային (a) և սպեկտրալ (b) պատկերները տարածվելով դիէլեկտրիկ մանրաթելում: Կարմիր գույնով հենակային իմպուլսի պատկերները:



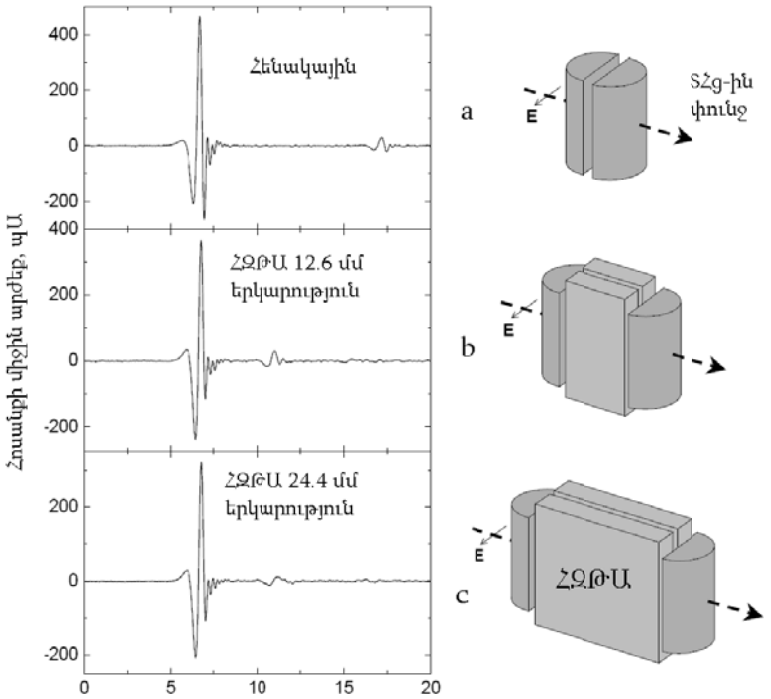
Նկ. 1.1.5ՏՀց-ային իմպուլսի տարածման ժամանակային (c) և սպեկտրալ (d) պատկերները դիէլեկտրիկ շերտում: Կարմիր գույնով հենակային իմպուլսի պատկերները:

տարածվելով դիսպերսիայի հետեվանքով սփռվում է ժամանակային առանցքիբացասական ուղղությամբ (1պվ-ից 15պվ): Վերջին տարիներին մեծ հետաքրքրություն են ներկայացնում ֆոտոնիկ բյուրեղյա մանրաթելերը [52]: Այս ալիքատարները համեմատած տիպիկ օպտիկական մանրաթելերի հետ ցուցաբերում են լայնաշերտ միա-մոդ տարածում և համեմատաբար թույլ դիսպերսիա (նկ.1.1.6): Էտալոնային իմպուլսը ալիքատարներում տարածվելով սփռվում է ժամանակային առանցքիդրական ուղղությամբ 1պվ-ից 35պվ:



Նկ. 1.1.6ՏՀց-ային իմպուլսի տարածման ժամանակային (ձախ) և սպեկտրալ (աջ) պատկերները ֆոտոնիկ (վերը) բյուրեղյա մանրաթելում:

ՏՀց-ային իմպուլսների առանց աղավաղումների տարածում դիտվում են կոաքսիալ ալիքատարում TEM մոդով[51], մետաղական լարից բաղկացած ալիքատարումԶոմերֆիլդի մոդով [58, 59], երկու գլանային մակերևույթներով կազմած ալիքատարումTEM մոդով[61], ՀԶԹԱ-ումTEMմոդով [62-65] և ԳԶԹԱ-ումTEM մոդում [67, 68]:Չնայած բոլոր այս ալիքատարները ունեն իրենց առավելությունները, ՀԶԹԱ-ի և ԳԶԹԱ-ի լայնական Էլեկտրամագնիսական TEM մոդըառ այսօր ցուցադրել է ամենալավ կոմբինացիան ընդհանուր տարածման հատկությունների պիկո-վայրկյանային իմպուլսների ուղղորդմանհամար՝ներառելով ցածր կորուստներ, մոդային դիսպերսիայի բացակայություն, բարձրմիակցում ազատ տարածության հետ և պատրաստման պարզություն՝ համեմատած այլ ալիքատարների:ՏՀց-ային իմպուլսների առանց աղավաղման ՀԶԹԱ-ում տարածման որինակ բերված է [62]-ում (նկ.1.1.7): Էտալոնային ազատ տարածության իմպուլսը ալիքատարում տարածվելովչի աղավաշվում:



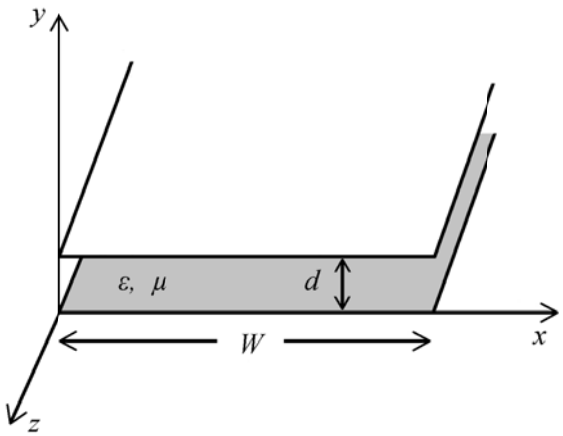
Նկ. 1.1.7ՏՀց-ային իմպուլսի տարածման ժամանակային պատկերները ֆոտոնիկ բյուրեղյա մանրաթելում:

Ընդհանուր առմամբ, ՏՀց-ային իմպուլսի աղավաղում (սփռում ժամանակային տիրույթում) տեղի չունի այն ալիքատարներում, որոնք չունեն կրիտիկ հաճախություն, այսինքն՝ նրանցում հնարավոր է TEM մոդի ալիքների տարածում: TEM մոդի ազդանշանի արագությունները բնութագրվում են միայն դիէլեկտրիկով, որում տարածվում է ալիքը: Այդպիսի ալիքատարները ունեն երկկապ կառուցվածք: ՀՋԹԱ-ի շատ կարևոր հատկություններից մեկը այն է որ տեղի ունի էներգիայի միաչափ (1D) խտացում թիթեղների միջև:

1.2. Ավանդական հարթ զուգահեռ թիթեղներով ալիքատար

ՀԶԹԱ-ը բաղկացած է երկու հարթ զուգահեռ թիթեղներից որոնցում հնարավոր են TEM, TE և TM մոդերով ալիքների տարածումը նկ.1.2.1: Ընդհանուր առմամբՀԶԹԱ-ը պատկանում է այն ալիքատարների դասին (կոաքսիալ, երկլար հաղորդման գիծ), որոնք կարողանում էն աշխատելTEM մոդով և օժտված են այնպիսի բնութագրիչ հատկություններով, ինչպիսիք են լայնաշերտությունը ընդհուպ մինչև 0 հաճախությունը և խմբային արագության դիսպերսիայի (ԽԱԴ)բացակայությունը:

Քննարկվող դեպքում W ալիքատարի լայնությունը շատ ավելի մեծ է, քան թիթեղների միջև d հեռավորությունը, այսինքն դաշտըալիքատարի եզրերում և կախվածությունը լայնականx կոորդինատից անտեսվում են:Թիթեղների միջև տարածությունը լցված է ε դիէլեկտրիկ և μ մագնիսական թափանցելիությամբ նյութով: Ենթադրվում է, որ դաշտը ունի ժամանակային $e^{j\omega t}$ կախվածություն(ω-ն անկյունային հաճախությունն է)և տարածվում է կոորդինատական առանցքի z ուղղությամբ:Լայնական էլեկտրամագնիսական TEM ալիքները բնութագրվում են $E_z = H_z = 0$ պայմանով: TEM ալիքների լայնական դաշտերը համնկնում են ստատիկ դաշտերին որոնք կարող են գոյություն ունենալ երկու հաղորդալարերի միջև:



Նկ. 1.2.1Հարթ զուգահեռ թիթեղներով ալիքատար ի կառուցվածքը

Համարելով որ թիթեղներից մեկը 0 պոտենցիալ ունի իսկ մյուսը V_0 ապա դաշտի կոմպոնենտները որոշվում են

$$E_x = E_z = H_y = H_z = 0\ , \tag{1.2.1}$$

$$E_y = \frac{-V_0}{d} e^{j\beta z}, \tag{1.2.2}$$

$$H_x = \frac{-V_0}{\mu d} e^{j\beta z}, \tag{1.2.3}$$

$$\beta = k \tag{1.2.4}$$

$$k = \omega\sqrt{\varepsilon\mu} = 2\pi/\lambda \tag{1.2.5}$$

$$k_c = 0, \lambda_c = \infty \tag{1.2.6}$$

Որտեղ β-ն ալիքատարում տարածման հաստատունն է և համնկնում է ազատ տարածության տարածման հաստատունի հետ, k-ն ազատ տարածության տարածման հաստատուն, ω-ն և λ-ն համապատասխանաբար անկյունային հաճախություն և ալիքի երկարություն ազատ տարածությունում, k_c-ն և λ_c-ն համապատասխանաբար կրիտիկական տարածման հաստատուն և ալիքի երկարություն:

Էլեկտրամագնիսական TE ալիքները բնութագրվում են $E_z = 0$ և $H_z \neq 0$պայմանով և դաշտի կոմպոնենտները որոշվում են

$$E_y = E_z = H_x = 0 \tag{1.2.7}$$

$$E_x = \frac{j\omega\mu}{k_c} B_n \sin\frac{n\pi y}{d} e^{j\beta z} \tag{1.2.8}$$

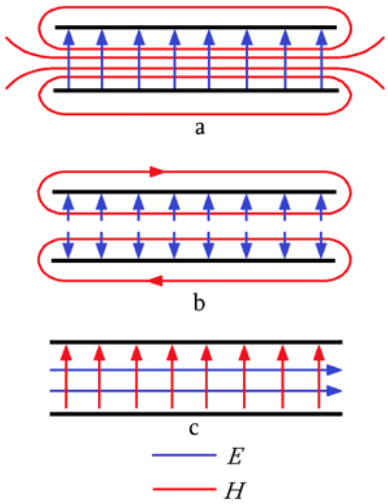
$$H_y = \frac{j\beta}{k_c} B_n \sin\frac{n\pi y}{d} e^{j\beta z} \tag{1.2.9}$$

$$H_z = B_n \cos\frac{n\pi y}{d} e^{j\beta z} \tag{1.2.10}$$

$$\beta = \sqrt{k^2 - {k_c}^2} \tag{1.2.11}$$

$$k_c = \frac{n\pi}{d}, \lambda_c = \frac{2d}{n}, \lambda_g = \frac{2\pi}{\beta} \quad (1.2.12)$$

Որտեղ λ_g-ն ալիքի երկարությունն է ալիքատարում:



Նկ.1.2.2Էլեկտրամագնիսական դաշտի բաշխվածությունը XY կտրվածքում:
a-TEM, b-TM_1 և c-TE_1 մոդերի համար

Էլեկտրամագնիսական TM ալիքները բնութագրվում են $H_z = 0$ և $E_z \neq 0$պայմանով և դաշտի կոմպոնենտները որոշվում են

$$E_x = H_y = H_z = 0 \quad (1.2.13)$$

$$E_y = -\frac{j\beta}{k_c} A_n \cos\frac{n\pi y}{d} e^{j\beta z} \quad (1.2.14)$$

$$E_z = A_n \sin\frac{n\pi y}{d} e^{j\beta z} \quad (1.2.15)$$

$$H_x = \frac{j\omega\varepsilon}{k_c} A_n \cos\frac{n\pi y}{d} e^{j\beta z} \quad (1.2.16)$$

$$\beta = \sqrt{k^2 - {k_c}^2} \quad (1.2.17)$$

$$k_c = \frac{n\pi}{d}, \lambda_c = \frac{2d}{n}, \lambda_g = \frac{2\pi}{\beta} \quad (1.2.18)$$

Նկ. 1.2.2 բերված են դաշտերը TEM, TE_1 և TM_1 մոդերի համար:

Եթե ալիքատարում դիսպերսիվ նյութ չկա ապա V_Φփուլային և V_gխմբային արագությունները կախված են ալիքի երկարությունից և ներկայացվում են

$$V_\Phi = \frac{V}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2}} \quad (1.2.19)$$

$$V_g = V\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2} \quad (1.2.20)$$

$$V = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \quad (1.2.21)$$

Լույսի արագությունը տվյալ միջավայրում արտահայտվում է $V = \sqrt{V_\Phi V_g}$: Երբ $\lambda = \lambda_c$ապա փուլային արագությունը անսահման մեծ է իսկ խմբային արագությունը 0: Երբ ալիքի երկարությունը փոքրանում է փուլային և խմբային արագությունները մոտենում են լույսի արագությանը ազատ տարածությունում:Նկ.1.2.3-ում բերված են (a) փուլային և (b) խմբային արագությունները $d = 2.2\text{մմ}$ համար: Հաճախության մեծացմանը հետ յուրաքանչյուր մոդի խմբային արագությունը մեծանում է մոտենալով V-ին:

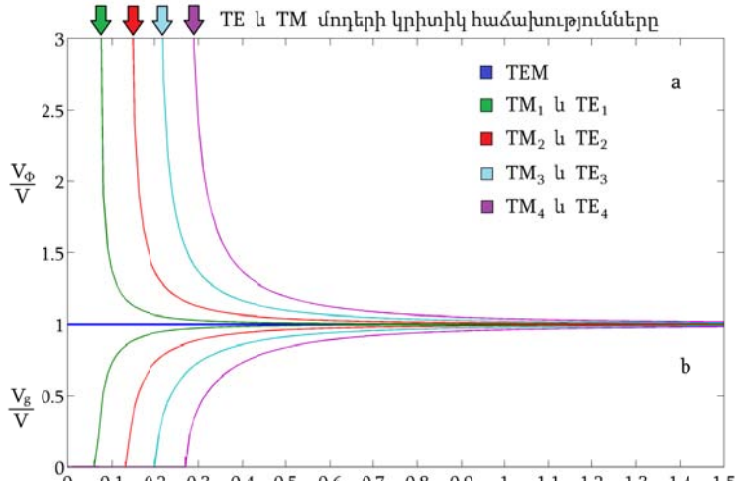
Հաճախային կախվածությամբ մետաղական կորուստները TEM, TEև TM մոդերի համար արտահայտվում են

$$\alpha = \frac{1}{d}\cdot\frac{R_s}{\eta} TEM\text{մոդ} \quad (1.1.22)$$

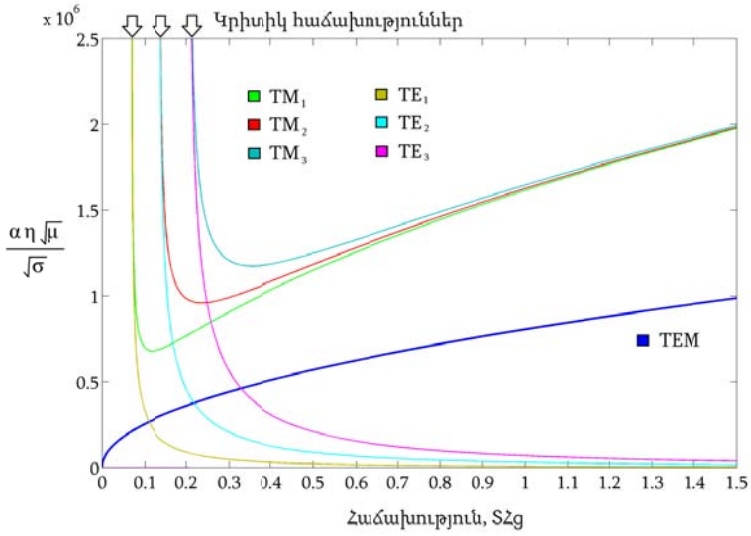
$$\alpha = \frac{2}{d}\cdot\frac{R_s}{\eta}\cdot\frac{1}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2}} TM\text{մոդ} \quad (1.1.23)$$

$$\alpha = \frac{2}{d}\cdot\frac{R_s}{\eta}\cdot\frac{\left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2}} TE\text{մոդ} \quad (1.1.24)$$

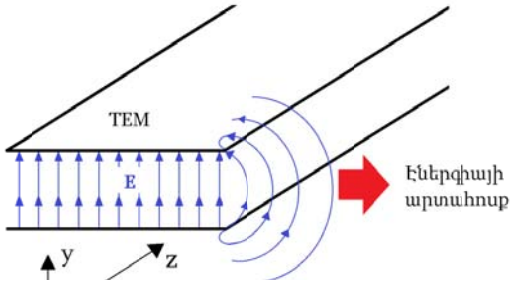
որտեղ R_s-ը հաղորդիչի մակերևույթային դիմադրությունն $R_s = \sqrt{\omega\mu/2\sigma}$, σ-ն մետաղի հաղորդականությունը, $\eta = \sqrt{\mu/\varepsilon}$միջավայրի բնութագրիչ իմպեդանսն է:



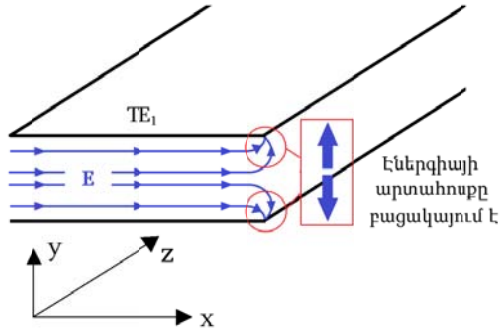
Նկ.1.2.3Փուլային և խմբային արագությունները առաջին չորս մոդերի համար:
Կրիտիկ հաճախությունները նշված են սլաքներով: Յուրաքանչյուր մոդ
արտահայտված է համապատասխան գույնով:



Նկ.1.2.4Դաշտի կլանումը առաջին երեք մոդերի համար:
Կրիտիկ հաճախությունները նշված են սլաքներով: Յուրաքանչյուր մոդ
արտահայտված է համապատասխան գույնով:



Նկ.1.2.5TEM մոդայի դիֆրակցոն կորուստները վերջավոր լայնության ՀՁԹԱ-ում

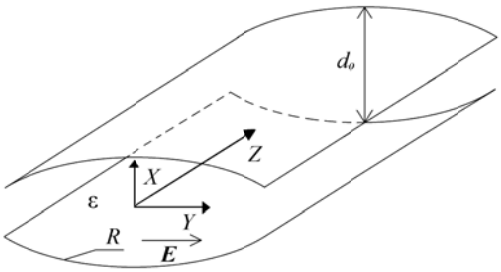


Նկ.1.2.6TE_1 մոդայի դիֆրակցոն կորուստները բացակայությունը վերջավո լայնության ՀՁԹԱ-ում

Ինչպես երեվում է նկ.1.2.4-ից ՀՁԹ-ում TE1 մոդան զուրկ է դիֆրակցիոն կորուստներից այն պարզ պատճառով որ էլեկտրական դաշտի ուժագծերը ալիքատարի եզրերի մոտուղղված են իրար հակառակ որը և բերում է դեպի ազատ տարածությունն՝ բացակայության տարածման ճնշմանը:

1.3. TE մոդերը գոգավոր զուգահեռ թիթեղներով ալիքատարում

Դիտարկվող ալիքատարի կառուցվածքը և կոորդինատական համակարգը բերված է նկ.1.2.1-ում: Անվերջ երկար ալիքատարը լցված է համասեռ իզոտրոպ դիելեկտրիկով ε դիէլեկտրի թափանցելիությամբ: Ալիքատարի իդեալական հաղորդիչ պատերը ունեն R կորության շառավիղ, իսկ երկու թիթեղների միջև առավելագույն հեռավորությունը d_0. Ալիքատարը գրգռվում է y արանցքին զուգահեռ բևեռացմամբ հարթ ալիքով: Հարկավոր է գտնել TE մոդերը ալիքատարում:



Նկ.1.3.1. Երկու գոգավոր զուգահեռ թիթեղներով ալիքատարի կառուցվածքը:
R–կորության շառավիղ, ε–դիէլեկտրի թափանցելիություն,
d_0–թիթեղների միջև առավելագույն հեռավորությունը:

Վերին մակերևույթի կոորդինատները որոշվում են հետևյալ հավասարումով:

$$\left(x+R-\frac{d_0}{2}\right)^2+y^2=R^2 \tag{1.3.1}$$

Հետազոտվող դեպքում երբ

$$d_0 << R, \quad |y|<\sqrt{d_0 R}, \tag{1.3.2}$$

(1.3.1) հավասարումը ստանում է հետևյա

$$x=\frac{d_0}{2}-\frac{y^2}{2R}. \tag{1.3.3}$$

Նման ճանապարհով կարելի է ցույց տալ, որ ներքին մակերևույթը նկարագրվում է հետևյալ հավասարումով

$$x = -\frac{d_0}{2} + \frac{y^2}{2R}. \tag{1.3.4}$$

համաձայն (1.3.3) և (1.3.4) կամայական y-ի արժեքի դեպքում, հեռավորությունը մետաղական թիթեղների միջև հավասար է

$$d(y) = d_0 - \frac{y^2}{R}. \tag{1.3.5}$$

Ալիքային հավասարումը էլեկտրական դաշտի լարվածության E_y բաղադրիչի և TEմոդի համար ունի հետևյալ տեսքը

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} - \varepsilon(x,y)\frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} = 0, \tag{1.3.6}$$

Որտեղ $\varepsilon(x,y)$ մետաղական մակերևույթներով սահմանապակված տիրույթում հավասար է այն լցնող դիէլեկտրիկի ε թափանցելիությանը: Ադիաբատիկ մոտավորության սահմաններում, երբ ընկնող ալիքի երկարությունը շատ ավելի փոքր է մակերևույթների կորության շառավղից($\lambda << R$), (1.3.6) հավասարման լուծումը փնտրում ենք հետևյալ տեսքով

$$E_y = AY(y)X(x,y)e^{i(kz-\omega t)}. \tag{1.3.7}$$

Դիէլեկտրիկի $|x| < \frac{d(y)}{2}$ տիրույթում $X(x,y)$ ֆունկցիայի տեսքը կարելի է որոշել հարթ մետաղական ալիքատարների համար ստացված հայտնի բանաձևերից [15]:

$$X(x,y) = \begin{cases} \cos\frac{\pi m}{d(y)}x, & m = 1;3;5.... \\ \sin\frac{\pi m}{d(y)}x, & m = 2;4;6.... \end{cases} \tag{1.3.8}$$

