

ՀՀ Գիտությունների ազգային ակադեմիա
ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ

ԿՈՒԶԱՆՅԱՆ ԱՍՏՂԻԿ ԱՐՄԵՆԻ

ՋԵՐՄԱԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՄԻԱՖՈՏՈՆ ԴԵՏԵԿՏՈՐԻ
ԶԳԱՅՈՒՆ ՏԱՐՐԻ ՄՈԴԵԼԻ ՄՇԱԿՈՒՄԸ

Ատենախոսություն

Ա.04.21 – «Լազերային ֆիզիկա» մասնագիտությամբ
Ֆիզիկա-մաթեմատիկական գիտությունների թեկնածուի
Գիտական աստիճանի համար

ԳԻՏԱԿԱՆ ՂԵԿԱՎԱՐ՝

Ֆիզիկա-մաթեմատիկական գիտությունների թեկնածու

Ա. Ս. Կուզանյան

Աշտարակ – 2019

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ.....	4
Գլուխ 1. Գրականության ակնարկ.....	14
1.1. Միաֆոտոն դետեկտորների հիմնական բնութագրերը.....	14
1.2. Միաֆոտոն դետեկտորների կիրառություններ	15
1.3. Դասական միաֆոտոն դետեկտորներ	17
1.4. Քվանտային կետերի վրա հիմնված միաֆոտոն դետեկտորներ.....	18
1.5. Գերհաղորդիչ միաֆոտոն դետեկտորներ	19
1.6. Ջերմաէլեկտրական միաֆոտոն դետեկտորներ	23
1.7. Մեծաչափ բարակ թաղանթների լազերային փոշենստեցման եղանակներ.....	26
Գլուխ 2. Հետազոտությունների եղանակներ.....	33
2.1. Բարակ թաղանթների սինթեզման և հետազոտման եղանակներն ու սարքավորումները	33
2.2. ՋՄՖԴ-ի զգայուն տարրի աշխատանքի համակարգչային մոդելավորման եղանակը.....	36
2.3. Համակարգչային մոդելավորման հաշվարկներում կիրառված նյութերի ֆիզիկական բնութագրերը	38
Գլուխ 3. ՋՄՖԴ-ի միաշերտ զգայուն տարր.....	42
3.1. W կլանիչով և CeB ₆ տվիչով զգայուն տարր	43
3.2. W կլանիչով և (La, Ce)B ₆ տվիչով զգայուն տարր.....	49
3.3. W կլանիչով և FeSb ₂ տվիչով զգայուն տարր.....	58
Գլուխ 4. ՋՄՖԴ-ի եռաշերտ զգայուն տարր	42
4.1. Եռաշերտ զգայուն տարրի կառուցվածքը և աշխատանքի սկզբունքը.....	64
4.2. W/CeB ₆ /W և W/FeSb ₂ /W եռաշերտ զգայուն տարր.....	66
4.3. W/(La, Ce)B ₆ /W եռաշերտ զգայուն տարր	72
4.4. Գերհաղորդիչ կլանիչներով միաֆոտոն դետեկտորներ.....	81
4.4.1. (La, Ce)B ₆ տվիչով զգայուն տարր	82
4.4.2. CeB ₆ տվիչով զգայուն տարր	87
Գլուխ 5. Մեծաչափ բարակ թաղանթների լազերային փոշենստեցում և ջերմաէլեկտրական դետեկտորի զգայուն տարրի մշակում.....	92
5.1. CeB ₆ թաղանթների փոշենստեցումը և հատկությունների ուսումնասիրումը	92

5.2. W թաղանթներ և W/CeB ₆ /W հետերոկառուցվածքներ.....	97
5.3. Լազերային փոշենստեցման ընթացքում թիրախների արդյունավետ օգտագործման եղանակներ	101
5.4. Մեկից ավելի թիրախների օգտագործմամբ լազերային փոշենստեցման եղանակ	108
ԵԶՐԱԿԱՅՈՒԹՅՈՒՆ.....	113
ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՑԱՆԿ.....	116

ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ

Ժամանակակից գիտության և տեխնիկայի զարգացումը ճշգրիտ և զգայուն չափիչ սարքերի պահանջարկ է առաջացրել: Մեկ ֆոտոն գրանցելու և կլանված ֆոտոնի էներգիան որոշելու ունակ սարքերը կարող են կիրառվել բազմաթիվ ոլորտներում, որոնցից կարևորագույններն են հեռահաղորդակցության համակարգերը, լազերային սպեկտրոսկոպիան, լազերային տոմոգրաֆիան, լիդարները, տարրական մասնիկների ֆիզիկան, տիեզերական աստղաֆիզիկան և այլն: Միաֆոտոն դետեկտորները (ՄՖՌ) օժտված են օպտիկական ճառագայթման չափման զգայունության ամենաբարձր ունակությամբ քանզի կարող են գրանցել օպտիկական ճառագայթման ամենափոքր քանակը՝ մեկ ֆոտոնը:

ՄՖՌ-ի կարևորագույն բնութագրեր են հանդիսանում հաշվարկի արագությունը, էներգետիկ լուծաչափը, դետեկտման սպեկտրալ տիրույթը, աշխատանքային ջերմաստիճանը ինչպես նաև դետեկտման արդյունավետությունը:

Դասական միաֆոտոն դետեկտորներն են ֆոտոբազմապատկիչները և կիսահաղորդչային միաֆոտոն տարափային դիոդները: Գոյություն ունեն ֆոտոբազմապատկիչների բազմաթիվ տեսակներ՝ տարբեր կառուցվածքով, էլեկտրոդների տարբեր երկրաչափությամբ, սակայն ֆոտոբազմապատկիչները ունեն բազմաթիվ թերություններ՝ աշխատանքային բարձր լարում, մեծ չափեր, ֆոտոնի դետեկտման ցածր արդյունավետություն, ֆոտոնների հաշվարկի ցածր արագություն: Կիսահաղորդչային տարափային դիոդների հաշվարկի արագությունը նույնպես ցածր է:

Դասական միաֆոտոն դետեկտորներից շատ ավելի բարձր հաշվարկի արագություն ունեն գերհաղորդիչ միաֆոտոն դետեկտորները (ԳՄՖՌ): Այս դետեկտորները ունակ են գրանցելու 0.5-10 էՎ էներգիայով ֆոտոններ 20 ԳՀց հաշվարկի արագությամբ: Գերհաղորդիչ միաֆոտոն դետեկտորների թերություններն են զգայուն տարրի կառուցվածքի բարդությունը և աշխատանքային ջերմաստիճանը շատ փոքր տիրույթում պահպանելու անհրաժեշտությունը:

Վերը նշված դետեկտորներին այլընտրանք կարող են հանդիսանալ ջերմաէլեկտրական միաֆոտոն դետեկտորները (ՋՄՖՌ): Դրանք ունակ են գրանցել միակի ֆոտոններ էլեկրամագնիսական սպեկտրի լայն տիրույթում, ըստ տեսական և

համակարգչային մոդելավորման տվյալների օժտված են բարձր հաշվարկի արագությամբ և էներգետիկ լուծաչափով: Գերհաղորդիչ դետեկտորների նկատմամբ ջերմաէլեկտրական դետեկտորները ունեն մի շարք առավելություններ, որոնցից կարևորներն են պարզ կառուցվածքը, աշխատանքային ոչ խիստ պայմանները:

Համեմատելով գոյություն ունեցող ՄՖԴ-ների բնութագրերը գիտության և տեխնիկայի հեռանկարային խնդիրներում առկա պահաջների հետ՝ կարող ենք պնդել, որ պարզ կառուցվածքով, բարձր դետեկտման արդյունավետությամբ, արագագործությամբ և էներգետիկ լուծաչափով դետեկտորի մշակումը արդիական խնդիր է:

Ատենախոսության նպատակն է՝ մշակել բարձր բնութագրերով ՋՄՖԴ-ի զգայուն տարրի մոդել ինֆրակարմիրից մինչև ռենտգենյան ալիքի երկարության ֆոտոնների գրանցման և դրանց էներգիան որոշելու համար, ստեղծել ՋՄՖԴ-ի զգայուն տարրի նախատիպեր և ուսումնասիրել դրանք կազմող թաղանթների հատկությունները:

Աշխատանքի **գիտական նորույթն** են համակարգչային մոդելավորման եղանակով ստացված և փորձարարական հետազոտությունների հետևյալ հիմնական արդյունքները՝

1. ուսումնասիրվել է W , Nb , Pb , $YBa_2Cu_3O_{7-8}$ կլանիչներով և CeB_6 , $(La,Ce)B_6$, $FeSb_2$ տվիչներով ՋՄՖԴ-ի միաշերտ և եռաշերտ զգայուն տարրի աշխատանքը, հաշվարկվել են դետեկտորի հիմնական բնութագրերը և որոշվել են զգայուն տարրի օպտիմալ կառուցվածքը տարբեր էներգիաներով ֆոտոնների՝ հաշվարկի մեծ արագությամբ ու էներգետիկ բարձր լուծաչափով գրանցման համար,
2. առաջարկվել են լազերային փոշենստեցման եղանակով մեծաչափ բարակ թաղանթների սինթեզման լուծումներ, որոնք ներառում են մեկից ավելի թիրախների և սեկտորի տեսքով կիզակետի կիրառում,
3. ստեղծվել են ՋՄՖԴ-ի W կլանիչով և CeB_6 տվիչով միաշերտ, երկշերտ և եռաշերտ զգայուն տարրի նախատիպեր, ուսումնասիրվել են այդ հետերոկառուցվածքները կազմող թաղանթների հատկությունները:

Աշխատանքի **կիրառական նշանակությունը** կայանում է հետևյալում: Մշակվել է լազերային փոշենստեցման եղանակով մեծաչափ բարակ թաղանթների սինթեզման նոր սարք: Սարքի առանձնահատկություններն են՝ մեկից ավել թիրախների և որոշակի

երկրաչափության ճեղքերով դիմակների կիրառումը, որոնց միջոցով կատարվում է փոշենստեցում պտտվող տակդիրի կամ զուգընթաց շարժվող ժապավենի վրա: Առաջարկվել է փոշենստեցման ընթացքում թիրախի արդյունավետ օգտագործման եղանակ, որի առանձնահատկությունն է լազերային փնջի սեկտորի տեսք ունեցող կիզակետը: Այս երկու եղանակները կարող են կիրառվել լազերային փոշենստեցմամբ տարբեր միացությունների մեծաչափ բարակ թաղանթների սինթեզման տեխնոլոգիաներում և օգտագործվել օպտիկական արդյունաբերությունում, միկրոէլեկտրոնիկայում, քվանտային էլեկտրոնիկայի սարքաշինությունում, մասնավորապես ՄՖԴ-ների բազմատարր տվիչների փոշենստեցման համար:

Առաջարկվել է եռաշերտ կառուցվածքով ՋՄՖԴ-ի զգայուն տարր և մշակվել դրա ստեղծման եղանակը: ՋՄՖԴ-ի զգայուն տարրի կլանիչը և ջերմատարը կարող են լինել ծանր մետաղից կամ գերհաղորդից: Վերոնշյալ արդյունքները զգալիորեն բարելավում են ՋՄՖԴ-ի բնութագրերը և ճանապարհի հարթում դեպի բազմաթիվ կիրառություններ:

Ստացված արդյունքները պաշտպանված են ՀՀ չորս արտոնագրերով:

Պաշտպանության ենթակա հիմնադրույթները

1. ՋՄՖԴ-ի հաշվարկի արագությունը, տվիչի վրա առաջացող ջերմաստիճանների տարբերության և էլեկտրական լարման առավելագույն արժեքները, այդ արժեքներին հասնելու ժամանակը, հաշվարկի արագությանը և էներգետիկ լուծաչափը կախված են զգայուն տարրի երկրաչափությունից և կլանիչի, տվիչի ու ջերմատարի նյութից:
2. ՋՄՖԴ-ի զգայուն տարրի եռաշերտ կառուցվածքի համար տվիչի վրա առաջացող ազդանշանը կախված չէ կլանիչում ֆոտոնի կլանման տիրույթից, իսկ ազդանշանի առավելագույն արժեքի կախվածությունը ֆոտոնի էներգիայից գծային է:
3. Լազերային փոշենստեցման եղանակում սեկտորաձև կիզակետի կիրառումը առավելագույնի է հասցնում թիրախի նյութի օգտագործման գործակիցը, իսկ մեկից ավելի թիրախներից փոշենստեցումը մեծացնում է սինթեզվող՝ համասեռ հաստությամբ և բաղադրությամբ թաղանթների չափերը և փոշենստեցման արագությունը:

Ատենախոսության համառոտ բովանդակություն

Ատենախոսությունը կազմված է ներածությունից, հինգ գլուխներից, եզրակացությունից և գրականության ցանկից:

Ներածությունում հիմնավորված է աշխատանքի արդիականությունը, սահմանված է աշխատանքի նպատակը, ներկայացված են գիտական նորույթը և կիրառական նշանակությունը, թվարկված են պաշտպանության ենթակա հիմնական դրույթները, բերված են աշխատության կառուցվածքը և ատենախոսության թեմայով հրատարակված աշխատանքների ցանկը:

Գլուխ 1-ում ներկայացված է ատենախոսության թեմային վերաբերվող գրականության ակնարկը: Այն կազմված է 7 ենթագլխից և պարունակում է տեղեկություններ միաֆոտոն դետեկտորների տեսակների, բնութագրերի, կիրառությունների, ինչպես նաև մեծաչափ բարակ թաղանթների լազերային փոշենստեցման եղանակների մասին: Հիմնավորված է ատենախոսության թեմայի ընտրությունը:

Գլուխ 2-ում նկարագրված են մետաղների և հեքսաբորիդների բարակ թաղանթների սինթեզման, քիմիական բաղադրության, միկրոկառուցվածքի և ֆիզիկական հատկությունների հետազատման համար օգտագործված եղանակներն ու սարքավորումները, ՋՄՖԴ-ների զգայուն տարրում ֆոտոնի կլանման հետևանքով տեղի ունեցող ջերմային պրոցեսների համակարգչային մոդելավորման եղանակի մանրամասները, բերված են հաշվարկներում կիրառված նյութերի ֆիզիկական բնութագրերը:

Գլուխ 3-ում ներկայացված են CeB_6 , $(La, Ce)B_6$ և $FeSb_2$ ջերմաէլեկտրական տվիչների վրա հիմնված ՋՄՖԴ-ի միաշերտ զգայուն տարրի համակարգչային մոդելավորման արդյունքները: Ուսումնասիրվել են 1 էՎ-ից 1 կէՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանման հետևանքով W կլանիչով և CeB_6 տվիչով ՋՄՖԴ-ի տարբեր երկրաչափության զգայուն տարրում տեղի ունեցող ջերմային պրոցեսները: Հաշվարկների արդյունքում գնահատվել են զգայուն տարրի հետևյալ բնութագրերը՝ ջերմաէլեկտրական տվիչի վրա առաջացող ջերմաստիճանների տարբերության ժամանակային կախվածությունը, այդ բնութագրի առավելագույն արժեքը (ΔT_m), զգայուն տարրի վրա գեներացված առավելագույն լարումը (V_m), ազդանշանի առավելագույն արժեքին հասնելու ժամանակը (t_m), ազդանշանի մինչև ֆոնային արժեք նվազելու ժամանակը (t_b), դրա հակադարձ մեծությունը՝ հաշվարկի արագությունը (R): Ստորև բերված են ստացված արդյունքներից մի քանիսը:

Դիտարկվել է $\Delta T(t)$ կախվածությունը ջերմաէլեկտրական տվիչի տարբեր չափերի համար: Ուսումնասիրությունները ցույց են տվել, որ տվիչի երկարության փոքրացմանը

գուզընթաց նվազում է ΔT_m -ը և ազդանշանի ֆոնային արժեքին հասնելու ժամանակը: ΔT_m -ը աճում է տվիչի լայնության փոքրացման դեպքում:

Դետեկտորի էներգետիկ լուծաչափը բնութագրելու համար դիտարկվել են 100 էՎ, 110 էՎ և 90 էՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանման հետևանքով առաջացող ջերմային պրոցեսները W կլանիչի $5 \times 0.5 \times 0.5$ մկմ³, (La, Ce)B₆ տվիչի $0.01 \times 0.1 \times 0.5$ մկմ³ չափերի համար: Տոտոնի էներգիայի 10% տարբերությունը առաջացնում է ΔT_m -ի 1.21 մԿ տարբերություն, որը (La, Ce)B₆ -ի 85 մկՎ/Կ Ջեբեկի գործակցի պարագայում համապատասխանում է 102 նՎ լարման տարբերությանը: Չափելով 10 նՎ լարման տարբերություն կապահովենք էներգիայի 1% լուծաչափ:

Առավել մեծ ազդանշան ստանալու ակնկալիքով, որպես ջերմաէլեկտրական տվիչ դիտարկվել է FeSb₂-ը, որը 9 Կ-ում ունի -42000 մկՎ/Կ Ջեբեկի գերծակից: Ուսումնասիրվել է ΔT_m -ի և R -ի կախվածությունը FeSb₂ տվիչի երկարությունից: Տվիչի երկարության աճին գուզընթաց, մինչև տվիչի երկարության 5 մկմ արժեքը, ΔT_m -ի արժեքը աճում է հասնելով 0.56 մԿ ($V_m=23.35$ մկՎ): V_m -ի այդպիսի արժեքը ապահովում է էներգիայի 0.1 էՎ լուծաչափ 100 էՎ ֆոտոնների համար: Տվիչի երկարության հետագա աճը ΔT_m -ի փոփոխության չի հանգեցնում: Հաշվարկի արագությունը նվազում է 52 ԳՀց արժեքից տվիչի երկարության աճին գուզընթաց:

Ամփոփելով արդյունքները կարելի է պնդել, որ ՋՄՏԴ-ի միաշերտ զգայուն տարրը ունի պարզ կառուցվածք, բարձր բնութագրեր 0.5 – 9 Կ աշխատանքային ջերմաստիճաններում և կարող է մրցակցել ժամանակակից լավագույն գերհաղորդիչ ՄՏԴ-ների հետ:

Գլուխ 4 -ում ընդգրկված են համակարգչային մոդելավորման եղանակով W, Pb, Nb, YBCuO կլանիչների և CeB₆, (La, Ce)B₆ և FeSb₂ տվիչների վրա հիմնված ՋՄՏԴ-ի եռաշերտ զգայուն տարրի հատկությունների ուսումնասիրության արդյունքները:

V_m -ի կախվածությունը կլանված ֆոտոնի էներգիայից գծային է: Սա շատ կարևոր արդյունք է, քանի որ հնարավորություն է ընձեռում փորձի ժամանակ չափելով գեներացված լարման առավելագույն արժեքը միարժեքորեն որոշել կլանված ֆոտոնի էներգիան:

Համեմատվել են W/CeB₆/W և W/FeSb₂/W զգայուն տարրերում 1-1000 էՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանման հետևանքով առաջացող ջերմային պրոցեսների համակարգչային մոդելավորման արդյունքները, որոնցից պարզ է դառնում, որ FeSb₂ տվիչի վրա

գեներացված լարումը և հաշվարկի արագությունը գերազանցում են CeB_6 տվիչի համապատասխան բնութագրերը:

Տվիչի էներգետիկ լուծաչափը գնահատելու համար դիտարկվել են 9 էՎ, 10 էՎ և 11 էՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանումը: Ֆոտոնի էներգիայի 1 էՎ-ով փոփոխվելը հանգեցնում է ջերմաէլեկտրական տվիչի վրա առաջացող լարման 8.024 մկՎ տարբերության, որից նույնիսկ 10 անգամ փոքր ազդանշանը դժվար չէ չափել: Կարող ենք ասել, որ ՋՄՖԴ-ի $W/(La, Ce)B_6/W$ եռաշերտ զգայուն տարրը 10 էՎ էներգիայով ֆոտոնների գրանցման համար կարող է ապահովել 0.1 էՎ զգայունություն:

Ուսումնասիրվել է գերհաղորդիչ կլանիչով և ջերմատարով $Nb/(La, Ce)B_6/Nb$ եռաշերտ զգայուն տարրով ՋՄՖԴ-ի բնութագրերի կախվածությունը կլանիչի, տվիչի և ջերմատարի հաստությունից: Արդյունքներից պարզ է դառնում, որ 100 էՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանման դեպքում ջերմաէլեկտրական տվիչի հաստության նվազմանը զուգընթաց հաշվարկի արագությունը աճում է և 0.01 մկմ հաստության պարագայում հասնում 222.2 ԳՀց-ի, իսկ գեներացվող լարումը 1.878 մկՎ-ից նվազում է 0.273 մկՎ: Գերհաղորդիչների կիրառումը դետեկտորի եռաշերտ զգայուն տարրում հնարավորություն է ընձեռում զգալիորեն նվազեցնել ջերմաէլեկտրական տվիչի հաստությունը և ապահովել ՋՄՖԴ-ի ռեկորդային բնութագրեր:

Ստացված արդյունքներից հետևում է, որ ՋՄՖԴ-ի եռաշերտ զգայուն տարրը ունի մի շարք առավելություններ միաշերտի նկատմամբ, ունակ է առաջարկել միաֆոտոն դետեկտման խնդիրների ավելի պարզ լուծումներ և մրցակցել ամենաբարձր հասկանիչներով օժտված միաֆոտոն դետեկտորների հետ:

Գլուխ 5-ում ներկայացված են ՋՄՖԴ զգայուն տարրի կառուցվածքում կիրառվող բարակ թաղանթների էլեկտրոնաճառագայթային եղանակով ստացման առանձնահատկությունները, թաղանթների քիմիական բաղադրության, միկրոկառուցվածքի և ֆիզիկական հատկությունների ուսումնասիրման տվյալները, դետեկտորների բազմատարր տվիչի համար անհրաժեշտ մեծաչափ թաղանթների լազերային փոշենստեցման որոշ խնդիրների լուծումները: CeB_6 թաղանթները փոշենստեցվել են դիէլեկտրիկ (Al_2O_3 , AlN), կիսահաղորդիչ (Si) և մետաղական (Mo, W) տակդիրների վրա՝ օգտագործելով բազմաբյուրեղային թիրախներ: Ստացվել են CeB_6 թաղանթներ, որոնց Ջեյքեյի գործակիցը ցածր ջերմաստիճաններում չի զիջում ծավալային նմուշին:

W թաղանթների փոշենստեցման համար կիրառվել են թիթեղներից բաղկացած թիրախներ և գտնվել են ցածր դիմադրությամբ թաղանթների փոշենստեցման պայմանները՝ տակդիրի 550 Կ ջերմաստիճան, 300 մԱ էմիսիայի հոսանք, 15.6 նմ/րոպե փոշենստեցման արագություն: Էլեկտրոնային տեսածրող մանրադիտակով ուսումնասիրության արդյունքում պարզվել է, որ թաղանթները ունեն հատիկավոր կառուցվածք, հատիկների չափը միջինում 200 նմ է:

ՋՄՖԴ-ի զգայուն տարրի նախատիպեր ստանալու համար հաջորդաբար փոշենստեցվել են W և CeB₆ թաղանթներ: Հետազոտությունները ցույց են տվել, որ այդ հետերոկառուցվածքները կազմող թաղանթների ֆիզիկական հատկությունները չեն տարբերվում այդ նյութերի առանձին փոշենստեցման արդյունքում ստացված թաղանթների հատկություններից: Օպտիկական սպեկտրերի ուսումնասիրությունը ցույց է տվել, որ W թաղանթը ունի բարձր անդրադարձման գործակից ինֆրակարմիրից մինչև մոտ ուլտրամանուշակագույն տիրույթում: Ուստի W կլանիչը կարող է ապահովել դետեկտման բարձր արդյունավետություն, ինչը կարևոր է ՄՖԴ-ի կիրառման որոշ խնդիրներում, կոշտ ուլտրամանուշակագույն և ռենտգենյան տիրույթի ֆոտոնների համար:

Լազերային փոշենստեցման եղանակով մեծաչափ բարակ թաղանթների սինթեզման համար ինչպես նաև նորագույն տեխնոլոգիաներում լազերային փոշենստեցման եղանակի լայնորեն կիրառելու նպատակով ցանկալի է լուծել թիրախի արդյունավետ օգտագործման խնդիրը: Խնդրի լուծում է հանդիսանում լազերային ճառագայթի սեկտորաձև տեսքի կիզակետի օգտագործումը:

Լազերային փոշենստեցման ընթացքում հնարավոր է փոշենստեցման արագությունը և թաղանթի մակերեսը մեծացնել օգտագործելով մեկից ավել թիրախներ, իսկ թաղանթի հաստության և բաղադրության համասեռությունը հնարավոր է ապահովել հատուկ դիմակի միջոցով:

Ատենախոսության հիմնադրությունների փորձարկումը

Աշխատանքի հիմնական արդյունքները քննարկվել են ՖՀԻ-ի սեմինարների ընթացքում և ներկայացվել են հետևյալ միջազգային գիտաժողովներում՝ 6th International Symposium “Optics & its Applications” *Տոենտո, Բուայլիա, 2018թ.*, International Conference “Laser Physics” (2018թ., 2017թ., 2015թ., 2013թ., 2012թ., 2011թ.) *Աշտարակ, Հայաստան,*

European Conference “SPIE Optics and Optoelectronics” (2017թ., 2015թ., 2013թ.) Պրահա, Չեխիա, 3th International Conference on “Sensors and Electronic Instrumentation Advances”, Սուկվա, ՌԴ, 2017, XV Межгосударственная Конференция “Термоэлектрики и их применения-2016” Սանկտ Պետերբուրգ, ՌԴ, 2016թ. (դիպլոմ լավագույն զեկույցի համար), 2nd International Conference on “Sensors and Electronic Instrumental Advances”, Բարսելոնա, Իսպանիա, 2016, 4th International Conference “Nanotechnologies” Nano–2016 Թբիլիսի, Վրաստան, 2016թ., 4th International Symposium “Optics & its Applications” Երևան–Ստամբուլ, Հայաստան, 2016թ., “OPTO-Meeting for Young Researchers & SPIE/OSA Student Chapter Meeting 2016” Գրանսկ, Լեհաստան, 2016թ., 3rd International Symposium “Optics & its Applications” Երևան–Ստամբուլ, Հայաստան, 2015թ., “Single Photon Workshop” 2015 Ժնև, Շվեյցարիա, 2015թ., “Developments in Optics and Communications” (DOC Riga) Ռիգա, Լատվիա 2015թ., TechConnect World Innovation, Conference & Expo Վաշինգթոն, ԱՄՆ, 2015թ., 2nd International Conference “Nanotechnologies” Nano–2014 Թբիլիսի, Վրաստան, 2014թ., International Conference “IONS Armenia” Երևան, Հայաստան, 2013թ., 1st International Symposium “Optics & its Applications” Երևան–Ստամբուլ, Հայաստան, 2011թ.: Արդյունքները պարբերաբար քննարկվել են ՖՀԻ-ի սեմինարներին:

Ատենախոսության թեմայով հրատարակված աշխատանքների ցանկը բերված է ստորև:

1. A.S. Kuzanyan, A.A. Kuzanyan, “Pulsed Laser Deposition of Large-Area Thin Films and Coatings” Chapter 7 in Applications of Laser Ablation - Thin Film Deposition, Nanomaterial Synthesis and Surface Modification Edited by Dongfang Yang, INTECH Publisher, ISBN: 978-953-51-2812-0, pp. 149-173, (2016).
2. A.A. Kuzanyan, V.R. Nikoghosyan, A.S. Kuzanyan, “Simulation of Heat Propagation Processes in the Detection Pixel with Superconducting Layers of Single-Photon Thermoelectric Detector” Journal of Contemporary Physics (Armenian Academy of Sciences), 53(1), pp. 96–110, (2018).
3. S.I. Petrosyan, A.A. Kuzanyan, G.R. Badalyan, A.S. Kuzanyan, “Preparation and Investigation of the Properties of W/CeB₆/W Heterostructure as a Sensitive Element of Single-Photon Thermoelectric Detector” Journal of Contemporary Physics (Armenian Academy of Sciences), 53(2), pp. 208-218, (2018).

4. A.S. Kuzanyan, A.A. Kuzanyan, V.R. Nikoghosyan, V.N. Gurin, M.P. Volkov, "Prospects of Using Rare-Earth Hexaborides in Thermoelectric Single-Photon Detectors" ISSN 1063-7826, Semiconductors, 51(7), pp. 870–873 (2017).
5. A.A. Kuzanyan, A.S. Kuzanyan, G.R. Badalyan, S.I. Petrosyan, V.O. Vardanyan, V.N. Gurin, M.P. Volkov, S.Kh. Pilosyan, "CeB₆ Thin Films Synthesis by e-beam Deposition" ISSN 1063-7826, Semiconductors, 51(8), pp. 999–1001, (2017).
6. A.A. Kuzanyan, V.R. Nikoghosyan, A.S. Kuzanyan, "Investigation of the Processes of Heat Propagation in W/FeSb₂/W Detection Pixel of the Single Photon Thermoelectric Detector" Journal of Contemporary Physics (Armenian Academy of Sciences), 52(3), pp. 249–257, (2017).
7. A.A. Kuzanyan, A.S. Kuzanyan, V.R. Nikoghosyan, V.N. Gurin, M.P. Volkov, "Investigation of Processes of Heat Propagation in Multilayer Sensor of Thermoelectric Single-photon Detector" Journal of Contemporary Physics (Armenian Academy of Sciences), 51(2), pp. 181-190 (2016).
8. A.A. Kuzanyan, "Computer Simulation of Heat Distribution Processes in W/(La, Ce)B₆/W Sensor of Thermoelectric Detector" ISSN 1068–3372, Journal of Contemporary Physics (Armenian Academy of Sciences), 51(4), pp. 360–370, (2016).
9. A.A. Kuzanyan, A.S. Kuzanyan, V.R. Nikoghosyan, "Ultra-fast Sensor for Single-Photon Detection in a Wide Range of the Electromagnetic Spectrum" Sensors & Transducers, 207(12), pp. 21-29, (2016).
10. A.S. Kuzanyan, V.R. Nikoghosyan, A.A. Kuzanyan, "CeB₆ Sensor for Thermoelectric Single-photon Detector" Sensors & Transducers, 191(8), pp. 57-62, (2015).
11. A.S. Kuzanyan, A.A. Kuzanyan, V.A. Petrosyan, S.Kh. Pilosyan, A.Z. Grasiuk, "A Simple Solution to the Problem of Effective Utilization of the Target Material for Pulsed Laser Deposition of Thin Films", Quantum Electronics 43 (12), pp. 1170 – 1174, (2013).
12. A.S. Kuzanyan, V.R. Nikoghosyan, A.A. Kuzanyan, "An Ultrafast Thermoelectric Sensor for Single-photon Detection in a Wide Range of the Electromagnetic Spectrum" Proc. of SPIE, 10229, 102290P, (2017).
13. A.A. Kuzanyan, V.R. Nikoghosyan, A.S. Kuzanyan, "Strongly Correlated Semiconductor FeSb₂ as a Sensor of Single-Photon Thermoelectric Detector", 3rd International Conference on Sensors Engineering and Electronics Instrumental Advances Proceedings book pp. 163-168, (2017).

14. A.A. Kuzanyan, A.S. Kuzanyan, V.R. Nikoghosyan, “Ultrafast TSPD on The Basis of CeB₆ Sensor” Journal of Physics: Conference Series, 673, 012007, (2016).
15. A.A. Kuzanyan, V.R. Nikoghosyan, A.S. Kuzanyan “Thermoelectric X-ray Detector”, Nano Studies, 14, pp. 203-210, (2016).
16. A.S. Kuzanyan, A.A. Kuzanyan, V.R. Nikoghosyan, “Thermoelectric Sensor for Single-photon Detection from Infrared to Hard Ultraviolet”, Nano Studies, 13, pp. 175-190, (2016).
17. A.S. Kuzanyan, V.R. Nikoghosyan, A.A. Kuzanyan, “Modeling of Kinetic Processes in Thermoelectric Single Photon Detectors”, Proc. of SPIE, 9504, 95040O, (2015).
18. A.A. Kuzanyan, “Nanosensor for Thermoelectric Single-photon Detector” Nano Studies, 9, 93-102, (2014).
19. A.A. Kuzanyan, V.A. Petrosyan, A.S. Kuzanyan, “Methods for Pulsed Laser Deposition of Large-area Films Using More than One Target”, International Journal of Modern Physics: Conference Series, 15, pp. 170-178, (2012).
20. Արմեն Կուզանյան, Վահագն Պետրոսյան, Աստղիկ Կուզանյան «Բարակ թաղանթների ստացման սարք», ՀՀ արտոնագիր No. 2531, (2011):
21. Արմեն Կուզանյան, Աստղիկ Կուզանյան, Վահագն Պետրոսյան, «Բարակ թաղանթների ստացման համակարգ» ՀՀ արտոնագիր No. 2737, (2013):
22. Արմեն Կուզանյան, Աստղիկ Կուզանյան, Վահան Նիկողոսյան «Ջերմաէլեկտրական դետեկտորի բազմաշերտ տվիչ» ՀՀ արտոնագիր No. 2946, (2015):
23. Արմեն Կուզանյան, Աստղիկ Կուզանյան, Վահան Նիկողոսյան, «Ջերմաէլեկտրական դետեկտորի բազմաշերտ տվիչ» ՀՀ արտոնագիր No.3043, (2016):

Գլուխ 1. Գրականության ակնարկ

1.1. Միաֆոտոն դետեկտորների հիմնական բնութագրերը

Վերջին տարիներին գիտության և նորագույն տեխնոլոգիաների տարբեր բնագավառներում լայն կիրառության շնորհիվ հեղափոխական զարգացումներ են տեղի ունենում միակի ֆոտոնների աղբյուրների ու դետեկտորների հետազոտման ոլորտներում: ՄՖԴ-ները գերզգայուն սարքեր են, որոնք ունակ են գրանցել լույսի ամենափոքր քանակը՝ ֆոտոնը: Այժմ արտադրվող ՄՖԴ-ները ունեն բավականին բարձր բնութագրեր, սակայն գիտության և տեխնոլոգիաների զարգացումը պահանջում է շարունակել հետազոտությունները ավելի բարձր բնութագրեր ունեցող դետեկտորների ստեղծման համար:

ՄՖԴ-ների կարևորագույն բնութագրեր են հանդիսանում հաշվարկի արագությունը, էներգետիկ լուծաչափը, դետեկտման արդյունավետությունը, մթնային հաշվարկի արագությունը, դետեկտման սպեկտրալ տիրույթը, աշխատանքային ջերմաստիճանը, ինչպես նաև ֆոտոնների քանակը որոշելու ունակությունը [1, 2]: Իդեալական ՄՖԴ-ը պետք է ունենա 100% դետեկտման արդյունավետություն, զրոյական մթնային հաշվարկի արագություն, մեռյալ ժամանակ (dead time) և ժամանակային հապաղման փոփոխություն (timing jitter):

ՄՖԴ-ի **դետեկտման արդյունավետությունը** (ξ) բնորոշում է ֆոտոն գրանցելու հավանականությանը և սահմանվում է որպես միավոր ժամանակում դետեկտված ու դետեկտորին հասած ֆոտոնների թվի հարաբերություն, որը կարող է արտահայտվել որպես երեք ներդրումների արդյունք՝ $\xi = \xi_0 \times \xi_a \times \xi_s$, որտեղ ξ_0 -ն ֆոտոնների և զգայուն տարրի միջև օպտիկական կապի արդյունավետությունն է, ξ_a -ն ֆոտոնների կլանման արդյունավետությունն է և ξ_s -ն ներքին դետեկտման արդյունավետությունն է, որը նկարագրում է ֆոտոնի կլանման արդյունքում զգայուն տարրում ազդանշանի առաջացման հավանականությունը: Դետեկտման առավելագույն արդյունավետության հասնելու համար ξ -ի բոլոր երեք բաղադրիչները պետք է միաժամանակ հասցվեն առավելագույն արժեքին:

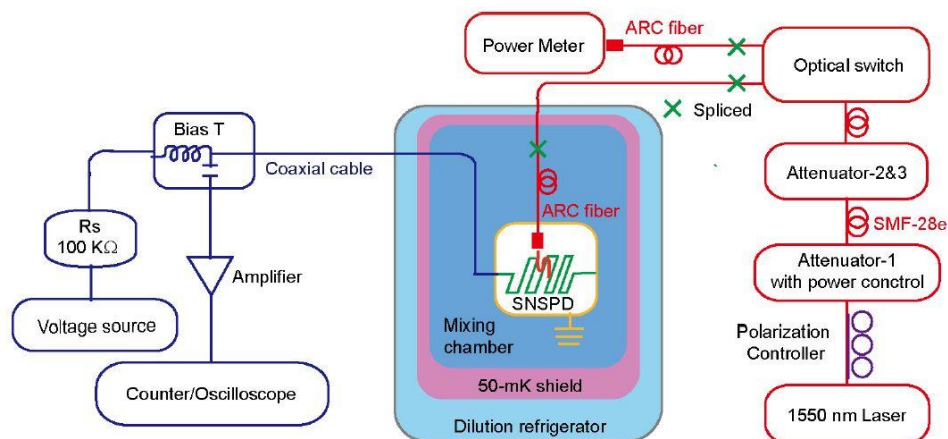
Դետեկտորները ունեն կեղծ ազդանշան գեներացնելու հատկություն, որը բնորոշում է **մթնային հաշվարկի արագությունը** և պայմանավորված է զգայուն տարրի

հասկություններով, աշխատանքային պայմաններով և արտաքին աղմուկների հանդեպ զգայունությամբ: Մթնային հաշվարկի արագությունը չափվում է դետեկտորը ճառագայթումից էկրանավորելու միջոցով:

Դետեկտորի **մեռյալ ժամանակ** կամ վերականգնման ժամանակ է կոչվում այն ժամանակահատվածը, որի ընթացքում դետեկտորը վերականգնվում է ֆոտոնի գրանցումից հետո և ունակ չէ գրանցել հաջորդը: Մեռյալ ժամանակի տևողության վրա ազդող գործոնները կախված են դետեկտորի տիպից և զգայուն տարրի կառուցվածքից: Այս բնութագրով է սահմանափակվում դետեկտորի հաշվարկի արագության արժեքը [2]:

Ժամանակային հապաղումը դա ֆոտոնի կլանման պահից մինչև էլքային ազդանշանի գեներացման ժամանակն է և բնորոշվում է ժամանակային հապաղման բաշխվածության ֆունկցիայի լայնությամբ կիսաբարձրության վրա (FWHM) [2]:

ՄՖԴ-ների վերոնշյալ բնութագրերը կարելի է հետազոտել Նկար 1-ում պատկերված սարքի միջոցով:

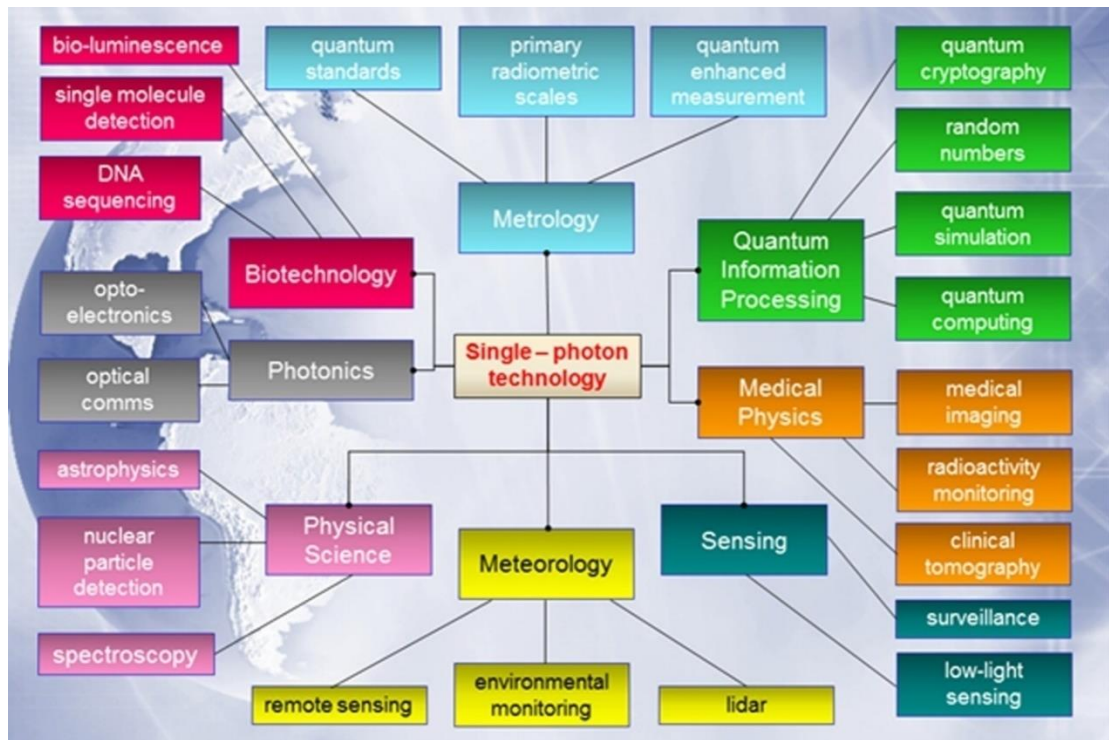


Նկար 1. ՄՖԴ-ի բնութագրերի չափման սարքի գծապատկեր [3]:

1.2. Միաֆոտոն դետեկտորների կիրառություններ

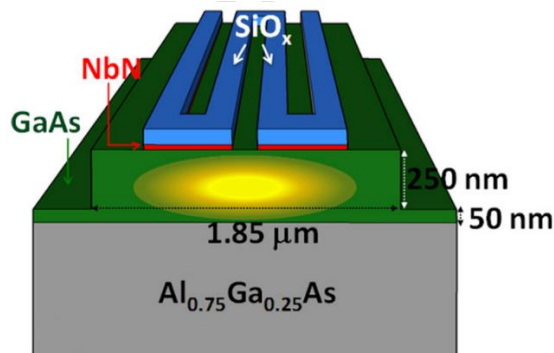
Միաֆոտոն դետեկտորները լայնորեն կիրառվում են գիտության և տեխնիկայի տարբեր բնագավառներում, մասնավորապես՝ ֆոտոնիկայի (օպտոէլեկտրոնիկա, օպտիկական հաղորդակցություն), աստղագիտության և աստղաֆիզիկայի, լազերային սպեկտրոսկոպիայի, միջուկային և բարձր էներգիաների ֆիզիկայի, քվանտային տեղեկատվության (քվանտային գաղտնագրություն, քվանտային մոդելավորում, քվանտային համակարգիչներ), կապի ժամանակակից միջոցների, միկրոչիպերի

վերլուծության, բժշկական սարքաշինության, չափագիտության, օդերևութաբանության, կենսատեխնոլոգիաների և այլն (Նկար 2):



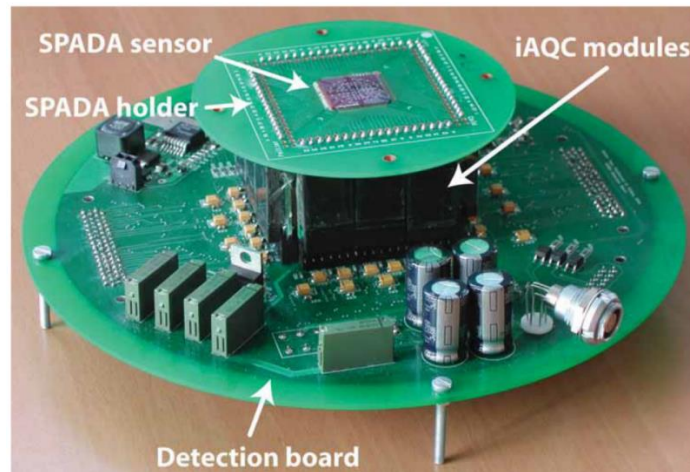
Նկար 2. ՄՖԴ-ների կիրառության բնագավառներ [4]:

Կիրառության ամեն բնագավառում օգտագործվում են որոշակի բնութագրերով օժտված դետեկտորներ: Տարբեր են դետեկտորների աշխատանքային ջերմաստիճանը, ալիքի երկարությունը, հաշվարկի արագությունը և այլն: Հեռահաղորդակցության և քվանտային գաղտնագրության մեջ կիրառվում են ինֆրակարմիր (ԻԿ) տիրույթի (1300-1550 նմ ալիքի երկարությամբ) դետեկտորներ (Նկար 3) [5-9]:



Նկար 3. 1300 նմ ալիքի երկարության համար գերհաղորդիչ ալիքատարային ՄՖԴ-ի գծապատկերը [8]:

Աստղաֆիզիկայի մեջ հետազոտողները օգտագործում են ԻԿ-ից ռենտգենյան տիրույթի դետեկտորներ (Նկար 4):



Նկար 4. Միաֆոտոն տարափայլին դիոդների ցանցով դետեկտոր [10]:

1.3. Դասական միաֆոտոն դետեկտորներ

Դասական միաֆոտոն դետեկտորները ֆոտոբազմապատկիչները և տարափայլին դիոդներն են:

Ֆոտոբազմապատկիչները էլետրավակուումային սարքեր են, որոնք օպտիկական ազդանշանը փոխակերպում են էլեկտրականի: Ֆոտոբազմապատկիչները բաղկացած են ֆոտոկաթոդից, երկրորդային-էլեկտրոնային բազմապատկիչներից՝ դինոդներից, և անոդից: Ֆոտոբազմապատկիչը աշխատում է հետևյալ սկզբունքով՝ ֆոտոկաթոդի վրա լույսի ազդեցության հետևանքով առաջանում է էլեկտրոնային էմիսիա, կիրառված էլեկտրական դաշտը էլեկտրոններին ուղղորդում է դեպի դինոդ, որը իրականացնում է երկրորդային էմիտերի դեր և ուժեղացնում հոսանքը:

Հայտնի են ֆոտոբազմապատկիչների բազմաթիվ տեսակներ, որոնք տարբերվում են կաթոդի և դինոդների կառուցվածքով, նյութով, դինոդների քանակով և այլն: Դինոդների նյութի և կառուցվածքի ընտրությունն իրականացվում է այնպես, որ երկրորդային էմիսիայի գործակիցը լինի մեծ: Կախված դինոդների քանակից և կառուցվածքից ընդհանուր ուժեղացումը կարող է հասնել 10^6 արժեքի: Ֆոտոբազմապատկիչի միջոցով հնարավոր է դետեկտել նաև էլեկտրոններ և իոններ:

Ֆոտոբազմապատկիչների հիմնական առավելություններն են մեծ ակտիվ մակերեսը, էլեկտրամագնիսական սպեկտրի լայն տիրույթում ֆոտոնների գրանցման հնարավորությունը, փոքր ժամանակային հապաղումը: Մթնային հաշվարկի արագությունը

նույնպես կարող է փոքր լինել եթե ֆոտոբազմապատկիչը սառեցվի մինչև 70 Կ: Թերություններն են՝ մեծ չափերը, աշխատանքային մեծ լարումները, փոքր հաշվարկի արագությունը (մի քանի տասնյակ ՄՀց) և ֆոտոնների դետեկտման ցածր արդյունավետությունը 10-40% [11-13]:

Միաֆոտոն տարափայլին դիոդները կիսահաղորդչային սարքեր են, որոնց աշխատանքի հիմքում ընկած է ներքին ֆոտոէֆեկտի երևույթը: Ուժեղացումը իրականացվում է հարվածային իոնիզացիայի (տարափայլին բազմապատկման) արդյունքում: Միաֆոտոն տարափայլին դիոդներում օգտագործվում են տարբեր կիսահաղորդիչներ՝ Si, Ge, InP, InGaAs և այլն [14-16]: Արտադրության մեջ գտնվող միաֆոտոն տարափայլին դիոդները տեսանելի տիրույթի համար հիմնականում Si-ից են, իսկ ինֆրակարմիր տիրույթի համար օգտագործվում են InP/InGaAs դիոդներ:

Միաֆոտոն տարափայլին դիոդների ֆոտոնների դետեկտման հավանականությունը բարձր է ֆոտոբազմապատկիչների համեմատ և տեսանելի տիրույթի համար կազմում է մինչև 85%, հաշվարկի արագությունը հասնում է հարյուրավոր ՄՀց-երի: Տարափայլին դիոդի թերություններից են փոքր դետեկտման մակերեսը և մեծ մթնային հաշվարկի արագությունը (տասնյակ ՄՀց) [14-17]:

1.4. Քվանտային կետերի վրա հիմնված միաֆոտոն դետեկտորներ

Քվանտային կետերի վրա հիմնված միաֆոտոն դետեկտորը առաջին անգամ ներկայացվել է 1999 թ.-ին Տոկիոյի համալսարանի և Ճապոնիայի գիտության և տեխնիկայի կորպորացիայի գիտնականների կողմից [18]: Նրանք առաջարկել են տերահերցային տիրույթի միակի ֆոտոնների դետեկտման երկու մեխանիզմ օգտագործելով GaAs/AlGaAs ներմուծված քվանտային կետերը: Առաջին տարբերակում քվանտային կետերը բարձր մագնիսական դաշտում (3-4 Տորր) աշխատում են որպես միաէլեկտրոնային տրանզիստոր: Ֆոտոնները գրգռում են քվանտային կետերը ցիկլատրոնային ռեզոնանսի միջոցով, որի հետևանքով փոխվում է քվանտային կետերի էլեկտրական բևեռացվածությունը, ինչն էլ ազդում է միաէլեկտրոնային տրանզիստորի վրա:

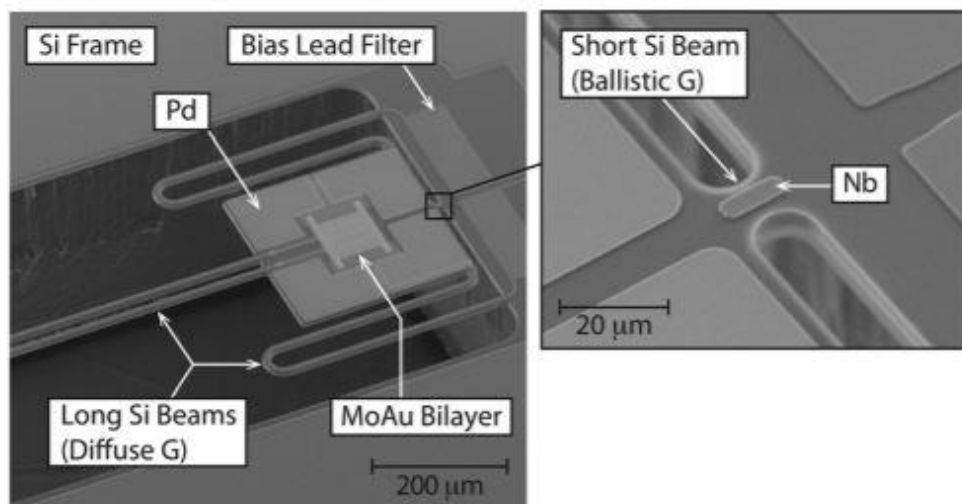
Երկրորդ դեպքում օգտագործվում են զուգահեռ երկուական քվանտային կետերով միաէլեկտրոնային տրանզիստոր, առանց մագնիսական դաշտի կիրառման: Ֆոտոնը գրգռում և իոնացնում է քվանտային կետերից մեկը, ինչը ֆիքսվում է մյուս քվանտային կետի կողմից

երկրորդ ֆոտոնի կլանման դեպքում: Առաջին դեպքում սարքի թերությունը բարձր մագնիսական դաշտի կիրառման անհրաժեշտությունն է, իսկ երկրորդ դեպքում կորում է դետեկտորի մեկ ֆոտոն գրանցելու հասկությունը [18, 19]:

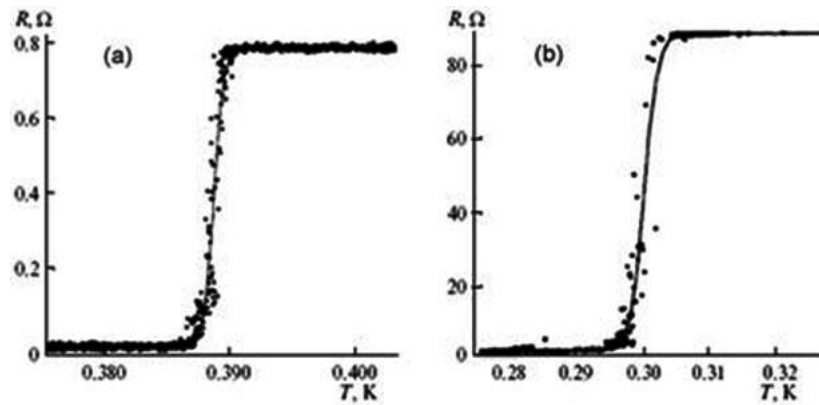
1.5. Գերհաղորդիչ միաֆոտոն դետեկտորներ

Գերհաղորդիչ միաֆոտոն դետեկտորները (ԳՄՖԴ) վերջին տարիներին համարվում են ամենահեռանկարայինները [20-26]: Իրենց հատկություններով ԳՄՖԴ-ները գերազանցում են ֆոտոբազմապատկիչներին և տարափայլին դիոդներին: Նրանք ունեն մթնային հաշվարկի ցածր արագություն, գիգահերցերի հասնող արագագործություն և կարող են գրանցել ֆոտոններ էլեկտրամագնիսական սպեկտրի լայն տիրույթում: Գերհաղորդիչ միաֆոտոն դետեկտորները երկու տիպի են՝ գերհաղորդիչ անցման եզրի տվիչներ (transition-edge sensors - TES) և զույգի տրոհման դետեկտորներ (pair-breaking detectors): Վերջին տարիներին լայնորեն հետազոտվում են գերհաղորդիչ նանոլարային միաֆոտոն դետեկտորները (ԳՆՄՖԴ), որոնք հանդիսանում են TES-երի կատարելագործված տարբերակը [20-22]:

TES-ի դետեկտոր տարրը գերհաղորդիչ բարակ թաղանթից կամրջակ է (Նկար 5), որը գտնվում է գերհաղորդիչ վիճակի անցման շեմին մոտ և ջերմության չնչին աճը հանգեցնում է դիմադրության կտրուկ փոփոխության (Նկար 6):



Նկար 5. TES-ի տեսածրող էլեկտրոնային մանրադիտակի պատկեր [23]:



Նկար 6. Տիտանիում գերհաղորդիչ բարակ թաղանթների դիմադրության կախվածությունը ջերմաստիճանից: Թաղանթների հաստություն՝ (a) 320 նմ, (b) 30 նմ [24]:

Գերհաղորդիչ վիճակի անցման տիրույթը հաճախ փոքր է մեկ միլիկելվինից և շատ դժվար է երկար ժամանակ պահպանել սարքավորման ջերմաստիճանը տվյալ տիրույթում: 1993 թ. Կ.Ռ. Իրվինը առաջարկել է լուծել այդ խնդիրը գերհաղորդիչ տվիչի վրա կիրառելով կրիտիկականից փոքր շեղող հոսաք: Էլեկտրական հոսանքը ավելի հեշտ է կառավարել, քան ջերմաստիճանը: Ֆոտոնի կլանման հետևանքով կամրջակը դուրս է գալիս գերհաղորդիչ վիճակից և առաջանում է ազդանշան, որի մեծությունը համարժեք է կլանված ֆոտոնի էներգիային:

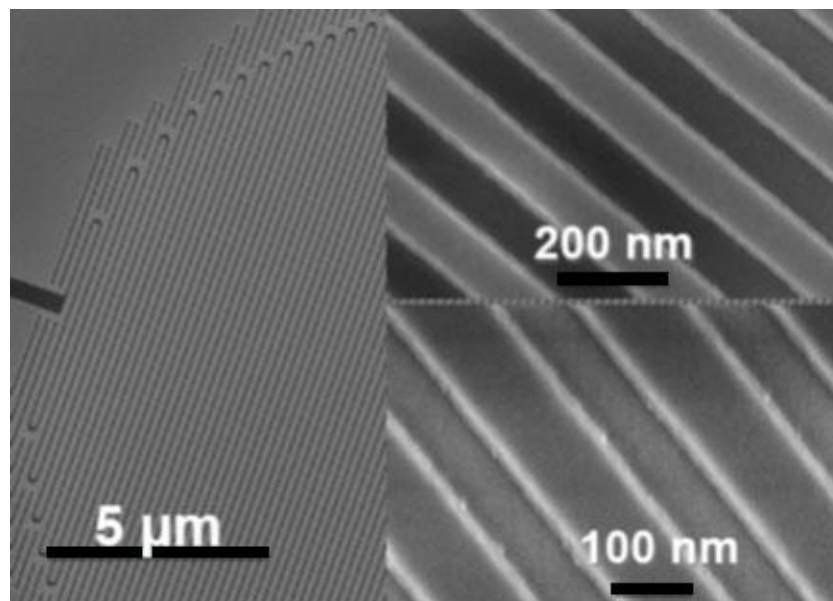
TES-ի առավելությունն է դետեկտման բարձր արդյունավետությունը, որը վոլֆրամի վրա հիմնված դետեկտորի դեպքում կարող է հասնել 95% ինֆրակարմիր 1550 նմ ալիքի երկարության ֆոտոնների գրանցման համար: Միաժամանակ այդ դետեկտորը ունի մթնային հաշվարկի ցածր արագություն: TES-ի թերություններն են.

- աշխատանքային պայմանների ապահովման բարդությունը, ինչը հետևանք է աշխատանքային շատ ցածր ջերմաստիճանների (մոտ 0.1 Կ),
- տվիչի բարդ կառուցվածքը պայմանավորված շեղող հոսանքի կիրառմամբ,
- մեծ ժամանակային հապաղումը և հաշվարկի փոքր արագությունը:

Զույգի տրոհման դետեկտորների աշխատանքի հիմքում Կուպերյան գույգերի տրոհումն է: Դետեկտորը սառեցվում է մինչև գերհաղորդիչ վիճակ, որում էլեկտրոնները կազմում են Կուպերյան գույգեր: Կլանված մեկ ֆոտոնի էներգիան բավարար է հազարավոր Կուպերյան գույգերը գրգռված էլեկտրոնների՝ քվազիմասնիկների, փոխելու համար: Չնայած, որ նյութը մնում է գերհաղորդիչ վիճակում, հնարավոր է գրանցել նրանում առաջացած քվազիմասնիկները [22]:

Գերհաղորդական նանոլարային միաֆոտոն դետեկտորները (ԳՆՄՖԴ) իրանց հասկանիչներով գերազանցում են ԳՄՖԴ-ներին: Դրանք առաջարկվել են 2001 թ. Մոսկվայի պետական մանկավարժական համալսարանի և Ռոչեստերի համալսարանի գիտնականների կողմից [21]: ԳՆՄՖԴ-ի զգայուն տարրը բաղկացած է փոքր լայնական կտրվածքով գերհաղորդիչ լարից, որը սովորաբար ունի 10 նմ-ից փոքր հաստություն և մոտ 100 նմ լայնություն: Հիմնականում օգտագործվում են NbN կամ NbTiN գերհաղորդիչները: Դետեկտորը գործում է գերհաղորդիչ կրիտիկական ջերմաստիճանից զգալիորեն ցածր ջերմաստիճաններում: Գերհաղորդականության անցման կրիտիկական սահմանին շատ մոտ վիճակում սարքը պահվում է շեղող հոսանքի միջոցով՝ ինչպես TES-ի դեպքում:

Ժամանակակից ԳՆՄՖԴ-ների սվիչները ունեն ոլորապտույտ (meander) երկրաչափություն [21] (Նկար 7), նրանց դետեկտման արդյունավետությունը հասնում է 90%-ի, մթնային հաշվարկի արագությունը տասնյակ հերցերի, ժամանակային հապաղումը տասնյակ պիկովայրկյանների և արագագործությունը գիգահերցերի [3]:



Նկար 7. NbTiN ոլորապտույտ լարի պատկեր [25]:

Աղյուսակ 1-ում և 2-ում բերված են հեռահաղորդակցության համակարգերում կիրառվող դետեկտորների բնութագրերը: Աղյուսակ 3-ում՝ տարբեր ալիքի երկարությունների համար NbN սվիչով ԳՆՄՖԴ-ների բնութագրերը:

Աղյուսակ 1. Միաֆոտոն դետեկտորների բնութագրեր, $\lambda=1550$ նմ

Դետեկտոր	Աշխ. ջերմաստիճան, Կ	Դետեկտման արդյունավետություն, %	Մթնային հաշվարկի արագություն, Հց	Ժամ. հապաղում, պվ	Հղում
InGaAs կաթոդով ֆոտոբազմապատկիչ	200	2	200×10^3	300	[27]
InGaAs/InP SPAD	220	25	< 100	< 100	[16]
NbN ԳՆՄՖԴ	2.1	90	10	79	[3]
WSi ԳՆՄՖԴ	0.12	93	-	150	[28]

Աղյուսակ 2. Միաֆոտոն դետեկտորների բնութագրեր, $\lambda=1300$ նմ [29]

Դետեկտոր	Արագագործություն, Հց	Դետեկտման արդյունավետություն, %	Մթնային հաշվարկի արագություն, Հց	Ժամ. հապաղում, պվ
InGaAs SPAD	5.0×10^6	16	500	200
Si SPAD	5.0×10^6	0.01	25	300
Ֆոտոբազմապատկիչ	9.0×10^6	0.5	2.0×10^4	150
ԳՄՖԴ	10×10^9	5	35	0.1

Աղյուսակ 3. NbN ԳՄՖԴ-ների բնութագրեր

Ալիքի երկարություն, նմ	Աշխ. ջերմաստիճան, Կ	Դետեկտման արդյունավետություն, %	Ակտիվ մակերես	Ժամ. հապաղում, պվ	Հղում
1550	2.5	76	14մկմ շառավիղ	60-80	[30]
940	2.3	84	18×18 մկմ ²	63	[31]
850	2.1	82	50 մկմ շառավիղ	105	[32]
670-850	2.2	74-86	15×15 մկմ ²	-	[33]
635	2.2	73	35 մկմ շառավիղ	76	[34]
532	2.1	75	42 մկմ շառավիղ	140	[35]

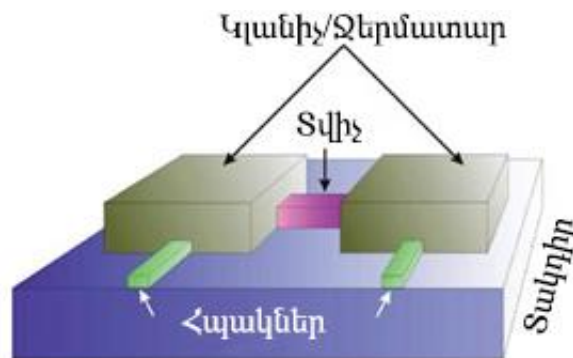
Համեմատելով աղյուսակներում բերված տվյալները վստահորեն կարող ենք ասել, որ ԳՆՄՖԴ-ը իր բնութագրերով գերազանցում է ֆոտոբազմապատկիչներին և տարափայլն դիողներին:

1.6. Ջերմաէլեկտրական միաֆոտոն դետեկտորներ

Վերոնշյալ դետեկտորներին այլընտրանք են հանդիսանում ջերմաէլեկտրական միաֆոտոն դետեկտորները (ՋՄՖԴ), որոնց հետազոտմանը նվիրված է այս ատենախոսությունը:

ՋՄՖԴ-ի տեսությունը առաջարկվել է 2000 թվականին ՀՀ ԳԱԱ ՖՀԻ Բարձր ջերմաստիճանային գերհաղորդականության լաբորատորիայի (այժմ Նյութագիտության լաբորատորիա) և Naval Research Laboratory (Washington, U.S.A.) գիտնականների կողմից [36, 37]: Այդ առաջարկը հանդիսացավ բավականին երկար ժամանակահատվածում միաֆոտոն գրանցման եղանակներում միակ նոր մոտեցումը: Հետագա հետազոտությունները ցույց են տվել, որ ջերմաէլեկտրական դետեկտորները կարող են մրցակցել գերհաղորդիչների հետ, քանի որ որոշ հատկություններով նրանց գերազանցում են [38-41]:

ՋՄՖԴ-ի զգայուն տարրը կազմված է դիէլեկտրիկ տակդիրի վրա փոշենստեցված ֆոտոնների կլանիչից, ջերմատարից և դրանք կապող ջերմաէլեկտրական տվիչից: Դետեկտորի զգայուն տարրի գծապատկերը բերված է Նկար 8-ում:



Նկար 8. ՋՄՖԴ-ի զգայուն տարրի գծապատկեր [39]:

ՋՄՖԴ-ի աշխատանքի սկզբունքը հետևյալն է՝ ֆոտոնի կլանումից հետո կլանիչի ջերմաստիճանը բարձրանում է ջերմատարի համեմատ և ջերմաէլեկտրական տվիչի ծայրերին առաջանում է ջերմաստիճանների տարբերություն և գեներացվում է էլեկտրական լարում: Չափելով այդ լարումը հնարավոր է գրանցել ֆոտոնի կլանման փաստը և հաշվարկել կլանված ֆոտոնի էներգիան: Կլանիչում և ջերմատարում ջերմաստիճանի հավասարվելուն

զուգընթաց ազդանշանը փոքրանում է: Երբ ջերմությունը անցնում է տակդիր, տվիչը վերադառնում է իր նախնական վիճակին և պատրաստ է գրանցել հաջորդ ֆոտոնը [38, 39]:

ՋՄՖԴ-ի առավելությունները մեկն այն է, որ ի տարբերություն այլ ՄՖԴ-ների սարքի աշխատանքի համար անհրաժեշտ չեն լրացուցիչ սնման աղբյուր, շեղող լարում և այլն, ինչը հնարավորություն է ընձեռում բավականին պարզ բազմատարր տվիչներ կառուցել: ՋՄՖԴ-ի զգայուն տարրի միաշերտ մոդելում կլանիչը և ջերմատարը համարժեք են: Գրանցված լարման նշանը ցույց է տալիս թե, որ հասվածում է կլանվել ֆոտոնը:

Մեկ ֆոտոնի կլանման հետևանքով առաջացած ազդանշանը գրանցելու համար անհրաժեշտ է ապահովել հնարավորինս մեծ ազդանշան/աղմուկ հարաբերություն: Ջերմային աղմուկը հնարավոր է նվազեցնել սարքը մինչև կրիոգեն ջերմաստիճաններ սառեցնելու միջոցով:

Դիտարկենք ՋՄՖԴ-ի տեսության որոշ հարցեր [37, 39]: Ֆոտոնի կլանման հետևանքով կլանիչի ջերմության բարձրացման ժամանակային կախվածությունը բնութագրվում է $T^*(t) = T + \delta T(t)$ հավասարումով, ջերմության փոփոխության առավելագույն արժեքը կորոշվի $\delta T(t) = \delta E/C$ արտահայտությամբ, որտեղ C -ը կլանիչի ջերմունակությունն է, իսկ δE -ն կլանված ֆոտոնի էներգիան: Ջեներկյան լարումը բնութագրվում է $V(t) = \int SgradT(t)d(l)$ արտահայտությամբ, որտեղ S -ը Ջեներկի գործակիցն է: Անտեսելով տակդիր անցնող ջերմությունը Ջեներկյան լարումը կարելի է ներկայացնել $V(t) = S\delta T(t)$ տեսքով, առավելագույն լարումը կլինի $V = S\delta E/C$: Քանի որ լարումը ուղիղ համեմատական է Ջեներկի գործակցին, մեծ լարում ստանալու համար ՋՄՖԴ-ի զգայուն տարրում պետք է օգտագործել մեծ Ջեներկի գործակցով ջերմաէլեկտրական նյութեր: Կրիոգեն ջերմաստիճաններում բարձր ջերմաէլեկտրական հատկություններ դրսևորում են հազվագյուտ հողային տարրերի հեքսաբորիդները ինչպես նաև խիստ կորելացված էլեկտրոնային համակարգերով կիսահաղորդիչները:

Ազդանշանի տևողությունը կախված է ջերմաէլեկտրական տվիչով ջերմության հոսքի ժամանակահատվածից, որը արտահայտվում է

$$\tau = \frac{C}{G} \quad (1)$$

բանաձևով, որտեղ G -ն ջերմաէլեկտրական տվիչի ջերմահաղորդականությունն է: G -ն կախված է տվիչի երկրաչափությունից և որոշվում է

$$G = \frac{ks}{l} \quad (2)$$

բանաձևով, որտեղ k -ն տվիչի նյութի ջերմահաղորդականության գործակիցն է, s -ն տվիչի լայնական կտրվածքը, l -ը տվիչի երկարությունը:

Տվիչի աշխատանքի յուրաքանչյուր ցիկլ ավարտվում է մետաղ-դիէլեկտրիկ (Կապիցայի) սահմանով մետաղյա կլանիչից դիէլեկտրիկ տակդիր ջերմության փոխանցմամբ: Այդ պրոցեսի ժամանակը հաշվարկվում է

$$\tau_K = \frac{r_0 C}{T^3 A} \quad (3)$$

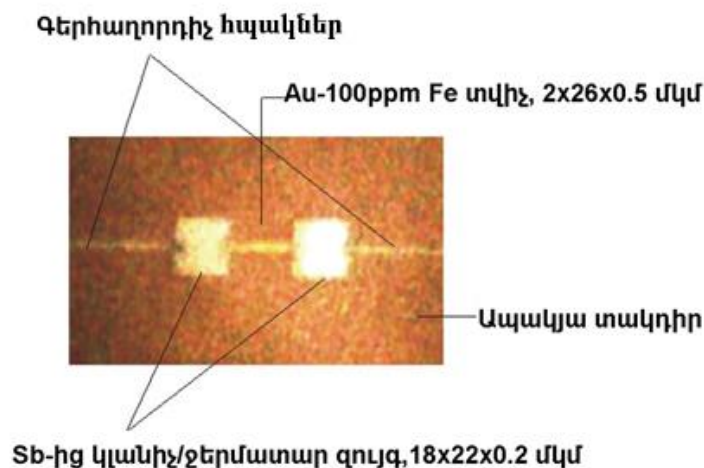
բանաձևով, որտեղ $r_0 \sim 20 \text{ Կ}^4 \text{ սմ}^2 / \text{Վ}$, T -ն տվիչի աշխատանքային ջերմաստիճանն է, A -կլանիչի տակդիրին հպման մակերեսն է: ՋՄՖԴ-ի զգայուն տարրի աշխատանքի համար անհրաժեշտ է ապահովել $\tau < \tau_K$ պայմանը:

Էներգետիկ լուծաչափը կախված չէ ազդանշանի տևողությունից: Ազդանշանի լայնության արժեքը կիսաբարձրության վրա որոշվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$\Delta E_{FWHM} = 2.35 \{2k_B T^2 C [1 + (ZT)^{-1}] \}^{1/2} \quad (4)$$

որտեղ $ZT = \frac{S^2 T}{\rho k}$ ն կոչվում է ջերմաէլեկտրական բարորակություն: Դրանում T -ն ջերմաստիճանն է, S -ը՝ Ջեեբեկի գործակիցը, ρ -ն՝ տեսակարար դիմադրությունը, իսկ k -ն՝ ջերմահաղորդականության գործակիցը:

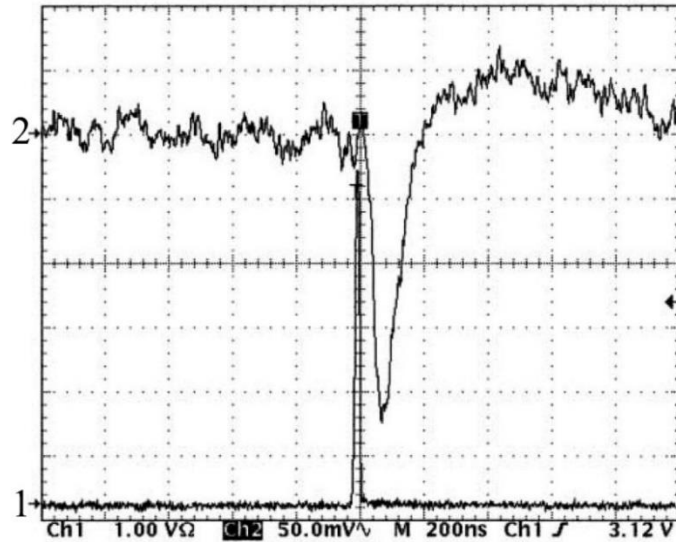
Ջերմաէլեկտրական դետեկտորի աշխատունակությունը և տեսության հետ համապատասխանությունը ապացուցող առաջին փորձը իրականացվել է 2000 թ.-ին և ներկայացված է [39, 40] աշխատանքներում: Առաջին փորձարարական դետեկտորի զգայուն տարրը կազմված է եղել ծարիրե (Sb) կլանիչից/ջերմատարից և երկաթի խառնուկով ոսկյա (Au-Fe) տվիչից, որոնք փոշենստեցվել են ապակյա տակդիրի վրա (Նկար 9):



Նկար 9. Au-Fe ՋՄՖԴ [39]:

Դետեկտորը նախատեսված է ռենտգենյան տիրույթի ֆոտոնների գրանցման համար: Փորձի ընթացքում սարքը սառեցվել է մինչև 0.5 Կ:

Դետեկտորի արձագանքը YAG:Nd ($\lambda=355$ նմ) լազերի իմպուլսի ազդեցությանը բերված է Նկար 10-ում:



Նկար 10. Au-Fe ՋՄՖԴ-ի արձագանքը: 1 – լազերային իմպուլս, 2 – դետեկտորի արձագանք [40]:

Ցույց է տրվել, որ դետեկտորի զգայունությունը կազմում է 500 էՎ 6 կէՎ ռենտգենյան ֆոտոնների գրանցման դեպքում [39]: Դա բարձր արդյունք չէ, սակայն այս փորձերը ապացուցում են, որ ՋՄՖԴ-ները կարող են աշխատել համաձայն տեսության կանխատեսումների և ապահովել մեծ ազդանշան/աղմուկ հարաբերություն:

1.7. Մեծաչափ բարակ թաղանթների լազերային փոշենստեցման եղանակներ

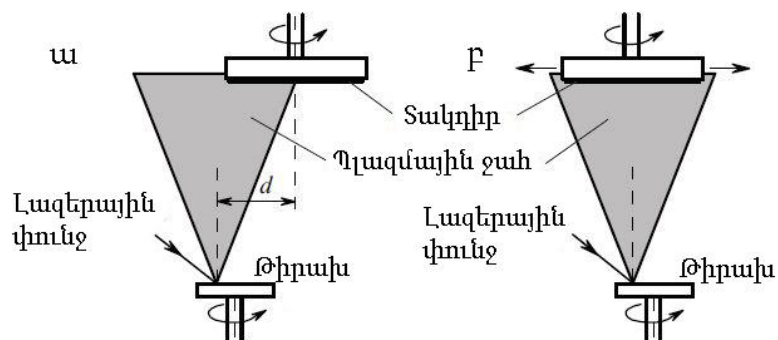
Բարակ թաղանթները լայնորեն կիրառվում են ժամանակակից տեխնիկայի տարբեր բնագավառներում: Բարակ թաղանթների սինթեզման ֆիզիկական եղանակներից լայնորեն կիրառվում են ջերմավակուումայինը, էլեկտրոնաճառագայթայինը, լազերայինը և մագնետրոնայինը:

Առանձնակի հետաքրքրություն են ներկայացնում մեծաչափ բարակ թաղանթները: Մասնավորապես դրանք կարող են ջերմաէլեկտրական միաֆոտոն դետեկտորների բազմատարր տվիչների ստեղծման հիմք հանդիսանալ: Մանրամասն անդրադառնանք մեծաչափ բարակ թաղանթների սինթեզման լազերային փոշենստեցման եղանակին:

Իմպուլսային լազերային փոշենստեցման (ԻԼՓ) եղանակը լայնորեն կիրառվում է մետաղների, օքսիդների, պոլիմերների և այլ նյութերի փոշենստեցման համար [42-54]: Այն ապահովում է մեծ փոշենստեցման արագություն, թիրախի և թաղանթի բաղադրության միջև համապատասխանություն, տարբեր գազերի միջավայրերում և տարբեր ճնշման պայմաններում փոշենստեցման հնարավորություն: ԻԼՓ եղանակը թույլ է տալիս ստանալ միաբյուրեղային, բազմաբյուրեղ և ամորֆ, հաստ կամ գերբարակ թաղանթներ, ինչպես նաև հետերոկառուցվածքներ և նանոբյուրեղային ծածկույթներ: Այն կիրառվում է բազմատարր միացությունների թաղանթների փոշենստեցման համար, որոնց ստացումը այլ եղանակներով բավականին բարդ է կամ անհնարին [42, 43]:

Մեծաչափ բարակ թաղանթների լայն կիրառության համար շատ կարևոր է դրանց հաստության և բաղադրության համասեռությունը: Այդպիսի թաղանթների ստացման համար ավանդական ԻԼՓ եղանակի կիրառությանը խանգարում են փոշենստեցված թաղանթի հաստության անհամասեռությունը և թիրախի օգտագործման փոքր արդյունավետությունը: Թաղանթների հաստության անհամասեռությունը պայմանավորված է նրանով, որ լազերային ճառագայթով ստեղծված պլազմային ջահում զանգվածափոխադրման արագության անկյունային բաշխվածությունը որոշվում է $F(\theta) = A \cos^m \theta$ բանաձևով [42], որտեղ θ -ն լազերային փնջի անկման կետում թիրախի հարթությանը իջեցված ուղղահայացից շեղման անկյունն է: Այսպիսով ավանդական լազերային փոշենստեցման եղանակով հնարավոր չէ ստանալ 30 մմ-ից մեծ տրամագծով համասեռ հաստությամբ թաղանթներ:

Այս խնդրի լուծման մի քանի եղանակներ են առաջարկվել [44-46]: Ըստ եղանակներից մեկի [44] լազերային ճառագայթը ընկնում է պտտվող թիրախի վրա, որի դիմաց տեղակայված է պտտվող տակդիրը և տակդիրի առանցքը շեղված է պլազմային ջահի առանցքի նկատմամբ (Նկար 11ա):

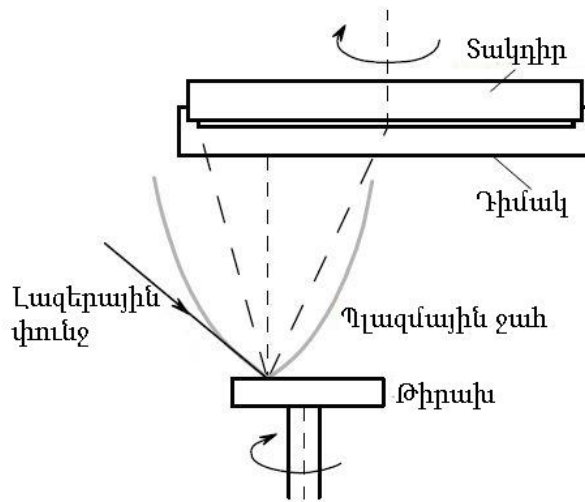


Նկար 11. Մեծաչափ բարակ թաղանթների փոշենստեցման շեղված (ա) և շարժվող (բ) տակդիրով ԻԼՓ եղանակների գծապատկերը [45]:

Այդ հեռավորության օպտիմալ մեծությունը կախված է թիրախ-տակդիր հեռավորությունից, տակդիրի շառավղից և պլազմային ջահում գոլորշիացող նյութի անկյունային բաշխվածությունից: Տակդիրի առանցքը շեղված լինելու արդյունքում տակդիրի եզրին, որտեղ պետք է թաղանթով պատել ավելի մեծ մակերես, ընկնում է պլազմային ջահի զանգվածափոխադրման մեծ արագությամբ տիրույթը, ինչը հավասարեցնում է փոշենստեցված թաղանթի հաստությունը: Այս եղանակի թերությունը փոշենստեցվող թաղանթի սահմանափակ չափերն են, որի կիրարկմամբ հնարավոր չէ ստանալ 50 մմ-ից մեծ տրամագծով համասեռ հաստությամբ թաղանթներ: Թիրախ-տակդիր հեռավորության մեծացումը չի լուծում խնդիրը, քանի որ զգալիորեն փոքրանում է փոշենստեցման արագությունը: Նշենք նաև, որ բարդ միացությունների փոշենստեցման դեպքում թաղանթի բաղադրության համասեռությունը պահպանվում է միայն որոշակի թիրախ-տակդիր հեռավորությունների դեպքում:

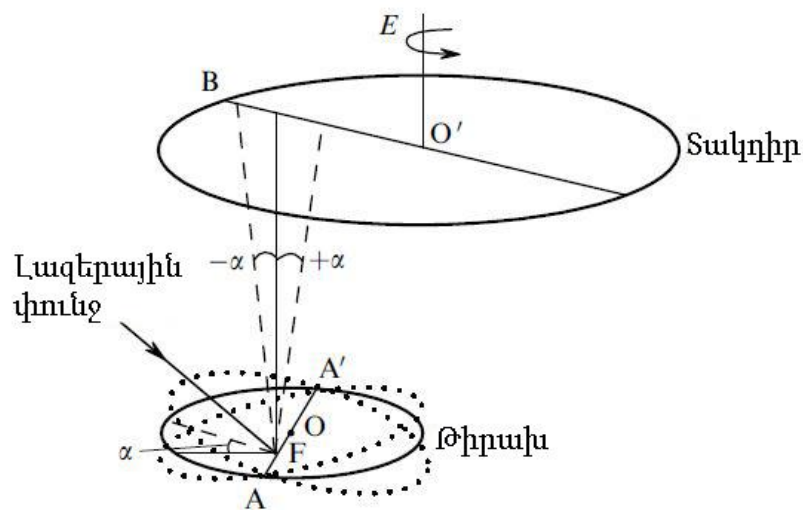
Վերոնշյալ եղանակի կատարելագործված տարբերակն է շարժվող տակդիրի եղանակը: Այս տարբերակում տակդիրը բացի պտտվելուց, նաև շարժվում է պլազմային ջահի նկատմամբ (Նկար 11 բ): Շարժման արագությունը դեկավարում է համակարգիչը այնպես, որ պլազմային ջահի առանցքը ուղղված լինի եզրերին ավելի երկար ժամանակ, քան կենտրոն: Եղանակի թերությունն է նախապես պլազմային ջահում զանգվածափոխադրման արագության անկյունային բաշխվածության ուսումնասիրման անհրաժեշտությունը: Բացի այդ փոշենստեցման ընթացքում պլազմային ջահում զանգվածափոխադրման արագության անկյունային բաշխվածությունը կարող է փոխվել փոշենստեցման ընթացքում:

Մեկ այլ եղանակի առանձնահատկություն է հանդիսանում դիմակների կիրառումը: Այս եղանակում մինչ ուղղահայաց առանցքի շուրջ պտտվող տակդիրին հասնելը գոլորշիացված նյութը անցնում է տակդիրին մոտ տեղադրված դիմակի հատուկ երկրաչափությամբ ճեղքով (Նկար 12): Դիտարկված են դիմակի ճեղքի տարբեր եզրաձևեր, որոնք հնարավորություն են ստեղծում համասեռ հաստությամբ թաղանթներ ստանալ [45, 46, 49]:



Նկար 12. Գինակի կիրառմամբ ԻԼՓ եղանակի գծապատկեր [50]:

Հաջորդը ճոճվող թիրախի եղանակն է [45, 47, 50]: Այս եղանակի առանձնահատկությունն է տակդիրին զուգահեռ առանցքի շուրջ թիրախի ծրագրավորվող ճոճքը, որի ընթացքում լազերային ճառագայթը, լազերային փնջի կիզակետը և տակդիրը անշարժ են իրար նկատմամբ (Նկար 13):



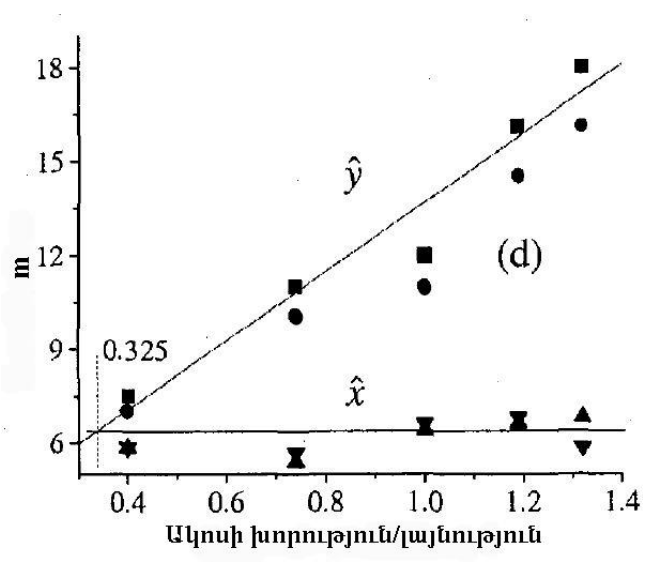
Նկար 13. Ճոճվող թիրախի եղանակի գծապատկեր [45]:

Լազերային ճառագայթը ընկնում է թիրախի վրա F կետում, թիրախը ճոճվում է O կենտրոնով անցնող AA' առանցքի շուրջ, ինչը թույլ է տալիս սկանավորել պլազմային ջահի առանցքը տակդիրի շառավղի երկայնքով: Տակդիրը պտտվում է EO' առանցքի շուրջ, լազերային ճառագայթը ուղղահայաց է AA' առանցքին: Փոփոխելով թիրախի

որաշակի անկյան տակ գտնվելու ժամանակը կփոփոխենք նյութի քանակը, որը փոշենստեցվում է տակդիրի Օ՛Յ շառավղի որաշակի հատվածի վրա:

ԻԼՓ եղանակով մեծաչափ թաղանթների ստացման երկրորդ դժվարությունը այն է, որ լազերային ճառագայթի ազդեցությամբ թիրախից նյութի հեռացման հետևանքով որոշ ժամանակ անց թիրախում առաջանում է խոռոչ, որը ազդում է պլազմային ջահում զանգվածափոխադրման արագության անկյունային բաշխվածության վրա: Այս խնդիրը հնարավոր է լուծել լազերային ճառագայթը թիրախի ամբողջ մակերեսին զցելով, սակայն այդ դեպքում թիրախը գերտաքանում է, ինչը փոփոխում է փոշենստեցվող նյութի բաղադրությունը:

Պտտվող թիրախի օգտագործումը լուծում է գերտաքացման խնդիրը, սակայն այս դեպքում թիրախի մակերեսին առաջանում են շրջանաձև ակոսներ, որոնք փոխում են պլազմային ջահում զանգվածափոխադրման արագության անկյունային բաշխվածությունը [48]: Նկար 14-ում բերված է պլազմային ջահում զանգվածափոխադրման արագության անկյունային բաշխվածության $F(\theta) = A \cos^m \theta$ բանաձևում m բնութագրի կախվածությունը ակոսի խորություն/լայնություն հարաբերությունից:



Նկար 14. Պլազմային ջահում զանգվածափոխադրման արագության անկյունային բաշխվածության կախվածությունը ակոսի երկրաչափությունից [48]:

Փոշենստեցման մի քանի ցիկլից հետո, երբ լազերային ճառագայթը տեղափոխվում է թիրախի կենտրոնից դեպի եզր, թիրախի մակերեսին առաջանում են ակոսներ, ինչի

հետևանքով թիրախը այլևս պիտանի չի լինում փոշենստեցման համար: Դա դառնում է բավականին լուրջ խոչընդոտ թիրախի բարձր արժեքի պարագայում: Ուստի մեծաչափ թաղանթների սինթեզման համար ԻԼՓ եղանակի կիրառությունը ավելի լայն կլինի, երբ լուծվի նաև թիրախների արդյունավետ օգտագործման խնդիրը: Լուծումներից մեկն է օգտագործված թիրախի մակերեսի հղկումը: Այդ դեպքում կորում է թիրախի նյութի ավելի քան 75%-ը [44]:

Կան եղանակներ որոնք թիրախի նյութի օգտագործումը հասցնում են 90%, բայց դրանց իրագործումը բավականին բարդ է: Այդ եղանակներից են թիրախի մակերեսի տեսածրումը համակարգչային ղեկավարմամբ կամ անշարժ լազերային ճառագայթի համեմատ թիրախի շարժումը երկու փոխուղղահայաց ուղղություններով: Մեկ այլ եղանակ է լազերային ճառագայթի բաժանումը 4 մասի, որոնցից յուրաքանչյուրը իրականացնում է նյութի գոլոշիացում պտտվող թիրախի որոշակի հատվածից [50]: Սա հնարավորություն կընձեռի լայնացնել թիրախից հեռացվող նյութի պլազմային ջահը և գոլոշիացումը տեղի կունենա թիրախի մակերեսի ավելի մեծ հատվածից: Եղանակը մեծացնում է արդյունավետությունը, սակայն այս դեպքում էլ թիրախի մակերեսին առաջանում են շրջանաձև ակոսներ վերոնշյալ անցանկալի հետևանքներով:

Հաջորդ եղանակը հիմնված է թիրախի երկու զուգահեռ առանցքների նկատմամբ բարդ պտույտի վրա: Այս դեպքում լազերային ճառագայթը թիրախի մակերեսին նկարում է ոչ թե շրջան, այլ ցիկլոիդ ինչը ևս մեծացնում է թիրախի նյութի օգտագործման արդյունավետությունը [51, 52]:

Ըստ երևույթի ամենապարզ եղանակը լազերային ճառագայթի համասեռ բաշխվածությունն է թիրախի ամբողջ մակերեսով, ինչը հնարավոր է ապահովել տարբեր օպտիկական համակարգերի միջոցով [54]: Այնուամենայնիվ այս եղանակը չի կարող կիրառվել բազմատարր միացությունների փոշենստեցման համար: Այսպիսով ԻԼՓ եղանակի թիրախի արդյունավետ օգտագործման գոյություն ունեցող եղանակները կամ շատ բարդեցնում են փաշենստեցման համակարգը, կամ ամբողջությամբ չեն լուծում խնդիրը:

Ամփոփելով գրականության ակնարկը հանգում ենք հետևյալ եզրակացություններին:

- Միաֆոտոն դետեկտորները լայնորեն կիրառվում են տարբեր բնագավառներում այդ թվում նաև լազերային ֆիզիկայում:

- Ջերմաէլեկտրական միաֆոտոն դետեկտորները ֆոտոնների գրանցման առավել զգայուն սարքերից են: Դրանք ըստ ՋՄՖԴ-ի միաշերտ զգայուն տարրի տեսական հաշվարկների ունեն առավելություններ դասական և գերհաղորդիչ ՄՖԴ-ների համեմատ:
- Միաֆոտոն դետեկտման եղանակների զարգացումը կխթանի լազերային ֆիզիկայի, ինչպես նաև գիտության և տեխնիկայի այլ ոլորտների, հետագա առաջընթացը և հիմք կհանդիսանա նոր սերնդի տարբեր սարքավորումների ստեղծման համար:
- Ջերմաէլեկտրական միաֆոտոն դետեկտորների զգայուն տարրի ստեղծման համար անհրաժեշտ են ծանր մետաղների և ցածրջերմաստիճանային ջերմաէլեկտրիկների բարակ թաղանթներ, որոնց սինթեզման պայմանների և հատկությունների ուսումնասիրումը կարևոր խնդիր է հանդիսանում:
- Մեծաչափ բարակ թաղանթները միաֆոտոն դետեկտորների բազմատարր տվիչի հիմք են հանդիսանում: Դրանց սինթեզման համար կարևոր է իմպուլսային լազերային փոշենստեցման եղանակի զարգացումը:
- Լազերային փոշենստեցման տարբեր միացությունների մեծաչափ բարակ թաղանթների սինթեզման եղանակները կարող են օգտագործվել օպտիկական արդյունաբերությունում, միկրոէլեկտրոնիկայում, ինչպես նաև քվանտային էլեկտրոնիկայի սարքավորումների ստեղծման խնդիրներում:

Գլուխ 2. Հետազոտությունների եղանակներ

Այս գլխում նկարագրված են մետաղների և հեքսաբորիդների բարակ թաղանթների սինթեզման և ուսումնասիրման համար օգտագործված եղանակները ու սարքավորումները, ՋՄՏԴ-ների զգայուն տարրում ֆոտոնի կլանման հետևանքով տեղի ունեցող ջերմային պրոցեսների համակարգչային մոդելավորման եղանակը և հաշվարկներում կիրառված նյութերի ֆիզիկական բնութագրերը:

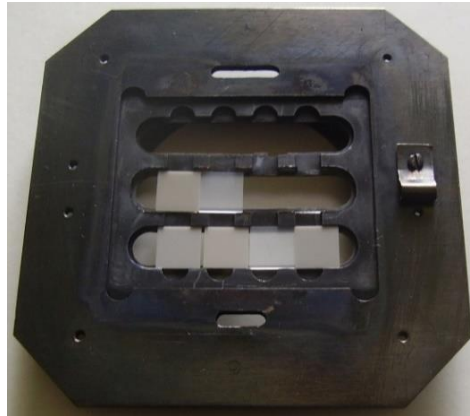
2.1. Բարակ թաղանթների սինթեզման և հետազոտման եղանակներն ու սարքավորումները

Մեր հետազոտությունների խնդիրներից էին ստանալ վոլֆրամի և ցերիումի հեքսաբորիդի թաղանթներ ու դրանց հիման վրա հետերոկառուցվածքներ: Գրականության մեջ վոլֆրամի թաղանթների փոշենստեցման համար առավել հաճախ կիրառվել են մագնետրոնային [55, 56] և էլեկտրոնաճառագայթային փոշենստեցման եղանակները [57, 58]: Էլեկտրոնաճառագայթային եղանակով վոլֆրամի փոշենստեցման բարդությունը կայանում է նրանում, որ վոլֆրամը միաժամանակ ունի բարձր ջերմահաղորդականություն և բարձր հալման ջերմաստիճան:

CeB₆ թաղանթների փոշենստեցման աշխատանքները գրականության մեջ բավականին քիչ են [59-61]: Էլեկտրոնաճառագայթային փոշենստեցման եղանակով այս թաղանթների ստացման հիմնական բարդությունն է թիրախի բաղադրությունը անփոփոխ թաղանթին փոխանցելը:

Բարակ թաղանթների փոշենստեցման համար կիրառվել են էլեկտրոնաճառագայթային և ԻԼՓ եղանակները: **Էլեկտրոնաճառագայթային փոշենստեցման** համար օգտագործվել է BY-1A համակարգը: Սկզբնական ճնշումը փոշենստեցման խցիկում եղել է $\sim 10^{-5}$ տորր: Տակդիրները տեղադրվել են թիրախից 18 սմ հեռավորության վրա և տաքացվել են վոլֆրամե վառարանի միջոցով, որը տեղակայվել է տակդիրների բռնիչի վերևում: Փոշենստեցման ընթացքում տակդիրների ջերմաստիճանը ֆիքսվել է պլատին-պլատինեռոդիումային ջերմազույգի միջոցով, որը ամրացվել է տակդիրների բռնիչի կենտրոնում: Տակդիրների բռնիչի վրա տեղավորվում են 10×10 մմ²

չափի 12 տակդիրներ: Հետագոտություններում օգտագործվել են շափուղայի (Al_2O_3), սիլիցիումե (Si), ալյումինի նիտրիդե (AlN) և վոլֆրամե (W) տակդիրներ (Նկար 15):



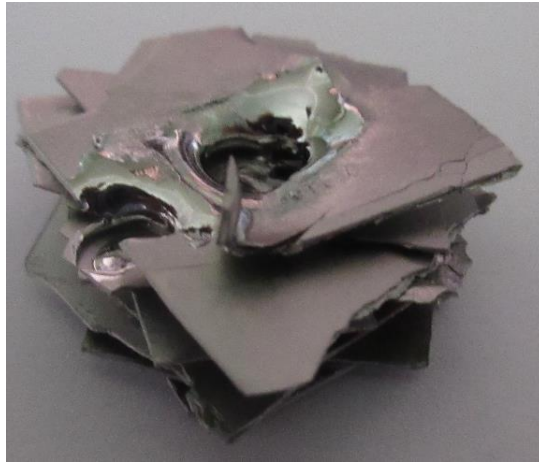
Նկար 15. Տակդիրների բռնիչ:

Փոշենստեցման արագությունը մեծացնելու համար տակդիրներով բռնիչը վոլֆրամե վառարանի հետ միասին տեղադրվում են 120 մմ տրամագծով քվարցե գլանի վրա, ինչը փոքրացնում է փոշենստեցման աշխատանքային տարածքը (Նկար 16): Փոշենստեցման որոշ պրոցեսներ իրականացվել են առանց գլանի, ինչը հնարավորություն է ընձեռել կիրառել սահափական, որը կանխել է փոշենստեցման սկզբում թիրախի մակերեսից գոլորշիացող՝ հնարավոր ոչ մաքուր, նյութի հասնելը տակդիրներին: Անհրաժեշտ երկրաչափության թաղանթները ստացվել են 0.1 մմ հաստությամբ պողպատե դիմակների միջոցով:



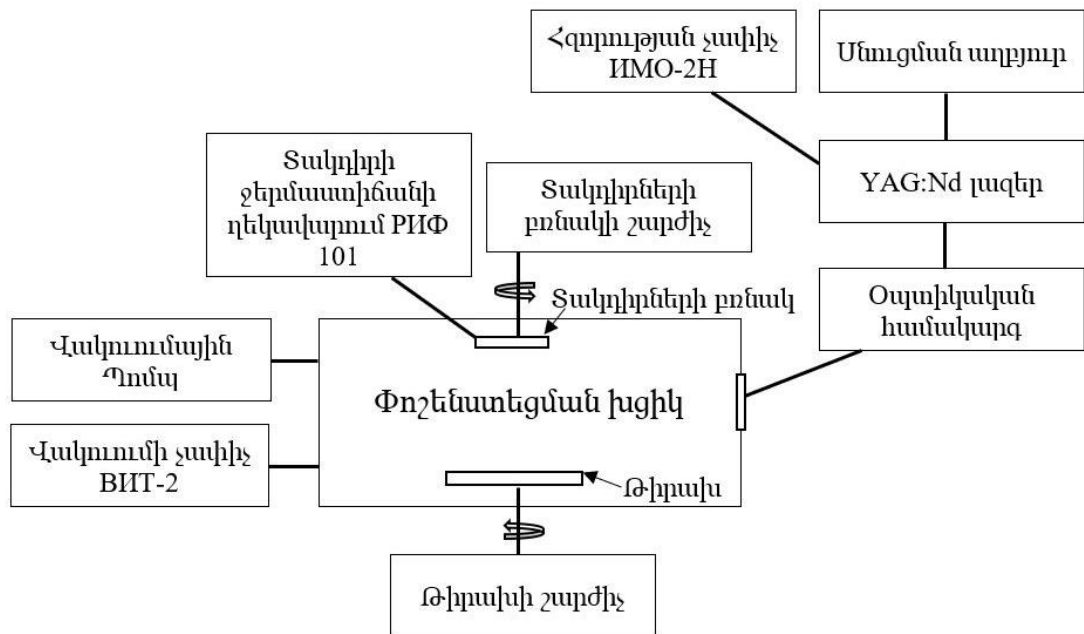
Նկար 16. Տակդիրների բռնիչը տեղադրված քվարցե գլանի վրա:

Ջերմաէլեկտրական թաղանթների փոշենստեցման համար օգտագործվել են CeB₆ բազմաբյուրեղային թիրախներ: W թաղանթները փոշենստեցվել են 12 հատ իրար վրա դրած 1 մմ հաստության թիթեղներից բաղկացած թիրախների կիրառմամբ (Նկար 17):



Նկար 17. Վոլֆրամե թիրախը փոշենստեցումից հետո:

Իմպուլսային լազերային փոշենստեցման եղանակը կիրառվել է մեծաչափ բարակ թաղանթների ստացման նոր եղանակների մշակման համար: ԻԼՓ սարքի գծապատկերը բերված է Նկար 18-ում:



Նկար 18. ԻԼՓ սարքի հանգուցային գծապատկեր:

Փոշենստեցման համար կիրառվել է YAG:Nd իմպուլսային լազեր 355 նմ ալիքի երկարությամբ, իմպուլսի 15 մՋ էներգիայով, 20 նվ տևողությամբ և 20 Հց հաճախությամբ:

Թիրախի և տակդիրի պտտման արագությունը կազել է 37 և 2 պտույտ րոպեում համապատասխանաբար:

Թաղանթների հետազոտման եղանակները և օգտագործված սարքավորումները հետևյալն են:

Թաղանթների հաստությունը չափվել է Ambios Technology XP-1 պրոֆիլաչափի միջոցով: Պրոֆիլաչափի ուղղահայաց լուծաչափը 10 մկմ բարձրության փոփոխության դեպքում կազել է 0.15 նմ: Թաղանթի հաստությունը նույն նմուշի տարբեր հատվածներում կարող է տարբեր լինել տակդիրի լոկալ ջերմաստիճանի տարբերության, թիրախից տակդիր որաշակի հատվածի տարբեր հեռավորության և փոշենստոցվող նյութի զանգվածափոխադրման արագության անկյունային բաշխվածության պատճառով: Թաղանթների հաստությունը որոշվել է մի քանի չափումների և միջինացման արդյունքում: Միջին արժեքից թաղանթների հաստության առավելագույն շեղումը կազմել է $\pm 5\%$:

Թաղանթների մակերեսը և տարրային կազմը ուսումնասիրվել է VEGA TS 5130 MM “TESCAN” տեսածրող էլեկտրոնային մանրադիտակի միջոցով, որը համալրված է “Oxford INCA Energy 300” ռենտգենյան միկրովերլուծության սարքով: Անդրադարձման օպտիկական սպեկտրները գրանցվել են CՓ-8 սպեկտրալուսաչափի միջոցով: Էլեկտրական դիմադրությունը չափվել է քառահայակ եղանակով 1 կձց հաճախության վրա: Ջեներելի գործակիցը որոշվել է թաղանթի երկայնքով որոշակի ջերմաստիճանների տարբերության պարագայում լարման չափման եղանակով: Էլեկտրական դիմադրության և Ջեներելի գործակցի ջերմաստիճանային կախվածությունը հետազոտվել է 3.8-300 Կ ջերմաստիճանային տիրույթում ST405 “Cryomech” սառնոցի կիրառմամբ: Ռենտգենադիֆրակցիոն անալիզը իրականացվել է DPOH-4 ռենտգենյան դիֆրակտոմետրի միջոցով օգտագործելով $\text{CuK}\alpha$ ճառագայթում:

2.2. ՋՄՖԴ-ի զգայուն տարրի աշխատանքի համակարգչային մոդելավորման եղանակը

Հաշվարկները իրականացվել են Fortran ծրագրավորման լեզվով կազմված ծրագրի միջոցով, հիմնված կետային աղբյուրից ջերմության տարածման բանաձևի վրա՝

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z} = 0 \quad (5)$$

որտեղ ρ -ն ջերմությունը փոխանցող նյութի տեսակարար խտությունն է, c -ն տեսակարար ջերմունակությունը, q_x , q_y և q_z -ը ջերմության հոսքի խտության վեկտորի պրոեկցիաներն են համապատասխան առանցքներին՝

$$q_x = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x}, q_y = -\lambda \frac{\partial T}{\partial y}, q_z = -\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \quad (6)$$

որտեղ λ -ն ջերմահաղորդականության գործակիցն է: Նյութի տեսակարար ջերմունակությունը հեղուկ հեղուկի մոտ ջերմաստիճաններում որոշվում է

$$c = \gamma T + AT^3 \quad (7)$$

բանաձևով, որտեղ γ և A գործակիցները ցույց են տալիս էլեկտրոնների և ֆոնոնների ներդրումը համապատասխանաբար: Հաշվարկների պարզության համար առաջին մոտավորությամբ ֆոնոնների ներդրումը ջերմահաղորդականության մեջ անտեսվում է ($A=0$): Հաշվարկները իրականացվում են մատրիցային եղանակով դիֆֆերենցիալ հավասարումների համար:

Ֆոտոնի կլանման հետևանքով դետեկտորի զգայուն տարրում առաջացող ջերմային պրոցեսների մոդելավորման սկզբունքը հետևյալն է՝ կլանիչի, ջերմաէլեկտրական տվիչի և ջերմատարի ամբողջ ծավալը բաժանվում է Δx , Δy , Δz չափերով բջիջների: Բջիջների չափերը միջինում 0.1 մկմ-ի կարգի են: Բնականաբար ինչքան մեծ լինի բջիջների թիվը, այդքան ավելի ճշգրիտ կլինեն հաշվարկները, սակայն կմեծանա հաշվարկի իրականացման ժամանակը: ՋՄՖԴ-ի զգայուն տարրի բոլոր բջիջների նախնական ջերմաստիճանը նույնն է և հավասար է աշխատանքային ջերմաստիճանին: Կլանիչում ընտրվում է բջիջ, որում կլանվում է ֆոտոնը: Այդ բջիջի ջերմաստիճանը ֆոտոնի կլանումից հետո հաշվարկվում է $T_0 = T + \Delta T$ բանաձևով, որում ΔT -ն որոշվում է համաձայն $\Delta T = E/V\rho c$ բանաձևի, որտեղ E -ն կլանված ֆոտոնի էներգիան է, V -ն՝ բջիջի ծավալը: Յուրաքանչյուր բջիջի ջերմաստիճանը ժամանակի ցանկացած պահի որոշվում է

$$T_{ijk}(t_{n+1}) = T_{ijk}(t_n) + \frac{\Delta t}{\rho c} \left[\frac{\lambda(T_{i+1}) + \lambda(T_i)}{2} \cdot \frac{T_{i+1} - T_i}{\Delta x^2} + \frac{\lambda(T_{j+1}) + \lambda(T_j)}{2} \cdot \frac{T_{j+1} - T_j}{\Delta y^2} + \frac{\lambda(T_{k+1}) + \lambda(T_k)}{2} \cdot \frac{T_{k+1} - T_k}{\Delta z^2} \right] \quad (8)$$

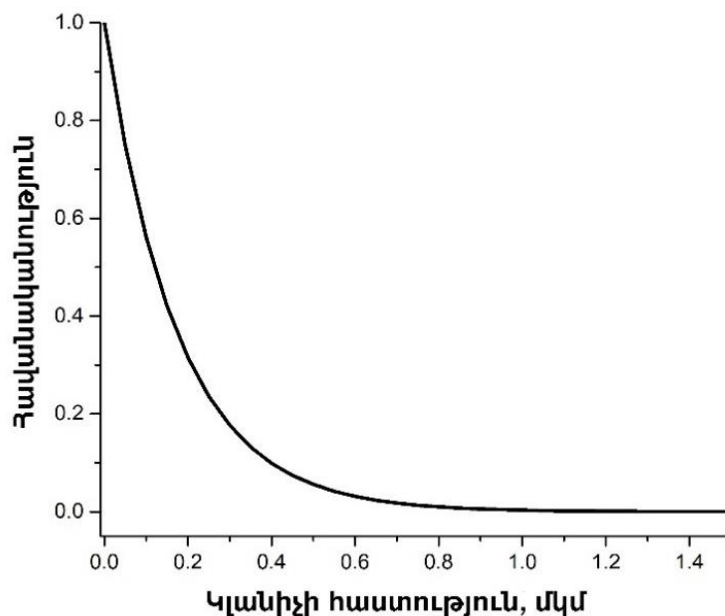
բանաձևով, որտեղ i , j , k -ն բջիջի կոորդինատներն են, n -ը պրոցեսի սկզբից ժամանակային միջակայքերի քանակն է, Δt -ն ժամանակային միջակայքն է: Ակնհայտ է, որ Δt -ի արժեքը նույնպես որոշում է հաշվարկի ճշգրտությունը և արագությունը:

Մոդելավորման ընթացքում շատ կարևոր է զգայուն տարրի երկրաչափության ընտրությունը: Անհրաժեշտ է ճշգրիտ որոշել կլանիչի հաստությունը, որը կապահովվի ֆոտոնի կլանումը 100% - ին մոտ հավանականությամբ: Համաձայն Լամբերտ-Բերի օրենքի կլանող միջավայրով անցնելիս մոնոքրոմատային լույսի ինտենսիվության թուլացումը որոշվում է

$$I = I_0 e^{-\mu l} \quad (9)$$

բանաձևով, որտեղ I - լույսի էլքային ինտենսիվությունն է, I_0 - լույսի մուտքային ինտենսիվությունը, μ - մարման գծային գործակիցը, l - կլանող միջավայրի հաստությունը: Էլեկտրամագնիսական սպեկտրի տարբեր ալիքի երկարության համար ամեն նյութ ունի իր կլանման գործակիցը:

Օգտագործելով Լամբերտ-Բերի օրենքը կարելի է հաշվարկել տվյալ կլանիչում ֆոտոնի որոշակի խորության հասնելու հավանականությունը, որի կախվածությունը կլանիչի հաստությունից ունի Նկար 19-ում պատկերված տեսքը:



Նկար 19. W կլանիչում 1 կԷՎ էներգիայով ֆոտոնների որոշակի խորության հասնելու հավանականությունը

2.3. Համակարգչային մոդելավորման հաշվարկներում կիրառված նյութերի ֆիզիկական բնութագրերը

Համակարգչային մոդելավորման հաշվարկները իրականացնելու համար անհրաժեշտ է իմանալ ՋՄՖԴ-ի զգայուն տարրում օգտագործվող նյութերի հետևյալ բնութագրերը՝

խտություն, տեսակարար ջերմունակություն, ջերմահաղորդականության գործակից, Ջեբեկի գործակից: Մոդելավորման ընթացքում որպես կլանիչ և ջերմատար դիտարկվել են W, Nb, Pb, YBCO նյութերը: Տակդիրի համար ընտրվել է ցածր ջերմաստիճաններում բարձր ջերմահաղորդականության գործակից ունեցող շափյուղան (Al_2O_3): Վերոնշյալ նյութերի ֆիզիկական բնութագրերը ընտրված աշխատանքային ջերմաստիճանների համար բերված են Աղյուսակ 4-ում:

Աղյուսակ 4. W, Nb, Pb, YBCO և Al_2O_3 -ի ֆիզիկական բնութագրեր

Բնութագիր	Նյութ				
	W	Nb	Pb	YBCO	Al_2O_3
Խտություն (ρ), կգ/մ ³	19250	8570	11342	6300	4000
Աշխատանքային ջերմաստիճան 0.5 Կ					
Տեսակարար ջերմունակություն (c), Ջ/կգ×Կ	2.6×10^{-3} [62]	4×10^{-3} [64]	0.02 [67]	3×10^{-3} [68]	9.8×10^{-4} [70]
Ջերմահաղորդականություն (λ), Վտ/մ×Կ	735 [63]	3.128 [65]	10 [66]	0.12 [69]	40 [71]
Աշխատանքային ջերմաստիճան 4 Կ					
Տեսակարար ջերմունակություն (c), Ջ/կգ×Կ	32.6×10^{-3} [62]	0.236 [64]	0.7 [67]	0.048 [68]	88×10^{-4} [70]
Ջերմահաղորդականություն (λ), Վտ/մ×Կ	5630 [63]	7.8 [65]	400 [66]	1 [69]	300 [71]
Աշխատանքային ջերմաստիճան 8 Կ					
Տեսակարար ջերմունակություն (c), Ջ/կգ×Կ	0.136 [62]	2.325 [64]			539×10^{-4} [70]
Ջերմահաղորդականություն (λ), Վտ/մ×Կ	9380 [63]	34.1 [65]			1060 [71]
Աշխատանքային ջերմաստիճան 9 Կ					
Տեսակարար ջերմունակություն (c), Ջ/կգ×Կ	0.197 [62]				696×10^{-4} [70]
Ջերմահաղորդականություն (λ), Վտ/մ×Կ	9680 [63]				1100 [71]

Համակարգչային մոդելավորման ընթացքում CeB_6 , $(La,Ce)B_6$ և $FeSb_2$ միացությունները դիտարկվել են որպես ջերմահեղեղական տվիչի նյութ (Աղյուսակ 5):

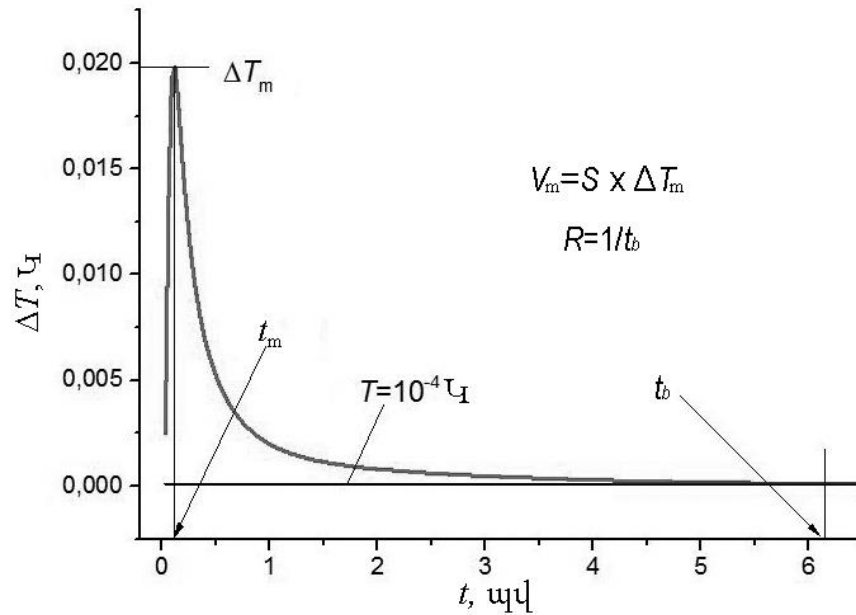
Աղյուսակ 5. CeB_6 , $(La, Ce)B_6$, $FeSb_2$ -ի ֆիզիկական բնութագրեր

Բնութագիր	Նյութ		
	CeB_6	$(La, Ce)B_6$	$FeSb_2$
Խտություն (ρ), կգ/մ ³	4800	4720	8170
Աշխատանքային ջերմաստիճան 0.5 Կ			
Տեսակարար ջերմունակություն (c), Ջ/կգ×Կ		0.196 [72]	
Ջերմահաղորդականություն (λ), Վտ/մ×Կ		0.98 [73]	
Ջեներելի գործակից (S), մկՎ/Կ		85 [74]	
Աշխատանքային ջերմաստիճան 4 Կ			
Տեսակարար ջերմունակություն (c), Ջ/կգ×Կ	14.64 [72]		
Ջերմահաղորդականություն (λ), Վտ/մ×Կ	0.25 [73]		
Ջեներելի գործակից (S), մկՎ/Կ	70 [74]		
Աշխատանքային ջերմաստիճան 8 Կ			
Տեսակարար ջերմունակություն (c), Ջ/կգ×Կ	9.3 [72]		
Ջերմահաղորդականություն (λ), Վտ/մ×Կ	0.7 [73]		
Ջեներելի գործակից (S), մկՎ/Կ	140 [74]		
Աշխատանքային ջերմաստիճան 9Կ			
Տեսակարար ջերմունակություն (c), Ջ/կգ×Կ	7.3 [72]		0.0133 [75]
Ջերմահաղորդականություն (λ), Վտ/մ×Կ	1.5 [73]		500 [75]
Ջեներելի գործակից (S), մկՎ/Կ	150 [74]		-42000 [76]