Նկատենք, որ (1.3.8)–ում y կոորդինատը հանդես է գալիս որպես պարամետր: Այս դեպքում տեղադրելով (1.3.7) –ը (1.3.6) հավասարման մեջ կստանանք

$$\frac{d^2Y(y)}{dy^2}+\left(\varepsilon\frac{\omega^2}{c^2}-k^2-\frac{\pi^2m^2}{d^2(y)}\right)Y(y)=0,\quad m=1;2;3;... \tag{1.3.9}$$

Այս հավասարումը ստանալիս անտեսվում են $d(y)$–ի ածանցիալները, քանի որ մեր մոտարկման սահմաններում դրանք շատ փոքր են:

Ենթադրում ենք, որ ալիքատարային մոդը տեղակայված է

$$y^2 << \frac{Rd_0}{2} \tag{1.3.10}$$

Սահմաններում:

Այդ դեպքում

$$\frac{1}{d^2(y)}\approx\frac{1}{{d_0}^2}+\frac{2y^2}{R{d_0}^3}. \tag{1.3.11}$$

Տեղադրելով (1.3.11) –ը (1.3.9)-ում կստանանք

$$\frac{d^2Y(y)}{dy^2}+(\varepsilon\frac{\omega^2}{c^2}-k^2-\frac{\pi^2m^2}{{d_0}^2}-\frac{2y^2}{R{d_0}^3})Y(y)=0. \tag{1.3.12}$$

Կատարենք նշանակումներ:

$$\varepsilon\frac{\omega^2}{c^2}-k^2-\frac{\pi^2m^2}{{d_0}^2}=\beta,\quad \frac{2}{R{d_0}^3}=\gamma^4. \tag{1.3.13}$$

Այսպիսով (1.3.12) –ը կընդունի հետևյալ տեսքը

$$\frac{d^2Y(y)}{dy^2}+(\beta-\gamma^4y^2)Y(y)=0 \tag{1.3.14}$$

(1.3.14)–հավասարումը քվանտային մեխանիկայից լավ հայտնի հարմոնիկ օսցիլյատորի համար Շրեդինգերի հավասարման համանմանն է, որի լուծումը հետևյալ տեսքն ունի:

$$Y_n(y) = e^{-\frac{1}{2}(\gamma y)^2} H_n(\gamma y), \quad \beta = (2n+1)\gamma^2, \tag{1.3.15}$$

որտեղ $H^n(\gamma\, y)$– Էրմիտի պոլինոմն է

$$H_n(\gamma y) = (-1)^n e^{(\gamma y)^2} \frac{d^n}{d(\gamma y)^n} e^{-(\gamma y)^2}. \tag{1.3.16}$$

Ակնհայտ արտահայտություններ $n = 0, 1, 2$ Էրմիտի բազմանդամի համար ֆիզիկական որոշմամբ բերված են:

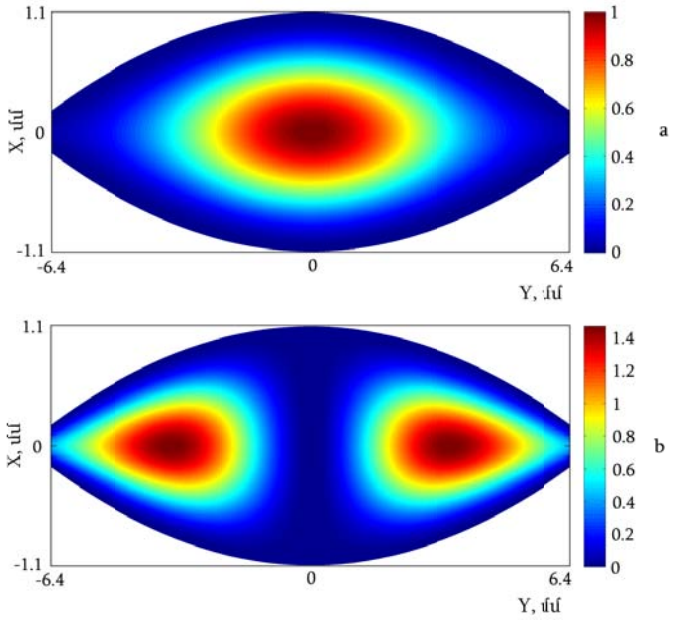
$$H_0(\gamma y) = 1, \qquad H_1(\gamma y) = 2\gamma y, \qquad H_2(\gamma y) = 4(\gamma y)^2 - 2. \tag{1.3.17}$$

(1.3.14)-ից ալիքային թվի համար ստանում ենք

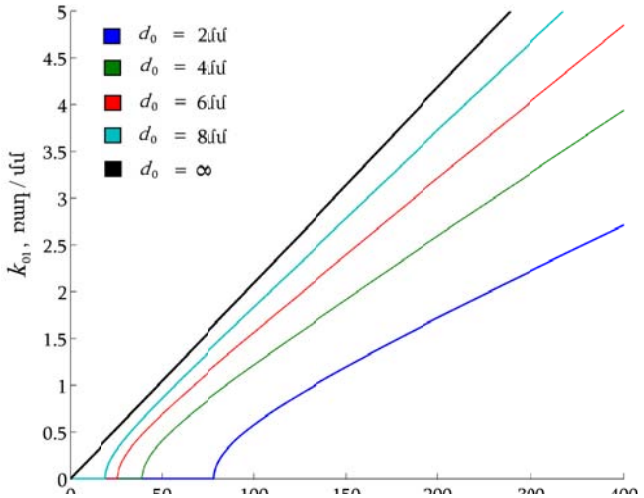
$$k_{nm} = \sqrt{\varepsilon \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{\pi^2 m^2}{d_0{}^2} - \frac{(2n+1)}{d_0{}^2}} \sqrt{\frac{2d_0}{R}}. \tag{1.3.18}$$

Նկ. 1.3.2–ում բերված են դիսպերսիոն կորերը հիմնական մոդայի համար տարբեր ԳԶԹԱ-ի տարբեր բարձրությունների դեպքում: Ինչպես երևում է (1.3.18)-ից, ԳԶԹԱ-ում դիսպերսիան ավելի մեծ է քան ԶԹԱ-ում [15] և (1.3.2) պայմանի պահպանման դեպքում նրան կարելի է անտեսել: Նկ. 1.3.3-ի (a և b)-ում բերված ենհզորության խտության բաշխվածությունը ԳԶԹԱ-իլայնական կտրվացքում TE_{01}և TE_{11}մոդերի համար (1.3.14) և (1.3.15)-ից ստացված: ԳԶԹԱ-ի հիանալի հատկությունը TE_{01}մոդի ալիքի սեխմումն է ալիքատարի, հիաշիվ որի ալիքատարը ձեռք է բերում Օհմական և դիֆրակցիոն կորուստներ որը լավ համապատասխանում էփորձնական արդյունքների հետ [12]: TE_{01} մոդի սեխմումը հատկապես կարեվոր է փոքր և բարակ նմուշների հետազոտման ՏՀց-ային սպեկտրոսկոպիայում: Նկ. 3-ից հետևում է որ բարձր մոդերի դեպքում դիտարկվում էհզորության խտության մեծացումը ԳԶԹԱ-ի բաց ծայրերում, որը բերում է, դիֆրակցիոն կորուստների մեծացմանը այսինքն բավականին երկար ալիքատարում

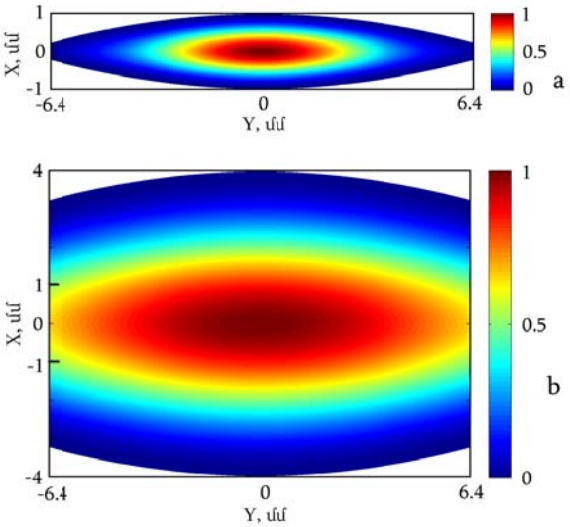
տեղի է ունենում ինքնասելեկցիա հիմնական TE_{01} մոդի: Նշենք որ արաջարկված մոտեցումը կիռառելի է նաևTM մոդերի համար:



Նկ.1.3.3. Հզորությանխտությանբաշխվածությունը ալիքատարի ապերտուրայում ($d_0 = 2.2, R = 20$), $TE_{01}(a)$ և $TE_{11}(b)$ մոդերի համար:



Նկ. 1.3.2. ԳՋԹԱ-ում $R = 20$, $m = 1, n = 0$ (k_{01})մոդայի համար տարածման հաստատունիk_0 տարածման հաստատունից տարբեր d_0հեռավորությունների համար:



Նկ.1.3.4. Հզորությանխտությանբաշխվածությունը ալիքատարի ապերտուրայում ($d_0 = 2, R = 20$), $TE_{01}(a)$ և $TE_{11}(b)$ մոդերի համար:

1.4. Քվազի-TEMմոդը հարթ զուգահեռ թիթեղներով ալիքատարում

Դիտարկենք ՁԹԱ-ի նկ. 1.1.1 մասնավոր դեպք երբ նրանում տարածվում են TEM և TM_1 երկու մոդերով ալիքներ կոորդինատական առանցքի z ուղղությամբ: Օգտվենք §1.1 ենթագլխում բերված էլեկտրամագնիսական ալիքների դաշտերի կոմպոնենտների արտահայտություններից TEM (1.1.1-1.1.3) և TM (1.1.13-1.1.16) մոդերի համար:
Դիտարկենք TEM մոդի համար էլեկտրական դաշտի լարվածության E_y

$$E_y{}^{TEM} = \frac{-V_0}{d} e^{j\beta z}, \qquad (1.4.1)$$

Որտեղ $\beta = k$ ալիքատարում տարածման հաստատունն է և համնկնում է ազատ տարածության տարածման հաստատունին $k = 2\pi/\lambda$, λ-ն ալիքի երկարություն ազատ տարածությունում և V_0-ն թիթեղներից մեկի պոտենցիալը մյուս թիթեղի 0 պոտենցիալի նկատմամբ:
Համարելով $-\frac{V_0}{d} = A_{TEM}$, TEM մոդայի E_y բաղադրիչի ամպլիտուդը կարող ենք գրել

$$E_y{}^{TEM} = A_{TEM} e^{jkz}, \qquad (1.4.2)$$

Դիտարկենք TM_1 մոդի ($n = 1$) համար էլեկտրական դաշտի լարվածության E_y

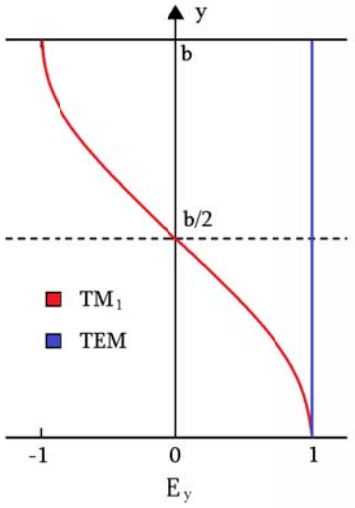
$$E_y{}^{TM} = -\frac{j\beta}{k_c} A_{TM} \cos\frac{\pi y}{d} e^{j\beta z} \qquad (1.4.3)$$

Որտեղ $\beta = \sqrt{k^2 - k_c{}^2}$ալիքատարում տարածման հաստատունն է, $k_c = \frac{n\pi}{d} = \frac{\pi}{d}$ կրիտիկ տարածման հաստատուն:
Գումարային դաշտը երկու մոդաների դեպքում կլինի

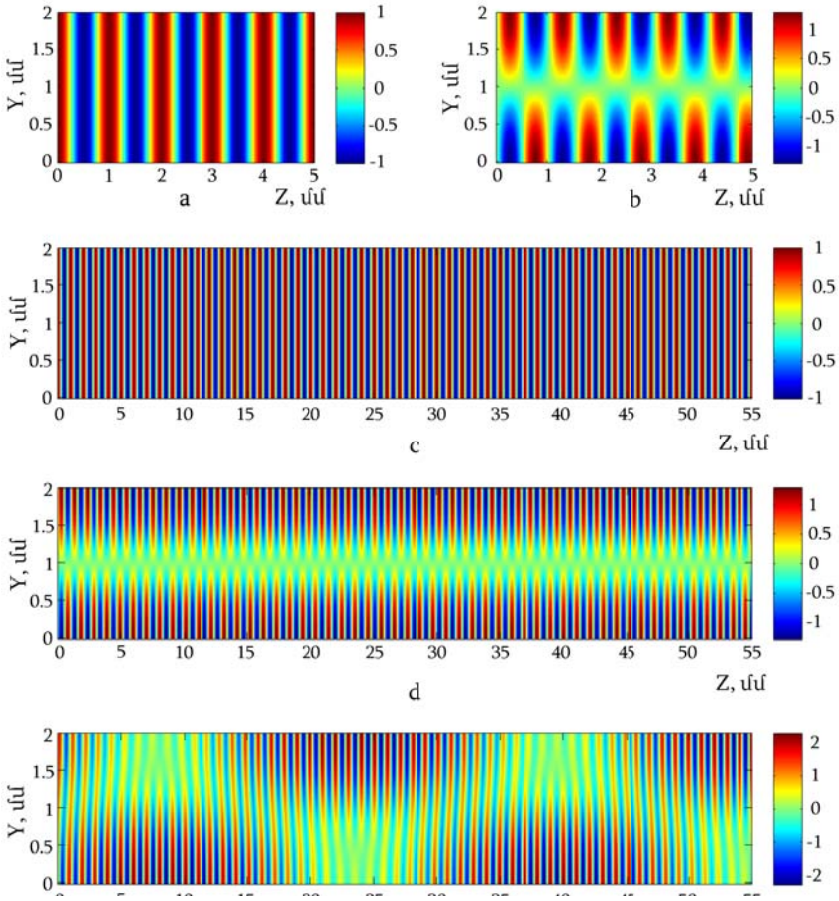
$$E_y{}^{qTEM} = E_y{}^{TEM} + E_y{}^{TM} = A_{TEM} e^{jkz} - \frac{j\beta}{k_c} A_{TM} \cos\frac{\pi y}{d} e^{j\beta z} \qquad (1.4.4)$$

$E_y{}^{TEM}$, $E_y{}^{TM}$ և $E_y{}^{qTEM}$ դաշտերի բաշխվածությունը YZ կտրվածքում բերված է նկ.1.2.1-ում:
Դիտարկենք TEM և TM մոդերը: Նկ.1..3-ում բերված է էլեկտրական դաշտիy կոմպոնենտի մագնիտուդներըTEM, TM_1 և TM_2 մոդերի համար: Մոդի պրոֆիլը ունի

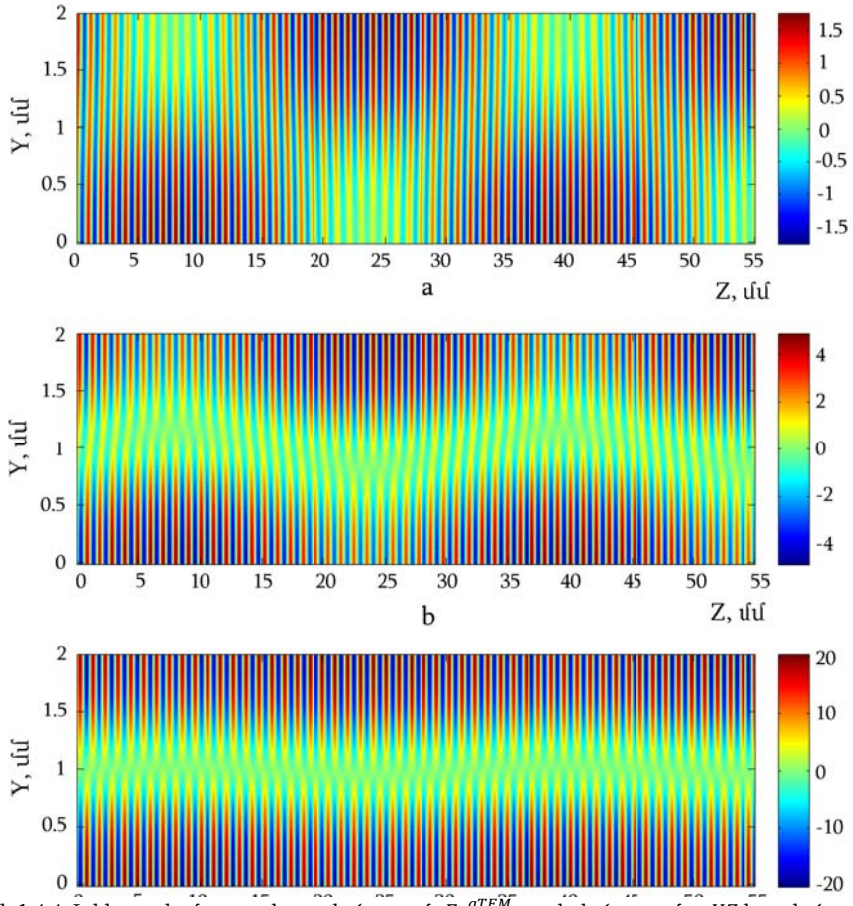
$\cos(m\pi y/d)$տարածական կախվածություն, որտեղ $y = d/2$արտահայտում է ալիքատարի կենտրոնով անցնող առանցքը:



Նկ.1.4.1Էլեկտրական դաշտի y կոմպոնենտները TEM,ևTM_1 մոդերի համար:



Նկ.1.4.3. Էլեկտրական դաշտի լարվածության բաշխվածությունը YZ կտրվածքում a, c-E_y^{TEM}, b, d-E_y^{TM} և e-E_y^{qTEM}, $d = 2$, $A_{TM} = A_{TEM}/3$:



Նկ.1.4.4. Էլեկտրական դաշտի լարվածության $E_y{}^{qTEM}$ բաշխվածությունը YZ կտրվածքում Տարբեր A_{TM}-ի համար: a-$A_{TM} = A_{TEM}/5$, b-$A_{TM} = A_{TEM}$ և c-$A_{TM} = 5A_{TEM}$:

ԳԼՈՒԽ 2
ԹՎԱՅԻՆ ՄԵԹՈԴՈՎՔՎԱԶԻ-TEM ՄՈԴԻՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸԳՈԳԱՎՈՐԶՈՒԳԱՀԵՌԹԻԹԵՂՆԵՐՈՎԱԼԻՔԱՏԱՐՈՒՄ

2.1. Վերջավորտարրերիմեթոդովմոդելավորումընրակիրառումըէլեկտրադինամիկականխնդիրներում

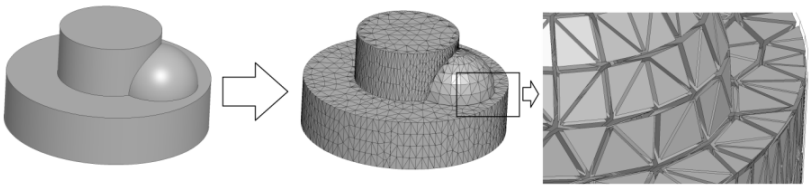
Այսօր թվային մեթոդները հանդիսանում են ֆիզիկայի բազում բնագավառների նոր բայց արդեն լավ օգտագործվող գործիքներից մեկը: 1970-ական թվականներին, երբ արդեն լայնորեն տարածում ունեին էլեկտրոնային հաշվիչ մեքենաները համակարգչային մոդելավորումը սկսեց արագորեն զարգանալ: 20 տարի անց 1990-ական թվականներին UNIX և PC համակարգիչները իրականություն դարձրեցին կոմերցիոն դաշտի-հաշվիչները (field-solvers): Համակարգիչների ծնունդը հիմնովին փոխեց մեր հնարավորությունը Մաքսվելի հավասարումների լուծման: Անալիտիկ լուծումներ հայտնի են շատ սահմանափակ քանակությամբ դեպքերի համար որոնք դժվար են առանց վորոշակի մոտավորությունների կիրառվում իրական աշխարհում: Թվային մեթոդները հնարավորություն են տալիս ավելի արագ և էժան նախագծման գործընթաց որում թանկ ու ժամանակատար նախատիպերի օգտաքործումը նվազագույնի է հասցված: Այս գործիքներըկարող են տրամադրել նաև վճռորոշ տեղեկատվություն և հասկացողություն սարքի էլեկտրամագնիսական աշխատանքի վերաբերյալ, որը կարող է չափազանց դժվար կամ անհնար լինել փորձերի կամ վերլուծական հաշվարկների միջոցով: Հաշվարկների ավտոմատացումը թույլ է տալիս լայնածավալ պարամետրական ուսումնասիրությունների: Համեմատաբար վերջերս էլեկտրամագնիսական նախագծման խնդիրների օպտիմալացում հաշվարկների օգնությամբ օգտագործվում են: Այսօր նախագծումը կարելի է կատարել արագ և ավելի էժան թվային հաշվարկների միջոցով: Թվային հաշվարկները դարձել են հիմնական նախագծման գործիքները, ինչպես արտադրական, այնպես էլ գիտականհետազոտություններում: ԳԲՀ և ՏՀց-ային տիրույտում թվային հաշվարկները առավել վերջերս են կիրառվում, բայց այժմ լայնորեն օգտագործվում են: Էլեկտրամագնիսական համատեղելիության պահանջարկի ավելացումըսպառնում է

նոր համակարգչային խնդիրների իհայտ գալուն: Այդպիսի գործիքների կատարելականությունը աճումէ շատ արագ: Մի պատճառը դա Համակարգչային հզորության կայուն աճն է ավելի քան կես դարում: Եվս մեկ հավասար կարևոր պատճառն ալգորիթմերիբարելավումներն են: հիմնական մեթոդներն են

- **Վերջավոր Տարբերությունների Մեթոդ (ՎՏՄ) (Finite Differences Method FDM) սովորաբար ժամանակային տիրույթի հաշվարկներում:**
- **Վերջավոր Տարրերի Մեթոդ (ՎԷՄ) (Finite Element Method FEM):**
- **Եզրային Էլեմենտների Մեթոդ (ԵԷՄ) (Boundary Element Method BEM) որը պատմական պատճառներով սովորաբար վերագրում են Մոմենտների Մեթոդին (Method of Moments (MoM):**

Այս աշխատանքի բոլոր հաշվարկները իրականացվել են Ansoft HFSS v11 կոմերցիոն ծրագրային փաթեթի օգնությամբ: Այս ծրագրային փաթեթի հիմքում ընկած է ՎԷՄ-ը: ՎԷՄ-ըամբողջ խնդրի տարածությունը բաժանում հազարավոր փոքր ենթամասերի նկ.2.1.1 նդաշտը ներկայացնում է յուրաքանչյուր ենթամասում (էլեմենտում, տարրում) լոկալ ֆունկցիայով և ընդհանուր դեպքում Մաքսվելի հավասարումները վերածվում են գծային հավասարումների համակարգի: ՎԷՄ-ի ամենա ուժեղ կողմը և հիմնական պատճառը, թե ինչու է այս մեթոդընախնտրելի բազմաթիվ ինժեներական ճյուղերում, դա նրա բարդ երկրաչափությամբ խնդիրների լուծման կարողությունն է: Որպես կանոն, սա արվում է չստրուկտուրացված ցանցերի օգտագործմամբ: Այդ ցանցերը կարող են բաղկացած լինել երկչափ խնդիրներում եռանկյուններից նեռանկյուն հիմքով բուրգերից (tetrahedra) եռաչափ խնդիրներում: Չստրուկտուրացված ցանցերը օրինակեռանկյուն հիմքով բուրգերից կազմված թույլ են տալիս լավ արտահայտում կոր օբյեկտների, որոնք դժվար են ներկայացվումկարտեզյան ցանցերում որոնք օգտագործվում են ՎՏՄ-ում: Ավելին, չստրուկտուրացված ցանցերը թույլ են տալիս բարձրճշտություն ստրուկտուրայի այն տեղերում վորտեց լուծումները արաք են փոփոխվում: ՎԷՄ-ի ևս մեկ գեղեցիկ հատկությունը այն է, որ այս մեթոդը ապահովում է փնտրվող ֆունկցիայի լավ սահմանված ներկայացումամբողջ լուծման տիրույթում: Դա հնարավորություն է տալիս կիրառել բազմաթիվ մաթեմատիկական գործիքներն ապացուցել կարևոր հատկություններ կայունության եւ զուգամիտության վերաբերյալ: ՎԷՄ-ի

թերությունըհամեմատած այն ՎՏՄ-ի հետ այն է, որ հստակ ֆորմուլաներանցնելու ժամանակային-տիրույթի դաշտերի վերարտադրումը չի կարող ստացվել ընդհանուր դեպքում:



Նկ. 2.1.1 ՎԷՄ-ի ընդհանուրկառուցվածքը

Լուծման ճշտությանը կախված է յուրաքանչյուր առանձին տարրերի չափերից համեմատած տվյալ խնդրում ալիքի երկարությունիը: Բայց ինչքան տարրերը շատ այնքան էլ գծային հավասարումների համակարգն մեծ և նրա լուծման համար համակարգչային հաշվողական ռեսուրսներ են պետք: Պարզ է, որ ՏՀՑ-ային տիրույթում ի հաշիվ ալիքի երկարության փոքր լինելուն համեմատած դիտարկվող օբյեկտի հետ առաջ է բերում լուրջ խնդիրների կապված նշված հաշվողական ռեսուրսների հետ: Այս աշխատանքում մոդելավորած ալիքատարային համակարգերի էլեմենտների թիվը հասնում է 4մլն-ի վորը անհնարին կլիներ լուծել առանց ՌՖԷԻ-ում գործող HPC կլաստերի օգնության: HPC կլաստերը իրենից ներկայագնում է 6 սերվերների համակարգ միացված իրար որոնցից յուրաքանչյուրի պարամետրերն են Intel Xeon CPU E5420 2.50GHz 2 Processor (Quad-Core) 8GB RAM: Ansoft HFSS v11 ծրագրային փաթեթի ընտրությունը հիմնականում կապված է նրա այն հատկության հետ վոր մոդելը կարողանում է բաժանել ավելի փոքր ենթամոդելների և ամեն մի ենթամոդել լուծել առանձին առանձին տարբեր հաշվողական մեքենաներով (հաշվողական մեքենա կարող է հանդիսանալ թե լրիվ ֆիզիկապես առանձին համակարգիչ և թե նույն համակարգչի առանձին պրոցեսորը):

2.2. Քվազի-TEMմոդիալիքիգրգռմանՎՏՄսիմուլացիանզուգահեռնգոգավորզուգահեռթիթեղներովալիքատարներում

Վերջին տարիներին ԶԹԱ-ում և ԳԶԹԱ-ում լայնաշերտ ՏՀց-ային իմպուլսների տարածման բազմաթիվ հետազոտություններ են եղելTEM [1-4], և TE_1 [5, 6] մոդերով: TEM մոդը ԶԹԱ-ում և ԳԶԹԱ-ում թույլ է տալիս առանց աղավաղման լայնաշերտ ՏՀց-ային իմպուլսների տարածումը, քանի, որ այն չունի կրիտիկ հաճախություն և հետևաբար չունի խմբային արագության դիսպերսիա. Բայց երկար տարածման հեռավորությունների դեպքում շնորհիվ տարածվող ալիքի դիֆրակցիայի գոյություն ունի բաղիացիոն կորուստ (ՌԿ) այսինքն էներգիայի արտահոսք ԶԹԱ-ում և ԳԶԹԱ-ում առկա բաց կողային եզրերից: Իտարբերություն TEM մոդիTE_1 մոդի համար պայմանավորված այդ մոդի լավ էներգետիկ լոկալիզացիայի հատկության (ՌԿ) թույլ են, բայց այս մոդումառկա է ևս մեկ խնդիր՝կապված կրիտիկ հաճախություն մոտ $f_c = c/2H$բարձր խմբային արագության դիսպերսիայով (ԽԱԴ), որտեղ H-ը թիթեղների միջև հեռավորությունն է: Իհարկե նշված աշխատանքներում ԽԱԴ-ն նվազեցնելու նպատակով առաջարկվում է H-ը մեծացնել բայց թիթեղների միջև հեռավորության մեծացումը բերում է ՌԿ-ի մեծացմանը: Այս աշխատանքում առաջարկված է նոր շղթայակցման տեխնիկական եղանակ ԶԹԱ-ի և ԳԶԹԱ-ի համար և $qTEM$ մոդով էլեկտրամագնիսական ալիքների տարածումը որը հանդիսանում էTEM, և TM_1 մոդերի վերադրում: Առավելությունը առաջարկվող շղթայակցման այն է, որ նա հնարավորություն է տալիս խուսափել, սիլիկոնային ոսպնյակների օգտագործումից շնորհիվ համեմատաբար խոշոր մուտքայինապերտուրայի: ԶԹԱ-ում և ԳԶԹԱ-ում քվազի-TEMալիքների գրգռման մեթոդի հիմքում ընկած է այն, որ ընկնողալիքը պետք է բևեռացված լինի ոչ թե հենց X առանցքի երկայնքով, որը պահանջվում է TEM մոդի գրգռման համար, այլ անկյան տակ, այսինքն տարածման ուղղությունը ($\boldsymbol{K}$-ալիքային վեկտոր) և Z առանցքը կազմեն θ անկյուն: Դիտարկվող ԳԶԹԱ-ի և ԶԹԱ-ի կառուցվածքները և կոորդինատական համակարքը բերված են նկ.2.2.1-ում: Այստեղ ԶԹԱ-ի տարբերությունը քնարկված ԶԹԱ-ից կայանում է լայնությունը որը իտարբերություն նախորդի շատ մեծ չէ համեմատած թիթեղների միջև հեռավորությանը նկ.2.2.1-a, b թիթեղների միջև հեռավորությունը H_pև լայնությունը W: ԳԶԹԱ-ը իրենից

ներկայացնում է երկու իրար զուգահեռ թիթեղներից բաղկացած համակարգ վորի թիթեղների ներքին մակերևույթը գոգավոր է և ունեն R կորության շառավիղ, թիթեղների կորության գագաթների միջև հեռավորությունը H, եզրերի հեռավորությունը D, լայնությունը Wնկ.2.2.1-c, d:

Շղթայակցումը մեծացնելու և բարձր կարգի TM մոդերի առաջացումը նվազագույնի հասցնելու համար թիթեղներից մեկը ունի կորաձև բացվածքնկ.2.2.1-e: քվազի-TEMալիքների էլեկտրական դաշտի բաշխվածությունը ուսումնասիրելու համար ԶԹԱ-ում և ԳԶԹԱ-ումմենք օգտագործում ենք թվային մեթոդների հիման վրա վերջավոր տարր մեթոդը ապա ստացված արդյունքները համեմատել ենք§1.2-ում նշված TEM և TM_1 մոդերի գումար մոդայի քվազի-TEMհետ: Քվազի-TEM մոդայի համար ունենք

$$E_x{}^{qTEM} = E_x{}^{TEM} + E_x{}^{TM} = A_{TEM}e^{jkz} - \frac{j\beta}{k_c}A_{TM}\cos\frac{\pi x}{H}e^{j\beta z} \quad (2.2.1)$$

որտեղ

$$k = 2\pi/\lambda,(2.2.2)$$

ազատ տարածության տարածման հաստատունն է,

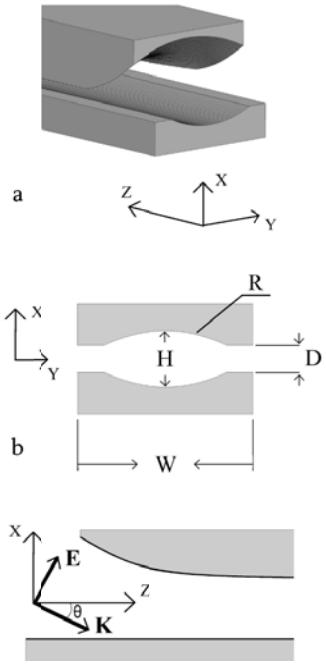
$$\beta = \sqrt{k^2 - k_c{}^2} \quad (2.2.3)$$

ալիքատարում TM_1 մոդի տարածման հաստատունն է,

$$k_c = \frac{n\pi}{H} = \frac{\pi}{H}(2.2.4)$$

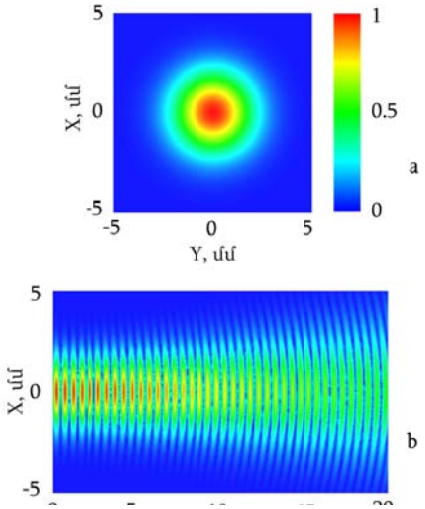
կրիտիկ տարածման հաստատունը:

քվազի-TEMմոդում հիմնական մոդը TEMմոդն է շնորհիվ $A_{TEM} >> A_{TM}$, որը կապված է θ-ի հետ բայց TM_1 մոդի ներդրումը չնայած այն բանի, որ պոքր է տալիս ազդեցություն, որ պահվածքը նորքվազի-TEMմոդի ալիքի նման է TEM ալիքինանդրադառցող ներքևի և վերևի թիթեղիկներից:



Նկ. 2.2.1ԳԶԹԱ-ի և ԶԹԱ-ի կառուցվածքըa եռաչափ, bXZկտրվածքը, cXY կտրվածքը:

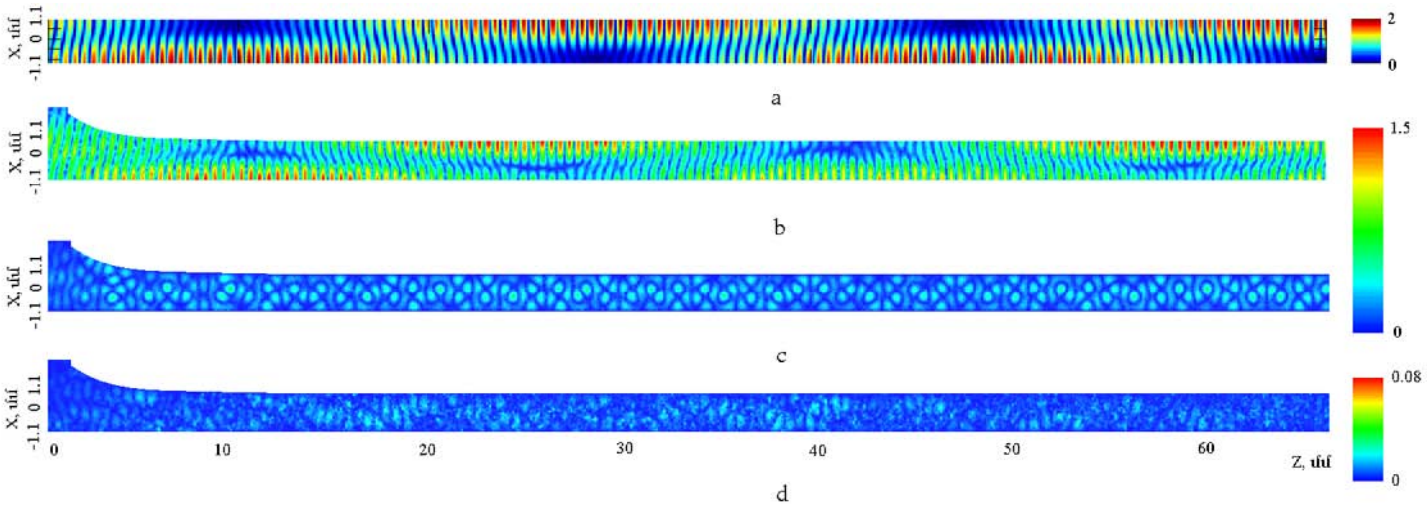
Այսպիսով քվազի-TEMմոդի գրգռումը և տարածումը ՎՏՄ-ով մոդելավորվել է ԳԶԹԱ-ում որի երկրաչափական պարամետրերն են՝D = 1մմ, H = 2.2մմ, W = 10մմ, R = 12մմ: Հաշիվառնելով, որ ԶԹԱ-ն և ԳԶԹԱ-ն կառուցվացքով նման են և այն, որ հետաքրքրություն է ներկայացնում հիմնականում ԳԶԹԱ-ն այստեղ դիտարկվել է միայն ԳԶԹԱ-ն: Մոդելավորման մեջ ալիքատարի մուտքային հատվածում տեղադրված է էլեկտրամագնիսական ալիքների Գաուսյան փնջի աղբյուր Նկ. 2.2.2 որի **K** ալիքային վեկտորը (տարածման ուղղությունը) և $\boldsymbol{E}$ էլեկտրական դաշտի լարվածության վեկտորը ունեն Նկ. 2.2.1-ի (e)-ում պատկերված ձևը:Գաուսյան փունջի տրամագիծը ֆոկուսում3մմէ, ֆոկուսը գտնվում է կոորդինատական համակարգիսկզբնակետում:



Նկ. 2.2.2 Էլեկտրամագնիսական ալիքների Գաուսյան փնջի աղբյուրի տեսքը լայնական և երկայնական կտրվացքներում:

Նախ դիտարկենք ԳԶԹԱ-ի վարքը տարբեր հաճախությունների դեպխում: Նկ. 2.2.3-ում պատկերված ենԷլեկտրականդաշտիլարվածությանբաշխվածությունները ալիքատարի երկայնական YZ կտրվածքում a: 300 և b: 400ԳՀցհաճախություններիհամար: Ինչպես երեվում է նկարից սիմուլյացիայի և անալիտիկ արտահայտությունից ստացված դաշտերը համնկնում են: Այստեղ հաճախության մեծացման հետ դաշտի խտացումների և նոսրացումների քանակը պակասում է որը բացատրվում է երկու TEM (2.2.2) և TM_1 (2.2.3) մոդերի տարածման հաստատուններիտարբերությամբ: Մոտենալով TM_1 կրիտիկ հաճախությանը այդ տարբերությունը մեծանում է և այդ պատճառով երկու ալիքների տարածման TM_1 մոդի էլեկտրական լարվածության վեկտորի X բաղադրիչը համապատասխան ճանապարհ անցնելուց հետո պոխում է իր ուղղությունը TEM մոդի էլեկտրական լարվածության վեկտորի X բաղադրիչի նկատմամբ և ստացվում է, որ գումար ալիքը էլեկտրական լարվածության վեկտորի X բաղադրիչի բաշխվածությունը նմանվում է հարթ ալիքի դաշտի բաշխվածությանը որը տարածվում է ալիքատարում անդրադառնալով վերևի և ներքևի պատերից:Նկ. 2.2.4-ում պատկերված են Էլեկտրական դաշտի լարվածության բաշխվածությունըYZ կտրվածքում գոգրման երկու

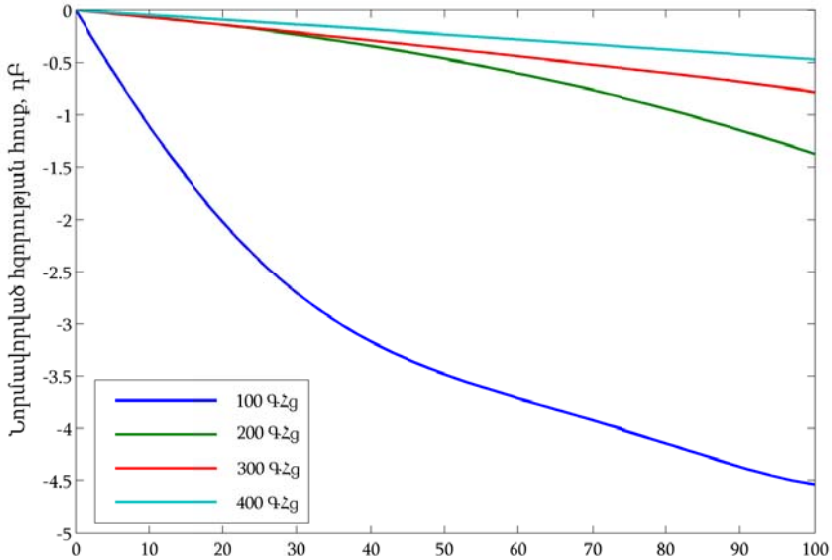
տարբեր անկյունների համար: Նկարից պարզ է, որ տարածվող TEM և TM_1 մոդերի ամպլիտուդները կախված են անկման անկյունից: Ինչպես երևում է θ-ի մեծացումը բերում է TM_1 մոդի ամպլիտուդի մեծացմանը որից առաաջանում է խնդիր կապված ալիքատարի և նրանում դիսպերսիայի և կորուստների վերաբերյալ:



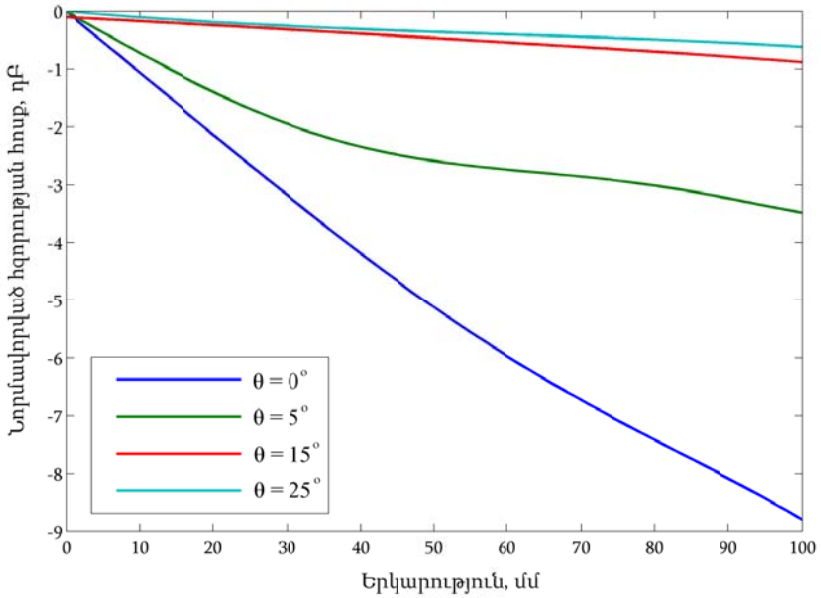
Նկ. 2.2.3ԳԶԹԱ-ում էլեկտրական դաշտի լարվածությանբաշխվածությունը
YZկտրվածքումa:300 հաճախության համար

2.3. ԶուգահեռնգոգավորզուգահեռթիթեղներովալիքատարներումդիֆրակցիոնկորուստներիՎՏՄսիմուլացիան

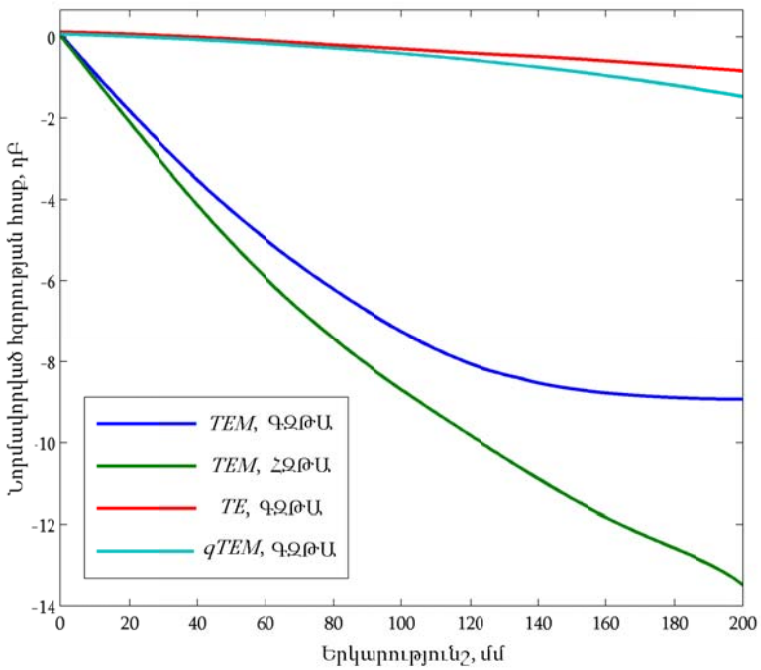
ՏՀց-ԺՏՍ զարգացումը բերեց այնպիսի ալիքատարների կիրառմանը, որոնցով անցնելիս լայնաշերտ ՏՀց-ային իմպուլսը (100 ԳՀց-ից մինչև 10 ՏՀց) հնարավորինս չաղավաղվի: Աղավաղումները առաջանում են խմբային արագության դիսպերսիայի (ԽԱԴ) հետևանքով: Ընդհանուր առմամբ, ՏՀց-ային իմպուլսի աղավաղում (սփռում ժամանակային տիրույթում) տեղի չունի այն ալիքատարներում, որոնք չունեն կրիտիկ հաճախություն, այսինքն՝ նրանցում հնարավոր է TEM մոդի ալիքների տարածում: Այդպիսի ալիքատարների տիպերն են՝ ԶԹԱ, երկլար, կոաքսիալ: TEM մոդի ազդանշանի արագությունները բնութագրվում են միայն դիէլեկտրիկով, որում տարածվում է ալիքը:Չնայած բոլոր այսալիքատարները ունեն իրենց առավելությունները, ԶԹԱ-ը հանդիսանում է ամենալավ պվ-ին ՏՀց-ային իմպուլսների ալիքատարը՝ ներառելով ցածր մետաղական կորուստներ, մոդային դիսպերսիայի բացակայություն, բարձր միակցում (coupling) ազատ տարածության հետ և պատրաստման պարզություն՝ համեմատած այլ ալիքատարների հետ: ԶԹԱ-ի այսպիսի լավ հատկությունների հետ գոյություն ունի շատ կարեվոր մի խնդիր կապված բաղիացիոն կորուստների հետ ԶԹԱ-ումառկա բաց կողային եզրերից: Ուսումնասիրենք նոր քվազի-TEMմոդի ալիքների ՌԿ-ը ԳԶԹԱ-ում: Նկ. 2.3.1-ում բերված են մոդելավորման արդյունքները ԳԶԹԱ-ի Դիֆրակցիոն կորուստները $F = 200, 300, 400$ և 500ԳՀց հաճախությունների, ֆիքսված R-ի և D ալիքատարի երկրաչափական պարամետրերի դէպքում



Նկ. 2.3.1ԳՋԹԱ-ի Դիֆրակցիոն կորուստները $F = 200, 300, 400$ և ԳՀg հաճախությունների, ֆիքսված R-ի և D ալիքատարի երկրաչափական պարամետրերի դեպքում:



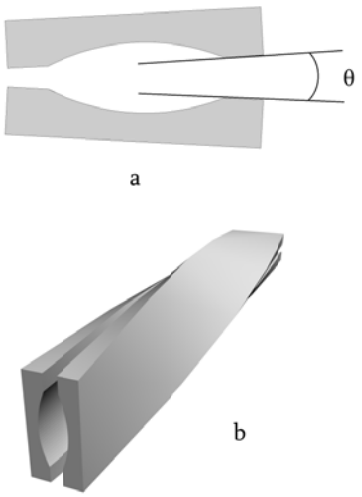
Նկ. 2.3.4ԳԶԹԱ-ի Դիֆրակցիոն կորուստները $F = 300$ԳՀց հաճախությունների, ֆիքսված R-ի և D ալիքատարի երկրաչափական պարամետրերի դեպքում անկյունների համար:



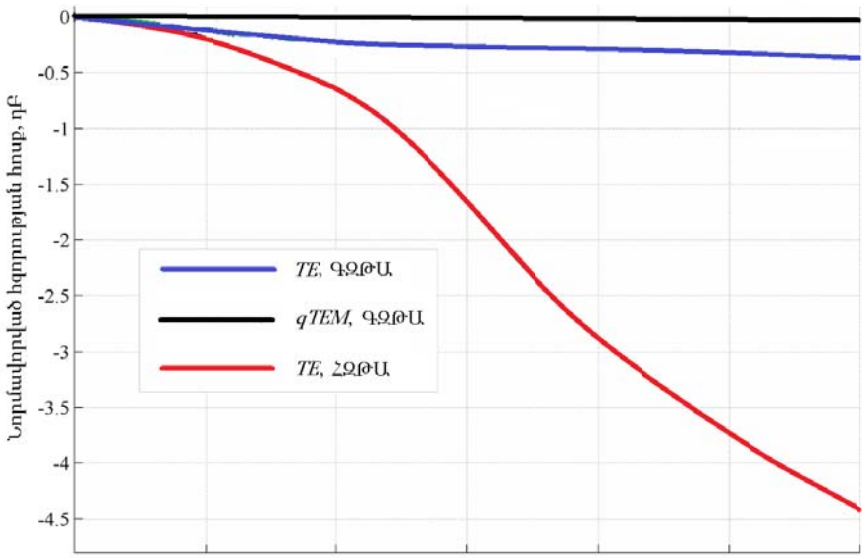
Նկ. 2.3.5ԳԶԹԱ-ի Դիֆրակցիոն կորուստները $F = 300$ԳՀց հաճախությունների, ֆիքսված R-ի և D դեպքումTE CPPWG, TEM CPPWG,TEM PPWG, qTEMPPWG և qTEM CPPWG:

2.4. ԶուգահեռնգոգավորզուգահեռթիթեղներովալիքատարներիկայունությանՎՏՄսիմուլացիանմեխանիկականդեֆորմացիաներինկատմամբ

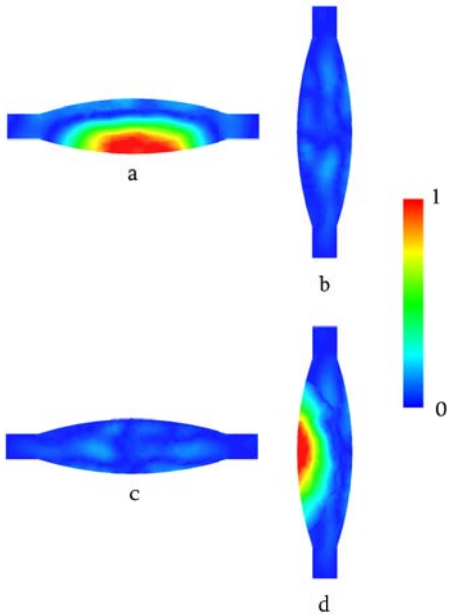
Ուսումնասիրենք ԳԶԹԱ-ի և ԶԹԱ-ի ՌԿ-ը տարբեր մեխանիկական դեֆորմացիաների առկայության դեպքում: Դիտարկենք երկու տիպի դեֆորմացիաներ որոնք են երկու թիթեղների զուգահեռության լայնական խաղտումը Նկ. 2.4.1-(a, b) և ալիքատարների երկայնական պտույտը Նկ. 2.4.1-(c):



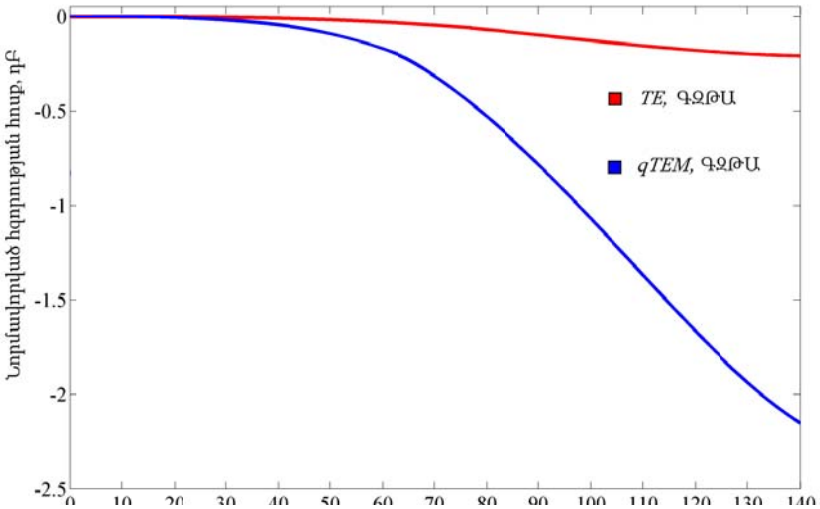
Նկ. 2.4.1ԳԶԹԱ-ի և ԶԹԱ-ի մեխանիկական դեֆորմացիաները



Նկ. 2.4.2ՌԿ-ըԳԶԹԱ-ի և ԶԹԱ-ի մեխանիկական դեֆորմացիաների դեպքում



Նկ. 2.4.3 ՌԿ-ըԳԶԹԱ-ի և ԶԹԱ-ի մեխանիկական դեֆորմացիաների դեպքում



Նկ. 2.4.4ՌԿ-ըԳԶԹԱ-ի և ԶԹԱ-ի մեխանիկական դեֆորմացիաների դեպքում

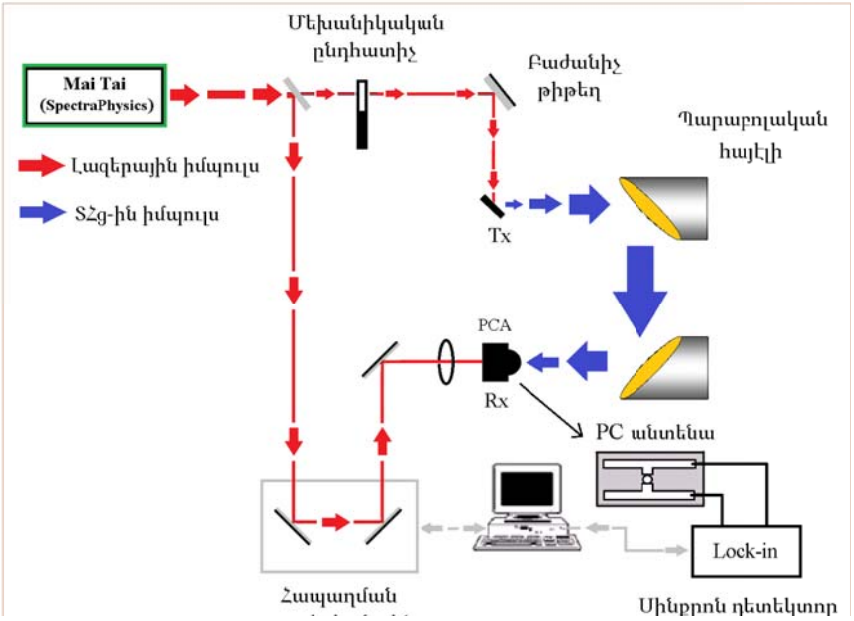
ԳԼՈՒԽ 3
ՓՈՐՁՆԱԿԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ

Մի շարք փորձարարականև պատրաստման տեխնիկան հնարքներէին անհրաժեշտ այս աշխատանքում նկարագրված փորձերիիրականացման համար: Քանի, որ բոլոր փորձարարական աշխատանքներըիրականացվել ենՏՀց-ԺՏՍ համակարգով, որը մանրամասնորեննկարագրված և ուսումնասիրված է մի շարք աշխատանքներում, այստեղ համեմատաբար կարճ նկարագրություն կտրվի: Այս գլխի մնացած մասը մանրամասնորեննկարագրում է ալիքատարների, տեխնիկական հարմարանքների և նրանցով կատարված փորձերի նկարագրությունը ինչպես նաև այդ փորձերում ստացված արդյունքների մշակումը և քննարկումը:

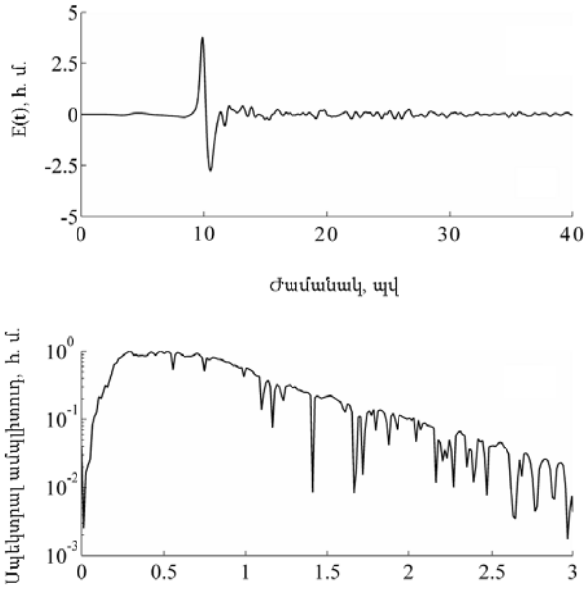
3.1. Տերահերցայինտիրույթիժամանակային-սպեկտրոսկոպիայիփորձարարականսարքավորումը

ՏՀց-ԺՏՍ համակարգըհայտնիէորպես ՏՀց-ային հաճախություններիսպեկտրոսկոպիայում վերլուծության ստանդարտ փորձարարականհամակարգ: Փորձարարական համակարգիտիպիկ բլոկ սխեման բերված է Նկ.3.1.1-ում: ՏՀց-ային իմպուլսները ճառագայթման աղբյուր է հանդիսանում InAsէմիտերի մակերևույթը (Tx), որը լուսավորվում էֆվ-ային լազերի փնջով: Այստեղ, որպես օպտիկական ճառագայթման աղբյուր ծառայում է Mai-Tai Spectra@Physics ֆեմտովայրկյանային լազերը, որը առաքում է ≈3մմ տրամագծովփունջ, ≈ 80ֆվ տևողությամբ, 12նվ (80ՄՀց) կրկնման պարբերությամբ և 1.8Վտ միջին հզորությամբ իմպուլսներ:Այդպիսի գեր կարճ լազերային իմպուլսներիցգեներացված ՏՀց-ային իմպուլսների սպեկտրը ընկած է հաճախությունների 0.1 մինչև 4 ՏՀց տիրույթում: Ազատ տարածություն ճառագայթված ՏՀց-ային փունջը կարելի է մոտարկել որպես Գաուսյան փունջ: Ճառագայթված ՏՀց-ային իմպուլսները կոլլիմացվում են երկու պարաբոլական հայլիներով ապա անցնելով սիլիցիումային ոսպնյակով ֆոկուսացվում են սիմետրիկ դիպոլային անտենայի (Rx) վրա (≈45մկմ չափսերով), որը տեղակայված է ցածր ջերմաստիճաններում աճեցված (≈400C) GaAs-ի բարակ շերտի հակառակմակերևույթին:ՏՀց-

այինինպուլսիազդեցությամբանտենայիծայրերումսռեոծվումէպոտենցիալներիտարբեր ություն: Սակայնանտենայումհոսանքիհայտկգամիայնայնդեպքում, երբանտենանմիաժամանակճառագայթվինանօպտիկականիմպուլսով՝ կիսահաղորդչայինշերտումառաջացնելովազատլիցքակիրներ:Այդպիսով, փոխելով ֆեմտովայրկյանային օպտիկական իմպուլսի անտենայի վրա ընկնելու պահը (շարժական հայելիներով օպտիկական հապաղման գծի միջոցով), կարելի է չափել ՏՀց-ային իմպուլսի դաշտիականթարթային արժեքների փոփոխությունը և դրանով իսկ որոշել իմպուլսի ժամանակային տեսքը: Ցածր ջերմաստիճաններում աճեցված GaAs-ում ազատ լիցքակիրների կյանքի կարճ տևողությունը (≈0.3պվ) թույլ է տալիս մեծ լուծողականությամբ չափել ՏՀց իմպուլսի տեսքը: Ազդանշան-աղմուկ հարաբերության մեծացման համար մեխանիկական ընդհատիչի միջոցով կատարվում է լազերային ճառագայթման ցածր հաճախայինմոդուլում (≈ 1կՀց հաճախությամբ), որը հնարավորություն է տալիս անտենայի հոսանքի չափումն իրականացնել է սինքրոն դետեկտման ռեժիմում (ժամանակի ≈ 300մվ հաստատունով):Իմպուլսի ժամանակային տեսքը գրանցելուց հետո իրականացվում է E(t)ժամանակային կախվածությա թվային Ֆուրիե ձևափոխություն: Սովորաբար այս համակարգը օգտագործվումէ սպեկտրոսկոպիայում ներառելով ինֆորմացիա հետազոտվող նմուշի թէ իմպուլսի ժամանակային ինֆորմացիան և թէ Ֆուրիե ձևափոխության սպեկտրի ինֆորմացիան:Բոլոր չափումներըկատարվում են համեմատած հենակային իմպուլսի՝ այսինքն նմուշի բացակայության դեպքում իմպուլսի հետ (reference): Այս աշխատանքումորպես համեմատության ՏՀց-այինիմպուլս (հետազոտվող ալիքատարային կամ նմուշների բացակայության դեպքում) ընտրված է ազատ տարածությունում տարածվող իմպուլսը:Տիպիկազատտարածության իմպուլսի ժամանակային տեսքը և սպեկտրըբերված են Նկ.3.1.2-ում:



Նկ.3.1.1ՏՀց-այինՓորձնական սարքավորման բլոկ սխեման



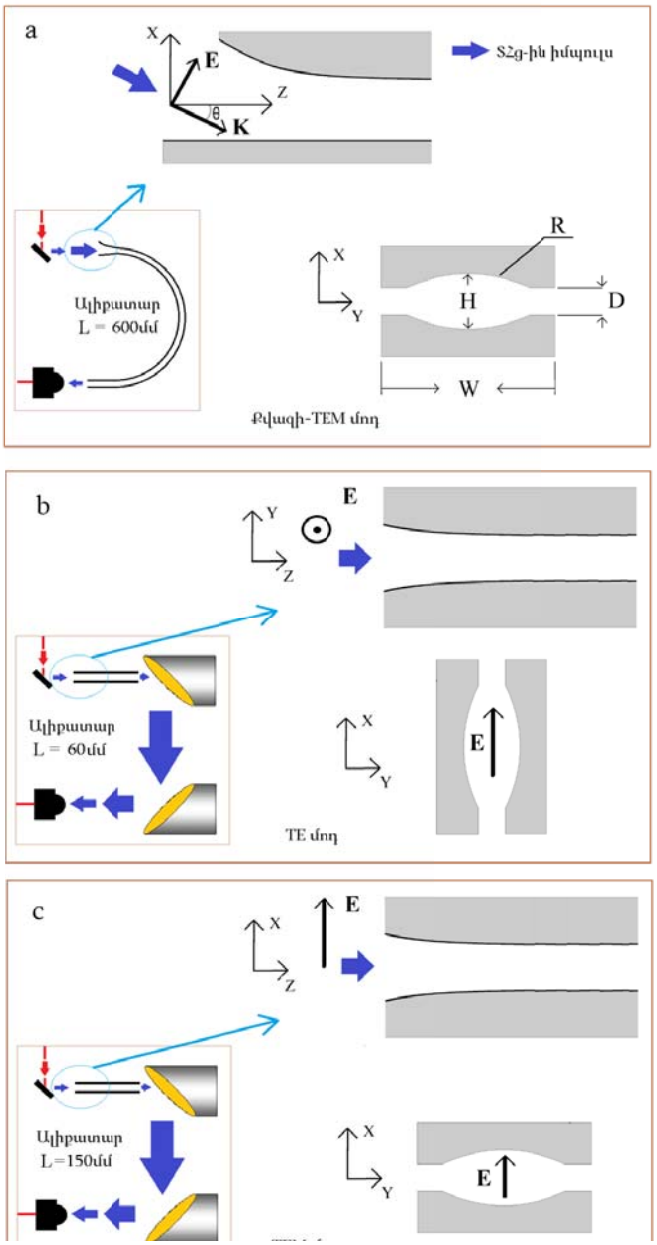
Նկ.3.1.2 ՏՀց-ային իմպուլսիժամանակային տեսքը և սպեկտրը

3.2. ՏՀց-ային իմպուլսի տարածումը գոգավոր զուգահեռ թիթեղներով ալիքատարներում, քվազի-TEM և TE մոդերով

ԳԶԹԱ-ի վարքը ՏՀց-ային հաճախությունների տիրույթում կատարված փորձնական հետազոտություններըբաղկացած է չորս փուլից:

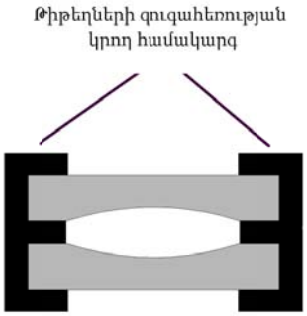
Առաջին փուլում ՏՀց-ային իմպուլսը անցնում է ազատ տարածությունով՝ ուղղորդվելով միայն երկու պարաբոլական հայելիներով (նկ.3.1.1): Այս համակարգը, շնորհիվ ճառագայթված փնջի պարաբոլական հայելիներով ուղղորդման և ֆոկուսացմանհատկության,ապահովում է ՏՀց-ային իմպուլսի տարածումը՝առանց աղավաղումների և կորուստների: Այսպիսով՝ հետագա չափումների համար այն հանդիսանում է որպեսՏՀց-յին իմպուլսի հենակային բնութագիրինչպես ամպլիտուդա-ժամանակային, այնպես և սպեկտրալ տիրույթի: Այդ հենակային իմպուլսիբնութագիրըպատկերված է(Նկ.3.1.2):

Երկրորդ փուլում(Նկ.3.2.1-a), հիմնվելովգլուխ 2-ում ստացված արդյունքների վրա, պատրաստվել է ԳԶԹԱ: ԳԶԹԱ-ը պատրաստվել է երկու միանման W=10մմ լայնությամբ, D=1մմ հաստությամբ և L=600մմ երկարությամբ ալյումինե շերտերից: Շերտերի 1մմ հաստությունը ապահովում է ալիքատարի ճկունությունը: Ալիքատարի թիթեղների R=12մմ գոգավորությունըստացվել է միջին ճշտության խառատային հաստոցով, ապա վերջնական հայելային մաքրության է բերվել բացառելով ցանկացած տիպի մակերևույթային խոտորումները որոնք կարող են ազդել տարածման հատկությունների վրա: Ինչպես նշված է գլուխ 2-ում թիթեղներից մեկը ունի կորաձև բացվացք որը նվազեցնում է հնարավոր TM բարձր մոդերի առաջացումը: Ալիքատարի 600մմ երկարությունը ընտրվել է որպեսզի բավար կերպով հետազոտվեն ալիքատարի դիսպերսիոն հատկությունները և դիֆրակցիոն կորուստները: Այդպիսի երկարության երկու թիթեղների երկայնական և լայնական զուգահեռությունը ապահովելու համար թիթեղների եզրերը ամրացված են ճկուն պոլիէթիլենային կրող համակարգին (Նկ.3.2.2): Այս փուլում գրավիչ է այն փաստը, որ փորձում չի ոգտագործվում պարաբոլական հայելիներով ուղղորդման և ֆոկուսացման համակարգը:

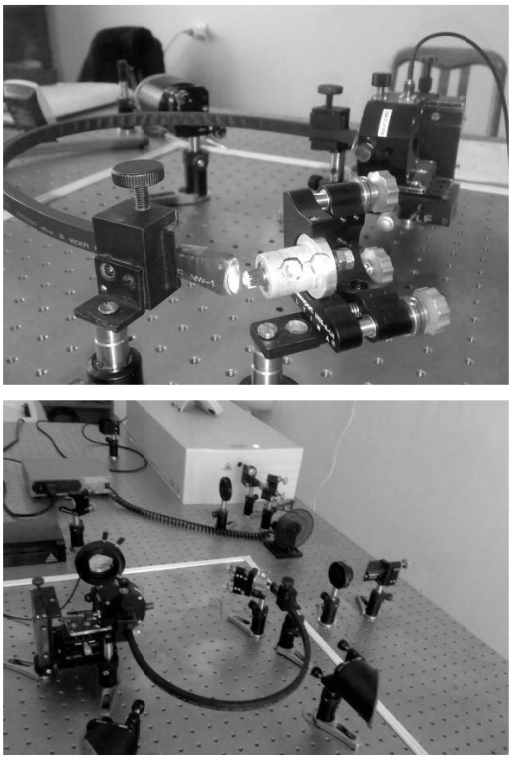


Նկ.3.2.1Փորձնական հետազոտության (a) երկրորդ փուլ, քվազի-TEM մոդի գրգռմամբ, (b) երրորդ փուլ, TE մոդի գրգռմամբ և (c) չորրորդ փուլ, TEM մոդի գրգռմամբ:

Շնորհիվ ճառագայթված ՏՀց-այինԷլեկտրամագնիսական ալիքի և ալիքատարիմիակցման բարձր արդյունավետությանը ԳԶԹԱ-ի մուտքը տեղակայված է ճարագայթիչից ամիջապես 10մմ հեռավորության վրա որպեսզի Գաուսյան փունջը չհասցնի բացվել: ԳԶԹԱ-ի ելքը մոտեցված է ընդունիչի սիլիցիումային ոսպնյակին այնպես, որ ալիքատարից դուրս եկած ալիքները անցնելով ոսպնյակը ֆոկուսացվեն ընդունիչ սիմետրիկ դիպոլային անտենայի վրա: Երկրորդ փուլի փորձնական սարքավորման և ԳԶԹԱ-ի լուսանկարները բերված են Նկ.3.2.3



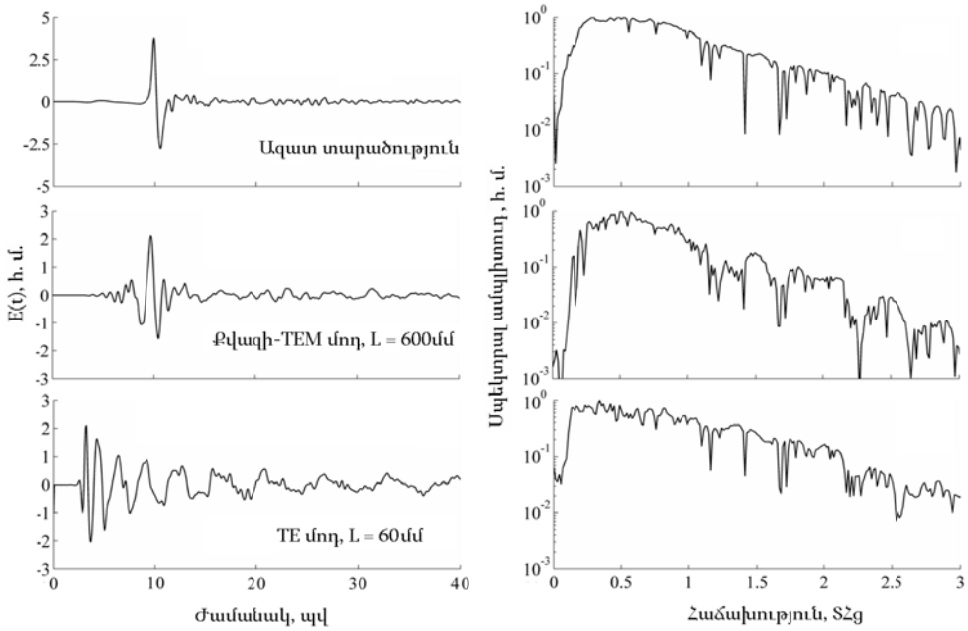
Նկ.3.2.2 ԳԶԹԱ-ի թիթեղների երկայնական և լայնական զուգահեռությունը ապահովող պոլիէթիլենային կրող համակարգը:



Նկ.3.2.3Փորձնական սարքավորման և L=600մմ երկարությամբ ԶԹԱ-ի լուսանկարները

Երրորդ փուլում (նկ.3.2.1-b) ԳԶԹԱ-ի քվազի-TEM և TE մոդերի դիսպերսիոն հատկությունների համեմատության համար պատրաստվել է նույն լայնական չափսերով ԳԶԹԱ ինչպիսին երկրորդ փուլում բացառությամբ երկարության L=60մմ որը այս դեպքում 10 անգամ կարճ է համեմատած նախորդի L=600մմ-ի և ոչ ճկունության: ԳԶԹԱ-ումTE մոդ գրգռման համար ալիքատարը պտտված է Z առանցքի շուրջ 90 աստիճանով:Ճառագայթված ՏՀց-այինԷլեկտրամագնիսական ալիքի և ալիքատարիմիակցումը լավացնելու համար ալիքատարի մուտքում թիթեղները ունեն թույլ բացվածք: Ինչպես առաջին փուլում այստեղ նույնպես օգտագործվել է պարաբոլական հայելիներով համակարգը: ԳԶԹԱ-ի մուտքը տեղակայված է ճարագայթիչից ամիջապես 10մմ հեռավորության վրա իսկելքը՝ պարաբոլական հայելու կիզակետում:Փորձնական հետազոտության երեք փուլերի արդյունքները բերված են

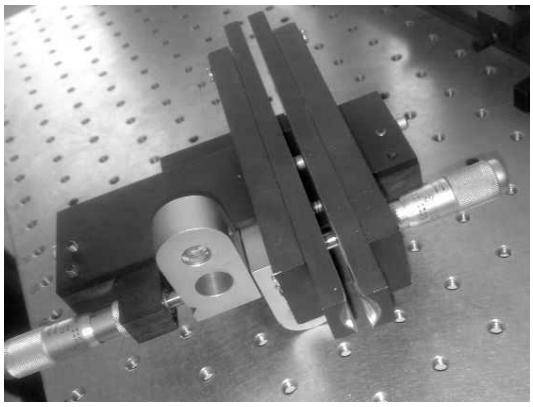
Նկ.3.2.4-ում: Արդյունքները ցույց են տալիս, որ քվազի-TEM մոդով ՏՀց-ային իմպուլսը անցնելով 600մմ ճանապարհ կրում է որոշ աղավաղումներ, բայց ընդհանուր առմամբ նրա ժամանակային տեսքը չի փոխվում: TE մոդով անցնելով 10 անգամ կարճ ճանապարհ ՏՀց-ային իմպուլսը փռվում է ժամանակային առանցքով որը պայմանավորված է այդպիսի մոդի ուժեղ դիսպերսիայով: Այսպիսով Առաջարկված ալիքատարըմիակցման մեթոդը որը ապահովում է քվազի-TEM մոդովի ալիքների գրգռումը կորուստների առումով չի զիճում TE մոդի տարածմանը ԳԶԹԱ-ում և դիսպերսիոն հատկությամբ մոտ է ԶԹԱ-ին:



Նկ.3.2.4Ազատ տարածության, ԳԶԹԱ-ում քվազի-TEM և TE մոդերով տարածման ժամանակային և հաճախային պատկերները

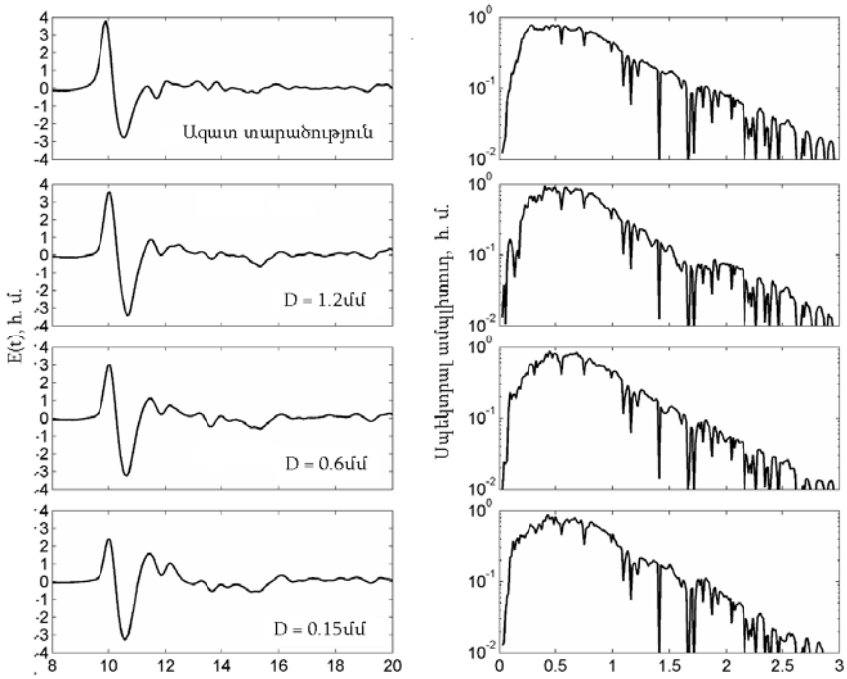
Չորրորդ փուլում (նկ.3.2.1-c) ԳԶԹԱ-ի քվազի-TEM մոդի տարածման հատկությունների ուսումնասիրումը տարբեր գոգավորության շառավիղների և թիթեղներիեզրերի միջև տարբեր հեռավորությունների համար պատրաստվել են ոչ ճկուն L=150մմ երկարությամբ և W=16մմ լայնությամբ ԳԶԹԱ-ներ համապատասխանաբար R=12մմ,

16մմ, 20մմ գոգավորության կորության շառավիղներով: Թիթեղների միջև հեռավորության փոփոխման համար պատրաստվել է տեխնիկական հարմարանք որը թույլ է տալիս ալիքատարի թիթեղները մոտեցնել կամ հեռացնել առանց խախտելու նրանց լայնական և երկայնական զուգահեռությունը:

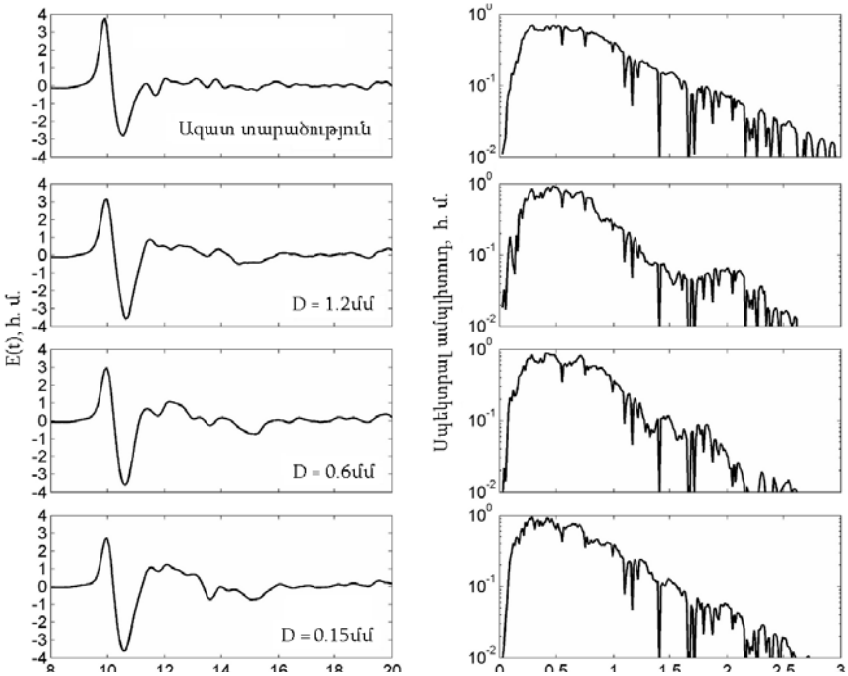


Նկ.3.2.5

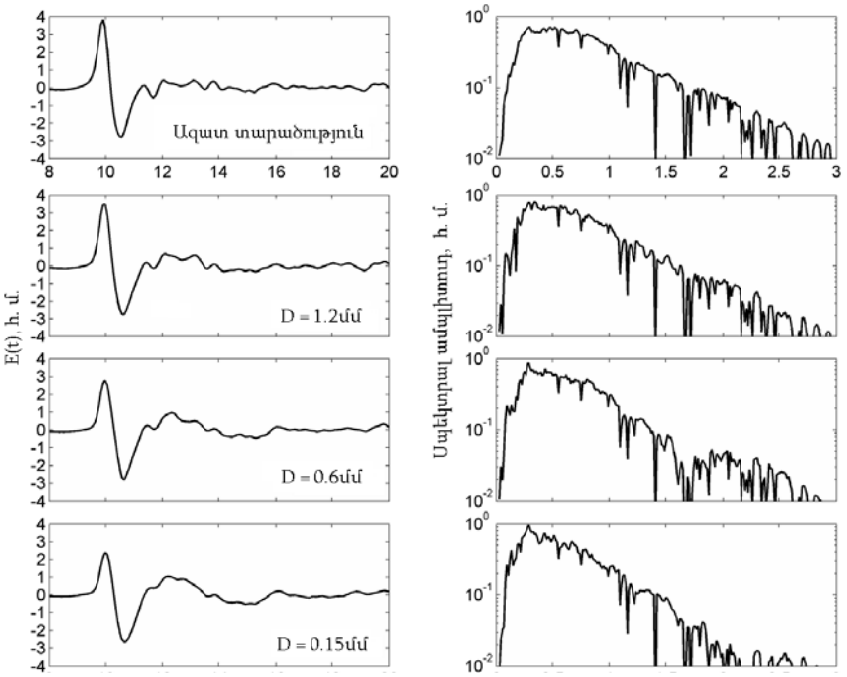
Բոլոր ԳՋԹԱ-ների ներքին մակերևույթները բերված են հայելային մաքրությանբացառելով ցանկացած տիպի մակերևույթային խոտորումները որոնք կարող են ազդել տարածման հատկությունների վրա: Փորձնական հետազոտության չորրորդ փուլը իր կառուցվացքով կրկնում է երրորդ փուլի փորձնական մասը, միայն այն տարբերությամբ, որ այստեղ ճառագայթիչի և առաջին պարաբոլական հայելու միջև հեռավորությանը ընտրվում է այնպես,որ ապահովի ԳՋԹԱ-ի ելքի պարաբոլական հայելու կիզակետում գտնվելը: Փորձնական հետազոտության չորրորդ փուլի արդյունքները բերված են նկ.3.2.5-ից նկ.3.2.7-ում:



Նկ.3.2.6R=12մմ ԳՋԹԱ-ում քվազի-TEM մոդի
տարածման ժամանակային և հաճախային պատկերները
D=0.15մմ, 0.6մմ, 1.2մմթիթեղների եզրերի միջև հեռավորության համար:



Նկ.3.2.7R=16մմ ԳՋԹԱ-ում քվազի-TEM մոդի
տարածման ժամանակային և հաճախային պատկերները
D=0.15մմ, 0.6մմ, 1.2մմթիթեղների եզրերի միջև հեռավորության համար:



Նկ.3.2.8R=20մմ ԳՋԹԱ-ում քվազի-TEM մոդի
տարածման ժամանակային և հաճախային պատկերները
D=0.15մմ, 0.6մմ, 1.2մմթիթեղների եզրերի միջև հեռավորության համար:

ԳԼՈՒԽ 4.
ԳԲՀՏԻՐՈՒՅԹԻԵՐԿԿԱՊԿԱՐՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐ

4.1.Հզորությանբազմաճյուղգումարիչ-բաժանիչ

ՎերջինտարիներինԳԲՀհաճախություններիտիրույթիհզորտրանզիստորայինսարքերիբուռնզարգացումըառաջքաշեցմինորինդիր՝ փոխարինելգոյությունունեցողԳԲՀտիրույթիհզորությանուժեղարարներիելքայինէլեկտրավակուումայինսարքերը (մագնետրոն, կլիստրոնևայլն), տրանզիստորայինսարքերով: Սակայն, որպեսզիայդպիսիուժեղարարներիելքայինհզորությանմակարդակներըբավարարենհաղորդակներիելքայինպարամետրերին, անհրաժեշտությունէառաջացնումմշակելբազմաթիվնույնատիպուժեղարարներիելքայինհզորություններիգումարիչսարքեր:

Նախ մութքային հզորությունը բաժանվում է N հավասար մասեր,հետո ուժեղացվում Nտրանզիստորայինուժեղարարների օգնությամբ, այնուհետև ուժեղացված ազդանշանները մտնում են ելքայինN ճյուղանի գումարիչ: Գումարիչի ելքում ԳԲՀ հզորությունը գերազանցում է յուրաքանչուր ճյուղի հզորության մակարդակը N անգամ(չհաշված գումարիչի կորուստները):ԵլքայինկասկադիհզորությանգումարմանսխեմայիընտրությամբէորոշվումԳԲՀհզորությանուժեղարարիպարամետրերը: ԱռաջինհերթիննրաելքայինհզորությունընևՕԳԳ-ն:Հաջորդինդիրը՝ դաուժեղարարիթողարկմանշերտիլայնությունն է: Լայնաշերտուժեղարարներումինդիրըբարդանումէնրանով, որինարավորչէօգտագործելառավելէֆֆեկտիվնեղշերտռեզոնատորայինտիպիգումարիչներ:ԱռաջարկվողԳԲՀ հզորությանգումարիչ-բաժանիչը աչքի է ընկնում

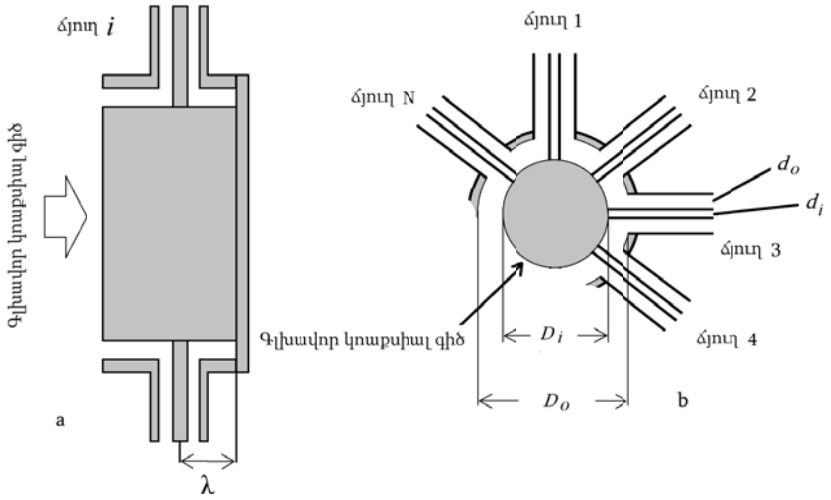
Ինչպես իր հարաբերական լայնաշերտությամբայնպես և բարձր էֆֆեկտիվությամբ:ԳԲՀ մեծ հզորության աղբյուրների պահանջարկին զուգահեռ՝ այնպիսի ոլորտներում , ինչպիսիք են ռադարային համակարգերը, լիցքավորված մասնիկներիարագացուցիչները, հեռահաղորդակցության նայլն լայնորեն են առաջ է քաշումմեծ հզորության ԳԲՀ ուժեղարարների (ՄՀՈՒ) նախագծումը: ՄՀՈՒ-ի նախագծման հիմնական մեթոդը իր հերթինդա համապատասխան քանակի

համեմատաբար թույլ հզորության ուժեցարարների ելքային հզորությունների գումարումն է: Արդյունքում ՄՀՈՒ-ի բնութագրերը զգալիորենկախված ենինչպեսԳԲՀ հզորության բաժանիչից (ՀԲ),այնպես և ԳԲՀ հզորության գումարիչի (ՀԳ) էլեկտրական բնութագրերից: Քանի որ սկզբունքորենԳԲՀ հզորության գումարիչը և բաժանիչը կարողէ լինել միևնույն սարքըապահեշտությանհամարայսուհետև կքննարկենքմիայն (ՀԲ) արտահայտությունը:Ահա թե ինչու է բարձր բարորակությամբԳԲՀՀԳ-ների զարգացումը և նախագծումը այսօր այդքան կարևոր:

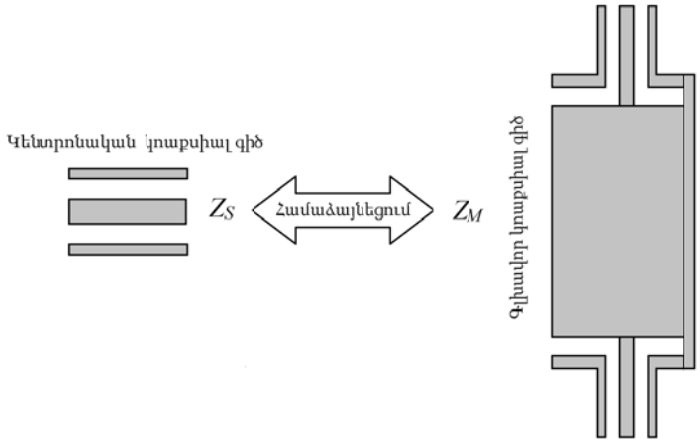
Ինչպես գիտենք հիմնականում օգտագործվող ծառանման կառուցվածքները հիմնված լինելով քառակուսային հիբրիդների վրա կամ Վիլկինսոնի տիպի ՀԲ-ները ունեն բավականին պարզ նախագծում, բայց նրանք ունեն մի բացասական կողմ այն է մեծ քանակով հաղորդման գծերի օգտագործումը, որը ինչպես գիտենք բերում է հավելյալ կորստների մեծացմանը նբաժանման ճուղերի քանակի մեծացման հետ: ՀԲ-ների ռադիալ կառուցվածքը ելնելով սիմետրիայից ապահովում է ելքերի լավ կապազերծում և ցածր կորուստներ:ՇատկարեորէընտրածհաճախություններիտիրույթումՀԲ-ի ֆիզիկական կառուցվածքի մանրակրկիտ օպտիմալացումը: Այս աշխատանքում ներկայացված են կոաքսիալային-ռադիալ տիպի ՀԲ-ի նախագծման արդյունքները X տիրույթի ՄՀՈՒ-համար:ՆախագծվողԳԲՀ ՀԲ-նբաղկացածէ 16 իդենտիկկոակսիալ տիպի ելքային մատույցներիցորոնքմիևնույներկարության 16կոաքսիալ գծերիօգնությամբուղղիղկապվածենգլխավորճյուղի (ԳՃ) կոաքսիալգծինորպեսբեռներնկ.4.1:

Համապատասխանիմպեդանսներընչափսերըկոաքսիալգծերիոշվումեն[15]

$$Z_N = 60\frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}\ln\frac{d_o}{d_i}, \quad Z_M = 60\frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}\ln\frac{D_o}{D_i}, \quad Z_M = \frac{Z_N}{N} \quad (4.1.1)$$



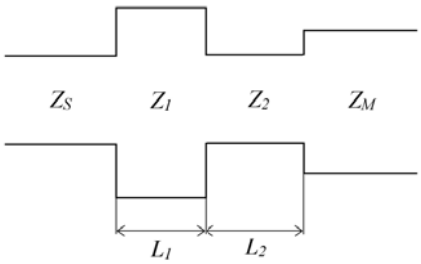
Նկ.4.1.1 բաժանիչի կառուցվածքը:



Նկ.4.1. 2բաժանիչի համաձայնեցման սխեման

$$D_o > \frac{1}{\pi} N d_o, \quad D_i > \frac{1}{\pi} N d_i \quad (4.1.2)$$

ՈրտեղZ_N-ըյուրաքանչյուրիդենտիկգումարվողկոաքսիալգծերի (ԻԳԿԳ) իմպեդանսը, ε-ը դիէլեկտրիկթափանցելիություն, d_i-նԻԳԿԳ–ներքինտրամագիծը, d_0-նԻԳԿԳ–արտաքինտրամագիծը, Z_M-ըԳՃ-իիմպեդանսըորինուղղիղկապվածենԻԳԿԳ-ը, D_i-նԳՃ-ներքինտրամագիծը, D_0–նԳՃ-իարտաքինտրամագիծը, N–ըԻԳԿԳ–իքանակը:Ինչպես հետևում է (1)-ից և (2)-ից (երբ$Z_M = 3.1\Omega$, $N = 16$) $D_i, D_0 \approx Nd_0$ հետևաբար բաժանիչի նախագծման ժամանակ առաջ է գալիս կարևոր խնդիր կապված բավականին փոքր դիմադրությամբ և արտաքին և ներքին մեծ տրամագծովկոաքսիալ գծի (Z_M, D_i, D_0),և մուտքային ստանդարտ ($Z_S = 50\Omega$) կոաքսիալ գծի համաձայնեցման հետ նկ.2: Իմպեդանսների բարձր թռիչքով սխեմաների համաձայնեցման համար երկու ավանդական մեթոդների ոգտագործումը $\lambda/4$ կոաքսիալ գծերի տրանսֆորմատորները և աննդհատ պոպոխվող ներքին և արտաքին տրամագծերով կոաքսիալ գծերը բերում են չափազանց երկարացմանը համաձայնեցման հատվածի: Այլընտրանքային և շատ перспективный մեթոդ որը հնարավորություն է տալիս բավականի կարճացնել համաձայնեցման տրանսֆորմատորների երկարությունը առաջարկվել է [5, 6] աշխատանքներում:Այդ աշխատանքների հիմքում ընկած է այն, որ համայայնեցումը կարելի է իրականացնել միմիանց միացնելով համապատասխան իմպեդանսներով ($Z_1, Z_2, Z_3, Z_4, \ldots, Z_n$) և երկարություններով ($L_1, L_2, L_3, L_4, \ldots, L_n$) գծերի ոգնությամբ: Այս մեթոդում ամեն գծի երկարությունը մոտավորապես λ/12 է:

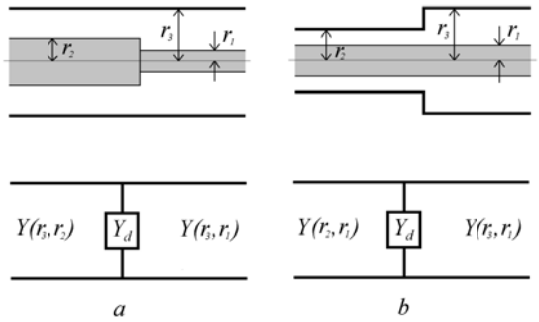


Նկ.4.1. 3 ալիքայինդիմադրությունների թռիչքաձև միացման սխեման

Երկու հատվածից բաղկացած համայայնեցման համակարգի համար նկ.3 համապատասխան Z_1, Z_2 և L_1, L_2 իմպեդանսների և էրկարությունների համար ունենք

$$Z_S, Z_2 < Z_1 \text{ և } Z_S, Z_2 > Z_1 \quad (4.1.3)$$

Իտարբերություն սովորական տրանսֆորմատորների այսպիսի համաձայնեցման համակարգերում դիմադրության փոփոխությունը ունի այլընտրանքային վարք:
Հաշվի առնելով Z_S ևZ_M մեծ հարաբերությունը և տրամագծերի տարբերությունը մուտքային ստանդարտ գծիև ԳՃ-ի որին ուղղիղ միացված են ԻԳԿԳ-ը ընտրվել է 12 մասից բաղկացած համաձայնեցման համակարգ որպեսզի բավարարի$|S_{11}|$-ի մինիմալ արժեքը և ապահովիդիմադրությունների համապատասխան բաշխվածությունը: Քանի, որ կոաքսիալ գծի դիմադրությունը կախված արտաքին և ներքին տրամագծերի հարաբերությունից, բայց ոչ իրենց բացարձակ արժեքներից, ապա գոյություն ունեն անսահման քանակությանհնարավոր տարբերակներ համաձայնեցնող հատվածների ընտրության համար:Այս խնդիրի լուծման համար մենք հաշվի ենք առել սահմանային պայմանները, որ ներքին և արտաքին տրամագծերըհամաձայնեցմանհատվածների, քայլ առ քայլ թռիչքաձև փոփոխվում ենմուտքից դեպի ելքնկ.4.1.4:



Նկ.4.1.4կոաքսիալ գծերի թռիչքաձև խզումների էկվիվալենտ սխեմաները

Բայց կոաքսիալ գծերի տրամագծերի փոփոխությունը բերում է այլ խնդիրների կապված խզումների հետ կոաքսիալ գծերում: Ինչպես ցույց է տրված [7]-ում այդպիսի թռիչքաձև խզումներից էֆեկտները կարելի է հաշվել էկվիվալենտ սխեմաներից որոնցում լոկալ ալիքները որոնք գրգռվում են խզման տեղերումարտահայտվում են հաղորդման գծերի

միջև շունտող հաղորդականություններով նկ.4.1.4:Y_dթռիչքի հաղորդականությունընեերքին գլանի տրամագծի թռիչքի համար (4) իսկարտաքին գլանի տրամագծի թռիչքի համար (5)

$$Y_d = \frac{j2\pi\omega\varepsilon}{\left(\ln\frac{r_3}{r_2}\right)^2}\sum_n \frac{2A_0{}^2(k_n r_2)}{K_n k_n\{[k_n r_3 A_1(k_n r_3)]^2 - [k_n r_1 A_1(k_n r_1)]^2\}} \quad (4.1.4)$$

$$Y_d = \frac{j2\pi\omega\varepsilon}{\left(\ln\frac{r_2}{r_1}\right)^2}\sum_n \frac{2A_0{}^2(k_n r_2)}{K_n k_n\{[k_n r_3 A_1(k_n r_3)]^2 - [k_n r_1 A_1(k_n r_1)]^2\}} \quad (4.1.5)$$

$A_0(k_n r)$և$A_1(k_n r)$ ($r = r_1, r_2, r_3$) որոշվում են

$$A_0(k_n r) = J_0(k_n r) + G_n N_0(k_n r)\,,\; A_1(k_n r) = J_1(k_n r) + G_n N_1(k_n r) \quad (4.1.6)$$

ՈրտեղJ_pևN_pԲեսսելի p-րդկարգի ֆունկցիաներն են համապատասխանաբար առաջին և երկրորդ կարգերի:Իսկ G_n-ը

$$G_n = -\frac{J_0(k_n r_1)}{N_0(k_n r_1)} = -\frac{J_0(k_n r_3)}{N_0(k_n r_3)} \quad (4.1.7)$$

k_nալիքային թիվը որոշվումէ հետևալ տրանսցենդենտալ արտահայտությունից

$$J_0(k_n r_1)N_0(k_n r_3) - J_0(k_n r_3)N_0(k_n r_1) = 0 \quad (4.1.8)$$

ևK_n համար

$$K_n = \sqrt{1-\left(\frac{2\pi}{\lambda k_n}\right)^2} \quad (4.1.9)$$

Օգտվելով Y_d թռիչքի հաղորդականությունից և իմպեդանսների բաշխվածությունից համաձայնեցման համակարգը կարելի է լիովին նախագծել: Նախագծման ընթացքը իրենից ներկայացնում էընհանուրհաջորդական միացվածABCD մատրիցայի (4.1.10) հաշվարկը:Օգտվելովհաջորդական միացված քառաբևռների մատրիցի հատկությունից,այն որ հաջորդական միացվածքառաբևռների մատրիցը հավասար էհաջորդականմիացման կազմի մեջ մտնողքառաբևռներիABCD մատրիցների արտադրյալին՝ բազմապատկելով համապատասխան $ABCD_L{}^i$(4.1.11), $ABCD_{Yd}{}^i$ (4.1.12)մատրիցները կունենանք

$$ABCD = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \prod_{i=1}^{M} ABCD^i \quad (4.1.10)$$

$$ABCD_{L^i} = \begin{bmatrix} \cosh \gamma L^i & jZ^i \sinh \gamma L^i \\ \dfrac{j \sinh \gamma L^i}{Z^i} & \cosh \gamma L^i \end{bmatrix} i = 2, 4, 6 \ldots N \quad (4.1.11)$$

$$\gamma = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (4.1.12)$$

$$ABCD_{Y_d{}^i} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ Y_d{}^i & 1 \end{bmatrix} i = 1, 3, 5 \ldots N+1 \quad (4.1.13)$$

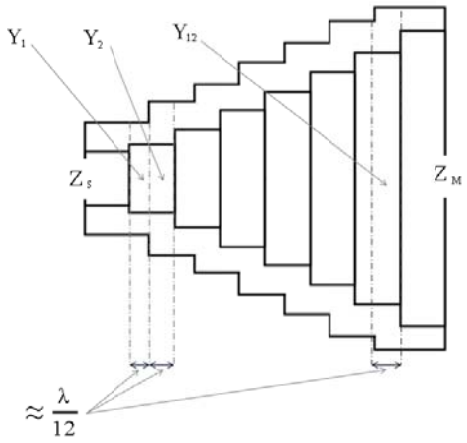
Ստացված ABCD մատրիցանֆունկցիա է՝ կախված համապատասխան հատվածների ներքին և արտաքին շառավիղներից և նրանց քայլերի երկարություններից

$$ABCD = f(r_{in}^{\,i}, r_{out}^{\,i}, L^i) \quad (4.1.14)$$

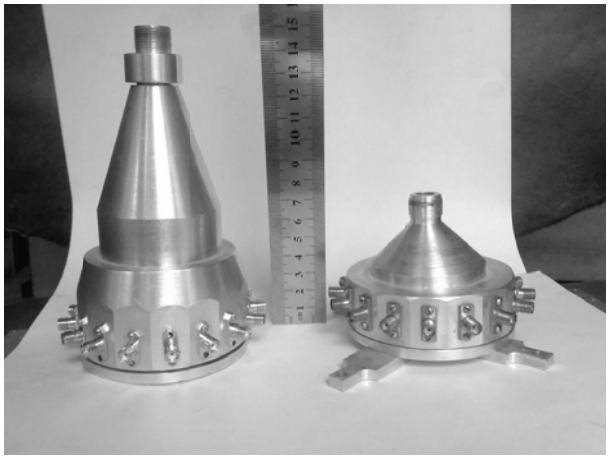
Այժմ անցնելով ամբողջ համակարգի S մատրիցին [15] նշելով S_{11}–ը մինիմումիպայմանը կենտրոնական հաճախականության վրա, կոաքսիալ հատվածների երկարությունները,քայլերի թիվը և թողարկման շերտը, ցանկալի տրանսֆորմատորը կարելի է գտնել համակարգչային, թվային մեթոդներով Ansoft HFSS v11օպտիմալացման պրոցեդուրայով: 12 քայլից բաղկացած տրանսֆորմատորի կտրվացքըբերված է նկ.4.1.5: Համակարգչայինմշակման արդյունքների հիման վրապատրաստվել են մի քանի այդպիսի ԳԲՀ մեծ հզորության գումարիչ :Հիմնված լինելով վերըդիտարկված կոաքսիալ բաժանիչի վրա նախագծվել է ՄՀՈՒ ելքային 140Վտհզորությամբ և 8.5 ÷9.5ԳՀց հաճախականային թողարկման շերտով: Յուրաքանչյուր մուտքային աղբյուր ապահովում է ելքային 10Վտ հզորություն օգտագործելով (FLM 1596) FET տրանզիստորներ: Հետևաբար հարկավոր է N = 16 մուտքային (ՀԲ) և N=16 ելքային (ՀԳ) :Նկ.6 և Նկ.7 բերված են համապատասխանաբար նախագծված բաժանիչի և նրա գլխավոր ճուղի $|S_{11}|$-ը: Համաձայնեցնող հատվածի երկարությունը մոտավորապես $L = 3սմ$ կամ $L = \lambda$ որը երեք անգամ փոքր է համեմատած նույն պայմաններին բավարարող քարորդ ալիքի երկարության տրանսֆորմատորի հետ: Կորուստները կազմում են ավելի քիչ քան 0,5դԲ:Նկ.4.1.6–ում պատկերված է թռիչքաձև տիպի ԳԲՀ (ՀԲ)-ի և նույն հաճախականային տիրույթի անընդհատ բաշխվածությամբ (ՀԲ)-ի արտաքին տեսքերը: Նկարից պարզ երևում է առաջարկվող թռիչքաձե(ՀԲ)-ն ֆիզիկական չափսերով առավել քան երկու անգամ փոքր է անընդհատ տիպի (ՀԲ)-ից:

Նկ.7 բերված է նախագծված թռիչքաձե (ՀԲ)-բաժանիչի գլխավոր ճուղի $|S_{11}|$-ի կախվածությունը հաճախությունից: Այդ չափման ժամանակ (ՀԲ)-ի մնացած բոլոր 16 ճյուղերը միացված են 16 համապատասխան 50 ՕՀմ համաձայնեցված բեռների: Համաձայնեցնող հատվածի երկարությունը մոտավորապես $L = 3սմ$ կամ $L = \lambda$ որը

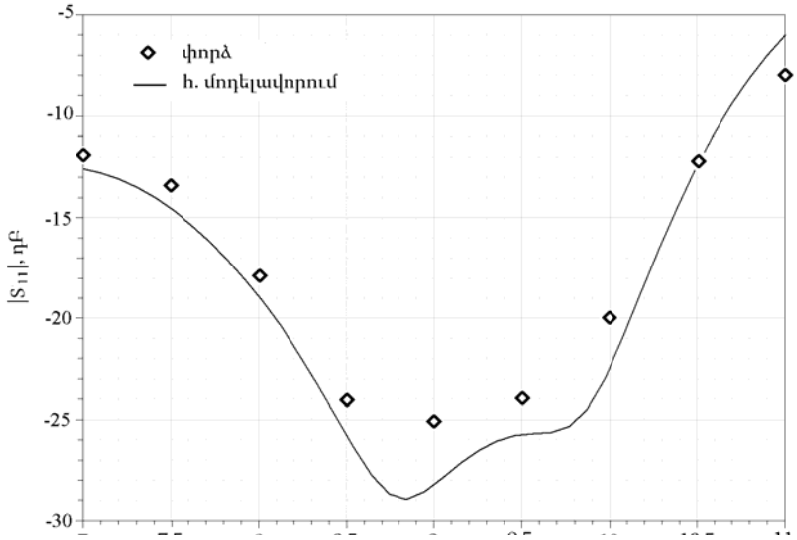
երեք անգամ փոքր է համեմատած նույն պայմաններին բավարարող քարորդ ալիքի երկարության տրանսֆորմատորի հետ: Կորուստները կազմում են ավելի քիչ քան 0,5դԲ:



Նկ.4.1. 5քայլիցբաղկացածհամաձայնեցման համակարգի կտրվացքը



Նկ.4.1.6 8.5 ÷9.5 ԳՀց հաճախականային տիրույթի
ԳԲՀ թռիչքային (ՀԲ)-ի պատկերը ձախից, աջից նույն տիրույթի
անընդհատ տիպի (ՀԲ) պատկերը



Նկ.4.1.7բաժանիչի |S11|-ի կախվածությունը հաճախությունից

Նկար 4.1.7 բերվածէԳԲՀ (ՀԲ)-ի |S11|-ի կախվածությունը կորերը համակարգչային մոդելավորման և փորձնական պատրաստված նմուշի համար:

Պարզ երևում է որ համակարգչային մոդելավորման կորը բավականին լավ համընկնում է իրական ԳԲՀ (ՀԲ)-ի |S11|-ի հետ: Կորերի միջև չնչին շեղումները պարզապես կապված են (ՀԲ)-ի պատրաստման մեխանիկական անճշտություններից:

Վերը նշված կարելի է զրահանոգելորաշխատանքում առաջարկվող թռիչքաձև ԳԲՀ (ՀԲ)-ի

4.2. Բազմահաճախային և բազմաբևեռացմամբ ճառագայթիչներ

Մինչև օրս ԳԲՀ տիրույթի անտենաների շարքում առաջատար տեղ են զբաղացնում ռեֆլեկտորային անտենաները: Ռեֆլեկտորային անտենաները ունեն հիանալի էլեկտրական բնութագրեր, համեմատաբար պարզ կառուցվածք և ցածր գին: Այդ պատճառով այդպիսի անեենաները լայնորեն կիրառվում են ինչպես ստացիոնար այնպես էլ շարժական արբանյակային հաղորդակցության համակարգերում, հեռու և մոտիկ գործողության շառավիղով ռադիոլոկացիոնկայաններում, երկրի կեղեվի հեռազննման և այլհամակարգերում: Հայտնի է, որ ռեֆլեկտորային անտենաների հաճախային շերտի լայնության բնութագրերը հիմնականում սահմանափակվում են սնող ճառագայթիչների էլեկտրական բնութագրերից: Ժամանակակից ռեֆլեկտորային անտենաներում օգտագործվում է միժամանակ աշխատող մի քանի ուղղիների ինչպես բևեռացմամբ, այանպէս նաև հաճախային շերտերի տարանջատումըինչը, որը մի կողմից հնարավորություն է տալիս մի քանի անգամ մեծացնել ռադիոհամակարգի տեղեկատվական ծավալը և մյուս կողմից, հավելյալ պահանջներ էներկայացնում ճառագայթիչներին մասնավորապես ճառագայթների համաբևռացման ցածր մակարդակի և տարբեր որթոգոնալ բևեռացումների օգտագործումը տարբեր հաճախային տիրույթներում: Այսպիսով խնդիրը հանգում է բազմահաճախային և բազմաբևեռացմամբ ճառագայթիչների մշակմանը:Բազմահաճախային անտենաների ռուպորային ճառագայթիչներից ամենատարածվածներն են, ուղղանկյուն բազմաալիքատարային, կոաքսիալ բազմամոդ, բազմառուպորային և այլն: Պարզ երկհաճախային կոաքսիալ ճառագայթիչ բերված է [1, 2] աշխատանքներում:

Այս աշխատանխում մշակված է երկհաճախային՝ կլոր երկալիքատարային և կոաքսիալ օրթոգոնալ երկ բևեռացմամբ ճառագայթիչի մշակումը : Այնբաղկացածէերկու կլոր ալիքատարներից որոնց առանցքները համնկնում են, որոնցից

կենտրոնում տեղակայվածը 15 մմ տրամագծով աշխատում է բարձր հաճախությունների տիրույթում, իսկ երկրորդը 36 մմ տրամագծով առաջինի հետ միասին կազմում է կոաքսյալ տիպի ալիքատար որը աշխատում էկոաքսյալում ոչ հիմնական հանդիսացողTE_11 մոդով: Վերը նշված երկու ուղիներից յուրաքանչյուրըապահովումմիաժամանակյա անկախ աշխատանք

երկուհաճախություններիտիրույթներում: Արտաքիններքին տրամագծերը ընտրված են TE_{11}մոդի ալիքների տարածման պայմանից երկուհաճախություններիտիրույթներում: Ճառագայթիչի մշակումը կատարվել է հետևյալ հաճախային տիրույթների համար՝

1. հաճախային տիրույթը՝ 13 ԳՀց. ÷ 14 ԳՀց.

2.հաճախային տիրույթը՝ 4.6 ԳՀց. ÷ 6.6 ԳՀց.

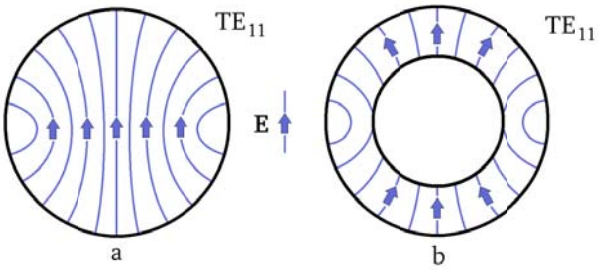
Ճառագայթիչը բաղկացած է երկու հիմնական կապուղիներից : Առաջինը մետաղական կլոր ալիքատար է՝ 15մմ տրամագծով, որի ներսում տարածվում է 12,6 ԳՀց. ÷ 14,6 ԳՀց հաճախային տիրույթի TE_{11} մոդան: Մետաղական այդ ալիքատարը միաժամանակ հանդիսանում է որպես ներքին հաղորդիչ երկրորդ կոաքսյալ ուղու համար: Երկրորդը կոաքսյալ ալիքատարն է, որում տարածվում է 4.6 ԳՀց. ÷ 6.6 ԳՀց հաճախային տիրույթի TE_{11} մոդը, որը չի հանդիսանում կոաքսյալ ալիքատարի հիմնական մոդան: Ինչպես հայտնի է, կոաքսյալ ալիքատարում TEM հիմնական մոդան, շնորհիվ էլեկտրական դաշտի ուժագծերի առանցքային սիմետրիայի, չի կարող տարածվել ազատ տարածությունում: Այդ պատճառով ընտրել ենք կոաքսյալ ալիքատարային TE_{11} մոդը, որի էլեկտրական դաշտի ուժագծերը չունեն առանցքային սիմետրիա. դուրս գալով ալիքատարից՝ նրանք համափուլ են և կարող են տարածվել ազատ տարածությունում: Ամբողջ խնդիրը տվյալ մշակման ժամանակ կոաքսյալ ալիքատարային TE_{11} մոդան գրգռելն է: Տվյալ աշխատանքում այն իրականցվում է երկու էլեկտրական ցցերի օգնությամբ , որոնք պետք է սնվեն մեծությամբ հավասար և հակափուլ ազդանշաններով: Որպես այդպիսի սարք՝ մեր կողմից մշակվել է միկրոշերտային օղակաձև հզորության հակափուլ բաժանիչ: Միկրոշերտային բաժանիչը մշակվել է AWR ԳԲՀ ծրագրային փաթեթի օգնությամբ: Ինչպես երևում է նկ.4.2.1 ից, առաջին կապուղին առանցքային ուղղությամբ վերջանում է ուղղանկյուն ալիքատարով, որի լայն պատը ուղղահայաց է հորիզոնական ուղղությանը: Այսինքն՝ այն գրգռվում է կլոր ալիքատարում TE_11 մոդով, որը և այնուհետև դեպի ազատ տարածություն է ճառագայվում հորիզոնականբևռացված էլեկտրական դաշտ: Որպեսզի այդ նույն ալիքատարում գրգռվի, իսկ այնուհետև ճառագայթվի ուղղահայացբևռացված էլեկտրական դաշտ, տվյալ կլոր ալիքատարի լայն պատին արված է ուղղանկյուն կտրվածքով ռեզոնանսային ճեղք, որի լայն պատը ուղղված է ալիքատարի առանցքին զուգահեռ, որին և ամրացվում է մյուս մուտքային ուղղանկյուն

ալիքատարը: Ռեզոնանսային ճեղքի և կլոր ալիքատարի լավ համաձայնեցման և միաժամանակ մեծ կապազերծման իրականացման համար, ճեղքից որոշակի հեռավորության վրա տեղակայված է 20 մմ երկարությամբ, 0.2մմ հաստությամբ բարակ մետաղյա թիթեղ:

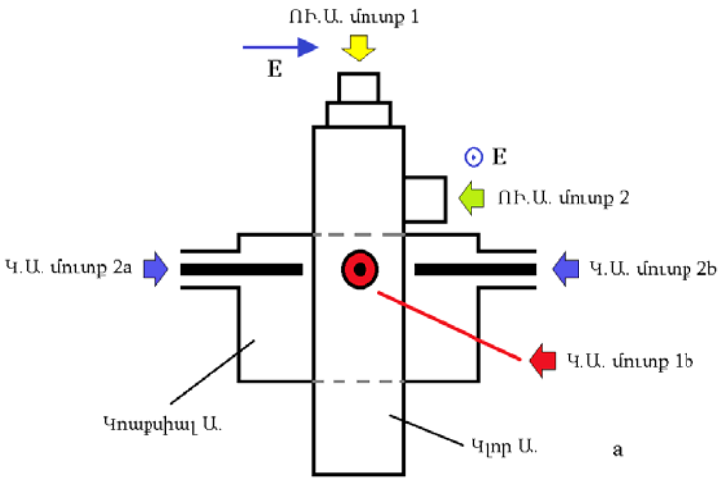
Վերը նշված երկու փոխուղղահայաց ուղիների կապազերծումը գերազանցում է 27 դԲ, Իսկ կանգուն ալիքի գործակիցը չի գերազանցում 1,2-ը (14,5 ÷ 15,5) ԳՀցհաճախային տիրույթում: Կորուստների մակարդակը չի գերազանցում - 0,3 դԲ. Նկ.4.2.1-ից երևում է, որ երկրորդ կապուղին կոաքսյալ ալիքատար է՝ չորս մատույցներով, որոնք միացված են էլեկտրական գրգռիչ ցցերին: Չորս ցցերը դասավորված հետևյալ կերպ. երկուսը՝ հորիզոնական հարթության մէջ, երկուսը՝ ուղղահայաց հարթության մէջ: Մատույցներից յուրաքանչյուրը ունի 50 Օհմ ալիքային դիմադրություն:Մատույցներիտեղակայման հարթությունից մոտ λ/4 հէռավորության վրա տեղակայված է կարճ միացման հարթությունը, որով և իրականացվում է բավականին լավ համաձայնեցման մակարդակ: Համաձայնեցման մակարդակի ուղղակի չափումը շատ դժվար է, այդ իսկ պատճառով այն չափվում է անուղղակի ճանապարհով, այն է՝ աշխատանքային տիրույթում կորուստների հնարավորինս ցածր մակարդակով և պարազիտային ռեզոնասների բացակայությամբ: Ինչպես վերը նշվեց, նույն գծի վրա գտնվող ամեն զույգը սնվում է մեկ միկրոշերտային հակափուլ բաժանիչի միջոցով: Յուրաքանչյուր միակցիչը միացվում է միկրոշերտային հակափուլ բաժանիչի ծայրին 50 Օհմ ալիքային դիմադրությամբ կոաքսիալ մալուխի օգնությամբ: Շատ կարևոր է, որ յուրաքանչյուրզույգին սնող մալուխները լինեն միևնույն երկարության: Համապատասխան զույգի ուղղությունն էլ համընկնում է ճառագայթվող էլեկտրական դաշտի բևռացման ուղղության հետ: Արդյունքում ստացվում են երկու փոխուղղահայաց բևռացմամբ ճառագայթվող դաշտեր: Կոաքսյալփոխուղղահայաց բևռացմամբ կապուղիների կորուստների մակարդակը չի գերազանցում - 0,6 դԲ, որը իր մեջ ընդգրկում նաև միկրոշերտային հակափուլ բաժանիչի կորուստները , իսկ կապուղիների կապազերծումը (5 ÷ 6)ԳՀց հաճախային տիրույթում գերազանցում է 25դԲ:Ճառագայթիչի մյուս բնութագիրը մեկ կապուղուց մյուս կապաուղի ներթափանցման մակարդակն է. Տվյալ Ճառագայթիչում այն զգալի ցածր է՝ ոչ պակաս, քան -26 դԲ :

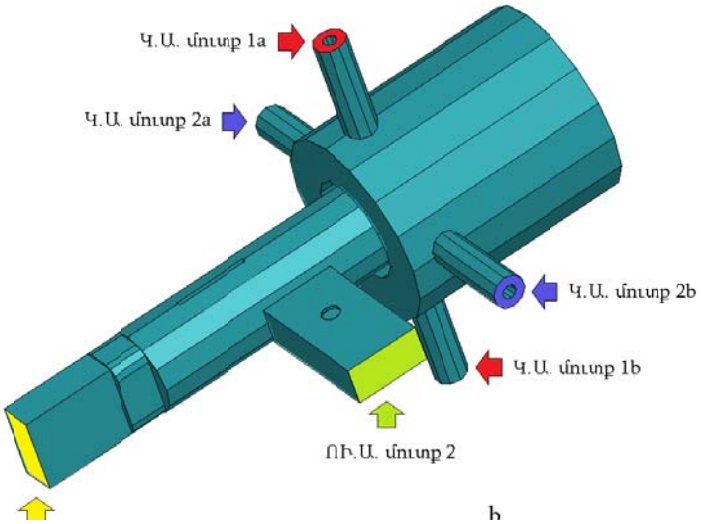
Ճառագայթիչի ալիքատարային և կոաքսիալ հատվածների համակարգչային մոդելավորումը կատարվել է HFSS փաթեթի օգնությամբ:

Ճառագայթիչի ուղղվածության դիագրամները երկու հաճախային տիրույթների և երկու բևռացումների համար պատկերված են նկ.4.2.1 և նկ. 4.2.2 –ում:

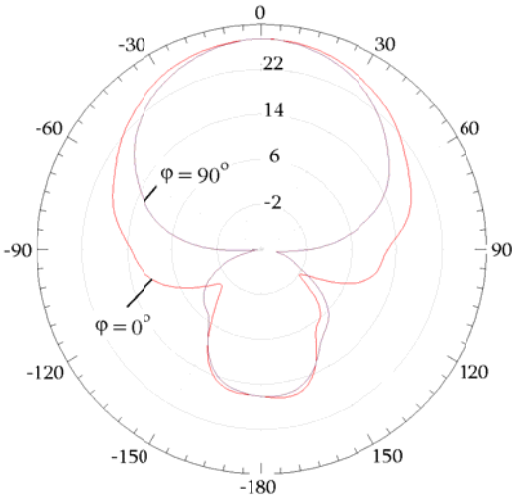


Նկ.4.2.2 ԵԵՃ-իմոդելավորման կառուցվածք

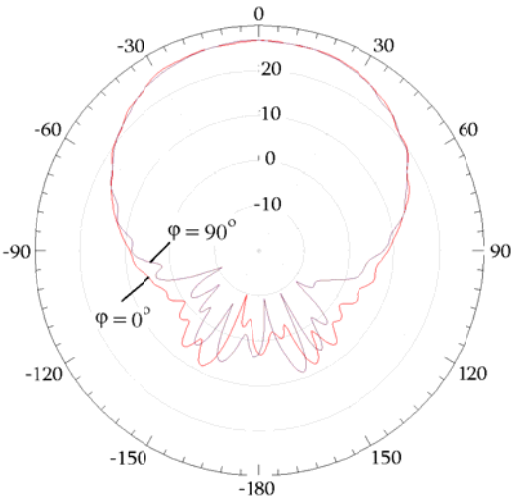




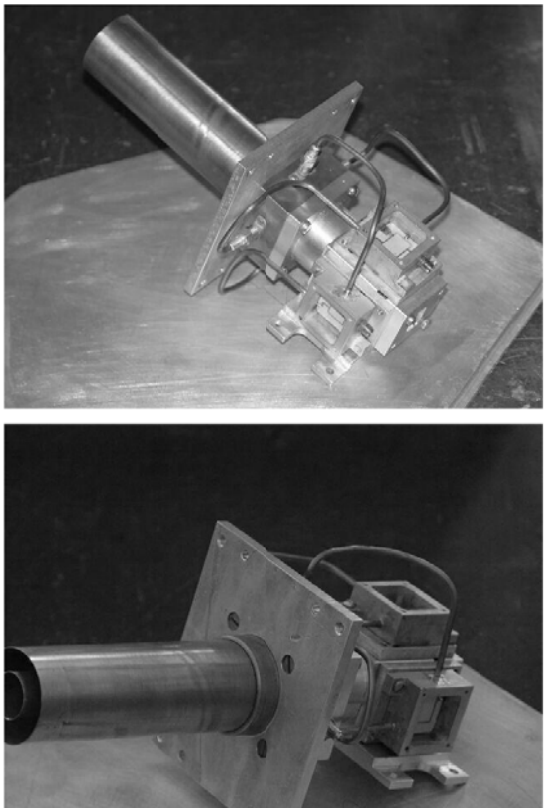
Նկ.4.2.2 ԵԵՃ-իմոդելավորման կառուցվածք



a



Նկ.4.2.3 ԵԵՃ-ի 5.6ԳՀց ճառագայթիչի ուղղորդվածության դիագրաման:



Նկ.4.2.4իրականացված ԵԵՃ-ի լուսանկարները:

ԵԶՐԱԿԱՑՈՒԹՅՈՒՆ

1. Ադիաբատիկ մոտարկմամբ ստացվել են ԳԶԹԱ-իTE մոդերի դիսպերսիոն հավասարումներ և լուծումներ: Արդյունքները ցույց են տալիս, որ TE_{01} մոդի դաշտի բաշխվածությունը խիստ կենտրոնացված է ալիքատարի առանցքի շրջակայքում:

2. Թվային մեթոդներով և փորձնականորենհետազոտվել են ԳԶԹԱ-ում քվազի-TEM մոդի տարածման հատկությունները: Ցույց է տրվել, որ TEM և TM_1 մոդերի զումար հանդիսացող քվազի-TEM մոդը օժտված է ցածր դիֆրակցիոն կորուստներով, թույլ դիսպերսիայով, ալիքատարի թիթեղներինմոտ հզորության հոսքի խտացմամբ և ապահովում է աղավաղումներից զուրկ լայնաշերտ ՏՀց-ային իմպուլսների տարածում:

3. Առաջարկվել և փորձնականորեն հաստատվելէ քվազի-TEM մոդի գրգռման եղանակ, որումընկնող ՏՀց-ային Գաուսյան փնջի ալիքային վեկտորը ալիքատարիառանցքի հետ կազմում է որոշակի անկյուն:

4. Ցույց է տրվել, որ ԳԶԹԱ-ը կայուն է մեխանիկական դեֆորմացիաների նկատմամբ, ինչպիսիք են թիթեղների զուգահեռության խախտումը և պտույտը առանցքի շուրջ: Պարզվել է, որ ԳԶԹԱ-ի առանցքի շուրջ պտտման ժամանակ դիտվում է TE և քվազի-TEM մոդերի բևեռեցման պտույտ:

5. Երկկապ կոաքսիալ կառուցվածքի հիման վրա մշակվել է ռեակտիվ տիպի ռադիալ բազմաճյուղանի ՀԳԲ, որի առանձնահատկությունը, ներառելով լայնաշերտությունը, փոքր չափերը և գերցածր կորուստները,կայանում է նոր, ոչ մոնոտոն փոփոխվող ալիքային դիմադրությանհամաձայնեցման կառուցվածքում:

6. Կոաքսիալ և կլոր ալիքատարների համառանցք համատեղության հիման վրա բարձր մոդերի կիրառմամբ մշակվել է լայնաշերտ երկհաճախային և բազմաբևեռացմամբ անտենային ճառագայթիչ:

ՀԱՊԱՎՈՒՄՆԵՐ ԵՎ ՏԵՐՄԻՆԵՐ

Հապավումներ

ԳԲՀ	Գերբարձր հաճախություն
ՏՀց	Տերահերց
ՄՀՈՒ	Մեծ հզորության ուժեղարար
ՎԱԼ	Վազող ալիքի լամպ
ՀԳԲ	Հզորությանզումարիչ-բաժանիչ
ԲԲՃ	Բազմահաճախային և բազմաբևեռացմամբ ճառագայթիչ
ԵԲՃ	Երկհաճախային և բազմաբևեռացմամբ ճառագայթիչ:
ԳՋԹԱ	Գոգավոր զուգահեռ թիթեղներով ալիքատար
ՀՋԹԱ	Հարթ զուգահեռ թիթեղներով ալիքատար
ՏՀց-ԺՏՍ	ՏՀց-ային ժամանակային-տիրույթի սպեկտրոսկոպիան

Տերմիններ

Պատկերում	Imaging
Հեռամխում	Remote sensing
ՈՒղղորդում	Guiding
Միակցում	Coupling
ՏՀց-ԺՏՍ	THz-TDS

Հենակային	reference

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. Smith, P. R.; Auston, D. H.; Nuss, M. C., "Subpicosecondphotoconducting dipole antennas", IEEE J. Quantum Electron.1988, 24, 255.
2. Fattinger, C.; Grischkowsky, D., "Terahertz Beams", Appl. Phys.Lett. 1989, 54, 490.
3. Ю. О. Аветисян, П. С. Погосян, “Генерация разностной частоты в кристалле ниобата лития с помощью пикосекундного лазера,” Письма в ЖТФ, 2, 1144-1145 (1976).
4. K. Suizu, Y. Suzuki, Y. Sasaki, H. Ito, Y. Avetisyan, “Surface-emitted terahertz-wave generation by ridged periodically poled lithium niobate and enhancement by mixing of two terahertz waves,” Opt. Lett. 31, No. 7, 957-959 (2006).
5. Y. Sasaki, Yu. Avetisyan, K. Kawase and H. Ito, “Terahertz-wave surface-emitted difference frequency generation in slant-stripe-type periodically poled LiNbO3 crystal,” Appl. Phys. Lett. 81, No. 18, 3323-3325 (2002).
6. M.C. Nuss and J. Orenstein, in Millimeter an Submillimeter Wave Spectroscopy in Solids, edited by G. Grüner (Topics in Applied Physics; v. 74, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1998), pp. 7-109.
7. Е. М. Гершензон, Субмиллиметровая спектроскопия, Соросовский образ. журнал, No. 4, 78-85 (1998).
8. D.M. Mittleman, R.H. Jakobsen, R. Neelamani, R.G. Baraniuk, and M.C. Nuss, Gas sensing using terahertz time-domain spectroscopy, Appl. Phys. B 67, 379 (1998).
9. Nuss, M. C.; Orenstein, J. In Millimeter and Submillimeter Wave Spectroscopy of Solids; Gruner, G., Ed.; Springer-Verlag: Berlin, 1998; Vol. 74.
10. Knoesel, E.; Bonn, M.; Shan, J.; Heinz, T. F., "Charge transport and carrier dynamics in liquids probed by THz time-domain spectroscopy", Phys. Rev. Lett. 2001, 86, 340.
11. Okumura, K.; Tanimura, Y., "Two-dimensional THz spectroscopy of liquids: non-linear vibrational response to a series of THz laser pulses", Chem. Phys. Lett. 1998, 295, 298.
12. Kindt, J. T.; Schmuttenmaer, C. A., "Theory for determination ofthe low-frequency time-dependent response function in liquidsusing time-resolved terahertz pulse spectroscopy", J. Chem. Phys.1999, 110, 8589.
13. Philip C. Ashworth, Emma Pickwell-MacPherson, Elena Provenzano, Sarah E. Pinder, Anand D. Purushotham, Michael Pepper, and Vincent P. Wallace, Terahertz pulsed

Comment [P.T1]: Ճառագայթում

spectroscopy of freshly excised human breast cancer, Optics Express, Vol. 17, Issue 15, pp. 12444-12454 (2009).

14. Joseph, Cecil S. ; Yaroslavsky, Anna N. ; Al-Arashi, Munir ; Goyette, Thomas M. ; Dickinson, Jason C. ; Gatesman, Andrew J. ; Soper, Brian W. ; Forgione, Christoher M. ; Horgan, Thomas M. ; Ehasz, Elizabeth J. ; Giles, Robert H. ; Nixon, William E., Terahertz Spectroscopy of Intrinsic Biomarkers for Non-Melanoma Skin Cancer, ADA497846.
15. R.M. Woodward, V.P. Wallace, D.D. Arnone, E.H. Linfield and M. Pepper, Terahertz Pulsed Imaging of Skin Cancer in the Time and Frequency Domain, journal of biological physics Volume 29, Numbers 2-3, 257-259
16. Giles Daviesa, , Andrew D. Burnetta, Wenhui Fana, Edmund H. Linfielda and John E. Cunninghama, Terahertz spectroscopy of explosives and drugs, Materials Today (2008) Volume: 11, Issue: 3, Pages: 18-26.
17. Megan R. Leahy-Hoppa, Michael J. Fitch and Robert Osiander,Terahertz spectroscopy techniques for explosives detection, analytical and bioanalytical chemistry Volume 395, Number 2, 247-257
18. Haran, G.; Sun, W. D.; Wynne, K.; Hochstrasser, R. M., "Femtosecond far-infrared pump-probe spectroscopy: A new tool for studying lowfrequency vibrational dynamics in molecular condensed phases", Chem. Phys. Lett. 1997, 274, 365.
19. McElroy, R.; Wynne, K., "Ultrafast dipole solvation measured in the far infrared", Phys. Rev. Lett. 1997, 79, 3078.
20. Greene, B. I.; Federici, J. F.; Dykaar, D. R.; Levi, A. F. J.; Pfeiffer, L., "Picosecond Pump and Probe Spectroscopy Utilizing Freely Propagating Terahertz Radiation", Opt. Lett. 1991, 16, 48.
21. Saeta, P. N.; Federici, J. F.; Greene, B. I.; Dykaar, D. R., "Intervalley Scattering in Gaas and Inp Probed by Pulsed Far- Infrared Transmission Spectroscopy", Appl. Phys. Lett. 1992, 60, 1477.
22. Messner, C.; Kostner, H.; Hopfel, R. A.; Unterrainer, K., "Time-resolved THz spectroscopy of proton-bombarded InP", J. Opt. Soc. Am. B-Opt. Phys. 2001, 18, 1369.

23. Jepsen, P. U.; Schairer, W.; Libon, I. H.; Lemmer, U.; Hecker, N. E.; Birkholz, M.; Lips, K.; Schall, M., "Ultrafast carrier trapping in microcrystalline silicon observed in optical pump-terahertz probe measurements", Appl. Phys. Lett. 2001, 79, 1291.
24. Jamison, S. P.; Shen, J. L.; Jones, D. R.; Issac, R. C.; Ersfeld, B.; Clark, D.; Jaroszynski, D. A., "Plasma characterization with terahertz time-domain measurements", J. Appl. Phys. 2003, 93, 4334.
25. Special Issue: Proceedings of the First International Conference on Biomedical Imaging and Sensing Applications of THz Technology Phys. Med. Biol., 2002; Vol. 47.
26. B. B. Hu, M. C. Nuss, “Imaging with THz waves,” Opt. Lett. 20, 1716-1718 (1996).
27. B. Wolbarst, W. R. Hendee, “Evolving and experimental technologies in medical imaging,” Radiology, 238 (1), 16-39 (2006).
28. W. Lee, Q. Hu, “Real-time, continuous-wave terahertz imaging by use of a microbolometer focal-plane array,” Opt. Lett. 30, 2563-2565 (2005).
29. J. Federici, B. Schulkin, F. Huang, D. Gary, R. Barat, F. Oliveira, D. Zimdars, “THz imaging and sensing for security applications - explosives, weapons and drugs,” Semicond. Sci. Technol. 20, S266–S280 (2005).
30. Zhiwei Liu, Ke Su, Dale E. Gary, John F. Federici, Robert B. Barat, and Zoi-HeleniMichalopoulou. Video-Rate terahertz Interferometric and Synthetic Aperture Imaging. Applied Optics, Vol. 48, Issue 19, pp. 3788-3795 (2009)
31. Jiang, Z. P.; Zhang, X. C., "Terahertz imaging via electrooptic effect",IEEE Trans. Microw. Theory Tech. 1999, 47, 2644.
32. Mittleman, D. Sensing with Terahertz Radiation; Springer-Verlag:Berlin, 2003.
33. T. Nagatsuma, “Exploring sub-terahertzwaves for future wireless communications,”in IEEE 31st Int. Conf. on IRMMW and 14th Int. Conf.on Terahertz Electronics, China, Sep. 2006, p. 4.
34. Hirata, T. Kosugi, H. Takahashi, R. Yamaguchi, F. Nakajima, T. Furuta,H. Ito, H. Sugahara, Y. Sato, and T. Nagatsuma, “120-GHz-bandmillimeter-wave photonic wireless link for 10-Gb/s data transmission,”IEEE Trans. Microw. Theory Tech., vol. 54, no. 5, pp. 1937–1944,2006.

Comment [P.T2]: Սպեկտրոսկոպիա

Comment [P.T3]: Պատկերում

Comment [P.T4]: Հեռակա զննում

35. R. Piesiewicz, T. Kleine-Ostmann, N. Krumbholz, D. Mittleman,M. Koch, and T. Kürner, “Concept and perspectives of future ultrabroadband THz communication systems,” in IEEE 31st Int. Conf. OnIRMMW and 14th Int. Conf. on Terahertz Electronics, China, Sep.2006, p. 96.
36. N. Krumbholz, K. Gerlach, F. Rutz, M.Koch, R. Piesiewicz, T. Kürner,and D. Mittleman, “Omnidirectional terahertz mirrors: A key elementfor future terahertz communication systems,” Appl. Phys. Lett., vol. 88,p. 202905, 2006.
37. R. W. McGowan, G. Gallot, and D. Grischkowsky, "Propagation of Ultra-Wideband, Short Pulses of THz Radiation through Sub-mm Diameter Circular Waveguides." Opt. Lett. 24, 1431-1433 (1999).
38. G. Gallot, S.P. Jamison, R.W. McGowan, D. Grischkowsky, "THz Waveguides" J. Opt. Soc. B., Vol. 17, 851- 863 (2000).
39. S. P. Jamison, R. W. McGowan, and D. Grischkowsky, "Single-mode waveguide propagation and reshaping of sub-ps terahertz pulses in sapphire fibers." Appl. Phys. Lett. 76, 1987- 1989 (2000).
40. R. Mendis and D. Grischkowsky, "Plastic Ribbon THz Waveguides," J.Appl. Phys. 88, 4449-4451 (2000).
41. Tae-In Jeon and D. Grischkowsky, "Direct optoelectronic generation and detection of subps electrical pulses on sub-mm coaxial transmission lines," Appl. Phys. Lett. 85, 6092-6094 (2004).
42. H. Han, H. Park, M. Cho, J. Kim, App. Phys. Lett. 80, 2634 (2002).
43. A.L. Bingham, D. Grischkowsky, "Terahertz 2-D Photonic Crystal Waveguides" IEEE MICROWAVE AND WIRELESS COMPONENTS LETTERS, 18, 428 - 430 (2008).
44. M. Cho, J. Kim, H. Park, Y. Han, K. Moon, E. Jung, and H. Han, Highly birefringent terahertz polarization maintaining plastic photonic crystal fibers, Optics Express, Vol. 16, Issue 1, pp. 7-12 (2008)
45. Jiusheng Li Xiaoli Zhao Jianrui Li , Terahertz waveguides based on photonic crystal, Communications and Photonics Conference and Exhibition (ACP), 2009 Asia, 2.

Comment [P.T5]: ՀՀ

Comment [T6]: Կլոր մետաղական ալիքատար

Comment [T7]: Կլոր մետաղական ալիքատար

Ուղղանկյուն մետաղական ալիքատար

Comment [T8]: Դիէլեկտրիկ մանրաթել

Comment [T9]: Դիէլեկտրիկ շերտ

Comment [T10]: Կոաքսիալ ալիքատար

46. Chen, He Ming Zhao, Xin Yan Hu, Jie, Dispersion characteristics of terahertz photonic crystal waveguide, Wireless and Optical Communications Conference (WOCC), 2010 19th Annual
47. Masahiro Goto, Alex Quema, Hiroshi Takahashi, Shingo Ono, and Nobuhiko Sarukura, Plastic photonic crystal fiber as terahertz waveguide, Conference on Lasers and Electro-Optics(CLEO)San Francisco, CaliforniaMay 16, 2004.
48. K. Wang and D. M. Mittleman, “Metal wires for terahertz wave guiding,” Nature, 432, 376 (2004).
49. Tae-In Jeon, Jiangquan Zhang and D. Grischkowsky, " THz Sommerfeld wave propagation on a single metal wire" Appl. Phys. Lett. 86, 161904 (2005).
50. S. Coleman and D. Grischkowsky, " A THz TEM-mode two dimensional interconnect layer incorporating quasi optics," Appl. Phys. Lett., 83, 3656-3658 (2003).
51. **Yu. H. Avetisyan , A. H. Manukyan, H. S. Hakobyan, T. N. Poghosyan , "Two-dimensional confined terahertz wave propagation in gap plasmon waveguide formed by two cylindrical surfaces", MODERN OPTICS AND PHOTONICS ATOMS AND STRUCTURED MEDIA, pp 325-338 (2010).**
52. R. Mendis and D. Grischkowsky, "Undistorted guided wave propagation of sub-picosecond THz pulses," Opt. Lett. 26, 846-848 (2001).
53. R. Mendis and D. Grischkowsky, THz interconnect with Low Loss and Low Group Velocity Dispersion, IEEE Microwave Wireless Comp. Lett., 11, 444, 2001
54. Eui Su Lee, Jin Seok Lang, Sang Hoon Kim, Young Bin Ji and Tae-In Jeon, Propagation of Single-Mode and Multi-Mode Terahertz Radiation Through a Parallel-Plate Waveguide, Journal of the Korean Physical Society, Vol. 53, No. 4 October 2008, pp. 1891-1896.
55. T. Michael, H.S. Sree, D. Grischkowsky, " Flare coupled metal parallel-plate waveguides for high resolution terahertz time-domain spectroscopy " Appl. Phys. 108, 113105 (2010).
56. R. Mendis, M. Mittleman, " An investigation of the lowest-order transverse-electric (TE1) mode of the parallel-plate waveguide for THz pulse propagation" J. Opt. Soc. America B, 26, 9, A6 (2009).

Comment [T11]: Ֆոտոնիկ կառուցվածքներ

Comment [T12]: Մետաղական լար

Comment [T13]: Երկու մբտաղական գլաններ

Comment [T14]: Հարթ զուգահեռ թիթեղներով ալիքատար

57. Yu. H. Avetisyan, A. H. Makaryan, K. Khachatryan, A. Hakhoumian. " undistorted terahertz pulse propagation in slightly curved parallel plate waveguide and its use in time-domain spectroscopy", Armenian Journal of Physics, 2, 122 , (2009).
58. **Yu. Avetisyan, A. Hakhoumian, A. Makaryan, T. Poghosyan, Undistorted Terahertz Pulses Propagation in Slightly Curved Parallel Plate Waveguide, OSA/CLEO/IQEC 2009, CThQ2.**
59. M.K. Mbonye, R. Mendis, M. Mittleman. Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2010), paper JWA119.
60. **Т.Н. ПОГОСЯН, ТЕ моды в волноводах с двумя параллельными цилиндрическими поверхностями, Известия НАН РА, т. 46, № 4, с. 278-282.**
61. K. Walker, G. Narayanan, T. M. Bloomstein, "Laser Micromachining of Silicon: A New Technique for Fabricating Terahertz Waveguide Components", 1997, 8th International Symposium on Space Terahertz Technology, eds. Blun- dell and Tong, Harvard University.
62. Kumar, Gagan Cui, Albert Nahata, Ajay, Planar terahertz waveguides based on periodicallydimpled metal films, Lasers and Electro-Optics (CLEO) and Quantum Electronics and Laser Science Conference (QELS), 16-21 May 2010.
63. Bowden, Bradley Harrington, James A. Mitrofanov, Oleg, Low-loss modes in hollow metallic terahertz waveguides with dielectric coatings, Applied Physics Letters, 93 , Issue:18 ,Nov 2008.
64. Kanglin Wang Daniel M. Mittleman, Dispersionless terahertz waveguides, Lasers and Electro-Optics Society, 2006. LEOS 2006. 19th Annual Meeting of the IEEE.
65. Wu, D.S. Argyros, A. Leon-Saval, S.G., Reducing the Size of Hollow Terahertz Waveguides, Lightwave Technology, Journal of, 29 , Issue:1 , 8 November 2010.
66. Russell, K.J., Microwave power combining techniques. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 1979. MTT-27(5): p. 472-8.
67. Alexanian, A. and R.A. York. Broadband waveguide-based spatial combiners. 1997.
68. Nai-Shuo, C., et al., 40-W CW broad-band spatial power combiner using dense finline arrays.IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 1999. 47(7, pt.1): p. 1070-6.
69. Nai-Shuo, C., et al. A 120-W X-band spatially combined solid-state amplifier. 1999.

Comment [T15]: Գոգավոր թիթեղներով ալիքատար

70. Parad, L. I. and R. L. Moynihan, \Split-tee power divider," IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 13, No. 1, 91{95, Jan. 1965.
71. Gysel, U. H., \A new N-way power divider/combiner suitable for high-power applications," IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 75, No. 1, 116{118, May 1975.
72. Webb, C. R., \Power divider/combiners: Small size, big specs," Microwaves, 67{74, Nov. 1981.
73. Ito, Y., Distributed and lossy match active power splitters using bridgedCT low-pass ¯lter networks," IEEE MTT-S International on Microwave Symposium Digest, Vol. 3, 1089{1092, May 1990.
74. Kamitsuna, H. and H. Ogawa, Ultra-wideband MMIC active power splitters with arbitrary phase relationships," IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 41, No. 9, 1519{1523, Sep. 1993.
75. Thompson A. and Yelland J. V., "A Sixty-Way S-Band Radial Waveguide Combiner," paper presented at 14th European Microwave Conference, Sep.10-13, 1984, pp. 335-340..
76. Belohoubek, E. et al., "30-Way Radial Power Combiner for Miniature GaAs FET Power Amplifiers", IEEE International Microwave Symposium Digest,Jun. 1986, 515-518, vol. 86, issue 1. cited by other.
77. Peterson, D.F., “Radial-Symmetric N-Way TEM-Line IMPATT Diode Power Combining Arrays”, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Feb. 1982, 30(2), 163-173
78. **A. HakhoumianP, N. Poghosyan, T. Poghosyan, A. Gasparyan, Coaxial microwave radial power combiner/divider, Proceedings of the The Technique of Microwave and THz Waves and its Application in Biomedical and Radar Technologies and in Remote Sensing (IRPhE’2010), Aghveran, Armenia, 23-25 September, 2010, (in Press)**
79. Kaijun Song; Yong Fan; Quan Xue;EHF Key Lab. of Fundamental Sci., Univ. of Electron. Sci. & Technol. of China, Chengdu, China, Millimeter-Wave Power Amplifier Based on Coaxial-Waveguide Power-Combining Circuits, Microwave and Wireless Components Letters, IEEE, 20, 46, 2010.

80. Danyu Wu; Xiaojuan Chen; Gaopeng Chen; Xinyu Liu, Novel high efficiency broadband Ku band power combiner,ICMMT 2010 International Conference, p. 258.
81. Cheng Haifeng Zhang Bin, A design of C-band improved radial power combiner, Solid-State and Integrated-Circuit Technology, 2008. ICSICT 2008. 9th International Conference, p. 1415
82. Shuguang Chen;, A radial waveguide power divider for Ka band phased array antennas, Microwave and Millimeter Wave Technology, 2002. Proceedings. ICMMT 2002. 2002 3rd International Conference, 948 – 951, 17-19 Aug. 2002.
83. J. Moustafa, R. A. Abd-Alhameed, B. Ibrahim, N. J. McEwan, Power splitter design for two-element antenna array with high mutual coupling, Journal: Electronics Letters - ELECTRON LETT , vol. 42, no. 4, 2006
84. **А.К.Аракелян, И.К.Акопян, А.А.Аракелян, А.К.Гамбарян, М.Л.Григорян, В.В.Карян,М.Р.Манукян, Г.Г.Оганнесян, Н.Г.Погосян и Т.Н.Погосян, "Двухканальный, пляриметрический, совмещенный скаттерометр-радиометр на 5.6ГГц", Электромагнитные волны и электронные системы, Том. 12, No. 11, 2007, стр. 41-47.**
85. **Artashes Arakelyan, Astghik Hambaryan, Vanik Karyan, Gagik Hovhannisyan, Melanya Grigoryan, Arsen Arakelyan and Marine Simonyan, Tigran Poghosyan and Nubar Poghosyan, "C- and Ku-Band (at 5.6GHz and 13.6GHz), Dual-Frequency, Multi-Polarization, Short Pulse, Combined Scatterometer-Radiometer System for Low Altitude Platform, Vessel and Aircraft Applications", the Proc. of the International Conference IGARSS 2010, 25-30, July, 2010, 4 pages, DVD-Rom.**
86. **Artashes K. Arakelyan, Astghik K. Hambaryan, Vanik V. Karyan, Melanya L. Grigoryan, Gagik G. Hovhannisyan, Arsen A. Arakelyan, Marine G. Simonyan, Tigran N. Poghosyan and Nubar G. Poghosyan, "C- and Ku-band, dual-frequency, multi-polarization, combined scatterometer-radiometer system for sea, land, and atmospheric remote sensing", Radar Sensor Technology XIV, edited by Kenneth I. Ranney, Armin W. Doerry, Proc. of SPIE, vol.7669, 2010, pp. 766905-1-766905-8.**
87. **Artashes K. Arakelyan, Astghik K. Hambaryan, Vanik V. Karyan, Gagik G. Hovhannisyan, Arsen A. Arakelyan, Marine G. Simonyan, *Melanya L. Grigoryan, Tigran N. Poghosyan**

and Nubar G. Poghosyan, "C and Ku-band, two-frequency, polarimetric, combined Doppler scatterometer-radiometer system for land and sea surface microwave remote sensing", Proceedings of the The Technique of Microwave and THz Waves and its Application in Biomedical and Radar Technologies and in Remote Sensing (IRPhE'2010), Aghveran, Armenia, 23-25 September, 2010, (in Press).

88. **Аракелян А.К., Аракелян А.А., Гамбарян А.К., Григорян М.Л., Карян В.В., Оганесян Г.Г., Погосян Н.Г. и Погосян Т.Н., "Двухчастотный, четырехканальный, многопляризационный, совмещённый скаттерометр – радиометр диапазонов С и Ku", "Успехи современной радиоэлетроники", ном.2, 2011г., стр. 55-65.**
89. Ittipiboon, F. Hyjazie, L. Shafai, E. Bridges, A Dual-Band Horn Feed with Inherent Isolation Between its Transmitand Recieve Ports, Antennas andPropagation Society International Symposium. - 1983. - Vol. 21. - P. 582 - 585.
90. Kim C. S. Dual Band Coaxial Feedhorn Design, C. S. Kim , Antennas and Propagation Society International Symposium. - 1990. - Vol. 2. - P. 952 - 955.
91. Gary Lauterbach, AD6FP, and Lars Karlsson, AA6IW, "Dual-Band 10/24 GHz Feedhorns for Shallow Dishes," Proceedings of Microwave Update 2001, ARRL, 2001, pp. 181-190.
92. Al Ward, W5LUA, "Dual Band Feedhorns for 2304/3456 MHz and 5760/10368 MHz," Proceedings of Microwave Update 1997, ARRL, 1997, pp. 158-163.
93. Joel Harrison, W5ZN, "W5ZN Dual Band 10 GHz / 24 GHz Feedhorn," Proceedings of Microwave Update 1998, ARRL, 1998, pp. 189-190.
94. Joel Harrison, W5ZN, "Further Evaluation of the W5LUA & W5ZN Dual Band Feeds," Proceedings of Microwave Update 1999, ARRL, 1999, pp. 66-73.
95. R.H. Turrin, (W2IMU), "Dual Mode Small-Aperture Antennas," IEEE Transactions on Antennas and Propagation, AP-15, March 1967, pp. 307-308. (reprinted in A.W. Love, Electromagnetic Horn Antennas, IEEE, 1976, pp. 214-215.)
96. Dubrovka, F.F. Dubrovka, R.F. Ovsianyk, Yu.A. Nat. Tech. Univ. of Ukraine, Kiev, dualband coaxial dielectric-loaded feed horn, Antenna Theory and Techniques, 2007 6th International Conference, 398 – 399, 17-21 Sept. 2007
97. Qiang Zhang Cheng-Wei Yuan Lie Liu . A Coaxial Corrugated Dual-Band Horn Feed, Antennas and Wireless Propagation Letters, IEEE, 8 1357, 2009.

98. j. Holland, "Mulriple Feed Anrenna Covers L, S, and C Band Segments," Microwave j. 24, 82 (Ocr. 1981).

99. M. Livingston, "Mulrifrequency Coaxial Caviry Apex Feeds," Microwavej.22,51 (Ocr. 1979).

100. R.W. Dawson, "An Experimental Dual Polarizarion Anrenna Feed for Three Radio Relay Bands," Bell System Tech. j. 36, 391 (I957).

101. M.S. Narasimhan and M.S. Sheshradi, "Propagarion and Radiaring Characrerisrics of Dielecrric Loaded Corrugared DualFrequency Circular Waveguide Horn Fceds," IEEE Tram. Antennas Propag. 27, 858 (ov. 1979).

102. j .e. Lee, "A Compacr Q-/K-Band Dual Frequency Feed Horn," IEEE Trans. Antennas I'ropllg. 32, 1108 (1984).

103. Deguchi, H.; Watanabe, H.; Tsuji, M.; Doshisha Univ. Kyotanabe, Kyoto, Coaxial-cavity loaded multimode horn for circular coverage, Antennas and Propagation Society International Symposium, 2007 IEEE, 5676 – 5679.

104. Deguchi, H.; Omori, K.; Tsuji, M.; Dept. of Electron., Doshisha Univ., Kyotanabe, Multimode horn with two types of coaxial cavities for circular coverage, Antennas and Propagation Society International Symposium, 2008. AP-S 2008. IEEE.

105. M. Pozar, Microwave Engineering, 2nd ed. New York: Wiley, 1998

106. B. Bramham. A Convenient Transformer for Matching Coaxial Lines, Electron. Eng, 33, 42 (1961).

107. F. A. Regier. Impedance Matchillg with a Series Transmission Line Section, Proc IEEE, 159 1133, (1971).

108. Whinnery, J.R. Jamieson, H.W. Robbins. Coaxial-Line Discontinuities. Proc. IRE, 32, 695 (1944).