ՋՄՖԴ-ի զգայուն տարրի վրա առաջացող ազդանշանը ուղիղ համեմատական է կիրառված ջերմաէլեկտրական տվիչի Ջեներելի գործակցին: Ուստի ընտրվել են ՋՄՖԴ-ի զգայուն տարրի այնպիսի աշխատանքային ջերմաստիճան, որի դեպքում ջերմաէլեկտրական տվիչը ունի բարձր Ջեներելի գործակից:

Օգտվելով մշակված համակարգչային մոդելավորման ծրագրից ու Աղյուսակ 4-ում և 5-ում բերված ֆիզիկական բնութագրերից հաշվարկվել են ՋՄՖԴ-ի զգայուն տարրի վրա առաջացող ազդանշանի ժամանակային կախվածությունը և զգայուն տարրի հետևյալ բնութագրերը՝ ջերմաէլեկտրական տվիչի վրա առաջացող ջերմաստիճանների առավելագույն տարբերությունը (ΔT_m), դրան համապատասխանող զգայուն տարրի վրա գեներացված առավելագույն լարումը (V_m), այդ առավելագույն արժեքին հասնելու ժամանակը (t_m), ազդանշանի՝ մինչև ֆոնային արժեք նվազելու ժամանակը (t_b), դրա հակադարձ մեծությունը՝ հաշվարկի արագությունը (R) (Նկար 20): Հելիումային ջերմաստիճաններում ՋՄՖԴ-ի զգայուն տարրին համապատասխանող ծավալներում

հնարավոր է ապահովել ջերմաստիճանի համասեռություն և կայունություն 10^{-4} Կ ճշտությամբ: Հենց այդ ջերմաստիճանն է մեր կողմից ընտրվել որպես ՋՄՖԴ-ի զգայուն տարրի աշխատանքի ֆոնային արժեք:



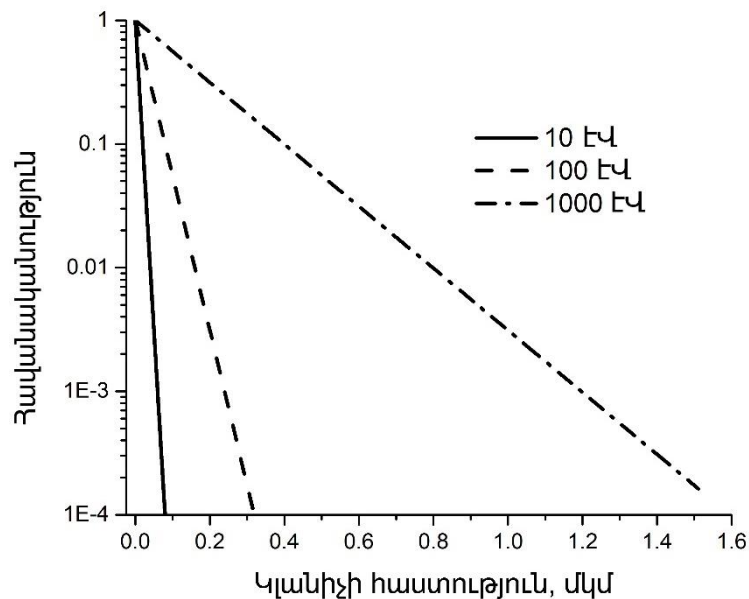
Նկար 20. ՋՄՖԴ-ի զգայուն տարրի աշխատանքի համակարգչային մոդելավորման արդյունքում ստացվող ազդանշանը և հաշվարկվող բնութագրերը:

Ատենախոսության մեջ հետազոտվել են հետևյալ էներգիայով և ալիքի երկարությամբ ֆոտոնների կլանման առանձնահատկությունները՝ 0.9 էՎ (1377.6 նմ), 1 էՎ (1240 նմ), 10 էՎ (124 նմ), 100 էՎ (12.4 նմ), 101 էՎ (12.27 նմ), 1 կէՎ (1.24 նմ), 1.01 կէՎ (1.238 նմ), 1.1 կէՎ (1.127 նմ):

Գլուխ 3. ՋՄՖԴ-ի միաշերտ զգայուն տարր

Այս գլխում ընդգրկված են CeB_6 , $(La, Ce)B_6$ և $FeSb_2$ տվիչների վրա հիմնված ջերմաէլեկտրական դետեկտորի միաշերտ զգայուն տարրի հասկությունների ուսումնասիրման արդյունքները, որանք ընդգրկված են տպագրությունների ցանկում ներկայացված 6, 10, 14, 16-18 աշխատանքներում:

Ինչպես արդեն նշվել է ՋՄՖԴ-ի զգայուն տարրի կլանիչը պետք է ունենա այնպիսի հաստություն, որում տվյալ էներգիայով ֆոտոնը կկլանվի 100%-ին մոտ հավանականությամբ: Օգտվելով Գլուխ 2-ում բերված բանաձև 9-ից գնահատվել է վոլֆրամե կլանիչում տարբեր էներգիաներով ֆոտոնների որոշակի խորության հասնելու հավանականությունը: Յուրաքանչյուր էներգիայի համար կիրառվել է համապատասխան մարման զծային գործակից [77]: Նկար 21-ից երևում է, որ 10 էՎ, 100 էՎ և 1 կէՎ էներգիաներով ֆոտոնները կկլանվեն 99.99% հավանականությամբ համապատասխանաբար 0.1 մկմ, 0.3 մկմ և 1.5 մկմ հաստությամբ W կլանիչներում:

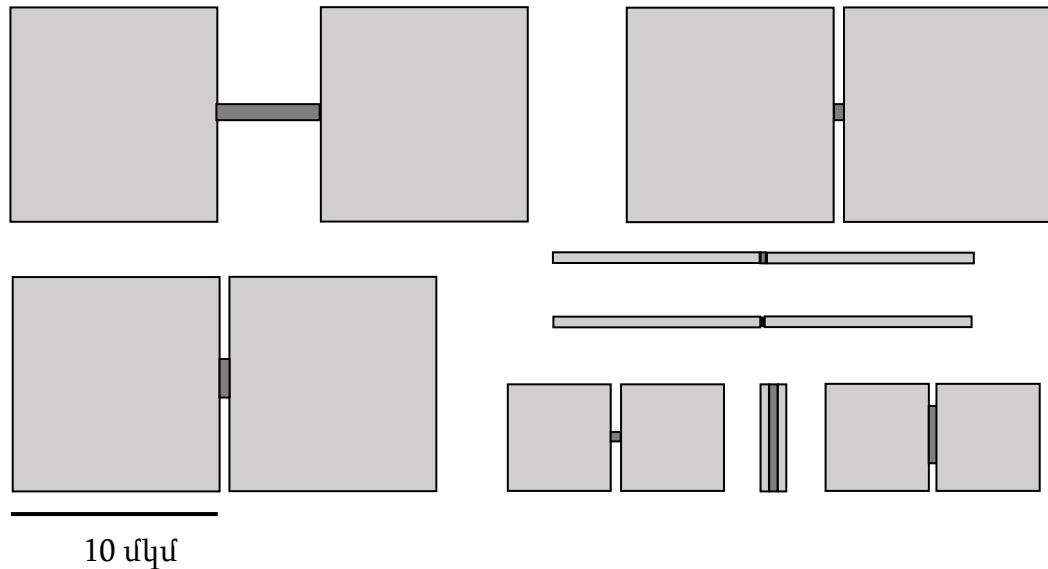


Նկար 21. W կլանիչում տարբեր էներգիաներով ֆոտոնների որոշակի խորության հասնելու հավանականությունը:

Ուստի հաշվարկներում կիրառվել են կլանիչի հենց այդ հաստությունները:

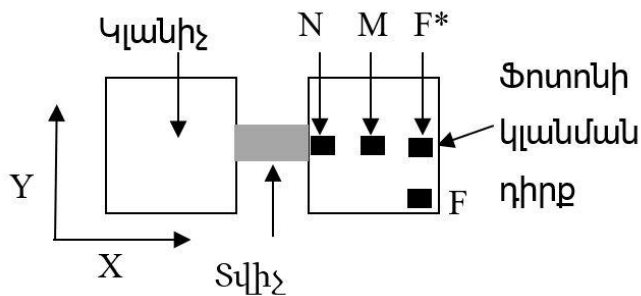
3.1. W կլանիչով և CeB₆ տվիչով զգայուն տարր

Համակարգչային մոդելավորման միջոցով ուսումնասիրվել են 1 էՎ-ից 1 կէՎ էներգիայով ֆոտոնների W կլանիչով և CeB₆ տվիչով ՋՄՖԴ-ի տարբեր երկրաչափության զգայուն տարրում (Նկար 22) կլանման հետևանքով տեղի ունեցող ջերմային պրոցեսները:



Նկար 22. Համակարգչային հաշվարկներում դիտարկված ՋՄՖԴ-ի զգայուն տարրի որոշ երկրաչափություններ:

Դիտարկվել են նաև կլանիչի տարբեր հատվածներում ֆոտոնի կլանման դեպքեր (Նկար 23): N, M և F(F*) նշանակումները համապատասխանում են կլանիչի ջերմաէլեկտրական տվիչին մոտ, կենտրոնական և տվիչից հեռու գտնվող տիրույթներին, որոնցում դիտարկվել է ֆոտոնի կլանումը:



Նկար 23. Կլանիչի տիրույթները, որոնցում դիտարկվել է ֆոտոնի կլանումը:

100 էՎ էներգիայով ֆոտոնների գրանցման համար դիտարկվել են $10 \times 10 \times 0.5$ մկմ³, $5 \times 5 \times 0.5$ մկմ³ չափերի կլանիչներ և 0.5 մկմ հաստությամբ տվիչ: Աղյուսակ 6-ում բերված են 100 էՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանման համակարգչային մոդելավորման պայմանները և մոդելավորման արդյունքում ստացված ՋՄՖԴ-ի բնութագրերը:

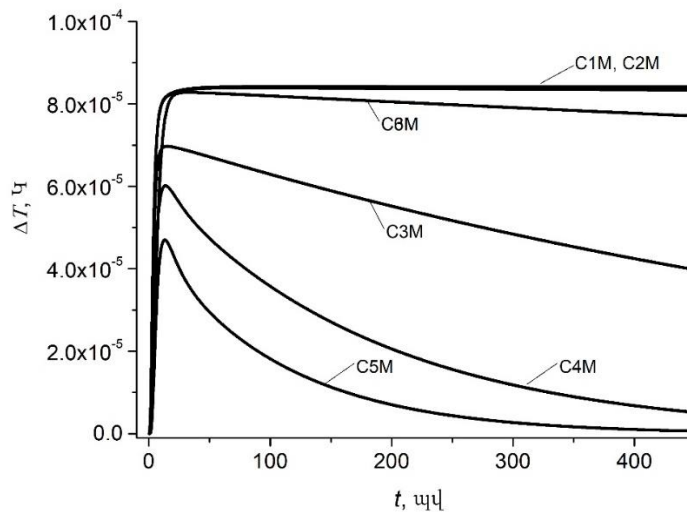
Աղյուսակ 6. W կլանիչով և CeB₆ տվիչով միաշերտ զգայուն տարրի բնութագրերը 90-110 էՎ էներգիայով ֆոտոնների գրանցման դեպքում

N ^o	S _a , մկմ ²	S _b , մկմ ²	E, էՎ	ΔT_c , 10 ⁻⁴ Կ	ΔT_m , 10 ⁻⁴ Կ	V _m , նՎ	t _m , պվ
C1M	10×10	1×1	100	0.845	0.842	12.6	104.1
C2M	10×10	0.1×1	100	0.84	0.839	12.58	75.6
C3M	10×10	0.01×1	100	0.84	0.697	10.5	15
C4M	10×10	0.01×5	100	0.84	0.602	9	13.8
C5M	10×10	0.01×10	100	0.84	0.47	7	13.2
C6M	10×10	0.1×10	100	0.84	0.828	12.4	32.4
C7M	10×0.5	0.01×0.5	100	16.9	8.79	131.9	11.7
C8M	10×0.5	0.1×0.5	100	16.9	15.6	234	32.4
C9M	10×0.5	1×0.5	100	16.9	15.9	238	39
C10M	5×0.5	0.1×0.5	100	33.8	31.3	469	15
C11N	5×0.5	0.1×0.5	100	33.8	136	2040	0.3
C12F	5×0.5	0.1×0.5	100	33.8	31.2	468	21.6
C13M	5×0.5	0.1×0.5	110	37.18	34.4	516	14.1
C14M	5×0.5	0.1×0.5	90	30.42	28.1	421.5	12.3
C15M	5×0.5	0.01×0.5	100	33.8	21.1	316.5	3.6
C16N	5×0.5	0.01×0.5	100	33.8	117.1	1756.5	0.3
C17F	5×0.5	0.01×0.5	100	33.8	18.1	271.5	10.2
C18M	5×0.5	0.01×0.5	110	37.18	23.2	348	3.6
C19M	5×0.5	0.01×0.5	90	30.42	19	285	3.6

Աղյուսակում բերված են հաշվարկի համարը, W կլիանիչի (S_a) և CeB₆ տվիչի (S_b) մակերեսը, կլանված ֆոտոնի էներգիան (E), անալիտիկ հաշվարկով ստացված ֆոտոնի կլանման արդյունքում կլանիչի ջերմաստիճանի փոփոխության արժեքը (ΔT_c), մոդելավորման միջոցով ստացված ջերմաստիճանների տարբերության առավելագույն արժեքը (ΔT_m), գեներացվող առավելագույն լարումը (V_m), ազդանշանի առավելագույն

արժեքին հասնելու ժամանակը (t_m): Հաշվարկի համարում C տառը նշանակում է, որ հաշվարկը վերաբերվում է CeB_6 տվիչով զգայուն տարրին, իսկ համարի աջ կողմում գտնվող տառը համապատասխանում է ֆոտոնի կլանման տիրույթի նշանակմանը:

Ջերմաէլեկտրական տվիչի ծայրերին առաջացող ջերմաստիճանների տարբերության ժամանակային կախվածությունը տվիչի տարբեր չափերի համար բերված է Նկար 24-ում (C1M-C6M հաշվարկներ):



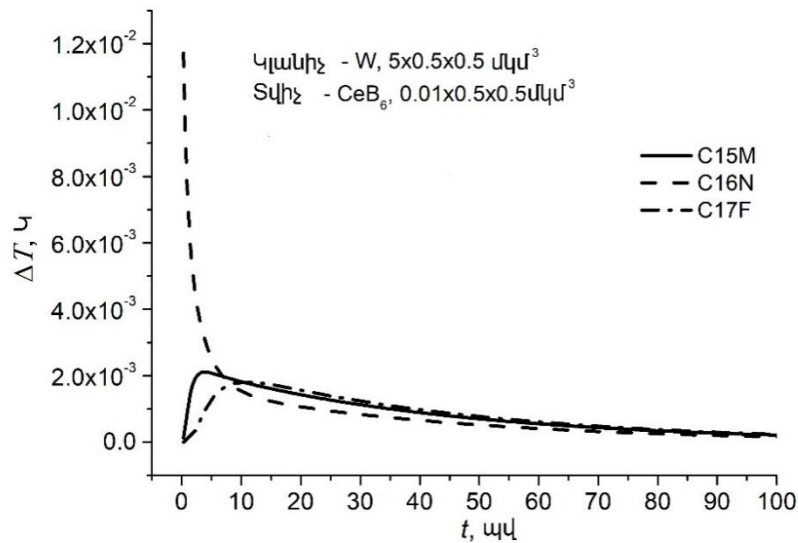
Նկար 24. $\Delta T(t)$ կախվածությունը CeB_6 տվիչի տարբեր չափերի համար 100 էՎ ֆոտոնների կլանման դեպքում:

Ինչպես կարող ենք տեսնել C1M-C3M հաշվարկների համար Նկար 24-ում բերված կորերից, տվիչի երկարության փոքրացմանը զուգընթաց փոքրանում է ΔT_m -ը և ազդանշանի մարման ժամանակը: Նշված փոփոխությունները շարունակվում են ջերմաէլեկտրական տվիչի լայնությունը մեծացնելու դեպքում (C3M-C5M): Սակայն ջերմաէլեկտրական տվիչի մեծ լայնությունը 0.1 մկմ երկարության դեպքում (C6M հաշվարկ) զգալիորեն չի փոփոխում $\Delta T(t)$ կախվածությունը: Նշենք, որ բոլոր 6 հաշվարկների համար ΔT_m -ը փոքր է դետեկտորի աշխատանքի համար մեր կողմից ընտրված ֆոնային 10^{-4} Կ արժեքից:

C1M-C6M հաշվարկները կատարվել են $10 \times 10 \times 0.5$ մկմ³ չափի կլանիչի համար: Եթե փոքրացնենք կլանիչի ծավալը 20 (C7M-C9M հաշվարկներ) և 40 (C10M-C19M հաշվարկներ) անգամ, ΔT_m -ի արժեքը կգերազանցի ֆոնային արժեքը 30 և ավել անգամ:

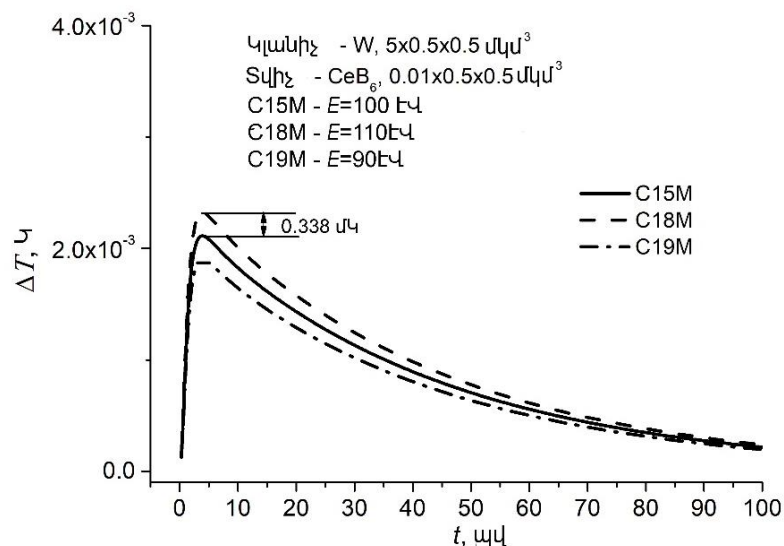
Նկար 25-ում բերված C15M, C16N, C17F հաշվարկների կորերից երևում է, որ կախված ֆոտոնի կլանման տիրույթից փոխվում են ΔT_m -ի արժեքը և այդ արժեքին հասնելու ժամանակը: Կորերը զգալիորեն տարբերվում են, սակայն դա չի խոչընդոտում

որոշել ֆոտոնի էներգիան, ինչը համապատասխանում է ազդանշանի ժամանակային կախվածության ինտեգրալին:



Նկար 25. $\Delta T(t)$ կախվածությունը 100 էՎ ֆոտոնների կլանիչի տարբեր հատվածներում կլանման դեպքում:

Ֆոտոնի էներգիայի 10% տարբերությունը առաջացնում է ΔT_m բնութագրի 0.338 մԿ տարբերություն (Նկար 26) և ՋՄՖԴ-ի զգայուն տարրի վրա գեներացված էլեկտրական լարումների 31.5 նՎ տարբերությանը (C15M, C18M, C19M): Նույնիսկ 10 անգամ ավելի փոքր լարումների տարբերությունը հնարավոր է չափել և որոշել ֆոտոնի էներգիան 1% ճշտությամբ:



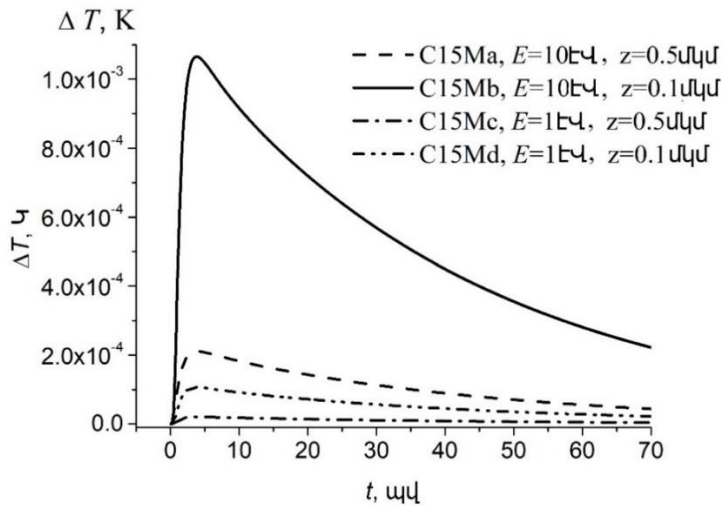
Նկար 26. $\Delta T(t)$ կախվածությունը 100 ± 10 էՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանման համար: W կլանիչով և CeB₆ տվիչով ՋՄՖԴ-ի զգայուն տարրում 1 էՎ, 10 էՎ, 1 կէՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանման հետևանքով առաջացած ջերմային պրոցեսների համակարգչային

մոդելավորման արդյունքները բերված են Աղյուսակ 7-ում: Աղյուսակում բերված են կլանիչի (V_a) ու տվիչի (V_s) չափերը և նույն բնութագրերը ինչ Աղյուսակ 6-ում:

Աղյուսակ 7. W կլանիչով և CeB_6 տվիչով զգայուն տարրի բնութագրերը 1 էՎ, 10 էՎ, 1 կէՎ էներգիայով ֆոտոնների գրանցման դեպքում

№	V_a , մկմ ³	V_s , մկմ ³	E , էՎ	ΔT_m , 10^{-4} Կ	V_m , նՎ	t_m , սվ
C15M	5×0.5×0.5	0.01×0.5×0.5	100	21.1	316.5	3.6
C 15Ma	5×0.5×0.5	0.01×0.5×0.5	10	2.11	31.65	3.9
C15Mb	5×0.5×0.1	0.01×0.5×0.1	10	11	165	3.12
C 15Mc	5×0.5×0.5	0.01×0.5×0.5	1	0.211	3.165	3.9
C15Md	5×0.5×0.1	0.01×0.5×0.1	1	1.07	16	3.81
C16N	5×0.5×0.5	0.01×0.5×0.5	100	337	5055	0.033
C16Na	5×0.5×0.5	0.01×0.5×0.5	10	34	510	0.03
C16Nb	5×0.5×0.1	0.01×0.5×0.1	10	78	1170	0.096
C16Nc	5×0.5×0.5	0.01×0.5×0.5	1	3.37	50.5	0.033
C16Nd	5×0.5×0.1	0.01×0.5×0.1	1	7.8	117	0.114
C17F	5×0.5×0.5	0.01×0.5×0.5	100	18.1	271.5	10.2
C17Fa	5×0.5×0.5	0.01×0.5×0.5	10	1.81	27	10.8
C17Fb	5×0.5×0.1	0.01×0.5×0.1	10	9.1	137	10.92
C17Fc	5×0.5×0.5	0.01×0.5×0.5	1	0.181	2.7	10.8
C17Fd	5×0.5×0.1	0.01×0.5×0.1	1	0.91	13.7	10.92
C18M	5×0.5×0.5	0.01×0.5×0.5	110	23.2	348	3.6
C19M	5×0.5×0.5	0.01×0.5×0.5	90	19	285	3.6
C23M	5×5×1.5	0.01×5×1.5	1000	8.54	128	2.1
C26N	5×5×1.5	0.01×5×1.5	1000	19.8	297	0.6
C27F	5×5×1.5	0.01×5×1.5	1000	8.7	130.5	3.9
C28M	5×5×1.5	0.01×5×1.5	1100	9.36	140.4	2.1
C29M	5×5×1.5	0.01×5×1.5	900	7.68	115.2	2.1

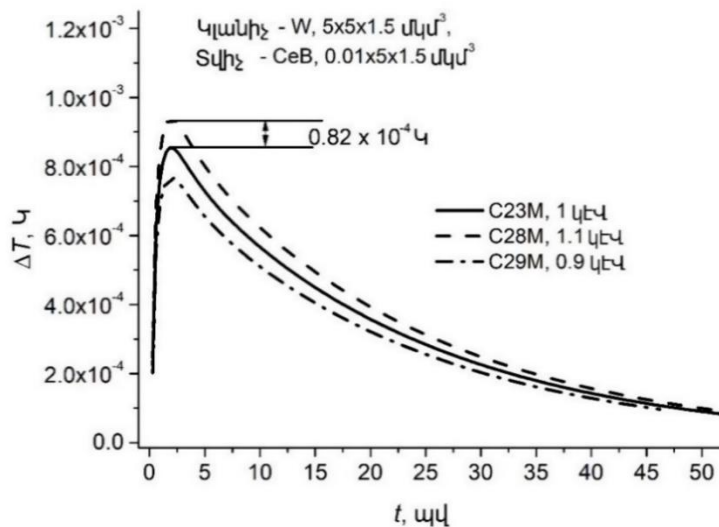
1 էՎ և 10 էՎ էներգիաներով ֆոտոնների 0.5 մկմ և 0.1 մկմ հաստությամբ կլանիչներում կլանման մոդելավորման արդյունքները բերված են Նկար 27-ում: Ինչպես տեսնում ենք կլանիչի հաստության փոքրացման դեպքում գեներացվող ΔT -ն զգալիորեն մեծանում է և անգամ 1 էՎ էներգիայով ֆոտոնի կլանման դեպքում գեներացվող լարումը մեծ է 10 նՎ-ից (Աղյուսակ 7, հաշվարկ 15Md), ինչը հնարավորություն է ընձեռում գրանցել այդ էներգիայով ֆոտոններ և որոշել դրանց էներգիան:



Նկար 27. $\Delta T(t)$ կախվածությունը, երբ 10 էՎ և 1 էՎ էներգիայով ֆոտոնները կլանվում են 0.5 մկմ և 0.1 մկմ հաստությամբ W կլանիչներում ($0.01 \times 0.5 \times 0.5 \text{ մկմ}^3 \text{ CeB}_6$ տվիչ):

Դիտարկելով Աղյուսակ 7-ի տվյալները կարող ենք ասել, որ ջերմաէլեկտրական տվիչի մոտ (C16Na, C16Nb, C16Nc, C16Nd հաշվարկները) և տվիչից հեռու (C17Fa, C17Fb, C17Fc, C17Fd հաշվարկները) ֆոտոնի կլանման պարագայում ևս կլանիչի հաստության նվազումը հանգեցնում է ΔT_m -ի արժեքի աճի:

Ռենտգենյան 1 կէՎ ֆոտոնների էներգիայի 10% փոփոխությունը առաջացնում է ΔT_m բնութագրի 0.082 մV (Նկար 28) և գեներացված լարման 12.7 նՎ տարբերություն (Աղյուսակ 7), որը հնարավոր է չափել առանց լրացուցից ուժեղարարների, իսկ չափելով ազդանշանը 1 նՎ լուծաչափով կկարողանանք գրանցված ֆոտոնի էներգիան որոշել 1% ճշտությամբ:



Նկար 28. $\Delta T(t)$ կախվածությունը ռենտգենյան ֆոտոնների կլանման դեպքում:

Այսպիսով կարող ենք եզրակացնել, որ W կլանիչով և CeB₆ տվիչով միաշերտ զգայուն տարրը ունակ է գրանցել ինֆրակարմիրից մինչև ռենտգենյան տիրույթի ֆոտոններ, ապահովել տասնյակ միկրովոլտերի հասնող ազդանշան և այդ ամբողջ տիրույթում ֆոտոնի 1%-ից ոչ պակաս էներգետիկ լուծաչափ:

Զգայուն տարրի բնութագրերի կախվածությունը 1 կԷՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանման տիրույթից որոշելու համար դիտարկենք Ադյուսակ 7-ում բերված C23M, C26N և C27F հաշվարկների տվյալները, որոնցից երևում է, որ ֆոտոնի կլանման տիրույթի փոփոխման հետևանքով փոխվում է ΔZ_m արժեքը և այդ արժեքին հասնելու ժամանակը: Նույն արդյունքները ստացվել էին 100 էՎ էներգիայով ֆոտոնների գրանցման համար: Կարելի է արձանագրել, որ նշված վարքագիծը բնորոշ է ՋՄՖԴ-ի միաշերտ զգայուն տարրին:

3.2. W կլանիչով և (La, Ce)B₆ տվիչով զգայուն տարր

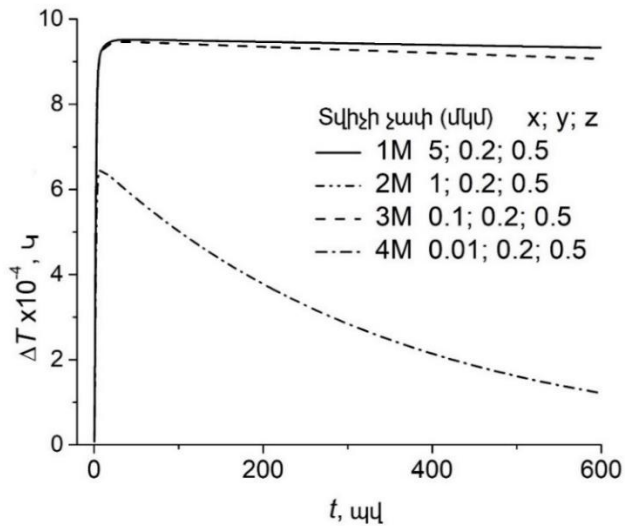
Փոխենք ՋՄՖԴ-ի զգայուն տարրում ջերմաէլեկտրական տվիչի նյութը: Եթե CeB₆ տվիչը արդյունավետ է 9 Կ-ում, ապա (La, Ce)B₆ տվիչով զգայուն տարրի համար գերադասելի է 0.5 Կ աշխատանքային ջերմաստիճանը (Ադյուսակ 5): Ավելի ցածր ջերմաստիճաններում քիչ են ջերմային աղմուկները, ուստի դետեկտորը կունենա ավելի բարձր ազդանշան/աղմուկ հարաբերություն և կապահովի ավելի բարձր դետեկտման արդյունավետություն: ՋՄՖԴ-ի W կլանիչով և (La, Ce)B₆ տվիչով զգայուն տարրում 100 էՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանման արդյունքում առաջացող ջերմային պրոցեսների համակարգչային մոդելավորման արդյունքները բերված են Ադյուսակ 8-ում:

Ադյուսակում ընդգրկված են նույն բնութագրերը ինչ Ադյուսակ 7-ում և հաշվարկի արագությունը (R): 100 էՎ էներգիայով ֆոտոնների գրանցման համար դիտարկվել են $10 \times 10 \times 0.5$ մկմ³ և $5 \times 5 \times 0.5$ մկմ³ չափերի W կլանիչներ:

Աղյուսակ 8. W կլանիչով և (La, Ce)B₆ տվիչով զգայուն տարրի բնութագրերը 100 էՎ էներգիայով ֆոտոնների գրանցման դեպքում

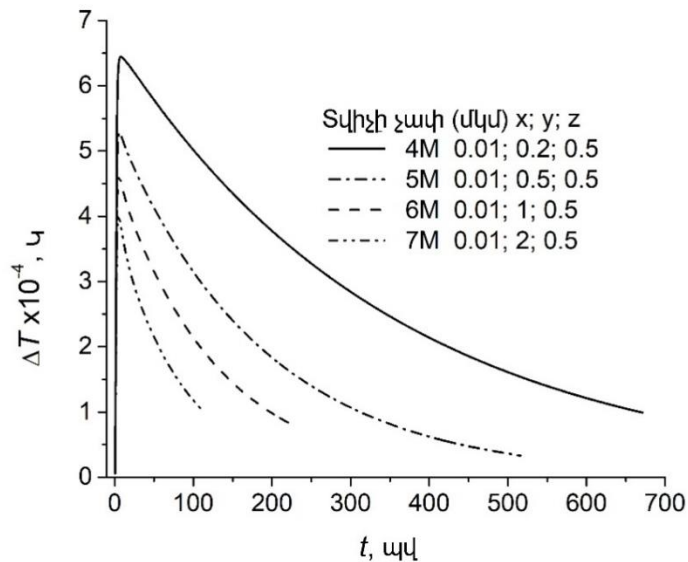
N ^o	V _{կլ} , մկմ ³	V _{տվ} , մկմ ³	E, էՎ	ΔT _m , 10 ⁻⁴ Կ	V _m , մկՎ	t _m , սվ	t _b , սվ	R, ԳՀց
1M	10×10×0.5	5×0.2×0.5	100	9.518	0.081	43.8	>1300	< 0.78
2M	10×10×0.5	1×0.2×0.5	100	9.518	0.081	43.8	>1500	< 0.67
3M	10×10×0.5	0.1×0.2×0.5	100	9.462	0.08	38.1	>2000	< 0.5
4M	10×10×0.5	0.01×0.2×0.5	100	6.445	0.054	7.8	668.1	1.5
5M	10×10×0.5	0.01×0.5×0.5	100	5.285	0.044	6	312	3.2
6M	10×10×0.5	0.01×1×0.5	100	4.633	0.039	5.4	197.4	5.1
7M	10×10×0.5	0.01×2×0.5	100	4.017	0.034	4.8	114	8.8
8M	10×0.5×0.5	0.01×0.4×0.5	100	41.6	0.35	4.32	129.3	7.7
9M	10×0.5×0.5	0.09×0.4×0.5	100	121.4	1.03	7.8	473	2.1
10M	10×0.5×0.5	1×0.4×0.5	100	144.8	1.231	18.24	>1000	< 1
11M	5×0.5×0.5	0.01×0.4×0.5	100	121.7	1.034	1.23	51.27	19.5
12M	5×0.5×0.5	0.09×0.4×0.5	100	268.9	2.28	2.76	244	4.1
13M	5×0.5×0.5	1×0.4×0.5	100	291.5	2.478	5.9	>1000	< 1
14N	5×0.5×0.5	0.09×0.4×0.5	100	1169.1	9.937	0.03	239.6	4.2
15F	5×0.5×0.5	0.01×0.4×0.5	100	87.4	0.743	3.75	53.28	18.8
16M	5×0.5×0.5	0.01×0.4×0.5	110	133.8	1.137	1.23	52.26	19.1
17M	5×0.5×0.5	0.01×0.4×0.5	90	109.5	0.93	1.23	50.16	19.9
18M	5×0.5×0.5	0.01×0.1×0.5	100	208.8	1.775	2.07	132.69	7.5

ΔT(t) կախվածությունը տվիչի տարբեր երկարությունների և 10x10x0.5 մկմ³ չափերի կլանիչի համար բերված է Նկար 29-ում: Տվիչի երկարությունը փոփոխվել է 0.01-5 մկմ տիրույթում: Ինչպես կարելի է նկատել կորերից 0.01-1 մկմ տիրույթում տվիչի երկարության մեծացմանը զուգընթաց ΔT_m-ը մեծանում է, իսկ 1-5 մկմ տիրույթում տվիչի երկարությունը փոփոխելու դեպքում ազդանշանի փոփոխություն տեղի չի ունենում և կորերը վերադրվում են:



Նկար 29. $\Delta T(t)$ կախվածությունը $(La, Ce)B_6$ տվիչի տարբեր երկարությունների համար, ֆոտոնի էներգիան 100 էՎ, W կլանիչի չափերը $10 \times 10 \times 0.5$ մկմ³:

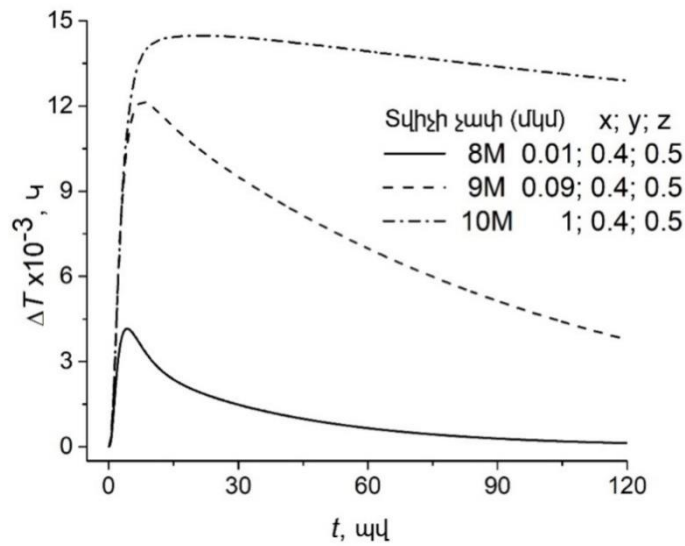
ΔT -ի կախվածությունը $(La, Ce)B_6$ տվիչի լայնությունից W կլանիչի $10 \times 10 \times 0.5$ մկմ³ չափերի համար բերված է Նկար 30-ում: Տվիչի լայնությունը փոփոխվել է 0.2-2 մկմ տիրույթում: Ինչպես կարելի է նկատել կորերից կլանիչի լայնության մեծացմանը զուգընթաց ΔT_m -ը նվազում է 6.445×10^{-4} Կ-ից մինչև 4.017×10^{-4} Կ: Նվազում է նաև ազդանշանի մարման ժամանակը, ինչը համապատասխանում է R-ի աճի մինչև 8.8 ԳՀց:



Նկար 30. $\Delta T(t)$ կախվածությունը $(La, Ce)B_6$ տվիչի տարբեր լայնությունների դեպքում, ֆոտոնի էներգիան 100 էՎ, W կլանիչի չափերը $10 \times 10 \times 0.5$ մկմ³:

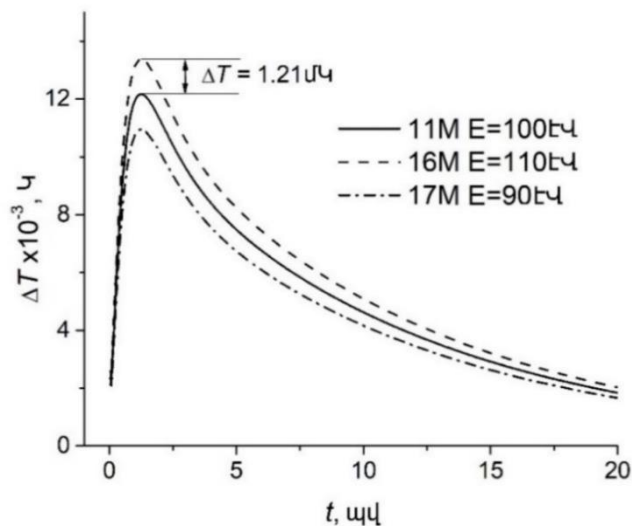
Հաշվարկներում կլանիչի չափերը փոքրացվել են մինչև $10 \times 0.5 \times 0.5$ մկմ³ և ուսումնասիրվել է $\Delta T(t)$ կախվածությունը տվիչի տարբեր երկարությունների դեպքում (Նկար 31): Տվիչի երկարությունը փոփոխվել է 0.01-1 մկմ տիրույթում: Տվիչի երկարության մեծանալուն

գուգրնթաց ΔT_m -ը մեծանում է: Կլանիչի չափերի փոքրացման հետևանքով ազդանշանը մեծանում է մոտ 5 անգամ:



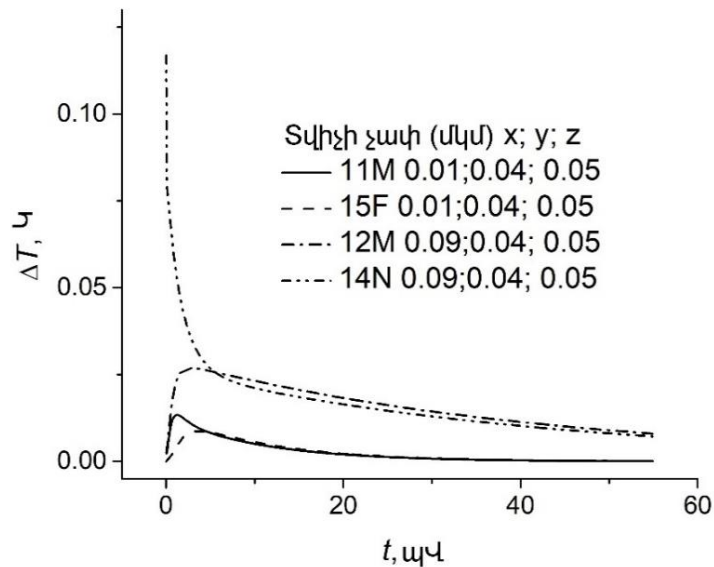
Նկար 31. $\Delta T(t)$ կախվածությունը (La, Ce) B_6 տվիչի տարբեր երկարությունների համար, W կլանիչի չափերը $10 \times 0.5 \times 0.5$ մկմ³:

Գնահատենք դետեկտորի զգայունությունը տարբեր էներգիաներով ֆոտոնների կլանման դեպքում: Դիտարկենք 11M, 16M, 17M հաշվարկները, որոնք իրականացվել են 100 էՎ, 110 էՎ, 90 էՎ էներգիայով ֆոտոնների համար (Նկար 32): Ֆոտոնի էներգիայի 10% տարբերությունը առաջացնում է ΔT_m -ի 1.21 մԿ տարբերություն, որը տվիչի 85 մկՎ/Կ Ջեբեկի գործակցի պարագայում հավասար է էլեկտրական լարման 103 նՎ տարբերությանը:



Նկար 32. $\Delta T(t)$ կախվածությունը 100±10 էՎ ֆոտոնների կլանման դեպքում: W կլանիչի չափերը $5 \times 0.5 \times 0.5$ մկմ³, (La, Ce) B_6 տվիչինը՝ $0.01 \times 0.1 \times 0.5$ մկմ³:

11M, 15F, 12M, 14N հաշվարկների կորերը ցույց են տալի $\Delta T(t)$ կախվածության վարքագիծը, երբ փոփոխվում է ֆոտոնի կլանման տիրույթը (Նկար 33): W կլանիչով և (La, Ce)B₆ տվիչով զգայուն տարրի դեպքում նույնպես, կախված ֆոտոնի կլանման տիրույթից, փոխվում են ΔT_m արժեքը և այդ արժեքին հասնելու ժամանակը:



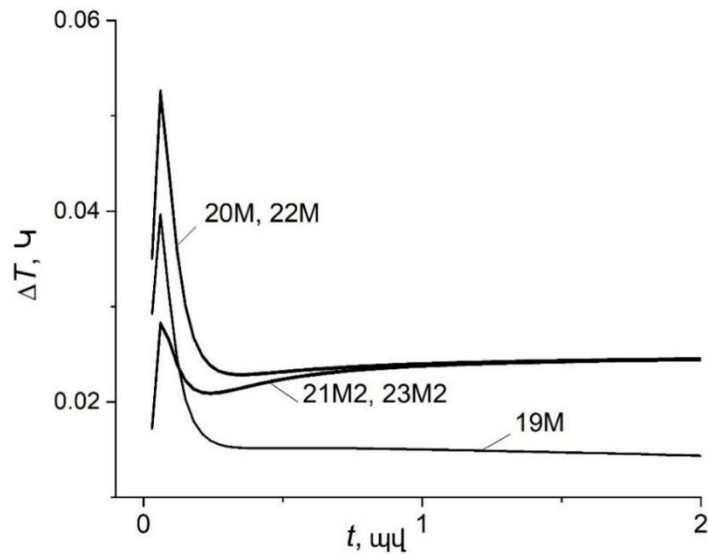
Նկար 33. $\Delta T(t)$ կախվածությունը W կլանիչում 100 էՎ էներգիայով ֆոտոնների տարբեր տիրույթներում կլանման պարագայում:

1 ± 0.1 կէՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանման հետևանքով առաջացող ջերմային պրոցեսների համակարգչային մոդելավորման արդյունքները բերված են Աղյուսակ 9-ում: Դիտարկվել են $5 \times 5 \times 1.5$, $5 \times 5 \times 3$ և $5 \times 5 \times 5$ մկմ³ չափերի կլանիչներ, ինչպես նաև ուսումնասիրվել է ազդանշանի կախվածությունը ֆոտոնի կլանման խորությունից և ΔT -ի չափման կետերի դիրքից: Ինչպես և նախորդ աղյուսակներում՝ հաշվարկների համարներում M, N և F տառերը համապատասխանում են ֆոտոնի կլանմանը կլանիչի մակերևույթին տարբեր հատվածներում: Եթե այդ տառերից հետո չկա որևէ թիվ, ապա ΔT -ն չափվել է տվիչի մակերեսի մակարդակին, 2-ը նշանակում է, որ ΔT -ն չափվել է տակդիրից 0.8 մկմ բարձրության վրա, 3-ը՝ տակդիրից 0.1 մկմ բարձրության վրա: Հաշվարկների համարներում «a» տառի առկայությունը նշանակում է, որ դիտարկվել է ֆոտոնի կլանումը մակերեսից 1 մկմ խորության վրա: Որոշ դեպքերում $\Delta T(t)$ կախվածությունը ունեցել է երկու մաքսիմում, ուստի աղյուսակում բերված են ΔT_m և t_m բնութագրերի երկու արժեքներ:

Աղյուսակ 9. W կլանիչով և (La, Ce)B₆ տվիչով զգայուն տարրի բնութագրերը 1±0.1 կէՎ էներգիայով ֆոտոնների գրանցման դեպքում

№	V _a , սկսմ ³	V _s , սկսմ ³	E, կէՎ	ΔT _{m1} , 10 ⁻⁴ Կ	t _{m1} , սվ	ΔT _{m2} , 10 ⁻⁴ Կ	t _{m2} , սվ	t _b , սվ	R, ԳՀց
19M	5×5×1.5	0.01×0.5×1.5	1	396.7	0.06	151.5	0.48	102.3	9.77
20M	5×5×1.5	0.1×0.5×1.5	1	522	0.06	245.4	3.84	>1000	< 1
21M2	5×5×1.5	0.1×0.5×1.5	1	280.8	0.06	245.4	3.84	>1000	< 1
22M	5×5×1.5	1×0.5×1.5	1	528.3	0.057	247.9	6.153	>2000	<0.5
23M2	5×5×1.5	1×0.5×1.5	1	284	0.06	247.9	6.48	>1000	< 1
24M	5×5×1.5	0.1×5×1.5	1	295	0.09	236	1.53	547.3	1.8
25M2	5×5×1.5	0.1×5×1.5	1	172.5	0.12	235.8	1.86	547.41	1.8
26M	5×5×1.5	0.01×5×1.5	1	142.5	0.09	-	-	15.75	63.5
27M3	5×5×1.5	0.01×5×1.5	1	63.4	0.57	-	-	15.33	65.2
28M2	5×5×1.5	0.01×5×1.5	1	79.5	0.09	65.5	0.42	15.72	63.6
29Ma	5×5×1.5	0.01×5×1.5	1	86.7	0.09	-	-	15.84	63.1
30M3a	5×5×1.5	0.01×5×1.5	1	61.4	0.75	-	-	15.42	64.9
31M2a	5×5×1.5	0.01×5×1.5	1	62.5	0.12	64.1	0.54	15.84	63.1
32M	5×5×3	0.01×5×3	1	196.4	0.12	-	-	9.21	108.6
33M2	5×5×3	0.01×5×3	1	55.6	0.15	-	-	9.42	106.2
34Ma	5×5×3	0.01×5×3	1	168.3	0.12	-	-	9.27	107.9
35N	5×5×3	0.01×5×3	1	488.3	0.06	-	-	7.86	127.2
36N2	5×5×3	0.01×5×3	1	90	0.12	-	-	8.07	123.9
37N	5×5×3	0.1×5×3	1	1161	0.09	-	-	326.34	3
38N2	5×5×3	0.1×5×3	1	296	0.15	-	-	326.7	3
39F	5×5×3	0.01×5×3	1	165.8	0.27	-	-	9.75	102.6
40F2	5×5×3	0.01×5×3	1	71.5	0.33	-	-	9.99	100.1
41M	5×5×3	0.01×5×3	1.1	216.1	0.12	-	-	9.45	105.8
42M2	5×5×3	0.01×5×3	1.1	61.2	0.15	-	-	9.66	103.5
43M	5×5×3	0.01×5×3	0.9	176.8	0.12	-	-	8.94	111.9
44M2	5×5×3	0.01×5×3	0.9	50	0.15	-	-	9.18	108.9
45M	5×5×5	0.01×5×5	1	197.9	0.12	-	-	6.21	161
46N	5×5×5	0.01×5×5	1	488.3	0.06	-	-	5.13	194.9
47F	5×5×5	0.01×5×5	1	193.8	0.21	-	-	6.66	150.2
48M	5×5×5	0.01×5×5	1.1	217.7	0.12	-	-	6.39	156.5
49M	5×5×5	0.01×5×5	0.9	178.1	0.12	-	-	6	166.7

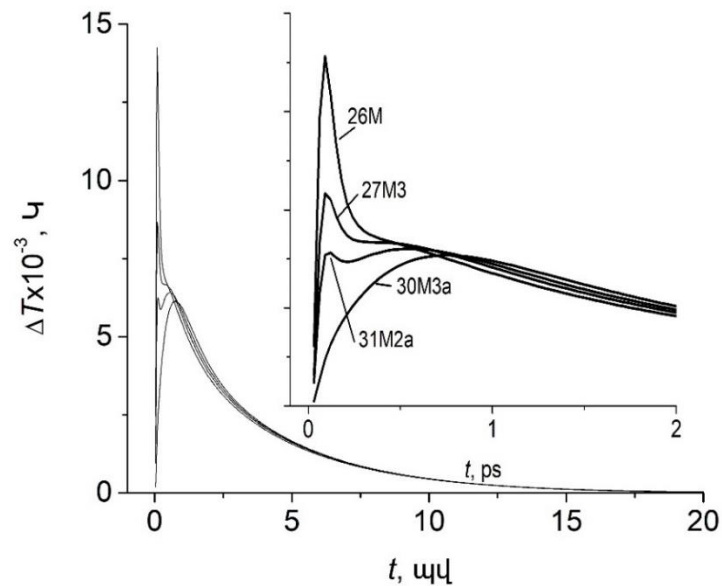
Ուսումնասիրվել է $5 \times 5 \times 1.5$ մկմ³ կլանիչում ֆոտոնների կլանման հետևանքով սվիչի ծայրերին առաջացած ջերմաստիճանների տարբերության կախվածությունը սվիչի երկարությունից և ΔT -ի չափման կետերի ընտրությունից (Նկար 34):



Նկար 34. 1 կէՎ էներգիայով ֆոտոնի կլանման համար $\Delta T(t)$ կախվածությունը $(La, Ce)B_6$ սվիչի տարբեր երկարության և սվիչի ծայրերին ΔT -ի չափման կետերի տարբեր խորության դեպքում:

Դիտարկենք 19M, 20M, 22M հաշվարկների կորերը: Տվիչի երկարության փոփոխությունը 0.01 մկմ-ից (19M) 0.1 մկմ (20M) հանգեցնում է ΔT_m -ի աճին, իսկ 0.1 մկմ-ից 1 մկմ (22M) աճի դեպքում, $\Delta T(t)$ -ի փոփոխություն չի նկատվում: 20M, 22M հաշվարկները իրականացվել են դիտարկելով ΔT -ի չափումը կլանիչի մակերեսին, իսկ 21M2, 23M2-ը տակդիրից 0.8 մկմ բարձրության վրա: Ինչպես կարելի է նկատել, երբ ΔT -ն չափվում է տակդիրից 0.8 մկմ բարձրության վրա, ΔT_m -ը փոքր ինչ նվազում է, սակայն այս հանգամանքը չի խոչընդոտում ֆոտոնի գրանցմանը, քանի որ կորերը փոքր ինչ տարբերվում են միայն պրոցեսի սկզբից առաջին պիկովայրկյանի ընթացքում:

Ուսումնասիրվել են ֆոտոնի կլանման հետևանքով առաջացող ազդանշանի կախվածությունը ֆոտոնի կլանման կետի խորությունից և ΔT -ի չափման կետերի դիրքից: Դիտարկվել են $5 \times 5 \times 1.5$ մկմ³ կլանիչով և $0.01 \times 5 \times 1.5$ մկմ³ ջերմաէլեկտրական սվիչով դետեկտորի զգայուն տարրում 1 կէՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանումը կլանիչի մակերեսին (26M, 27M3), մակերեսից 1 մկմ խորության վրա (30M3a, 31M2a), ինչպես նաև առաջացող ազդանշանի չափումը կլանիչի մակերեսին (26M), տակդիրից 0.8 մկմ (31M2a) և 0.1 մկմ (27M3, 30M3a) բարձրության վրա (Նկար 35):



Նկար 35. $\Delta T(t)$ կախվածությունը 1 կէՎ էներգիայով ֆոտոնի $5 \times 5 \times 1.5$ մկմ³ կլանիչում տարբեր խորության կլանման և ΔT -ի չափման կետերի տարբեր դիրքերի դեպքում:

Այս պարագայում ևս, երբ ազդանշանը չափվում է տակդիրից 0.8 մկմ և 0.1 մկմ բարձրության վրա ΔT_m արժեքը նվազում է: ΔT_m արժեքի նվազում դիտվում է նաև ֆոտոնի կլանիչի մակերեսից 1 մկմ խորության վրա կլանման դեպքում: Սակայն Նկար 35-ում բերված գրաֆիկներից նկատում ենք, որ ֆոտոնի կլանումից 1 պվ անց կորերը պրակտիկորեն համընկնում են: Դատելով Աղյուսակ 9-ում բերված 26M-31M2a հաշվարկների տվյալներից զգայուն տարրի հաշվարկի արագության տարբերությունները մեծ չեն:

Նկար 34-ում և Նկար 35-ում բերված $\Delta T(t)$ կախվածության կորերի մի մասը ունեն վառ արտահայտված երկու մաքսիմում: Այս հանգամանաքը փոքր ինչ տարօրինակ է թվում, սակայն ունի պարզ բացատրություն: Ֆոտոնի կլանման տիրույթից ջերմությունը ամենակարճ ճանապարհով հասնում է կլանիչ-տվիչ սահմանին, փոխվում է տվիչի կլանիչին հարող ծայրի ջերմաստիճանը և առաջանում է $\Delta T(t)$ կախվածության առաջին մաքսիմումը: Այնուհետև ջերմությունը տարածվում է կլանիչի ավելի ցածր ջերմաստիճան ունեցող հատվածները, ինչը հանգեցնում է ΔT արժեքի նվազման: Որոշ ժամանակ անց ΔT -ի չափման հատվածին է հասնում այն ջերմությունը, որը ֆոտոնի կլանման տիրույթից անցել էր այլ ճանապարհ, այսինքն ΔT -ի չափման հատվածին հասնում է լրացուցիչ ջերմություն ֆոտոնի կլանման տիրույթից ոչ ամենակարճ ճանապարհով: Ջերմության այս երկրորդ ալիքը առաջացնում է երկրորդ՝ զգալիորեն ավելի փոքր մաքսիմումը: Նկարագրված պրոցեսը տեղի է ունենում

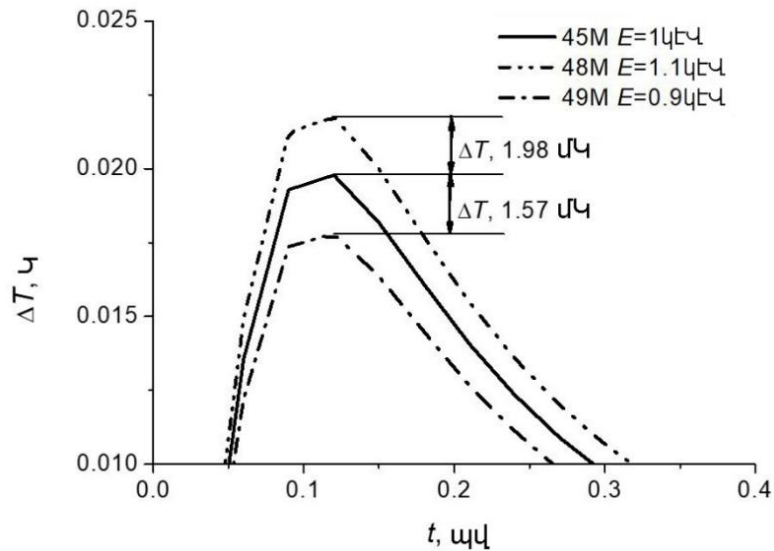
այնքան արագ, որ տվիչի ջերմատարին հարող ծայրի ջերմաստիճանը չի հասնում փոփոխվել և չի ազդում ΔT -ի արժեքի վրա:

Համեմատելով Ադյուսակ 9-ում բերված 19M, 32M և 45M հաշվարկների արդյունքները, գալիս ենք եզրակացության, որ կլանիչի հաստության 1.5 մկմ-ից 5 մկմ մեծացման արդյունքում դետեկտորի հաշվարկի արագությունը 9.77 ԳՀց-ից աճում է հասնելով 161 ԳՀց, սակայն դրան գուզրնթաց ΔT_m արժեքը նվազում է մոտ 2 անգամ:

32M, 35N, 39F և 45M, 46N, 47F հաշվարկները կատարվել են համապատասխանաբար $5 \times 5 \times 3$ մկմ³ և $5 \times 5 \times 5$ մկմ³ չափերով կլանիչների համար և ցույց են տալիս, որ այս պարագայում ևս կախված ֆոտոնի կլանման տիրույթից փոխվում են ΔT_m և t_m բնութագրերը:

Դիտարկելով կլանիչում ֆոտոնի տարբեր կետերում կլանվելու տվյալները կարող ենք եզրակացնել, որ կլանիչի 3 մկմ հաստության պարագայում ևս նկատվում է ΔT_m արժեքի նվազում, երբ այն չափվում է տակդիրից 0.8 մկմ բարձրության վրա: Նույն սկզբունքը պահպանվում է անկախ ֆոտոնի ջերմաէլեկտրական տվիչին մոտ, կենտրոնական թե հեռու կետում կլանվելուց (32M-40F2):

Ինչպես արդեն նշվել է դետեկտորի բարձր զգայունությունը շատ կարևոր է: W կլանիչով և (La, Ce)B₆ տվիչով զգայուն տարրով դետեկտորի զգայունությունը 1 կէՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանման դեպքում գնահատելու նպատակով դիտարկենք 45M, 48M և 49M հաշվարկները (Նկար 36): Ֆոտոնի էներգիայի 10% աճի դեպքում ΔT_m բնութագրի տարբերությունը կազմում է 1.98 մԿ, իսկ նվազման դեպքում՝ 1.57 մԿ, որը 85 մկՎ/Կ Ջեբեկի գործակցի պարագայում համապատասխանում է լարման 168.3 նՎ և 133.45 նՎ տարբերության: Ուստի կարող ենք ապահովել դետեկտորի 1%-ից ոչ պակաս զգայունություն:



Նկար 36. W կլանիչով և (La, Ce)B₆ տվիչով զգայուն տարրի $\Delta T(t)$ կախվածությունը 1 ± 0.1 կէՎ ֆոտոնների կլանման դեպքում

3.3. W կլանիչով և FeSb₂ տվիչով զգայուն տարր

Այս ենթազվիտում ներկայացված են W կլանիչով և FeSb₂ կիսահաղորդչային տվիչով ՋՄՖԴ-ի միաշերտ զգայուն տարրի աշխատանքի համակարգչային մոդելավորման արդյունքները 1-1000 էՎ էներգիայով ֆոտոնների գրանցման դեպքում: Առյուսակ 5-ից երևում է, որ 9 Կ ջերմաստիճանում FeSb₂-ի Ջեբեկի գործակիցը (-42000 մկՎ/Կ) 280 անգամ մեծ է CeB₆-ից: Հետևաբար 280 անգամ մեծ կլինի ՋՄՖԴ-ի ազդանշանը տվիչի վրա ջերմաստիճանների նույն տարբերության առաջացման պարագայում:

Դիտարկվել են զգայուն տարրի տարբեր երկրաչափություններ: Ուսումնասիրվել է ΔT -ի կախվածությունը զգայուն տարրի կլանիչի և տվիչի չափերից, գնահատվել է դետեկտորի էներգետիկ լուծաչափը և հաշվարկի արագությունը: Համեմատվել են FeSb₂ և CeB₆ տվիչով ջերմաէլեկտրական միաֆոտոն դետեկտորների բնութագրերը: Դրանք ունեն նույն 9 Կ աշխատանքային ջերմաստիճանը և կարող են կիրառվել նույն բնագավառներում:

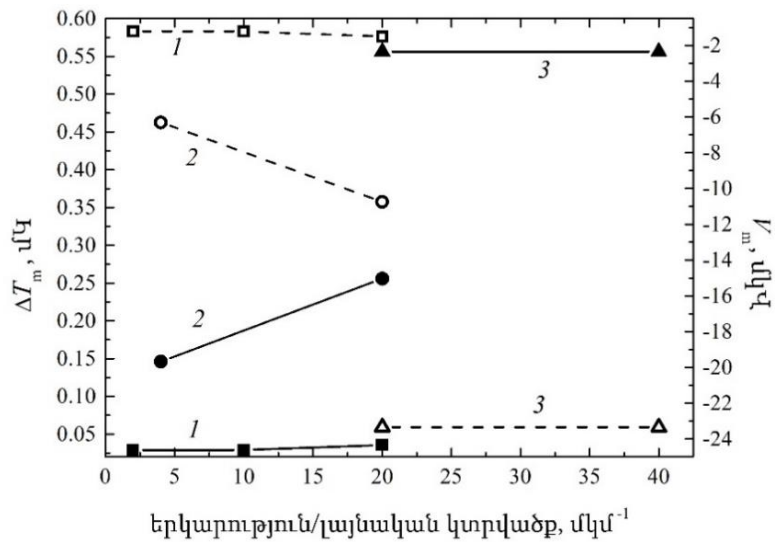
ՋՄՖԴ-ի W կլանիչով և FeSb₂ տվիչով զգայուն տարրում 100 էՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանման արդյունքում առաջացող ջերմային պրոցեսների համակարգչային մոդելավորման արդյունքները բերված են Առյուսակ 10-ում:

Աղյուսակ 10. W կլանիչով և FeSb₂ տվիչով զգայուն տարրի բնութագրերը 100 էՎ էներգիայով ֆոտոնների գրանցման դեպքում

№	V _a , մկմ ³	V _s , մկմ ³	E, էՎ	ΔT _m , 10 ⁻⁴ Կ	V _m , մկՎ	t _m , պվ	t _b , պվ	R, ԳՀց
Fe1	10×10×0.5	1×1×0.5	100	0.288	1.21	7.8	-	-
Fe3	10×10×0.5	5×1×0.5	100	0.289	1.214	7.92	-	-
Fe4	10×10×0.5	5×0.5×0.5	100	0.356	1.495	8.64	-	-
Fe9	10×0.5×0.5	1×0.5×0.5	100	1.459	6.13	7.849	18.903	52.9
Fe10	5×0.5×0.5	0.1×0.5×0.5	100	0.168	0.704	0.734	-	-
Fe11	10×0.5×0.5	5×0.5×0.5	100	2.558	10.744	22.64	153.95	6.5
Fe12	5×0.5×0.5	5×0.5×0.5	100	5.56	23.352	2.78	113.05	8.85
Fe13	5×0.5×0.5	10×0.5×0.5	100	5.56	23.352	2.8	247.9	1.03
Fe14	0.5×5×0.5	5×0.5×0.5	100	204.7	859.74	0.008	33.1	30
Fe15	0.5×5×0.5	5×5×0.5	100	0.365	1.534	0.345	-	-
Fe22	0.5×5×0.5	5×0.5×0.5	110	225.2	945.84	0.008	34.692	18.8
Fe23	0.5×5×0.5	5×0.5×0.5	101	206.7	868.14	0.008	33.282	30
Fe24	5×5×0.5	5×0.5×0.5	100	2.001	8.405	14.73	146.01	6.9
Fe25	5×5×0.5	5×0.5×0.5	101	2.021	8.489	14.82	147.75	6.8
Fe26	5×5×0.5	5×0.5×0.5	110	2.201	9.246	14.67	162.75	6.1

Աղյուսակում բերված Fe1, Fe3 և Fe4 հաշվարկները իրականացվել են 10×10×0.5 մկմ³ չափի կլանիչի համար: Համեմատելով այդ հաշվարկների տվյալները կարող ենք եզրակացնել, որ տվիչի երկարությունը 1 մկմ-ից (Fe1) 5 մկմ (Fe3) մեծանալու դեպքում ΔT_m-ի արժեքի փոփոխություն չի նկատվում, իսկ տվիչի լայնության 1 մկմ-ից 0.5 մկմ (Fe4) փոքրանալը հանգեցնում է ΔT_m-ի արժեքի աճի: Սակայն այս հաշվարկներում ΔT_m-ը փոքր է ֆոնային 10⁻⁴ Կ արժեքից:

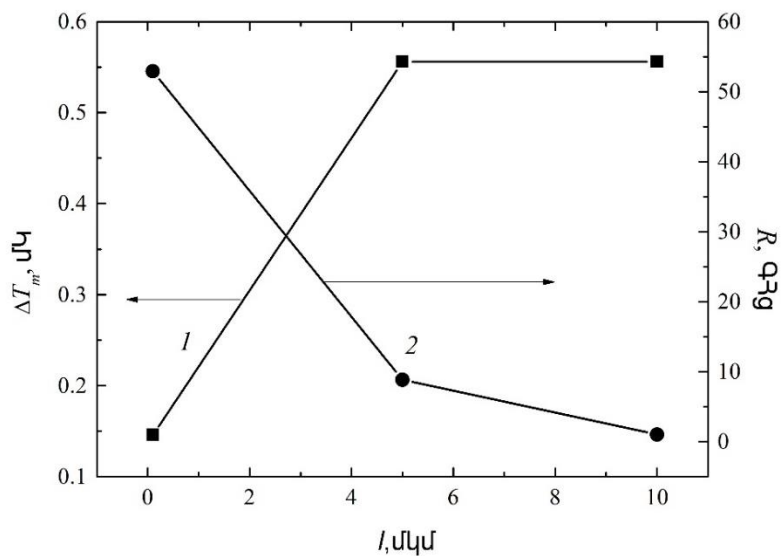
Եթե կլանիչի երկարությունը և հետևաբար ծավալը փոքրացնենք 20 անգամ (Fe9), ΔT_m-ը կգերազանցի ֆոնային արժեքը: Տվիչի երկարության մեծանալը 1-5 մկմ տիրույթում (Fe9 և Fe11) հանգեցնում է ΔT_m-ի աճին: Տվիչի երկարության հետագա մեծանալը 5-10 մկմ ΔT_m-ի արժեքի փոփոխություն չի առաջացնում (Fe13): ΔT_m-ի ավելի քան 2 անգամ աճի է բերում կլանիչի երկարության երկու անգամ փոքրանալը տվիչի անփոփոխ երկարության պարագայում (Fe12): ΔT_m և V_m բնութագրերի կախվածությունը տվիչի երկարություն/լայնական կտրվածք հարաբերությունից բերված է Նկար 37-ում:



Նկար 37. ΔT_m -ի և V_m -ի կախվածությունը տվիչի երկարություն/լայնական կտրվածք հարաբերությունից 100 էՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանման դեպքում: Կլանիչի չափեր 1 – 10×10 մկմ², 2 – 10×0.5 մկմ², 3 – 5×0.5 մկմ²: Հոծ գծեր – ΔT_m , կետագծեր – V_m :

Ինչպես երևում է գրաֆիկներից երկարություն/լայնական կտրվածք հարաբերության մեծ արժեքների դեպքում ΔT_m -ը նույնպես մեծ է: ΔT_m -ի և V_m -ի արժեքները չեն փոփոխվում տվիչի երկարություն/լայնական կտրվածք հարաբերության 20 և 40 արժեքների համար:

Դիտարկենք Fe9, Fe12 և Fe13 հաշվարկները: Ինչպես երևում է Նկար 38-ից, ΔT_m -ի արժեքը աճում է տվիչի երկարության աճին զուգընթաց մինչև 5 մկմ արժեքը: Տվիչի երկարության հետագա աճը ΔT_m -ի փոփոխության չի հանգեցնում: Նկար 38-ում բերված է նաև դետեկտորի հաշվարկի արագության կախվածությունը տվիչի երկարությունից, որը 52 ԳՀց արժեքից նվազում է տվիչի երկարության աճին զուգընթաց:



Նկար 38. ΔT_m -ի և R -ի կախվածությունը տվիչի երկարությունից:

Դիտարկելով Fe1-Fe13 հաշվարկների արդյունքները, կարող ենք եզրակացնել, որ կլանիչի 10×10 մկմ² մակերեսի չափերի դեպքում, 100 էՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանման համար հնարավոր չէ ստանալ ֆոնային արժեքը զգալիորեն գերազանցող ջերմաստիճանների տարբերություն: Կլանիչը, որի երկարությունը մեծ է լայնությունից (Fe9-Fe13), ապահովում է ֆոնային արժեքը մի քանի անգամ գերազանցող ջերմաստիճանների տարբերություն: Մեծ հավանականությամբ ֆոտոնների գրանցման համար անհրաժեշտ է ապահովել 10-ից ոչ պակաս ազդանշան/աղմուկ հարաբերություն, որին հասնելու համար դիտարկենք դեպքեր, երբ կլանիչի երկարությունը փոքր է լայնությունից (Fe14-Fe23):

Կլանիչի $0.5 \times 5 \times 0.5$ մկմ³ և տվիչի $5 \times 0.5 \times 0.5$ մկմ³ չափերի համար 100 էՎ էներգիայով ֆոտոնի կլանումից հետո գրանցվում է ֆոնային արժեքը 204 անգամ գերազանցող ΔT_m -ի արժեք և 30 ԳՀց հաշվարկի արագություն (Fe 14): Տվիչի լայնության մինչև 5 մկմ աճին զուգահեռ (Fe15) ΔT_m -ի արժեքը նվազում է: Այսպիսով տվիչի ամենաօպտիմալ չափը $5 \times 0.5 \times 0.5$ մկմ³ է:

Fe14, Fe22 և Fe23 հաշվարկներից երևում է, որ էներգիայի 10% և 1% տարբերությունը առաջացնում է 86.1 մկՎ և 8.4 մկՎ գեներացվող լարման տարբերություն: Ուստի 100 էՎ էներգիայով ֆոտոնների գրանցման դեպքում հնարավոր է ապահովել նույնիսկ 0.1%-ից բարձր էներգետիկ լուծաչափ:

Fe24-Fe26 հաշվարկների արդյունքները ցույց են տալիս, որ կլանիչի $5 \times 5 \times 0.5$ մկմ³ չափերի համար ևս ֆոտոնի էներգիայի 1% տարբերությունը առաջացնում է V_m -ի տասնյակ նանովոլտերի հասնող տարբերություն:

1-10 էՎ և 1 կէՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանման հետևանքով առաջացող ջերմային պրոցեսների համակարգչային մոդելավորման արդյունքները բերված են Աղյուսակ 11-ում:

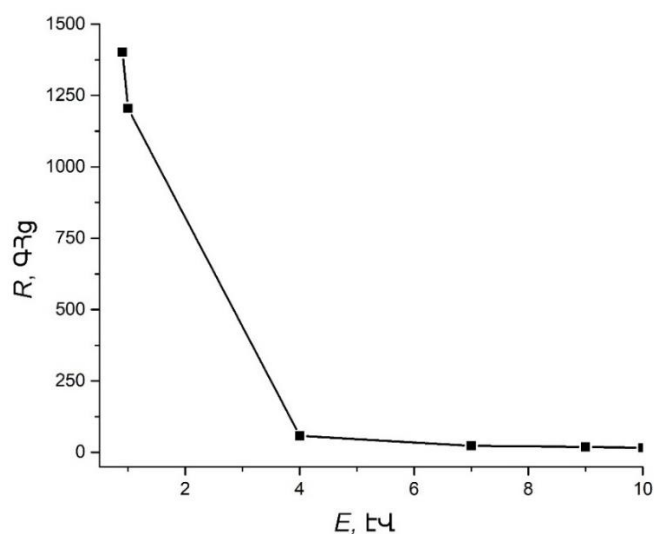
Ինչպես արդեն նշվել է վոլֆրամե կլանիչում 1 կէՎ և ≤ 10 էՎ էներգիայով ֆոտոնների գրանցման համար հաշվարկներում կիրառվել են համապատասխանաբար 1.5 մկմ և 0.1 մկմ հաստությամբ կլանիչներ:

Աղյուսակ 11. W կլանիչով և FeSb₂ տվիչով զգայուն տարրի բնութագրերը 1-10 էՎ և 1 կէՎ էներգիայով ֆոտոնների գրանցման դեպքում

№	V _a , մկմ ³	V _s , մկմ ³	E, էՎ	ΔT _m , 10 ⁻⁴ Կ	V _m , մկՎ	t _m , սվ	t _b , սվ	R, ԳՀց
Fe16	0.5×5×0.1	5×0.5×0.1	10	59	247.8	0.03	62.14	16
Fe17	0.5×5×0.1	5×0.5×0.1	9	52.7	221.34	0.03	56.417	19
Fe18	0.5×5×0.1	5×0.5×0.1	7	41	172.2	0.03	42.863	23
Fe19	0.5×5×0.1	5×0.5×0.1	4	23	96.6	0.02	17.091	58.5
Fe20	0.5×5×0.1	5×0.5×0.1	1	5.85	24.57	0.031	0.83	1205
Fe21	0.5×5×0.1	5×0.5×0.1	0.9	5.27	22.134	0.031	0.713	1402
Fe27	1×5×1.5	5×0.5×1.5	1000	547.2	2298.2	0.026	92.084	10.9
Fe28	1×5×1.5	5×0.5×1.5	1010	552.7	2321.3	0.026	92.386	10.8
Fe29	1×5×1.5	5×0.5×1.5	1100	602	2528.4	0.026	94.968	10.5
Fe30	5×5×1.5	5×0.5×1.5	1000	8.802	36.968	0.456	192	5.2
Fe31	5×5×1.5	5×0.5×1.5	1010	8.89	37.338	0.456	192.88	5.2
Fe32	5×5×1.5	5×0.5×1.5	1100	9.69	40.707	0.456	200.56	4.99

Աղյուսակ 11-ում բերված բոլոր հաշվարկների համար ΔT_m-ը գերազանցում է ֆոնային արժեքը: Զգայուն տարրի դիտարկված բոլոր կոնֆիգուրացիաները կարող են կիրառվել միակի ֆոտոնների գրանցման համար: 0.9-10 էՎ էներգիայով ֆոտոնների գրանցման դեպքում դետեկտորի հաշվարկի արագության կախվածությունը ֆոտոնների էներգիայից բերված է Նկար 39-ում:

Տեսնում ենք, որ ֆոտոնի էներգիայի նվազմանը զուգընթաց դետեկտորի հաշվարկի արագությունը մեծանում է հասնելով 1402 ԳՀց-ի:



Նկար 39. Դետեկտորի հաշվարկի արագության կախվածությունը ֆոտոնի էներգիայից W կլանիչի 0.5×5×0.1 մկմ³ և FeSb₂ տվիչի 5×0.5×0.1 մկմ³ չափերի համար:

1-1.1 կէՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանման հետևանքով դետեկտորի զգայուն տարրում առաջացող ջերմային պրոցեսների համակարգչային մոդելավորման արդյունքները դիտարկված են Fe27-Fe32 հաշվարկներում:

Fe27-Fe29 հաշվարկների տվյալներից երևում է, որ կլանիչի $1 \times 5 \times 1.5$ մկմ³ չափերի դեպքում 1 կէՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանման հետևանքով գեներացվում է միլիվոլտերի հասնող ազդանշան: Կլանիչի $5 \times 5 \times 1.5$ մկմ³ չափերի համար (Fe30-Fe32) V_m արժեքը զգալիորեն փոքր է: Fe27-Fe32 հաշվարկների տվյալները ապացուցում են, որ 1 կէՎ էներգիայով ֆոտոնների գրանցման դեպքում հնարավոր է ապահովել 1%-ից ոչ պակաս էներգետիկ լուծաչափ: Կլանիչի $5 \times 5 \times 1.5$ մկմ³ չափերի համար ֆոտոնների էներգիայի 1%-ի տարբերությունը առաջացնում է 0.37 մկՎ լարումների տարբերություն, իսկ $1 \times 5 \times 1.5$ մկմ³ չափերի համար՝ 23.1 մկՎ:

9 Կ աշխատանքային ջերմաստիճան ունեցող W կլանիչով և CeB₆ կամ FeSb₂ տվիչով դետեկտորի զգայուն տարրի ΔT_m և V_m բնութագրերը բերված են Աղյուսակ 12-ում:

Աղյուսակ 12. CeB₆ և FeSb₂ տվիչով զգայուն տարրի ΔT_m և V_m բնութագրեր

E, էՎ	λ, նմ	ΔT_m , մՎ		V_m , մկՎ	
		CeB ₆	FeSb ₂	CeB ₆	FeSb ₂
1000	1.24	0.854	54.72	0.13	2298.2
100	12.4	2.11	20.47	0.316	859.7
10	124	1.1	5.9	0.165	247.8
1	1240	0.107	0.59	0.016	24.57

Ակնհայտ է, որ FeSb₂ տվիչով դետեկտորի զգայուն տարրի ΔT_m և V_m բնութագրերը բոլոր էներգիաների դեպքում ավելի բարձր են CeB₆ տվիչովի համեմատ: 10 էՎ և 1 էՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանման դեպքում տվիչի վրա գեներացվող լարման տարբերությունը FeSb₂-ի դեպքում կազմում է 223 մկՎ, իսկ CeB₆-ի դեպքում 0.15 մկՎ:

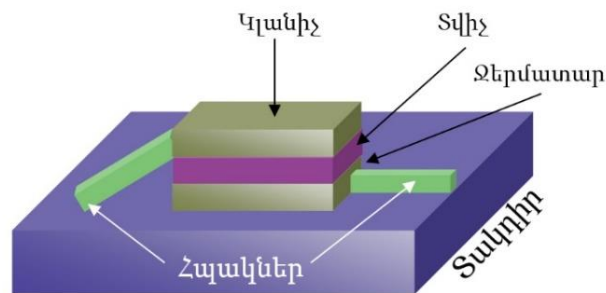
Այսպիսով հետազոտությունները ցույց տվեցին, որ FeSb₂-ը ունենալով մեծ Ջեյմսի գործակից ցածր ջերմաստիճաններում, կարող է կիրառվել որպես ՋՄՖԴ-ի տվիչ և ապահովել տասնյակ միլիվոլտերի լարում ու տերահերցերի հասնող հաշվարկի արագություն:

Գլուխ 4. ՋՄՖԴ-ի եռաշերտ զգայուն տարր

Այս գլխում ընդգրկված են W, Pb, Nb, YBCuO կլանիչների և CeB₆, (La, Ce)B₆ և FeSb₂ ջերմաէլեկտրական տվիչների վրա հիմնված եռաշերտ ջերմաէլեկտրական դետեկտորի զգայուն տարրի հատկությունների համակարգչային մոդելավորման եղանակով ուսումնասիրման արդյունքները: Հետազոտությունների արդյունքները ընդգրկված են սպագրությունների ցանկում ներկայացված 2-4, 7-9, 12, 13, 15, 22, 23 աշխատանքներում:

4.1. Եռաշերտ զգայուն տարրի կառուցվածքը և աշխատանքի սկզբունքը

ՋՄՖԴ-ի եռաշերտ զգայուն տարրը կազմված է դիէլեկտրիկ տակդիրի վրա փոշենաստեցված ջերմատարից, որի վրա փոշենաստեցված է ջերմաէլեկտրական տվիչ, որի վրա փոշենաստեցված է կլանիչը: ՋՄՖԴ-ի զգայուն տարրի սխեմատիկ պատկերը բերված է Նկար 40-ում:



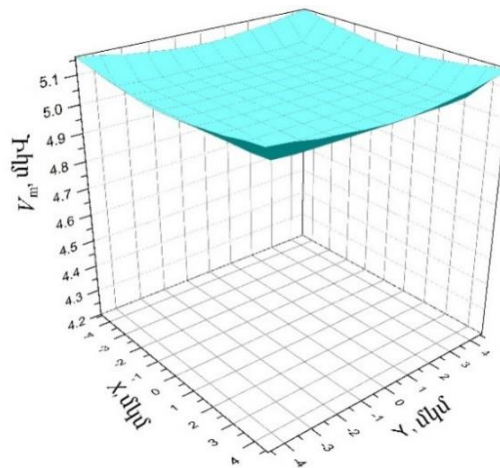
Նկար 40. ՋՄՖԴ եռաշերտ զգայուն տարր:

ՋՄՖԴ-ի եռաշերտ զգայուն տարրի աշխատանքի սկզբունքը չի տարբերվում միաշերտից: Ֆոտոնի կլանումից հետո կլանիչի ջերմաստիճանը բարձրանում է ջերմատարի համեմատ և ջերմաէլեկտրական շերտի վրա առաջանում է ջերմաստիճանների տարբերություն, գեներացվում է լարում: Չափելով այդ լարումը հնարավոր է գրանցել ֆոտոնը և հաշվարկել կլանված ֆոտոնի էներգիան: Կլանիչում և ջերմատարում ջերմաստիճանի հավասարվելուն զուգընթաց ազդանշանը փոքրանում է և, երբ հասնում է ֆոնային արժեքի, տվիչը վերադառնում է իր նախնական վիճակին ու պատրաստ է գրանցել հաջորդ ֆոտոնը: ՋՄՖԴ-ի եռաշերտ զգայուն տարրի աշխատանքը տարբերվում է միաշերտից նրանով, որ ֆոտոնի կլանման հետևանքով կլանիչում առաջացած ջերմությունը չի կարող անցնել

տակտիր չանցնելով տվիչի և ջերմատարի միջով: Ուստի հանվում է միաշերտ զգայուն տարրի դեպքում գործող $\tau_{sig} < \tau_K$ պահանջը:

Եռաշերտ կառուցվածքի համար ևս կլանիչի հաստությունը որոշվում է համաձայն Լամբերտ-Բերի օրենքի, ապահովելով տվյալ էներգիայով ֆոտոնի կլանումը 100% - ին մոտ հավանականությամբ: W կլանիչի հաստությունը ընտրվել է 1.5 մկմ, 0.5 մկմ, 0.1 մկմ համապատասխանաբար 1000 էՎ, 100 էՎ և 10 էՎ էներգիաներով ֆոտոնների կլանման դեպքում:

Ուսումնասիրվել են եռաշերտ կառուցվածով զգայուն տարրի կլանիչի տարբեր հատվածներում ֆոտոնների կլանման հետևանքով տեղի ունեցող ջերմափոխադրման պրոցեսները: Հետազոտությունները ցույց են տվել, որ տվիչի վրա առաջացող ջերմաստիճանների տարբերությունը և գեներացված էլեկտրական լարման առավելագույն արժեքը փոփոխվում է միայն կլանիչի եզրերին ֆոտոնի կլանման դեպքում (Նկար 41):



Նկար 41. V_m -ի կախվածությունը 100 էՎ էներգիայով ֆոտոնի 10×10 մկմ² մակերեսով W/CeB₆/W զգայուն տարրում կլանման տիրույթից:

Էկրանավորելով զգայուն տարրի եզրերը գրանցվող ֆոտոններից, կստանանք դետեկտոր, որի ազդանշանը կախված չի կլանիչում ֆոտոնի կլանման տիրույթից: Այսպիսով ՋՄՖԴ-ի զգայուն տարրի եռաշերտ կառուցվածքը լուծում է ֆոտոնի կլանման տիրույթից գեներացվող ազդանշանի կախվածության խնդիրը: Դա շատ կարևոր արդյունք է, որը հնարավորություն է ընձեռում հեշտորեն որոշել գրանցված ֆոտոնի էներգիան:

4.2. W/CeB₆/W և W/FeSb₂/W եռաշերտ զգայուն տարր

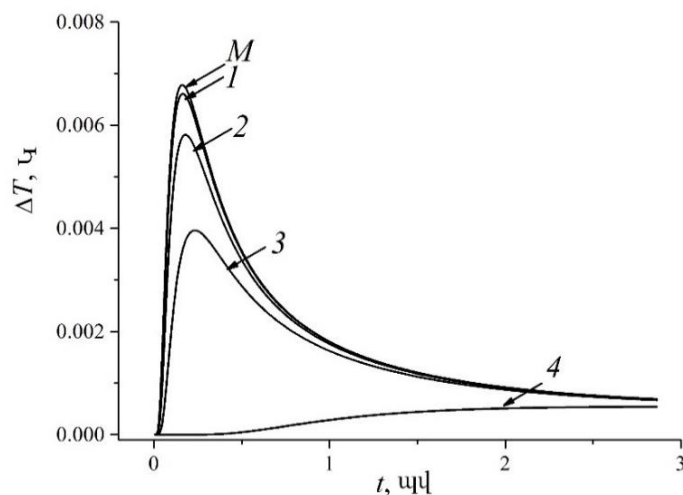
ՋՄՏԴ-ի W/CeB₆/W եռաշերտ զգայուն տարրում ֆոտոնի կլանման հետևանքով առաջացող ջերմային պրոցեսների համակարգչային մոդելավորման արդյունքները բերված են Աղյուսակ 13-ում:

Աղյուսակ 13. W/CeB₆/W զգայուն տարրի բնութագրերը

№	X, Y, Z ₁ , սկսմ	Z ₂ , սկսմ	Z ₃ , սկսմ	E, ԷՎ	ΔT _m , 10 ⁻⁴ Կ	t _m , սվ	V _m , սկՎ	t _b , սվ	R, ԳՀց
C1m	10, 10, 1.5	1	1	1000	67.8	0.162	1.017	>4000	<0.2
C2m	10, 10, 1.5	0.5	1	1000	67.8	0.162	1.017	>2500	<0.4
C3m	10, 10, 1.5	0.1	1	1000	67.5	0.156	1.013	420	2.4
C4m	10, 10, 1.5	0.05	1	1000	67.5	0.156	1.013	186.6	5.4
C5m	10, 10, 1.5	0.01	1	1000	56.4	0.156	0.846	4.8	208
C6m	10, 10, 1.5	0.01	2	1000	56.4	0.156	0.846	4.8	208
C7m	10, 10, 1.5	0.01	5	1000	56.4	0.156	0.846	4.8	208
C8m	10, 10, 1.5	0.01	1	1100	62	0.156	0.93	5.1	196
C9m	10, 10, 1.5	0.01	1	900	50.7	0.156	0.761	4.5	222
C10m	10, 10, 1.5	0.01	1	1010	56.9	0.156	0.854	4.8	208
C11m	20, 20, 1.5	0.01	1	1000	56.4	0.156	0.846	3.9	256
C12m	5, 5, 1.5	0.01	1	1000	56.4	0.156	0.846	8.7	114
C13m	10, 10, 0.5	0.05	1	100	368	0.012	5.52	21.9	45.7
C14m	10, 10, 0.5	0.05	1	110	405	0.012	6.072	25.5	39.2
C15m	10, 10, 0.5	0.05	1	90	331	0.012	4.968	18	55.5
C16m	10, 10, 0.5	0.01	1	100	337	0.012	5.057	3	333
C17m	10, 10, 0.5	0.01	2	100	337	0.012	5.057	3	333
C18m	10, 10, 0.5	0.01	5	100	337	0.012	5.057	3	333
C19m	10, 10, 0.1	0.01	1	10	1147	0.0015	17.2	1.32	758
C20m	10, 10, 0.1	0.01	1	11	1261	0.0015	18.9	1.44	694
C21m	10, 10, 0.1	0.01	1	9	1033	0.0015	15.5	1.2	833
C22m	10, 10, 0.1	0.01	1	7	803	0.0015	12.05	0.963	1038
C23m	10, 10, 0.1	0.01	1	4	459	0.0015	6.885	0.651	1536
C24m	10, 10, 0.1	0.01	1	1	115	0.0015	1.725	0.303	3300
C25m	10, 10, 0.1	0.01	1	1.1	126	0.0015	1.89	0.321	3115
C26m	10, 10, 0.1	0.01	1	0.9	103	0.0015	1.545	0.282	3546

Աղյուսակում բերված են հաշվարկի համարը (C-ն նշանակում է, որ հաշվարկը վերաբերվում է CeB_6 տվիչին, m-ը զգայուն տարրի եռաշերտության նշանն է), կլանիչի չափերը (X, Y, Z₁), ջերմաէլեկտրական շերտի հաստությունը (Z₂), ջերմատարի հաստությունը (Z₃), ֆոտոնի էներգիան (E), ֆոտոնի կլանման հետևանքով ջերմաէլեկտրական շերտի վրա առաջացող ջերմաստիճանների տարբերության առավելագույն արժեքը (ΔT_m), այդ առավելագույն արժեքին հասնելու ժամանակը (t_m), գեներացվող լարման առավելագույն արժեքը (V_m), ΔT -ի մինչև ֆոնային 10^{-4} Կ արժեք նվազելու ժամանակը (t), դրա հակադարձ մեծությունը՝ հաշվարկի արագությունը (R): Կլանիչի, ջերմաէլեկտրական շերտի և ջերմատարի մակերեսները նույն չափի են:

Արդեն նշվել էր, որ համակարգչային մոդելավորումը թույլ է տալիս ժամանակի ցանկացած պահին հաշվարկել դետեկտորի զգայուն տարրի ջերմաստիճանը ցանկացած կետում: Ուսումնասիրվել է կլանիչի կենտրոնում ֆոտոնի կլանման դեպքում տվիչի տարբեր կետերում ջերմաստիճանների տարբերության ժամանակային կախվածությունը (Նկար 42):



Նկար 42. ΔT -ի ժամանակային կախվածությունը տվիչի 5 տարբեր կետերում, հեռավորությունը կենտրոնից. M–0 մկմ, 1–0.2 մկմ, 2–0.5 մկմ, 3–1 մկմ, 4–5 մկմ (C1m հաշվարկ):

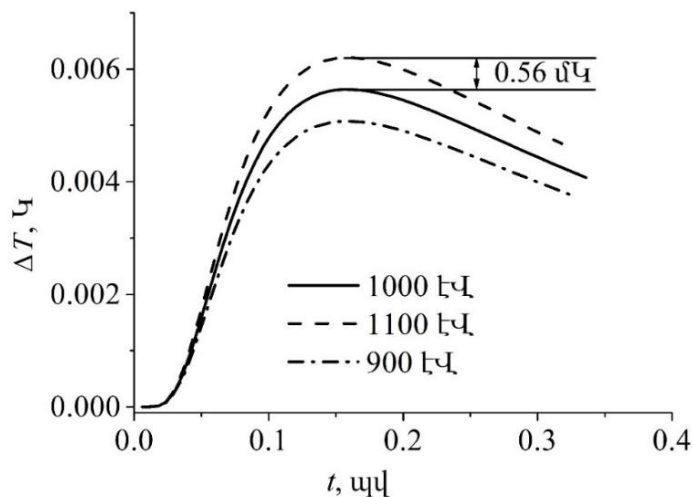
Գրաֆիկներից պարզ է դառնում, որ ջերմաստիճանների տարբերության առավելագույն արժեք գրանցվում է տվիչի կենտրոնում, անմիջապես ֆոտոնի կլանման տիրույթի տակ: Կլանիչի կենտրոնից հեռանալուն զուգընթաց ազդանշանը նվազում է և 5 մկմ հեռավորության վրա ΔT -ն մեկ կարգով փոքր է դառնում: Նմանատիպ պատկեր դիտվում է բոլոր հաշվարկների համար: Հաշվի առնելով փաստը, որ տվիչի վրա գեներացվող լարումը ուղիղ համեմատական է տվիչի սահմաններին առաջացած ջերմաստիճանների առավելագույն

տարբերությանը, հետագայում բոլոր հաշվարկների համար դիտարկվել են տվիչի կենտրոնում ΔT_m -ի արժեքները:

Ջերմաէլեկտրական շերտի հաստության նվազումը 1 մկմ-ից 0.01 մկմ հանգեցնում է հաշվարկի արագության կտրուկ աճի՝ հասնելով 208 ԳՀց արժեքի (C1m-C5m հաշվարկներ): Այսպիսով կարող ենք եզրակացնել, որ ջերմաէլեկտրական շերտի 0.01 մկմ հաստությունը ամենաարդյունավետն է և հետագա հաշվարկները կատարվել են ջերմաէլեկտրական շերտի այդ հաստության համար:

C5m-C7m հաշվարկներից, որոնք իրականացվել են ջերմատարի հաստության 1-5 մկմ արժեքների համար, պարզ է դառնում, որ ջերմատարի հաստության փոփոխությունը չի ազդի գեներացված լարման առավելագույն արժեքի և հաշվարկի արագության վրա:

Դետեկտորի զգայունությունը գնահատելու համար դիտարկենք 1 ± 0.1 կԷՎ էներգիաներով ֆոտոնների կլանումը (Նկար 43):



Նկար 43. W կլանիչով և CeB₆ տվիչով եռաշերտ զգայուն տարրի $\Delta T(t)$ կախվածությունը 1 ± 0.1 կԷՎ ֆոտոնների կլանման դեպքում (C4m, C8m և C9m հաշվարկներ):

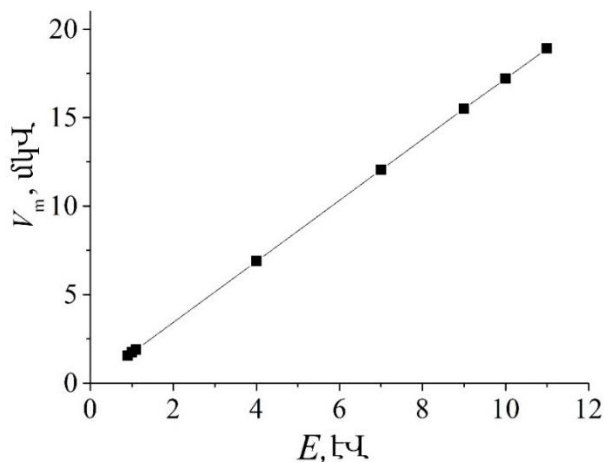
Գրաֆիկներից կարելի է տեսնել, որ էներգիայի 10%-ի տարբերությունը առաջացնում է ջերմաստիճանների տարբերության առավելագույն արժեքների 0.56 մԿ-ի տարբերություն, որին Ջեյքեյի գործակցի 150 մկՎ/Կ արժեքի դեպքում համապատասխանում է գեներացված լարման առավելագույն արժեքների 84 նՎ-ի տարբերություն, որից 10 անգամ փոքր մեծությունը հնարավոր է չափել և ապահովել 1%-ի զգայունություն:

Ուսումնասիրենք կլանիչի մակերեսի փոփոխության ազդեցությունը դետեկտորի բնութագրերի վրա: Դիտարկենք C7m, C11m և C12m հաշվարկները: Աղյուսակի տվյալներից

պարզ է դառնում, որ կլանիչի մակերեսի մեծացումը բերում է դետեկտորի հաշվարկի արագության աճին: Կլանիչի մակերեսը 4 անգամ մեծացնելիս դետեկտորի հաշվարկի արագությունը 114 ԳՀց-ից հասնում է 256 ԳՀց արժեքին: Հարկ է նշել, որ գեներացված լարման փոփոխություն չի գրանցվում:

C13m-C15m հաշվարկներում դիտարկվել են 100 էՎ և 100 ± 10 էՎ էներգիաներով ֆոտոնների 0.5 մկմ հաստությամբ վոլֆրամե կլանիչում կլանվելու դեպքերը: Առյուսակ 13-ից հետևում է, որ ֆոտոնի էներգիայի 10%-ի տարբերությունը առաջացնում է գեներացված լարման առավելագույն արժեքների 0.55 մկՎ-ի տարբերություն: Նանովոլտերի տարբերություն ունեցող ազդանշաններ չափելու հնարավորությունը թույլ կտա որոշել կլանված ֆոտոնի էներգիան 0.1 էՎ ճշտությամբ:

11 էՎ և ավելի փոքր էներգիաներով ֆոտոնների գրանցման համակարգչային մոդելավորումը իրականացվել է 0.1 մկմ հաստությամբ վոլֆրամե կլանիչների համար: Նկար 44-ում բերված է V_m -ի կախվածությունը ֆոտոնի էներգիայից ըստ C19m-C26m հաշվարկների:



Նկար 44. W կլանիչով և CeB_6 տվիչով եռաշերտ զգայուն տարրի V_m -ի կախվածությունը ֆոտոնի էներգիայից (C19m-C26m հաշվարկներ):

Դիտարկվում է ֆոտոնի էներգիայից V_m -ի գծային կախվածություն, ինչը հնարավորություն է ընձեռում փորձի ժամանակ չափելով գեներացված լարման առավելագույն արժեքը միարժեքորեն որոշել կլանված ֆոտոնի էներգիան:

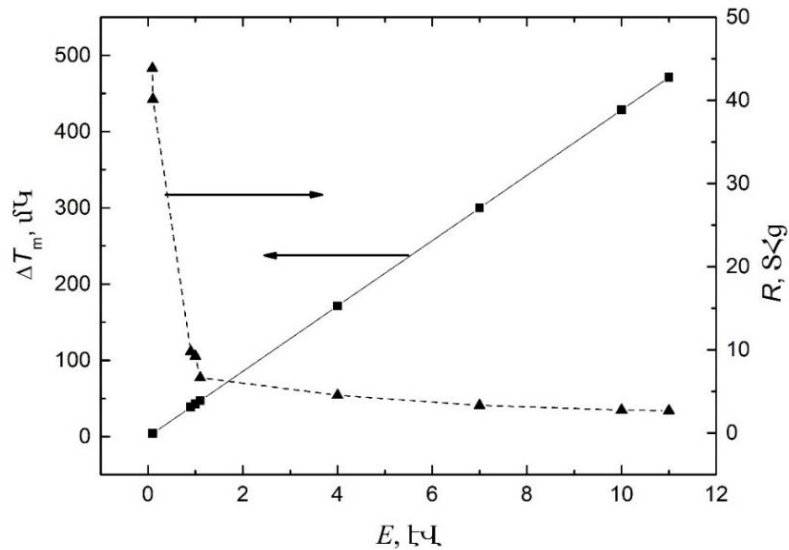
Այսպիսով կարող ենք եզրակացնել, որ դետեկտորի W/CeB₆/W եռաշերտ տարրը կարող է գրանցել 1 էՎ-ից 1 կէՎ էներգիայով ֆոտոններ ապահովելով առնվազն 1%-ի զգայունություն և տասնյակ գիգահերցերից տերահերցեր հասնող հաշվարկի արագություն:

10×10 մկմ² մակերեսով W/FeSb₂/W զգայուն տարրում ֆոտոնների կլանման հետևանքով առաջացող ջերմային պրոցեսների համակարգչային մոդելավորման արդյունքները բերված են Աղյուսակ 14-ում:

Աղյուսակ 14. W/FeSb₂/W զգայուն տարրի բնութագրերը

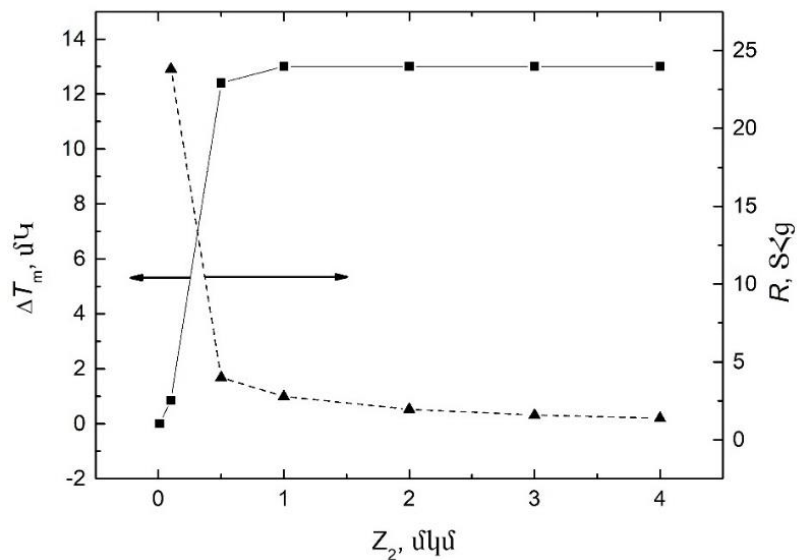
№	Z ₁ , մկմ	Z ₂ , մկմ	Z ₃ , մկմ	E, էՎ	ΔT _m , 10 ⁻⁴ Կ	ε _m , պվ	V _m , մկՎ	z _b , պվ	R, ԳՀց
FeSb1	0.1	1	1	11	1122	0.0015	4712	0.37	2703
FeSb2	0.1	1	1	10	1020	0.0015	4284	0.36	2778
FeSb3	0.1	1	1	7	714	0.0015	2999	0.3	3333
FeSb4	0.1	1	1	4	408	0.0015	1714	0.22	4545
FeSb5	0.1	1	1	1.1	112	0.0015	470	0.15	6667
FeSb6	0.1	1	1	1	102	0.0015	428	0.108	9259
FeSb7	0.1	1	1	0.9	92	0.0015	386	0.102	9804
FeSb8	0.1	1	1	0.1	10.2	0.0015	42.8	0.0249	40160
FeSb9	0.1	1	1	0.09	9.18	0.0015	38.6	0.0228	43860
FeSb10	0.5	1	1	100	130	0.009	546	0.36	2778
FeSb11	0.5	0.5	1	100	124	0.009	521	0.25	4000
FeSb12	0.5	0.1	1	100	8.49	0.006	35.7	0.042	23810
FeSb13	0.5	0.01	1	100	0.09	0.0045	0.4	-	-
FeSb14	0.5	2	1	100	130	0.009	546	0.51	1960
FeSb15	0.5	3	1	100	130	0.009	546	0.63	1587
FeSb16	0.5	4	1	100	130	0.009	546	0.72	1389

Նկար 45-ում բերված է ΔT_m և R բնութագրերի կախվածությունը կլանված ֆոտոնի էներգիայից, դիտարկված են 0.09-11 էՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանումը (FeSb1-FeSb9): Ինչպես երևում է Նկար 45-ից տվիչի վրա առաջացող ջերմաստիճանների կախվածությունը կլանված ֆոտոնի էներգիայից գծային է: Արդեն նշվել է, որ դա շատ կարևոր արդյունք է, քանի որ չափելով գեներացված լարումը հնարավոր է միարժեքորեն որոշել ֆոտոնի էներգիան: R(E) գրաֆիկից պարզ է դառնում, որ կլանված ֆոտոնի էներգիայի նվազման արդյունքում հաշվարկի արագությունը աճում է և 0.09 էՎ էներգիայով ֆոտոնի կլանման դեպքում հասնում է 43.86 ՏՀց-ի:



Նկար 45. W/FeSb₂/W եռաշերտ զգայուն տարրում ΔT_m և R բնութագրերի կախվածությունը կլանված ֆոտոնի էներգիայից:

Ջերմաէլեկտրական տվիչի վրա առաջացող ջերմաստիճանների տարբերության և հաշվարկի արագության կախվածությունը FeSb₂ տվիչի հաստությունից 100 էՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանման դեպքում բերված է Նկար 46-ում: Ինչպես երևում է գրաֆիկներից Z₂-ի նվազմանը զուգընթաց հաշվարկի արագությունը աճում է հասնելով 23.8 ՏՀց-ի, սակայն ΔT_m -ը նվազում է և 0.01 մկմ FeSb₂ տվիչի հաստության դեպքում չի գերազանցում ֆոնային 10⁻⁴ Կ շեմը:



Նկար 46. W/FeSb₂/W եռաշերտ զգայուն տարրում ΔT_m և R բնութագրերի կախվածությունը FeSb₂ տվիչի հաստությունից 100 էՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանման դեպքում:

Աղյուսակ 15-ում բերված են $W/CeB_6/W$ և $W/FeSb_2/W$ զգայուն տարրերում 1-1000 էՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանման հետևանքով առաջացող ջերմային պրոցեսների համակարգչային մոդելավորման արդյունքները: Աղյուսակում բերված տվյալների համեմատությունից պարզ է դառնում, որ $FeSb_2$ տվիչի վրա հիմնված դետեկտորի դեպքում գեներացվող լարումը և հաշվարկի արագությունը գերազանցում են CeB_6 -ի վրա հիմնված դետեկտորի բնութագրերը:

Աղյուսակ 15. CeB_6 և $FeSb_2$ տվիչներով դետեկտորների հաշվարկված բնութագրերը

E , էՎ	λ , նմ	ΔT_m , մԿ		V_m , մկՎ		R , ԳՀգ	
		CeB_6	$FeSb_2$	CeB_6	$FeSb_2$	CeB_6	$FeSb_2$
1000	1.24	5.64	51.6	0.846	2167	208	1075
100	12.4	33.71	13	5.056	546	337	2778
10	124	114.7	102	17.2	4284	758	4545
1	1240	11.5	10.2	1.725	428	3300	9259

4.3. $W/(La, Ce)B_6/W$ եռաշերտ զգայուն տարր

Այս ենթազվիտում բերված են $W/(La, Ce)B_6/W$ եռաշերտ զգայուն տարրով ՋՄՖԴ-ի 0.5 Կ ջերմաստիճանում աշխատանքի համակարգչային մոդելավորման արդյունքները:

100 էՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանման համար դիտարկվել է 10×10 մկմ մակերեսով և 0.5 մկմ հաստությամբ կլանիչ: Աղյուսակ 16-ում բերված են ՋՄՖԴ-ի $W/(La, Ce)B_6/W$ եռաշերտ զգայուն տարրով 100 էՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանիչի կենտրոնում 0.2 մկմ խորության վրա կլանման հետևանքով առաջացող ջերմային պրոցեսների հետազոտման արդյունքները:

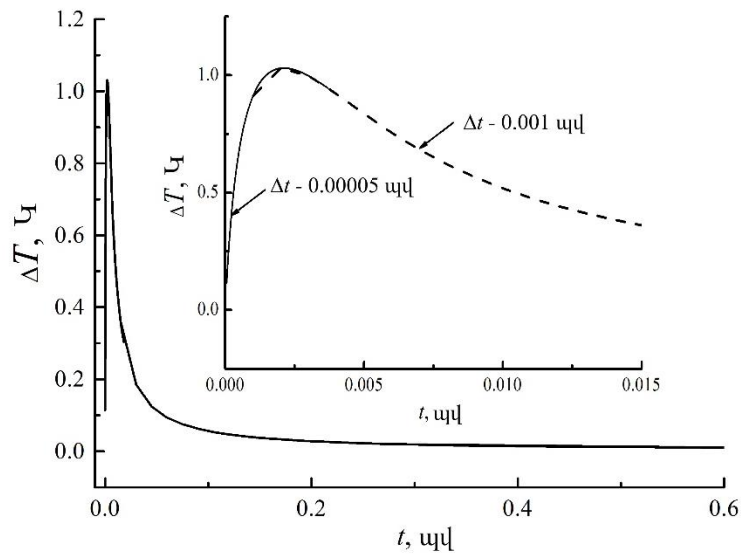
Աղյուսակում բացի արդեն օգտագործված նշանակումներից բերված են z ուղղությամբ հաշվարկի քայլը (Δz) և հաշվարկի ժամանակային քայլը (Δt):

Աղյուսակ 16. W/(La, Ce)B₆/W էռաշերտ զգայուն տարրի բնութագրերը

№	Z ₂ , մկմ	Δz, մկմ	Δt, Պվ	Z ₃ , մկմ	E, էՎ	ΔT _m , Կ	t _m , սվ	V _m , մկՎ	t _b , սվ	R, ԳՀց
1m	1	0.1	0.3	1	100	>0.0189	<0.3	>1.6	1860	0.54
1am	1	0.1	0.015	1	100	>0.3609	<0.015	>30.68		
1bm	1	0.1	0.001	1	100	1.0296	0.002	87.516		
1cm	1	0.1	0.00005	1	100	1.0302	0.0021	87.567		
1dm	1	0.001	0.00005	1	100	0.6908	0.0015	58.718		
2m	0.5	0.1	0.3	1	100	>0.0189	<0.3	>1.6	862.2	3.16
2am	0.5	0.1	0.015	1	100	>0.3609	<0.015	>30.68		
2bm	0.5	0.1	0.001	1	100	1.0296	0.002	87.516		
2cm	0.5	0.001	0.00005	1	100	0.6908	0.0015	58.718		
3m	0.1	0.01	0.3	1	100	>0.0163	<0.3	>1.38	18.9	52,9
3am	0.1	0.01	0.001	1	100	1.0211	0.002	86.794		
3bm	0.1	0.01	0.00005	1	100	1.0214	0.002	86.819		
3cm	0.1	0.001	0.00005	1	100	0.6908	0.0015	58.718		
4m	0.01	0.001	0.3	1	100	>0.0189	<0.3	>1.6	0.6	1666
4am	0.01	0.001	0.015	1	100	>0.3609	<0.015	>30.68	0.465	2150
4bm	0.01	0.001	0.001	1	100	0.6818	0.002	57.953	0.472	2119
4cm	0.01	0.001	0.00005	1	100	0.6908	0.0015	58.718		
5m ¹⁾	0.01	0.001	0.001	1	100	0.6711	0.002	57.044	0.478	2092
6m	0.01	0.0005	0.001	1	100				0.519	1927
6am	0.01	0.0005	0.00005	1	100	0.4770	0.0014			
7m	0.01	0.0001	0.001	1	100					
7am	0.01	0.0001	0.00005	1	100	0.4770	0.0014			
8m	0.01	0.001	0.001	1.5	100	0.6818	0.002	57.953	0.54	1852
9m	0.01	0.001	0.001	2	100	0.6818	0.002	57.953	0.57	1754
10m	0.01	0.001	0.001	5	100	0.6818	0.002	57.953	0.75	1333
11m	0.01	0.001	0.001	5	110	0.7499	0.002	63.742	0.78	1282
12m	0.01	0.001	0.001	5	90	0.6136	0.002	52.156	0.72	1388
13m	0.05	0.005	0.001	1	100	0.9969	0.002	84.737	4.5	222
14m	0.05	0.005	0.001	1	110	1.0965	0.002	93.203	4.8	208
15m	0.05	0.005	0.001	1	90	0.8972	0.002	76.262	4.5	222
16m	0.01	0.001	0.001	1	99	0.6750	0.002	57.375	0.465	2150
17m	0.01	0.001	0.001	1	101	0.6886	0.002	58.531	0.474	2110

Ուսումնասիրվել է ֆոտոնի կլանման հետևանքով ջերմակլեկտրական տվիչի վրա առաջացող ջերմաստիճանների տարբերության առավելագույն արժեքի կախվածությունը

մողելավորման ընթացքում կիրառված ժամանակային քայլից: Դիտարկենք 1m-1cm հաշվարկները, որոնք իրականացվել են Δt -ի հետևյալ արժեքների համար՝ 1m-0.3 սվ, 1am-0.015 սվ, 1bm-0.001 սվ և 1cm-0.00005 սվ: Բնչպես երևում է աղյուսակի տվյալներից ժամանակային քայլից կախված ΔT -ի արժեքը շոշափելի փոխվում է միայն Δt -ի մեծ արժեքների համար: Նկար 47-ից երևում է, որ 1bm և 1cm հաշվարկների դեպքում ΔT -ի արժեքը կախված Δt քայլից փոքր ինչ տարբերվում է միայն մինչև ΔT -ի առավելագույն արժեքին հասնելը, որից հետո կորերը համընկնում են:



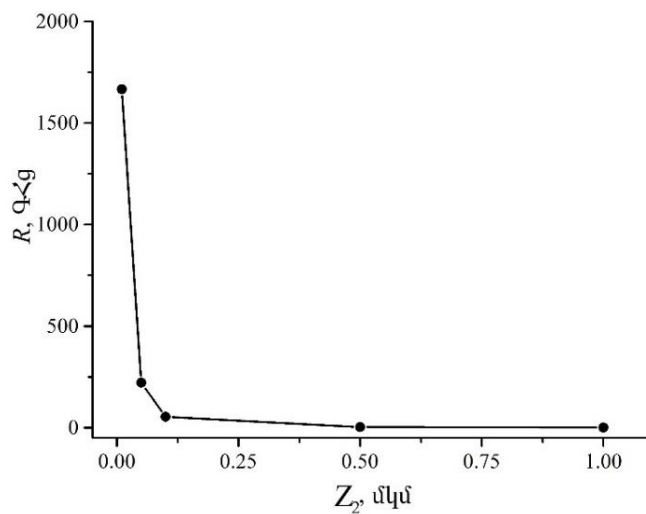
Նկար 47. $W/(La, Ce)B_6/W$ եռաշերտ զգայուն տարրի ΔT -ի ժամանակային կախվածությունը հաշվարկի տարբեր ժամանակային քայլերի դեպքում:

Ուսումնասիրելով Աղյուսակ 16-ի տվյալները նկատում ենք, որ 1bm-1cm հաշվարկների համար ΔT_m , V_m , t_m բնութագրերի տարբերությունը չնչին է: Նմանատիպ օրինաչափություն դիտվում է նաև մյուս հաշվարկներում, որոնք իրականացվել են ջերմաէլեկտրական շերտի տարբեր հաստությունների համար: Այսպիսով կարող ենք եզրակացնել, որ մողելավորման ընթացքում ժամանակային քայլի փոքրացումը 0.001 սվ-ից պրակտիկորեն չի ազդում արդյունքների վրա:

Զգայուն տարրի բնութագրերի կախվածությունը Δz քայլի արժեքից հասկանալու համար դիտարկենք 4m, 6m և 7m հաշվարկները: 4cm ($\Delta z=0.001$ մկմ) և 6am ($\Delta z=0.0005$ մկմ) հաշվարկներից երևում է, որ Δz քայլի նվազումը 2 անգամ հանգեցնում է ΔT_m -ի նվազման 0.6908 Կ-ից 0.4770 Կ (փոփոխվում է 31%-ով): Δz -ի հետագա փոքրացումը 5 անգամ (7am հաշվարկ) ΔT_m -ի արժեքի վրա որևէ ազդեցություն չի թողնում: Այսպիսով կարող ենք

եզրակացնել, որ $\Delta z=0.001$ մկմ հաշվարկի քայլը ոչ մեծ սխալ է առաջացնում, իսկ $\Delta z=0.0005$ մկմ քայլի կիրառումը չի հանգեցնի սխալի:

Ջերմաէլեկտրական տվիչի հաստությունից դետեկտորի բնութագրերի կախվածությունը ուսումնասիրելու համար կատարվել են 1m-7am հաշվարկները, որոնցում տվիչի հաստությունը փոփոխվել է 1 մկմ-ից 0.01 մկմ: Առյուսակի տվյալներից պարզ է դառնում, որ ΔT_m , V_m բնութագրերի փոփոխությունը չնչին է, սակայն հաշվարկի արագությունը զգալիորեն աճում է: Նկար 48-ից երևում է, որ հաշվարկի արագության կտրուկ աճ է գրանցվում, երբ ջերմաէլեկտրական շերտի հաստությունը փոփոխվում է 0.1-0.01 մկմ տիրույթում:



Նկար 48. $W/(La, Ce)B_6/W$ եռաշերտ զգայուն տարրի հաշվարկի արագության կախվածությունը ջերմաէլեկտրական տվիչի հաստությունից:

Ուսումնասիրվել է նաև ՋՄՖԴ-ի բնութագրերի կախվածությունը ջերմաստարի հաստությունից: 4bm, 8m-10m հաշվարկների արդյունքներից երևում է, որ ջերմաստարի հաստության փոփոխությունը 1-5 մկմ տիրույթում ազդեցություն չի թողնում տվիչին առաջացող ջերմաստիճանների տարբերության առավելագույն արժեքի վրա, սակայն մինչև ֆոնային արժեք ազդանշանի նվազելու ժամանակը մեծանում է և հետևաբար հաշվարկի արագությունը նվազում է մոտ երկու անգամ՝ մնալով տերահերցի մակարդակի:

Դետեկտորի էներգետիկ լուծաչափը գնահատելու համար դիտարկենք 10m-12m, 13m-15m, 16m և 17m հաշվարկները: 10m-12m, 16m և 17m հաշվարկները իրականացվել են 10 նմ հաստությամբ ջերմաէլեկտրական շերտի և 5 մկմ հաստությամբ ջերմաստարի համար, որի դեպքում ֆոտոնի 100 էՎ էներգիայի ավելացումը 10 էՎ-ով հանգեցնում է լարման

առավելագույն արժեքի աճին 5.8 մկՎ-ով և հաշվարկի արագության նվազման 50 ԳՀց-ով : Համեմատելով 10m, 16m և 17m հաշվարկները կտեսնենք, որ ֆոտոնի էներգիայի 1 էՎ տարբերությանը համապատասխանում է գեներացված լարման առավելագույն արժեքի 57.8 նՎ-ի տարբերությանը: 13m-15m հաշվարկները իրականացվել են 50 նմ հաստությամբ ջերմաէլեկտրական շերտի և 5 մկմ հաստությամբ ջերմատարի համար: Այս պարագայում ֆոտոնի էներգիայի ավելացումը 10 էՎ-ով հանգեցնում է V_m -ի աճին 8.5 մկՎ-ով և հաշվարկի արագության նվազման 14 ԳՀց-ով: Համեմատելով վերոնշյալ հաշվարկները գալիս ենք եզրակացության, որ $W/(La, Ce)B_6/W$ եռաշերտ զգայուն տարրով ՋՄՖԴ-ն կարող է ապահովել 1% էներգետիկ լուծաչափ 100 էՎ էներգիայով ֆոտոնների գրանցման դեպքում: 10 նմ հաստությամբ ջերմաէլեկտրական շերտով և 5 մկմ հաստությամբ ջերմատարով զգայուն տարրով դետեկտորները կարելի է կիրառել մեծ հաշվարկի արագություն պահանջող խնդիրների լուծման համար, իսկ 50 նմ հաստությամբ ջերմաէլեկտրական շերտով և 5 մկմ հաստությամբ ջերմատարով դետեկտորները կարելի է կիրառել ազդանշանի մեծ արժեքներ պահանջող խնդիրներում:

Աղյուսակ 17-ում բերված են 0.1 մկմ հաստությամբ կլանիչով, 0.01 մկմ հաստությամբ ջերմաէլեկտրական տվիչով և 1 մկմ հաստությամբ ջերմատարով եռաշերտ $W/(La, Ce)B_6/W$ զգայուն տարրում 0.9-11 էՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանումից հետո առաջացող ջերմային պրոցեսների համակարգչային մոդելավորման արդյունքները:

Աղյուսակ 17. $W/(La, Ce)B_6/W$ զգայուն տարրի բնութագրերը 0.9-11 էՎ էներգիայով ֆոտոնների գրանցման դեպքում

N°	E, էՎ	ΔT_m , Կ	t_m , սվ	V_m , մկՎ	t_b , սվ	R, ԳՀց
30m	11	1.0384	0.0004	88.264	13.55	74
31m	10	0.9440	0.0004	80.24	13.12	76
32m	9	0.8494	0.0004	72.2	12.61	79
33m	7	0.6608	0.0004	56.168	11.44	87
34m	4	0.3776	0.0004	32.1	8.82	113
35m	1.1	0.1038	0.0004	8.823	1.82	549
36m	1	0.0944	0.0004	8.024	1.31	763
37m	0.9	0.0849	0.0004	7.22	1.091	917

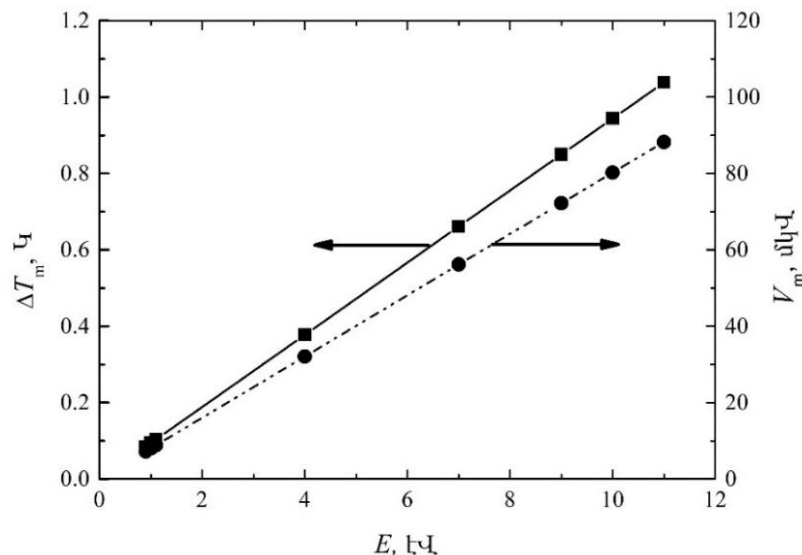
Աղյուսակի տվյալները երևում է, որ չնայած կլանված ֆոտոնի էներգիայի փոքրացմանը գեներացված լարումը աճում է նախորդ հաշվարկների համեմատ: Դա պայմանավորված է

կլանիչի ավելի փոքր հաստությամբ: Արդեն նշվել է, որ 10 էՎ էներգիայով ֆոտոնների 1-ին մոտ հավանականությամբ կլանվելու համար բավական է վոլֆրամե կլանիչի 0.1 մկմ հաստությունը:

30m-32m հաշվարկները ցույց են տալիս, որ ֆոտոնների 10 ± 1 էՎ էներգիայի տարբերությունը ջերմաէլեկտրական տվիչի վրա առաջացնում է 80.24 ± 8.024 մկՎ լարում: Կարող ենք ասել, որ ՋՄՖԴ-ի $W/(La, Ce)B_6/W$ եռաշերտ զգայուն տարրը 10 էՎ էներգիայով ֆոտոններ գրանցելիս կապահովի 0.01 էՎ զգայունություն:

Գնահատենք դետեկտորի զգայունությունը 1 էՎ էներգիայով ֆոտոնների գրանցման դեպքում: Աղյուսակ 17-ում բերված 35m-37m հաշվարկների տվյալներից պարզ է դառնում, որ էներգիայի 10%-ի տարբերությունը առաջացնում է լարման 8.024 ± 0.8 մկՎ տարբերություն: Այսպիսով 1 էՎ էներգիայով ֆոտոններ գրանցելիս 1% լուծաչափ ապահովվելու համար անհրաժեշտ է գրանցել մոտ 80 նՎ լարումների տարբերություն:

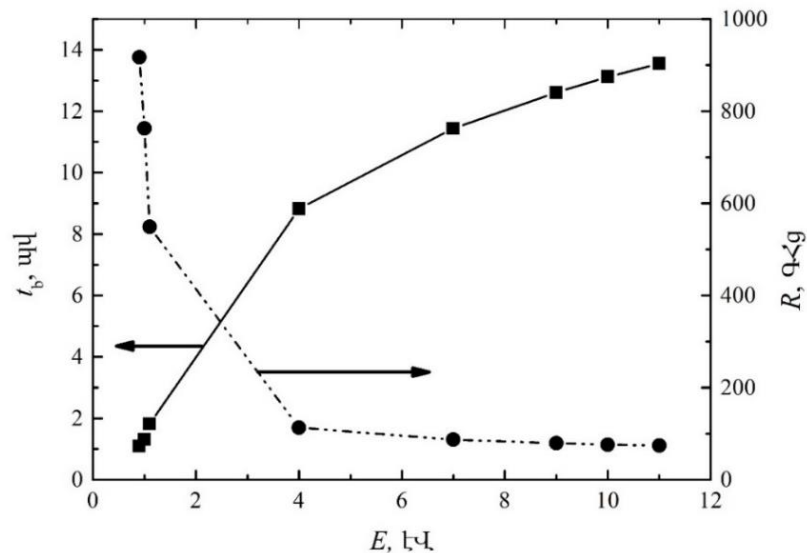
30m-37m հաշվարկները ցույց են տալիս, որ ΔT_m և V_m բնութագրերը գծային են կախված ֆոտոնի էներգիայից (Նկար 49): Սա կարևոր է, քանի որ $W/(La, Ce)B_6/W$ եռաշերտ զգայուն տարրի կիրառման դեպքում ևս, ինչպես $W/CeB_6/W$ և $W/FeSb_2/W$ զգայուն տարրերի դեպքում, չափելով տվիչի վրա գեներացված լարումը հնարավոր է միարժեքորեն որոշել ֆոտոնի էներգիան:



Նկար 49. $W/(La, Ce)B_6/W$ զգայուն տարրի ΔT_m և V_m բնութագրերի կախվածությունը կլանված ֆոտոնի էներգիայից:

Աղյուսակ 17-ի տվյալներից երևում է, որ տվիչի վրա ջերմաստիճանների առավելագույն տարբերության հասնելու ժամանակը (t_m) նույնն է բոլոր հաշվարկների դեպքում և կախված չէ

կլանված ֆոտոնի էներգիայից: Ի տարբերություն t_m -ի t_b -ն և հետևաբար R -ը կախված են կլանված ֆոտոնի էներգիայից (Նկար 50): $t_b(E)$ կախվածությունը կարելի է ներկայացնել $t_b = 3.3199 + 5.5294E - 0.8615E^2 + 0.0673E^3 - 0.002E^4$ բազմանդամի միջոցով: $R(E)$ կախվածությունը մոտարկվում է $R = 74E/(-0.9 + E)$ հիպերբոլի միջոցով:



Նկար 50. W/(La, Ce)B₆/W զգայուն տարրի ազդանշանի մինչև ֆոնային արժեք նվազելու ժամանակի և հաշվարկի արագության կախվածությունը ֆոտոնի էներգիայից:

Նկար 50-ից երևում է, որ հաշվարկի արագությունը ավելի մեծ է փոքր էներգիայով ֆոտոնների դեպքում: Այս արդյունքը տրամաբանական է, քանի որ ինչքան մեծ է ֆոտոնի էներգիան, այնքան մեծ քանակի ջերմություն կանջատվի կլանիչում և մինչև ֆոնային արժեք նվազելու համար կպահանջվի ավելի շատ ժամանակ:

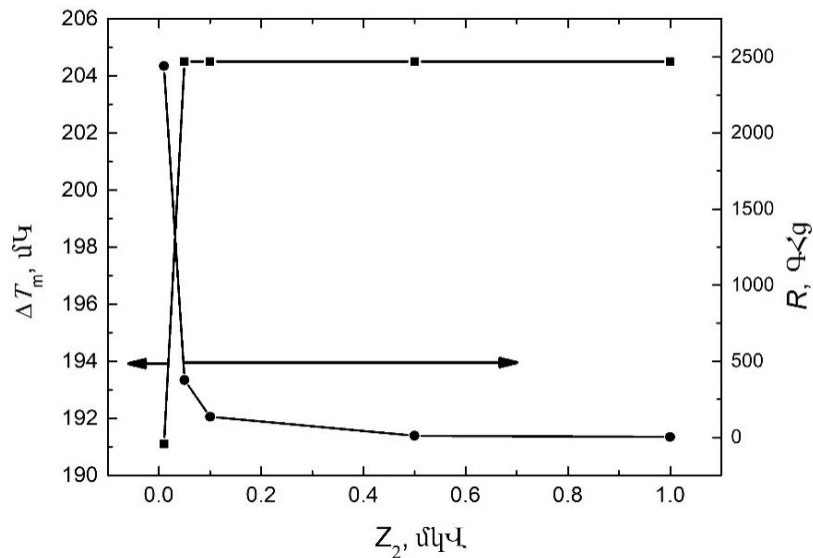
X կողմով քառակուսի կլանիչում մակերեսին 0.4 մկմ խորության վրա 1 կէՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանման հետևանքով առաջացող ջերմային պրոցեսների համակարգչային մոդելավորման արդյունքները բերված են Աղյուսակ 18-ում:

Աղյուսակում բերված են հաշվարկի համարը, կլանիչի չափերը (X, Z), ջերմաէլեկտրական տվիչի հաստությունը (Z_2), ջերմատարի հաստությունը (Z_3), կլանված ֆոտոնի էներգիան (E), ջերմաէլեկտրական տվիչի վրա առաջացած ջերմաստիճանների տարբերության առավելագույն արժեքը (ΔT_m), այդ արժեքին հասնելու ժամանակը (t_m), գեներացված առավելագույն լարումը (V_m), մինչև ֆոնային 10^4 Կ արժեք նվազելու ժամանակը (t_b) և դրա հակադարձ մեծությունը՝ հաշվարկի արագությունը (R):

Աղյուսակ 18. W/(La, Ce)B₆/W զգայուն տարրի բնութագրերը 1 կէՎ էներգիայով ֆոտոնների գրանցման դեպքում

№	X,Z, մկմ	Z ₂ , մկմ	Z ₃ , մկմ	E, կէՎ	ΔT _m , մԿ	t _m , սվ	V _m , մկՎ	t _b , սվ	R, ԳՀց
38m	10,1.5	1	1	1	204.5	0.0204	17.38	350	2.8
39m	10,1.5	0.5	1	1	204.5	0.0204	17.38	95.7	10.4
40m	10,1.5	0.1	1	1	204.5	0.0204	17.38	7.39	135
41m	10,1.5	0.05	1	1	204.5	0.0204	17.38	2.66	376
42m	10,1.5	0.01	1	1	191.1	0.0172	16.24	0.41	2439
43m	10,1.5	0.01	2	1	191.1	0.0166	16.24	0.85	1177
44m	10,1.5	0.01	5	1	191.1	0.0168	16.24	1.61	621
45m	10,1.5	0.01	1	1.1	210.3	0.0172	17.86	0.41	2439
46m	10,1.5	0.01	1	0.9	172.0	0.0168	14.62	0.41	2439
47m	10,1.5	0.01	1	1.01	193.0	0.0167	16.41	0.41	2439
48m	5,1.5	0.01	1	1	191.1	0.0172	16.24	0.73	1370
49m	15,1.5	0.01	1	1	191.1	0.0172	16.24	0.39	2500
50m	20,1.5	0.01	1	1	191.1	0.0172	16.24	0.4	2500
51m	25,1.5	0.01	1	1	191.1	0.0172	16.24	0.4	2500
52m	30,1.5	0.01	1	1	191.1	0.0172	16.24	0.4	2500
53m	35,1.5	0.01	1	1	191.1	0.0172	16.24	0.4	2500
54m	40,1.5	0.01	1	1	191.1	0.0172	16.24	0.4	2500

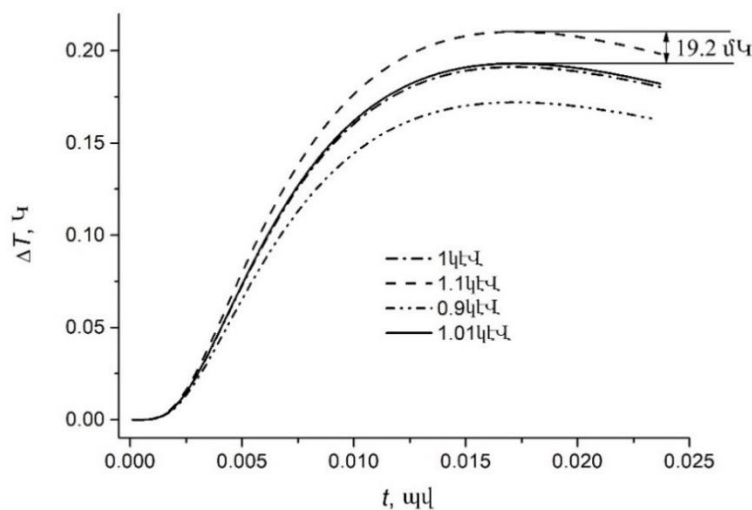
Ուսումնասիրենք ջերմաէլեկտրական տվիչի վրա առաջացող ջերմաստիճանների տարբերության և հաշվարկի արագության կախվածությունը տվիչի հաստությունից: 38m-42m հաշվարկներում ջերմաէլեկտրական տվիչի հաստությունը փոփոխվում է 1-0.01 մկմ տիրույթում: Աղյուսակի տվյալներից և Նկար 51-ից պարզ է դառնում, որ տվիչի հաստության փոփոխությունը 1-0.05 մկմ տիրույթում որևէ ազդեցություն չի թողնում առաջացող ջերմաստիճանների տարբերության վրա, սակայն 0.05-0.01 մկմ տիրույթում փոփոխության հետևանքով ΔT_m-ը փոքր ինչ նվազում է, իսկ հաշվարկի արագությունը աճում է հասնելով 2439 ԳՀց-ի: Այդ իսկ պատճառով հետագա հաշվարկների մեջ կիրառվել է ջերմաէլեկտրական տվիչի 0.01 մկմ հաստությունը:



Նկար 51. W/(La, Ce)B₆/W զգայուն տարրի ΔT_m և R բնութագրերի կախվածությունը ջերմաէլեկտրական սվիչի հաստությունից:

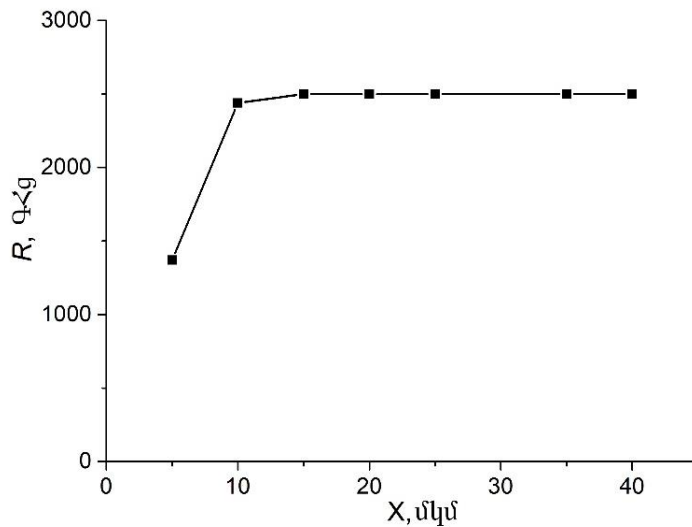
Առյուսակ 18-ի 42m-44m հաշվարկները երևում է, որ ջերմատարի հաստության փոփոխությունը 1 մկմ-ից 5 մկմ որևէ ազդեցություն գեներացվող լարման վրա չի թողնում, սակայն հաշվարկի արագությունը նվազում է հասնելով 621 ՔՀց-ի, այդ իսկ պատճառով ջերմատարի հաստության համար նախընտրելի է 1 մկմ հաստությունը:

Դետեկտորի էներգետիկ լուծաչափը գնահատելու համար դիտարկենք 42m, 45m-47m հաշվարկները (Նկար 52): V_m -ի արժեքը տարբերվում են 1.62 մկմ-ով, երբ ֆոտոնների էներգիաների տարբերությունը կազմում է 10% և 0.16 մկմ-ով էներգիաների տարբերության 1%-ի պարագայում: Կարող ենք պնդել, որ 1 կէՎ էներգիայով ֆոտոնների գրանցման դեպքում ևս դետեկտորը կարող է ապահովել առնվազն 1% էներգետիկ լուծաչափ:



Նկար 52. W/(La, Ce)B₆/W զգայուն տարրի $\Delta T(t)$ կախվածությունը 1, 1.1, 0.9 և 1.01 կէՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանման դեպքում:

Նկար 53-ում բերված է հաշվարկի արագության կախվածությունը կլանիչի չափից (42m, 48m-54m հաշվարկները):



Նկար 53. W/(La, Ce)B₆/W զգայուն տարրի հաշվարկի արագության կախվածությունը կլանիչի կողմի X արժեքից:

Կլանիչի X-ի աճը 5 մկմ-ից 15 մկմ հանգեցնում է հաշվարկի արագության աճին 1370 ԳՀգ-ից 2500 ԳՀգ-ի, սակայն, X-ի հետագա աճը մինչև 40 մկմ, հաշվարկի արագության վրա որևէ ազդեցություն չի թողնում: Վերոնշյալ բոլոր հաշվարկների դեպքում ΔT_m և t_m բնութագրերը չեն փոփոխվում:

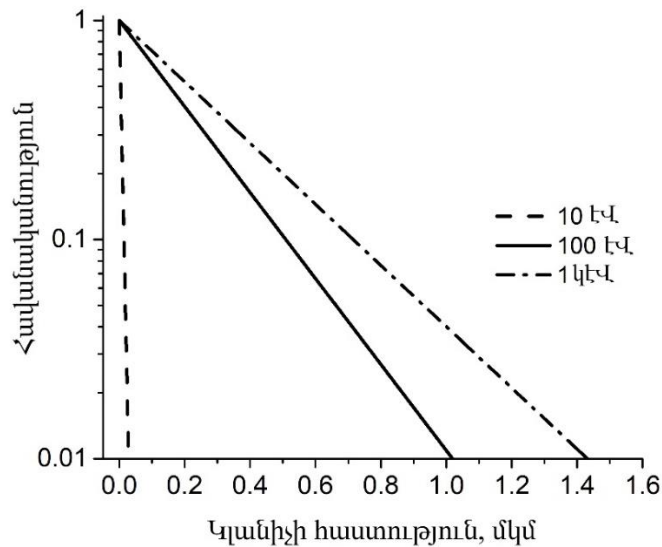
4.4. Գերհաղորդիչ կլանիչներով միաֆոտոն դետեկտորներ

Այս ենթազվիում նկարագրված են գերհաղորդիչ Nb, Pb և YBCO կլանիչներով ՋՄՖԴ-ների աշխատանքի համակարգչային մոդելավորման արդյունքները: Որպես տվիչի նյութ դիտարկվել են (La, Ce)B₆ և CeB₆ հեքսաբորիդները:

Նախորդ ենթազվիումներում ցույց է տրվել, որ հաշվարկի արագությունն աճում է ջերմաէլեկտրական թաղանթի հաստության փոքրացման դեպքում և կտրուկ է աճում, երբ ջերմաէլեկտրական թաղանթի հաստությունը դառնում է 0.1 մկմ-ից փոքր: Սակայն, փոքրացնելով ջերմաէլեկտրական թաղանթի հաստությունը, մենք փոքրացնում ենք նաև այդ թաղանթի էլեկտրական դիմադրությունը: Դետեկտորը ունակ չի լինի գրանցել միակի ֆոտոն, երբ ջերմաէլեկտրական տվիչի էլեկտրական դիմադրությունը համեմատելի լինի կլանիչի, ջերմատարի և չափող սարքին միացնող էլեկտրական լարերի ընդհանուր

դիմադրությանը: Այս խնդրի լուծման ճանապարհ է հանդիսանում գերհաղորդիչ կլանիչի և ջերմատարի կիրառումը:

Գերհաղորդիչ կլանիչների պարագայում ևս կլանիչի հաստությունը որոշվել է օգտվելով Լամբերտ-Բերի օրենքով: Nb կլանիչում ֆոտոնների որոշակի խորության հասնելու հավանականության գրաֆիկները բերված են Նկար 54-ում: Գրաֆիկներից երևում է, որ 10 էՎ, 100 էՎ, 1 կէՎ էներգիայով ֆոտոնների մեծ հավանականությամբ կլանվելու համար անհրժեշտ են կլանիչի 0.03 մկմ, 1 մկմ և 1.4 մկմ հաստություններ:



Նկար 54. Nb կլանիչում տարբեր էներգիայով ֆոտոնների որոշակի խորության հասնելու հավանականություն:

4.4.1. (La, Ce)B₆ տվիչով զգայուն տարր

Nb/(La, Ce)B₆/Nb եռաշերտ զգայուն տարրում 0.9-100 էՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանումից հետո առաջացող ջերմային պրոցեսների համակարգչային մոդելավորման արդյունքները բերված են Աղյուսակ 19-ում: Մոդելավորման ընթացքում կիրառվել են 10×10 մկմ² մակերեսով կլանիչ և Al₂O₃ տակդիր: Հիշենք, որ (La, Ce)B₆ տվիչով զգայուն տարրի աշխատանքային ջերմաստիճանն է 0.5 Կ-ը:

Աղյուսակում բերված են հաշվարկի համարը, կլանիչի հաստությունը (Z_1), ջերմաէլեկտրական տվիչի հաստությունը (Z_2), ջերմատարի հաստությունը (Z_3), կլանված ֆոտոնի էներգիան (E), ջերմաէլեկտրական տվիչի վրա առաջացած ջերմաստիճանների տարբերության առավելագույն արժեքը (ΔT_m), այդ արժեքին հասնելու ժամանակը (t_m),

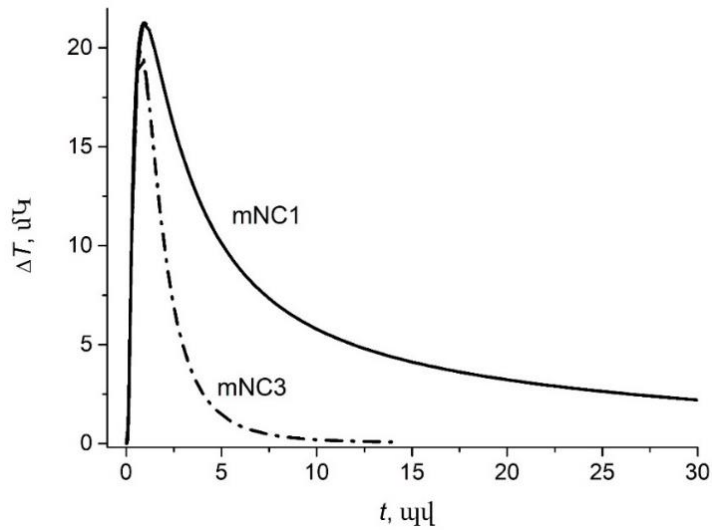
գեներացված առավելագույն լարումը (V_m), մինչև ֆոնային 10^{-4} Կ արժեք նվազելու ժամանակը (t_b) և դրա հակադարձ մեծությունը՝ հաշվարկի արագությունը (R):

Աղյուսակ 19. Nb/(La, Ce)B₆/Nb եռաշերտ զգայուն տարրի բնութագրերը 0.9-100 էՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանման դեպքում

№	Z ₁ , մկմ	Z ₂ մկմ	Z ₃ , մկմ	E, էՎ	ΔT _m , մԿ	t _m , սվ	V _m , մկՎ	t _b , սվ	R, ԳՀց
mNLC1	1	1	1	100	21.27	0.936	1.878	>130	<7.7
mNLC2	1	0.5	1	100	21.27	0.936	1.878	55.5	18
mNLC3	1	0.1	1	100	19.8	0.708	1.683	12.6	79
mNLC4	1	0.01	1	100	3.21	0.366	0.273	4.5	222.2
mNLC5	2	0.01	1	100	2.1	0.2	0.017	4.8	208.3
mNLC6	0.5	0.01	1	100	56.8	0.012	4.828	4.2	239.1
mNLC7	1	0.01	2	100	3.2	0.33	0.272	5.1	196.1
mNLC8	1	0.01	0.5	100	3.2	0.33	0.272	3.6	277.8
mNLC11	0.03	0.1	1	10	560.2	0.0028	47.62	2.4	416.7
mNLC13	0.03	0.01	1	10	557.2	0.0026	47.36	1.53	653.6
mNLC14	0.03	0.01	1	9	501.9	0.0024	42.66	1.5	666.7
mNLC15	0.03	0.01	1	11	613.4	0.0024	52.14	1.554	643.5
mNLC16	0.03	0.01	1	7	390.3	0.0024	33.18	1.422	703.2
mNLC17	0.03	0.01	1	4	223.1	0.0024	18.96	1.248	801.3
mNLC18	0.03	0.01	1	1	55.8	0.0024	4.743	0.822	1216
mNLC19	0.03	0.01	1	0.9	50.2	0.0024	4.267	0.792	1262
mNLC20	0.03	0.01	1	1.1	61.3	0.0024	5.211	0.846	1182

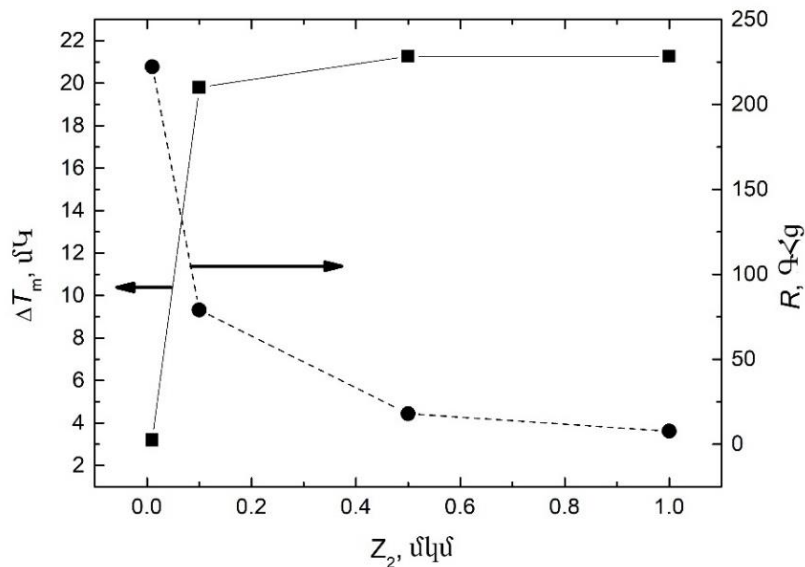
mNLC1 և mNLC3 հաշվարկների համար $\Delta T(t)$ կախվածության գրաֆիկները բերված են Նկար 55-ում:

$\Delta T(t)$ նմանատիպ կախվածություններ ստացվում են Nb/(La, Ce)B₆/Nb զգայուն տարրի տարբեր չափերի համար:



Նկար 55. Nb/(La, Ce)B₆/Nb զգայուն տարրի $\Delta T(t)$ կախվածությունը mNLC1 և mNLC3 հաշվարկների համար:

Ինչպես երևում է Նկար 56-ից (mNLC1-mNLC4 հաշվարկներ) ջերմաէլեկտրական սովիչի հաստության նվազումը հանգեցնում է հաշվարկի արագության աճի, որը հասնում է 222.2 ԳՀց-ի, իսկ գեներացվող լարումը 1.878 մկՎ-ից նվազում է 0.273 մկՎ:



Նկար 56. Nb/(La, Ce)B₆/Nb զգայուն տարրում 100 էՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանման դեպքում ΔT -ն R բնութագրերի կախվածությունը սովիչի հաստությունից:

Դիտարկելով mNLC4-mNLC6 հաշվարկները պարզ է դառնում, որ կլանիչի հաստության աճին զուգընթաց նվազում են գեներացված լարումը և հաշվարկի արագությունը: Որոշակի պահանջներով խնդրում օգտագործելու համար անհրաժեշտ է կիրառել կլանիչի այնպիսի հաստություն, որը ըստ Լամբերտ-Բերի օրենքի բավարար

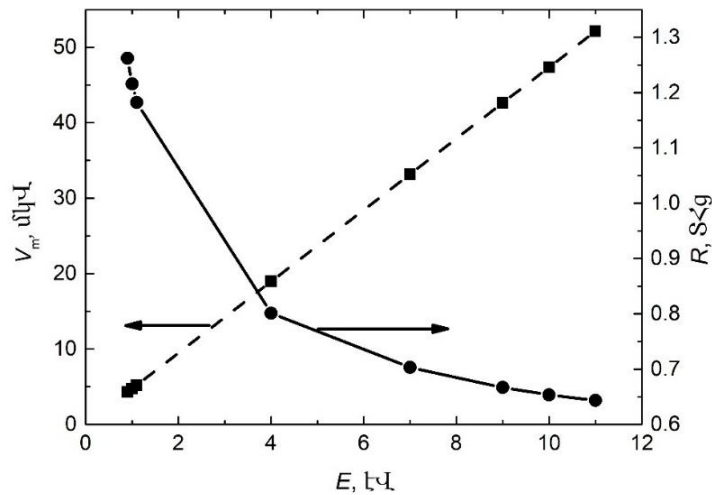
է տվյալ էներգիայով ֆոտոնը 1-ին մոտ հավանականությամբ կլանելու համար և միաժամանակ ապահովում է անհրաժեշտ ΔT և R բնութագրերը:

Ջերմատարի հաստությունից դետեկտորի բնութագրերի կախվածությունը ուսումնասիրվել է mNLC4, mNLC7, mNLC8 հաշվարկներում: Աղյուսակ 19-ի տվյալները երևում է, որ ջերմատարի հաստության աճը գեներացված լարման արժեքի վրա որևէ ազդեցություն չի թողնում, սակայն հաշվարկի արագությունը նվազում է:

10 էՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանման հետևանքով առաջացող ջերմային պրոցեսների մոդելավորումը իրականացվել է 0.1 մկմ և 0.01 մկմ հաստությամբ ջերմաէլեկտրական տվիչների համար: Համեմատելով mNLC11 և mNLC13 հաշվարկների բնութագրերը պարզ է դառնում, որ 0.01 մկմ հաստությամբ տվիչի դեպքում հաշվարկի արագությունը մեծ է 236.9 ԳՀց-ով, իսկ գեներացված լարման տարբերությունը չնչին է: Ուստի հետագա հաշվարկները իրականացվել են 0.01 մկմ հաստությամբ տվիչի համար:

Աղյուսակ 19-ի տվյալներից երևում է, որ 10 էՎ, 9 էՎ և 11 էՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանման հետևանքով տվիչի վրա գեներացվում է համապատասխանաբար 47.36 մկՎ, 42.66 մկՎ և 52.14 մկՎ լարում: Այսպիսով էներգիայի 1 էՎ տարբերությունը 10 էՎ մակարդակի վրա առաջացնում է 4.7 մկՎ լարումների տարբերություն: Կարող ենք ասել, որ գրանցելով 0.47 մկՎ ազդանշանը կապահովենք 0.1 էՎ էներգետիկ լուծաչափ: **Փորձով կարելի է գրանցել նանովոլտեր ինչը կապահովի 0.001 էՎ լուծաչափ 10 էՎ էներգիայով ֆոտոնների գրանցման համար:**

Գեներացված լարման և հաշվարկի արագության կախվածությունը կլանված ֆոտոնի էներգիայից բերված է Նկար 57-ում: Ինչպես երևում է գրաֆիկներից հաշվարկի արագությունը նվազում է ֆոտոնի էներգիայի աճին զուգընթաց: Գեներացված լարման կախվածությունը ֆոտոնի էներգիայից գծային է:



Նկար 57. Nb/(La, Ce)B₆/Nb զգայուն տարրում գեներացված լարման և հաշվարկի արագության կախվածությունը ֆոտոնի էներգիայից:

Ինֆրակարմիր տիրույթի 1.1 էՎ, 1 էՎ և 0.9 էՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանման դեպքում (mNLC18-mNLC20 հաշվարկներ) գեներացվում է համապատասխանաբար 5.211 մկՎ, 4.743 մկՎ և 4.267 մկՎ լարում: 0.1 էՎ էներգիայի տարբերությունը առաջացնում է V_m բնութագրի 0.468 մկՎ տարբերություն: Կարող ենք եզրակացնել, որ ինֆրակարմիր տիրույթի ֆոտոնների համար Nb/(La, Ce)B₆/Nb զգայուն տարրով դետեկտորը կարող է ապահովել 1% էներգետիկ լուծաչափ և տերահերցերի հասնող հաշվարկի արագություն:

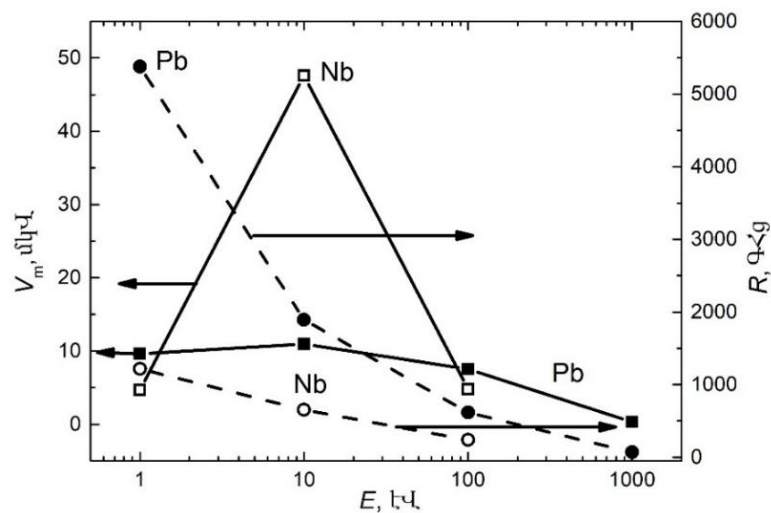
Pb/(La, Ce)B₆/Pb և YBCO/(La, Ce)B₆/YBCO զգայուն տարրում ֆոտոնի կլանման հետևանքով առաջացող ջերմային պրոցեսների համակարգչային մոդելավորման արդյունքները բերված են Աղյուսակ 20-ում:

Աղյուսակ 20. Pb/(La, Ce)B₆/Pb և YBCO/(La, Ce)B₆/YBCO եռաշերտ զգայուն տարրի բնութագրերը 1 էՎ-1 կէՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանման դեպքում

N ^o	Z ₁ , մկմ	Z ₂ , մկմ	Z ₃ , մկմ	E, էՎ	ΔT_m , մԿ	t_m , պվ	V_m , մկՎ	t_b , պվ	R, ՔՀց
Pb/(La, Ce)B ₆ /Pb									
mPLC1	1	0.01	1	1000	35.7	0.648	0.304	14.61	68.5
mPLC2	0.4	0.01	1	100	886.7	0.066	7.537	1.626	615
mPLC3	0.15	0.01	1	10	1287	0.03	10.94	0.528	1894
mPLC4	0.1	0.01	1	1	1132	0.024	9.622	0.186	5376
YBCO/(La, Ce)B ₆ /YBCO									
mYLC3	0.1	0.01	1	10	18.8	0.12	1.6	8.13	123
mYLC4	0.05	0.01	1	1	89.3	0.0354	7.59	1.92	520.8

Օգտվելով Լամբերտ-Բերի օրենքից հաշվարկվել է Pb կլանիչում 1 էՎ, 10 էՎ, 100 էՎ, 1 կէՎ էներգիաներով ֆոտոնների կլանման համար անհրաժեշտ հաստությունը, որը կազմել է 0.1 մկմ, 0.15 մկմ, 0.4 մկմ և 1 մկմ համապատասխանաբար: Առյուսակ 20-ի տվյալներից պարզ է դառնում, որ Pb/(La, Ce)B₆/Pb զգայուն տարրում 1 էՎ-1 կէՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանման դեպքում գեներացվող լարումը միկրովոլտերի կարգի է, իսկ հաշվարկի արագությունը հասնում է տերահերցերի:

Nb/(La, Ce)B₆/Nb և Pb/(La, Ce)B₆/Pb զգայուն տարրերի V_m և R բնութագրերի կլանված ֆոտոնի էներգիայից կախվածության գրաֆիկները բերված են Նկար 58-ում:



Նկար 58. Nb/(La, Ce)B₆/Nb և Pb/(La, Ce)B₆/Pb զգայուն տարրերի V_m և R բնութագրերի կախվածությունը կլանված ֆոտոնի էներգիայից

Նկար 58-ի գրաֆիկներից երևում է, որ Pb կլանիչով և ջերմատարով դետեկտորը ունի ավելի մեծ հաշվարկի արագություն, իսկ գեներացված լարումը ավելի բարձր է Nb-ի վրա հիմնված դետեկտորի դեպքում:

Առյուսակ 20-ի տվյալներից հետևում է, որ YBCO/(La, Ce)B₆/YBCO զգայուն տարրով դետեկտորը կարող է գրանցել ուլտրամանուշակագույնից ինֆրակարմիր տիրույթի ֆոտոններ ապահովելով միկրովոլտերի կարգի ազդանշան և հարյուրավոր ԳՀց-երի հաշվարկի արագություն:

4.4.2. CeB₆ տվիչով զգայուն տարր

Այժմ դիտարկենք գերհաղորդիչ կլանիչով և CeB₆ տվիչով զգայուն տարրի բնութագրերը: Nb/CeB₆/Nb եռաշերտ զգայուն տարրում 100 էՎ էներգիայով ֆոտոնների

կլանման հետևանքով առաջող ջերմային պրոցեսների համակարգչային մոդելավորման արդյունքներից պարզ է դառնում, որ 10×10 մկմ² մակերեսով և կլանման մեծ հավանականություն ապահովող 0.5-2 մկմ հաստությամբ կլանիչի չափերի պարագայում գեներացվող ազդանշանը 10^{-4} Կ ֆոնային արժեքի մակարդակի է: Այսպիսով կարող ենք ասել, որ Nb/CeB₆/Nb եռաշերտ զգայուն տարրը 8 Կ և 4 Կ աշխատանքային ջերմաստիճաններում 100 էՎ էներգիայով ուլտրամանուշակագույն տիրույթի ֆոտոնների գրանցման համար լավ ընտրություն չէ:

Նույն Nb կլանիչում 8 Կ աշխատանքային ջերմաստիճանում 0.9-11 էՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանման արդյունքում առաջացող ջերմային պրոցեսների համակարգչային մոդելավորման արդյունքները բերված են Աղյուսակ 21-ում:

Աղյուսակ 21. Nb/CeB₆/Nb եռաշերտ զգայուն տարրի բնութագրերը 0.9 էՎ-11 էՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանման դեպքում

№	Z ₁ , մկմ	Z ₂ , մկմ	Z ₃ , մկմ	E, էՎ	ΔT_m , 10 ⁻⁴ Կ	t _m , սվ	V _m , մկՎ	t _b , սվ	R, ՔՀց
mNC1	0.03	0.1	1	10	689	2.4	9.646	>500	<2
mNC2	0.03	0.05	1	10	689	2.7	9.646	322.8	3.1
mNC3	0.03	0.01	1	10	688	2.4	9.632	44.1	22.7
mNC4	0.03	0.01	1	9	619	2.4	8.67	44.1	22.7
mNC5	0.03	0.01	1	11	756	2.4	10.584	44.1	22.7
mNC6	0.03	0.01	1	7	481	2.4	6.734	44.1	22.7
mNC7	0.03	0.01	1	4	275	2.4	3.85	43.8	22.8
mNC8	0.03	0.01	1	1	69	2.4	0.966	42	23.8
mNC9	0.03	0.01	1	0.9	62	2.1	0.868	41.7	24
mNC10	0.03	0.01	1	1.1	75.6	2.4	1.058	42	23.8

Աղյուսակում 21-ում բերված են նույն բնութագրերը ինչ Աղյուսակ 19-ում: Դիտարկելով աղյուսակում բերված տվյալները կարող ենք եզրակացնել, որ Nb/CeB₆/Nb եռաշերտ զգայուն տարրի միջոցով հնարավոր է հաջողությամբ գրանցել 0.9-11 էՎ էներգիայով ֆոտոններ: Ազդանշանը տասնյակ և հարյուրավոր անգամներ գերազանցում է ֆոնային արժեքը, իսկ հաշվարկի արագությունը հասնում է տասնյակ գիգահերցերի: Համեմատելով mNC1-mNC3 հաշվարկների տվյալները, տեսնում ենք, որ 10 էՎ էներգիայով ֆոտոնների գրանցման դեպքում տվիչի հաստության փոփոխությունը 0.1-0.01 մկմ տիրույթում ΔT_m -ի վրա

ազդեցություն չի թողնում, սակայն հաշվարկի արագությունը աճում է երկու կարգով: Այդ պատճառով հետագա հաշվարկներում դիտարկվում է 0.01 մկմ հաստությամբ տվիչ:

mNC3, mNC4 և mNC9, mNC10 հաշվարկների տվյալների համեմատությունից երևում է, որ ֆոտոնի էներգիայի 10%-ի փոփոխությունը 10 էՎ և 1 էՎ մակարդակի վրա առաջացնում է V_m բնութագրի համապատասխանաբար 0.94 մկՎ և 0.1 մկՎ տարբերություն: Հետևաբար Nb/CeB₆/Nb եռաշերտ զգայուն տարրը կարող է գրանցել 10 էՎ և 1 էՎ էներգիայով ֆոտոններ ապահովելով առնվազն 1% էներգետիկ լուծաչափ:

Pb/CeB₆/Pb և YBCO/CeB₆/YBCO եռաշերտ զգայուն տարրում 1 էՎ-ից 1 կէՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանման արդյունքում առաջացող ջերմային պրոցեսների համակարգչային մոդելավորման արդյունքները 4 Կ աշխատանքային ջերմաստիճանում բերված են Աղյուսակ 22-ում:

Աղյուսակ 22. Pb/CeB₆/Pb և YBCO/CeB₆/YBCO եռաշերտ զգայուն տարրի բնութագրերը 1 էՎ-1 կէՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանման դեպքում

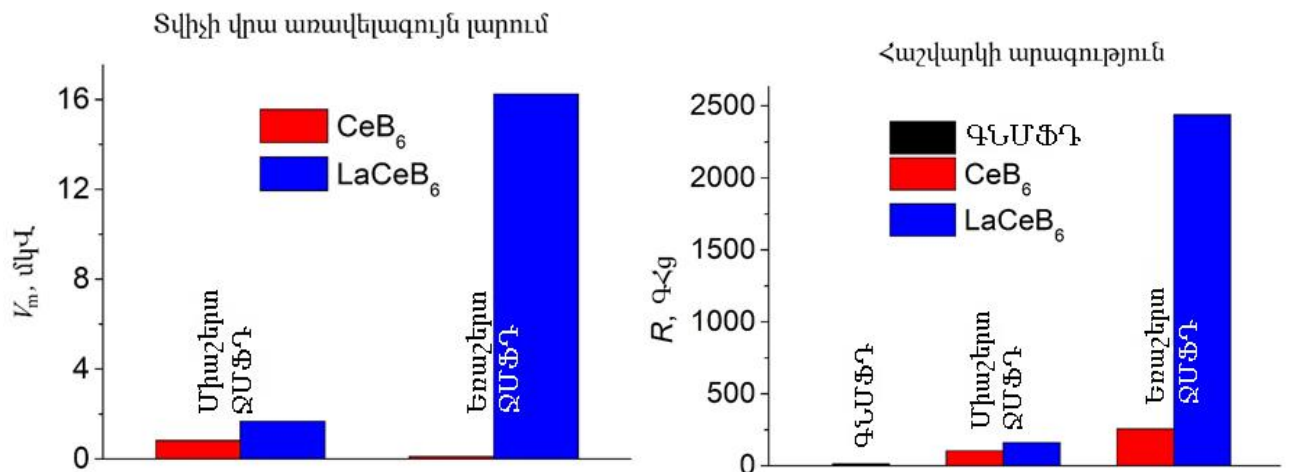
№	Z ₁ , մկմ	Z ₂ , մկմ	Z ₃ , մկմ	E, էՎ	ΔT_m , 10 ⁻⁴ Կ	t _m , սվ	V _m , մկՎ	t _b , սվ	R, ԳՀց
Pb									
mPC1	1	0.01	1	1000	0.091	7.2	0.001	-	
mPC2	0.4	0.01	1	100	2.3	0.977	0.016	2.216	451
mPC3	0.15	0.01	1	10	6.9	0.234	0.048	0.839	1192
mPC4	0.1	0.01	1	1	1.805	0.116	0.013	0.266	3759
mPC5	0.15	0.02	1	10	15.5	0.245	0.109	1.179	848
mPC6	0.15	0.05	1	10	37	0.3315	0.259	1.805	554
mPC7	1	0.05	1	1000	0.465	7.5	0.003	-	
mPC8	1	0.5	1	1000	2.77	12.6	0.019	37.5	27
YBCO									
mYC1	0.1	0.01	1	10	8.2	1.8	0.057	12	83.3
mYC2	0.05	0.01	1	1	18.5	0.348	0.13	1.938	516
mYC3	0.08	0.01	1	10	39.9	0.9	0.279	36	27.8
mYC4	0.08	0.01	0.1	10	48	0.87	0.336	27	37
mYC5	0.08	0.01	0.01	10	81	0.93	0.567	25.8	38.8

mPC1, mPC7 և mPC8 հաշվարկների համեմատությունից պարզ է դառնում, որ ջերմաէլեկտրական տվիչի հաստության մեծացումը 0.01 մկմ-ից 0.5 մկմ հանգեցնում է ազդանշանի աճի: ΔT_m -ը գերազանցում է ֆոնային արժեքը ջերմաէլեկտրական տվիչի 0.5 մկմ

հաստության պարագայում, սակայն հաշվարկի արագությունը նվազում է հասնելով 27 ԳՀց-ի: Ջերմաէլեկտրական տվիչի հաստության հետագա մեծացումը ևս հանգեցնում է ΔT_m -ի աճի և հաշվարկի արագության նվազմանը: ΔT_m -ը գերազանցում է ֆոնային արժեքը 100 էՎ-ից 1 էՎ էներգիայով ֆոտոնների գրանցման պարագայում, իսկ հաշվարկի արագությունը mPC3 և mPC4 հաշվարկներում հասնում է տերահերցերի:

Ուսումնասիրելով աղյուսակում բերված YBCO/CeB₆/YBCO եռաշերտ զգայուն տարրում 1 էՎ և 10 էՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանման արդյունքում առաջացող ջերմային պրոցեսների համակարգչային մոդելավորման արդյունքները կարող ենք եզրակացնել, որ այն կարող է հաջողությամբ գրանցել ԻԿ-ից ՈւՄ տիրույթի ֆոտոններ: ΔT_m -ը գերազանցում է ֆոնային արժեքը զգայուն տարրի շերտերի բոլոր դիտարկված հաստությունների դեպքում և հաշվարկի արագությունը հասնում է տասնյակ գիգահերցերի:

Նկար 59-ում բերված է միաշերտ և եռաշերտ ՋՄՖԴ-ի զգայուն տարրի ինչպես նաև ԳՆՄՖԴ-ի բնութագրերի համեմատությունը: Ակնհայտ է, որ եռաշերտ ՋՄՖԴ-ն ունի ավելի բարձր բնութագրեր: Հաշվի առնելով եռաշերտ զգայուն տարրի այլ առավելություններ ևս կարող ենք պնդել, որ այն ունի կիրառությունների լայն հեռանկարներ գիտության և տեխնիկայի տարբեր ոլորտներում:



Նկար 59. Միաշերտ և եռաշերտ ՋՄՖԴ-ների ու ԳՆՄՖԴ-ի բնութագրերի համեմատության տվյալներ:

Այս գլխում ներկայացված հետազոտությունների արդյունքները թույլ են տալիս եզրակացնել, որ ՋՄՖԴ-ի զգայուն տարրի եռաշերտ կառուցվածքը լուծում է դետեկտորի հիմնական բնութագրերի ֆոտոնի կլանման տիրույթից կախվածության խնդիրը: ՋՄՖԴ-ի եռաշերտ զգայուն տարրի դեպքում գեներացված լարման կախվածությունը կլանված ֆոտոնի էներգիայից գծային է, ինչը թույլ է տալիս միարժեքորեն որոշել ֆոտոնի էներգիան: Եռաշերտ զգայուն տարրը կարող է ապահովել տասնյակ միկրովոլտերի հասնող լարում, առնվազն 1% էներգետիկ լուծաչափ և տերահերցերի հասնող հաշվարկի արագություն: Կախված դիտարկվող խնդրի պահանջներից, ընտրելով զգայուն տարրի համապատասխան կառուցվածք կարելի է ստանալ առավել բարձր ազդանշան կամ հաշվարկի արագություն:

Գլուխ 5. Մեծաչափ բարակ թաղանթների լազերային փոշենստեցում և ջերմաէլեկտրական դետեկտորի զգայուն տարրի մշակում

Այս գլխում նկարագրված են ՋՄՖԴ զգայուն տարրի կառուցվածքում կիրառվող բարակ թաղանթների էլեկտրոնաճառագայթային եղանակով ստացման առանձնահատկությունները, թաղանթների քիմիական բաղադրության, միկրոկառուցվածքի և ֆիզիկական հատկությունների ուսումնասիրման արդյունքները, միաֆոտոն դետեկտորների բազմատարր տվիչի համար անհրաժեշտ մեծաչափ թաղանթների լազերային փոշենստեցման որոշ խնդիրների լուծումները: Հետազոտությունների արդյունքները ընդգրկված են սպագրությունների ցանկում ներկայացված 1, 3, 5, 11, 19-21 աշխատանքներում:

5.1. CeB₆ թաղանթների փոշենստեցումը և հատկությունների ուսումնասիրումը

Այս ենթագլխում ընդգրկված են CeB₆ թաղանթների էլեկտրոնաճառագայթային փոշենստեցման եղանակով ստացման պայմանները, թաղանթների միկրոկառուցվածքի, բաղադրության և ֆիզիկական հատկությունների ուսումնասիրության արդյունքները:

CeB₆ թաղանթները փոշենստեցվել են դիէլեկտրիկ (Al_2O_3 , AlN), կիսահաղորդիչ (Si) և մետաղական (Mo, W) տակդիրների վրա օգտագործելով հիմնական նյութի 99.99% պարունակությամբ բազմաբյուրեղային թիրախներ: Փոշենստեցումը իրականացվել է տակդիրների բռնիչում տեղադրված 10×10 մմ² չափի 12 տակդիրներին: Թիրախից տակդիրների բռնիչ հեռավորությունը կազմել է 18 սմ: Փոշենստեցման խցիկում ճնշումը եղել է 0.0025-0.003 Պա և էմիսիայի հոսանքը՝ 80-100 մԱ: Թաղանթների հատկությունները ուսումնասիրվել են Գլուխ 2-ում նկարագրված եղանակներով: Ռենտգենյան միկրովերլուծության եղանակով ցերիումի, բորի և թթվածնի պարունակության որոշելու վիճակագրական սխալը կազմել է համապատասխանաբար ± 0.3 , 1.5 և 0.2 ատ%: Էլեկտրոնաճառագայթային փոշենստեցման եղանակով CeB₆ թաղանթների ստացման պայմանները և բաղադրության հետազոտման արդյունքները բերված են Աղյուսակ 23-ում:

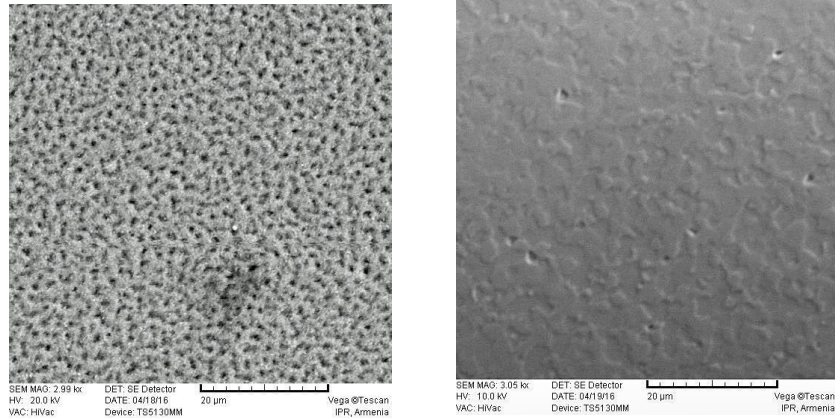
Աղյուսակ 23. CeB₆ թաղանթներ

№	Մակնշում	T, °C	t, վ	d, նմ	V, նմ/րոպե	Բաղադրություն	
						B/Ce	O, ատ %
1	2c/Si	800-820	900	287	19.1	5.23	9.17
2	2c/Si	900-930	900	390	26	3.9	4.12
3	2c/Si	800-820	900	251	16.7	6.2	3.58
4	2c/Si 1d/Mo	900-910	900	301	20	5.42	7.75
						6.47	7.02
5	2c/Si 1d/Mo 2a/W	800-810	900	529	35.3	5.48	6.45
						6.02	7.88
						6.03	7.81
6	2c/Si 1d/Mo 2a/W	900	900	167	11.1	4.32	14.16
						6.48	11.82
						5.27	12.49
7	2c/Si 1d/Mo 2a/W	700-710	900	486	32.4	5.4	4.56
						5.14	4.65
						5.55	6.92
8	2c/Si 1d/Mo 2a/W	710	180	325	108.3	4.72	4.27
						4.61	4.38
						4.72	5.45
9	2c/Si 1d/Mo 2a/W	750-760	900	524	35	5.36	4.32
						5.93	5.81
						5.48	5.61
10	2c/Si 1d/Mo 2a/W	900	1500	399	16	4.97	2.69
						6.18	4.24
						5.55	4.6

Աղյուսակում բերված են փոշենստեցման համարը, թաղանթի մակնշումը՝ բաղկացած տակդիրների բռնիչում տեղի նշանակումից և տակդիրի նյութի քիմիական բանաձևից, փոշենստեցման ժամանակ տակդիրի ջերմաստիճանը (T), փոշենստեցման տևողությունը (t), թաղանթի հաստությունը (d) և փոշենստեցման միջին արագությունը (V), որը որոշվում է թաղանթի հաստության և փոշենստեցման տևողության հարաբերությամբ: Աղյուսակի վերջին երկու սյունակում ներկայացված են ռետզենյան միկրովերլուծության արդյուքները՝ թաղանթներում բորի և ցերիումի տարրային բաղադրության հարաբերությունը (B/Ce) և թթվածնի պարունակությունը (O, ատ %):

Էլեկտրոնային մանրադիտակի միջոցով ստացվել են թաղանթների մակերևույթի 60-10000 անգամ խոշորացված պատկերներ: Թաղանթների մակերևույթը հիմնականում հայելային հարթ է: Բացառություն են կազմում Si և AlN տակդիրների վրա փոշենստեցված

Թաղանթները: Si տակդիրների վրա փոշենստեցված թաղանթների մակերևույթի ձևաբանության փոփոխությունը $T > 900^\circ\text{C}$ պարագայում պայմանավորված է սիլիցիումի դիֆուզիայով թաղանթ և սյունակային կառուցվածքի ձևավորմամբ: AlN բազմաբյուրեղային տակդիրների վրա փոշենստեցված թաղանթները կրկնում են տակդիրի մակերևույթի անհարթությունները: Նկար 60-ում բերված են Si և AlN տակդիրների վրա ստացված CeB_6 թաղանթների պատկերը 3000 անգամ խոշորացմամբ:



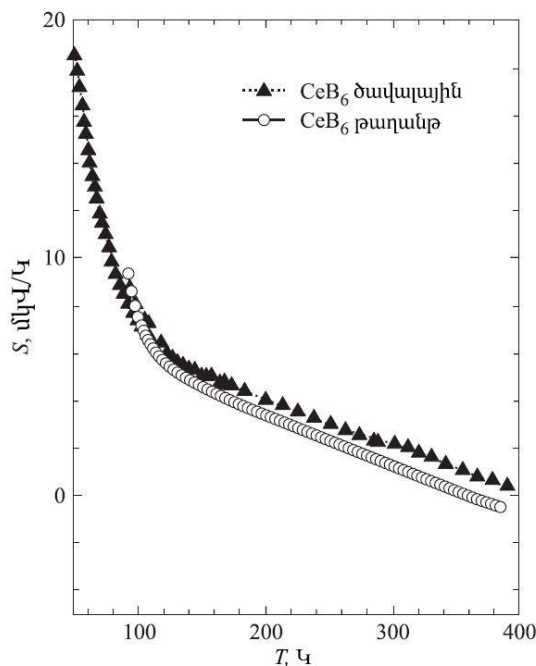
Նկար 60. Si (աջից) և AlN տակդիրների վրա ստացված CeB_6 թաղանթների մակերևույթի պատկերը:

CeB_6 թաղանթների ռենտգենյան վերլուծության արդյունքները ցույց են տվել, որ թաղանթներն ունեն CsCl տիպի (տարածական խումբ $Pm\bar{3}m - O_h^1$), խորանարդային ծավալակենտոնացված բյուրեղային կառուցվածք, որը բնորոշ է բոլոր հեքսաբորիդներին: CeB_6 թաղանթների ռենտգենադիֆրակցիոն վերլուծության պատկերի վրա առկա է միայն (100) պիկը: Թաղանթների գերադասելի ուղղորդվածությունը կախված չէ տակդիրի նյութից, փոշենստեցման ջերմաստիճանից և արագությունից:

Աղյուսակ 23-ի տվյալներից երևում է, որ լայն տիրույթում փոփոխվել են փոշենստեցման հիմնական բնութագրերը՝ ջերմաստիճանը, ժամանակը, արագությունը: Թաղանթների հաստությունը փոփոխվել է 167-524 նմ սահմաններում: Տարրային կառուցվածքի հետազոտությունը ցույց է տվել, որ բոլոր թաղանթներում առկա է 2.69-14.16 ատ% թթվածին: Նույնիսկ մեծ արագությամբ ($V=108.3$ նմ/րոպե) փոշենստեցված թաղանթներում թթվածնի պարունակությունը գերազանցում է 4 ատ% ($N^{\circ}8$ փոշենստեցում): Փոշենստեցման խցիկում ապահովվող 0.003 Պա ճնշումը բավարար չէ ավելի ցածր թթվածնի պարունակությամբ թաղանթների սինթեզման համար: Բացի այդ Al_2O_3 տակդիրները պարունակում են թթվածին,

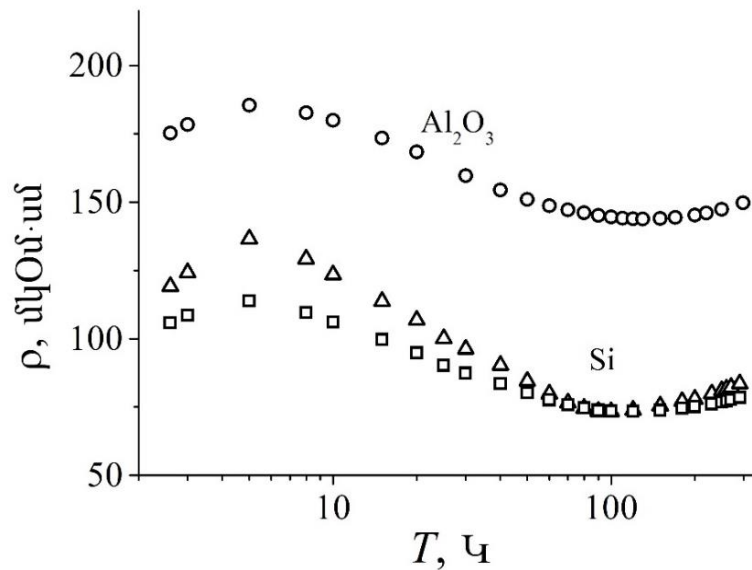
իսկ մյուս օգտագործված տակդիրների մակերեսը կարող է օքսիդացված լինել, ուստի չի բացառվում որոշ քանակության թթվածնի դիֆուզիան տակդիրից թաղանթ:

CeB₆ թաղանթների հիմնական տարրերի պարունակության հարաբերակցությունը (B/Ce) փոփոխվում է 3.9-6.48 տիրույթում: Տարրաչափական B/Ce = 6 հարաբերակցությանը ամենամոտ 6.02 և 6.03 արժեքներ ունեն № 5 փոշենստեցման արդյունքում ստացված համապատասխանաբար 1d/Mo և 2a/W թաղանթները, սակայն այս թաղանթներում մեծ է թթվածնի պարունակությունը (7.8 ատ%): Թթվածնի պարունակությունը ավելի փոքր է №9 (5.8 ատ%) և №10 (4.2 ատ%) փոշենստեցումների 1d/Mo թաղանթներում, որոնք ունեն B/Ce հարաբերակցության համապատասխանաբար 5.93 և 6.18 արժեքներ: Սպասելի է, որ հենց այս թաղանթները ունեն ամենաբարձր ջերմաէլեկտրական հատկությունները, սակայն մետաղական տակդիրների վրա փոշենստեցված թաղանթների Ջեեբեկի գործակցի չափումը բարդ խնդիր է, այդ պատճառով ուսումնասիրվել են Al₂O₃-ի վրա փոշենստեցված թաղանթները: Նկար 61-ում բերված է Al₂O₃-ի վրա փոշենստեցված CeB₆ թաղանթների Ջեեբեկի գործակցի ջերմաստիճանային կախվածության արդյունքները: Ինչպես երևում է թաղանթի $S(T)$ կախվածության վարքը կրկնում է ծավալային նմուշները: 300-150 Կ ջերմաստիճանային տիրույթում թաղանթների Ջեեբեկի գործակցի բացարձակ արժեքները չնչին փոքր են ծավալային նմուշին համեմատ, սակայն 150-77 Կ տիրույթում արժեքները պրակտիկորեն համընկնում են:



Նկար 61. Al₂O₃ տակդիրի վրա փոշենստեցված CeB₆ թաղանթների Ջեեբեկի գործակցի կախվածությունը ջերմաստիճանից:

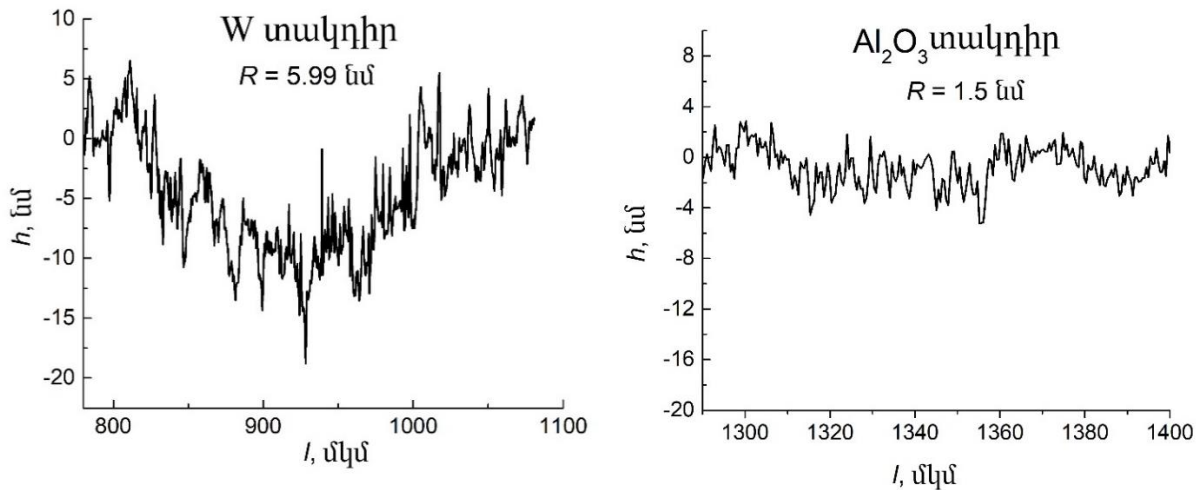
Ուսումնասիրվել է նաև №3-№8 փոշենստեցման թաղանթների տեսակարար դիմադրության ջերմաստիճանային կախվածությունը (Նկար 62):



Նկար 62. CeB_6 թաղանթների տեսակարար դիմադրության ջերմաստիճանային կախվածությունը:

Թաղանթների $\rho(T)$ կախվածության բնույթը համընկնում է միաբյուրեղ նմուշների համար գրականության մեջ հայտնի դիմադրության ջերմաստիճանային կախվածության հետ և պայմանավորված է ցածր ջերմաստիճաններում ցերիումի իոնների մագնիսական կարգավորմամբ: CeB_6 թաղանթներում դիտվում է տեսակարար դիմադրության առավելագույն արժեք 5 $^{\circ}\text{C}$ ջերմաստիճանում և նվազագույն արժեք 100-110 $^{\circ}\text{C}$ ջերմաստիճանային տիրույթում: Սակայն միաբյուրեղային նմուշների համեմատ թաղանթների դեպքում տեսակարար դիմադրության արժեքը ավելի մեծ է և աճում է թաղանթներում թթվածնի պարունակության աճին զուգընթաց:

Պրոֆիլաչափի միջոցով ուսումնասիրվել է W և Al_2O_3 տակդիրների վրա փոշենստեցված CeB_6 թաղանթների խորդուբորդությունները (Նկար 63):



Նկար 63. W և Al₂O₃ տակդիրների վրա փոշենաստեցված CeB₆ թաղանթների խորդուբորդությունը:

Ինչպես երևում է գրաֆիկներից W տակդիրների վրա փոշենաստեցված թաղանթների անհարթությունը մեծ է Al₂O₃ վրա փոշենաստեցվածների համեմատ: Խորդուբորդության թվային արժեքները փոքր են, ուստի թաղանթների մակերեսի անհարթությունները չեն ազդի օպտիկական հատկությունների վրա ինֆրակարմիրից ուլտրամանուշակագույն տիրույթում:

5.2. W թաղանթներ և W/CeB₆/W հետերոկառուցվածքներ

Այս ենթագլխում ընդգրկված են W թաղանթների էլեկտրոնաճառագայթային փոշենաստեցման եղանակով ստացման պայմանները, թաղանթների հատկությունների ուսումնասիրության արդյունքները, ինչպես նաև W/CeB₆/W զգայուն տարրի նախատիպի ստեղծման նկարագրությունը:

Էլեկտրոնաճառագայթային փոշենաստեցման եղանակով W թաղանթների ստացման պայմանները և թթվածնի պարունակությունը թաղանթներում բերված են Աղյուսակ 24-ում:

Աղյուսակ 24. W թաղանթների փոշենաստեցման պայմանները

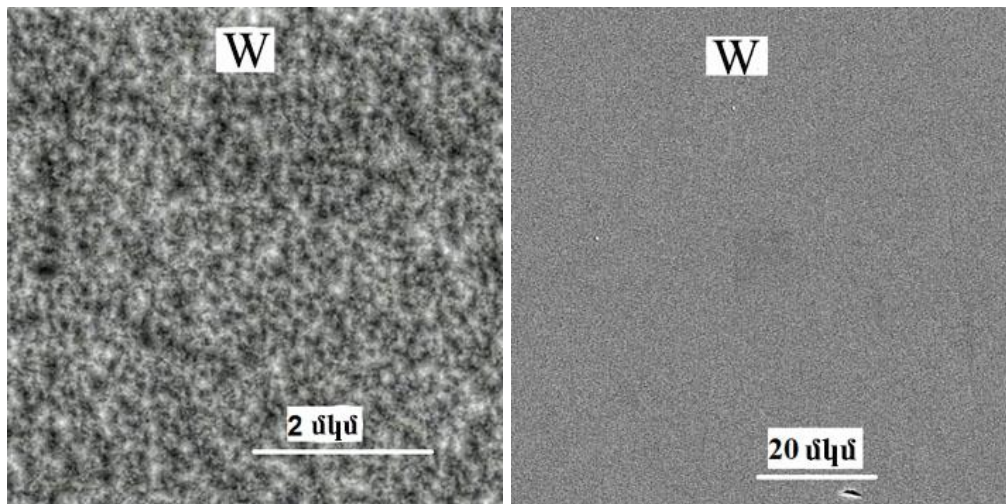
N°	T, °C	I, մԱ	t, րոպե	V, նմ/րոպե	d, նմ	O, ատ%
15	510–590	220	15	8.7	130	3.8
16	510–670	210	25	4.6	115	9.7
17	510–590	300	15	15.6	235	3.7

Աղյուսակում բերված են փոշենստեցման համարը, փոշենստեցման ժամանակ տակդիրի ջերմաստիճանը (T), էմիսիայի հոսանքը (I), փոշենստեցման տևողությունը (t), թաղանթի հաստությունը (d), փոշենստեցման միջին արագությունը (V) և թթվածնի պարունակությունը (O, ատ%):

W թաղանթները փոշենստեցվել են 1 մմ հաստությամբ 12 թիթեղներից կազմված թիրախից: Փոշենստեցման համար արդյունավետ են տակդիրի 550 Կ ջերմաստիճան, 300 մԱ էմիսիայի հոսանք, 15.6 նմ/րոպե փոշենստեցման արագություն պայմանները: Ինչպես երևում է աղյուսակի տվյալներից 16 փոշենստեցման ժամանակ ստացված թաղանթներում առկա է 9.7 ատ% թթվածին: Սակայն այդ նմուշներում թթվածին չի հայտնաբերվել, երբ դրանց վրա հետագայում հաջորդաբար փոշենստեցվել են CeB_6 և W թաղանթներ: Այսինքն, հետագա փոշենստեցումների պայմաններում W թաղանթները ազատվել են թթվածնից:

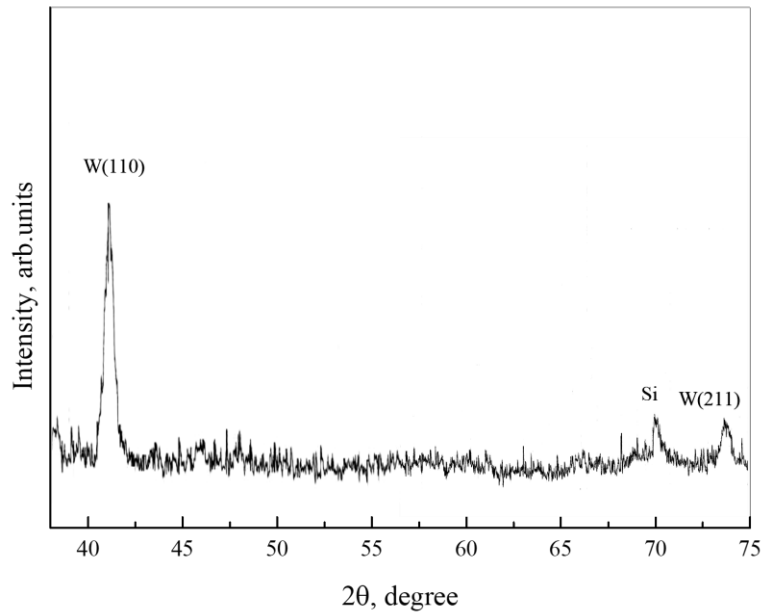
W թաղանթները ունեն մետաղական փայլով հարթ մակերես: Էլեկտրոնային մանրադիտակով ուսումնասիրության արդյունքում պարզվել է, որ թաղանթները ունեն հատիկավոր կառուցվածք, հատիկների չափը միջինում 200 նմ է:

Al_2O_3 տակդիրի վրա փոշենստեցված W թաղանթի էլեկտրոնային մանրադիտակով արված պատկերները բերված են Նկար 64-ում:



Նկար 64. Al_2O_3 տակդիրի վրա փոշենստեցված W թաղանթի մակերևույթի պատկերը:

Նկար 65-ում բերված է Si տակդիրի վրա փոշենստեցված 234 նմ հաստությամբ W թաղանթի ռենտգենագիրը: Ինչպես երևում է թաղանթը կազմված է վոլֆրամի խորանարդային ծավալակենտրոն ցանցով α -փուլից:



Նկար 65. Si տակդիրի վրա փոշենստեցված W թաղանթի ռենտգենագիրը:

Աղյուսակ 25-ում բերված են տարբեր տակդիրների վրա փոշենստեցված և տարբեր հաստությամբ W թաղանթների տեսակարար դիմադրության արժեքները: Ինչպես երևում է աղյուսակից W թաղանթների տեսակարար դիմադրությունը զգալիորեն փոքրանում է թաղանթի հաստության աճին զուգընթաց և պրակտիկորեն կախված չէ տակդիրի նյութից:

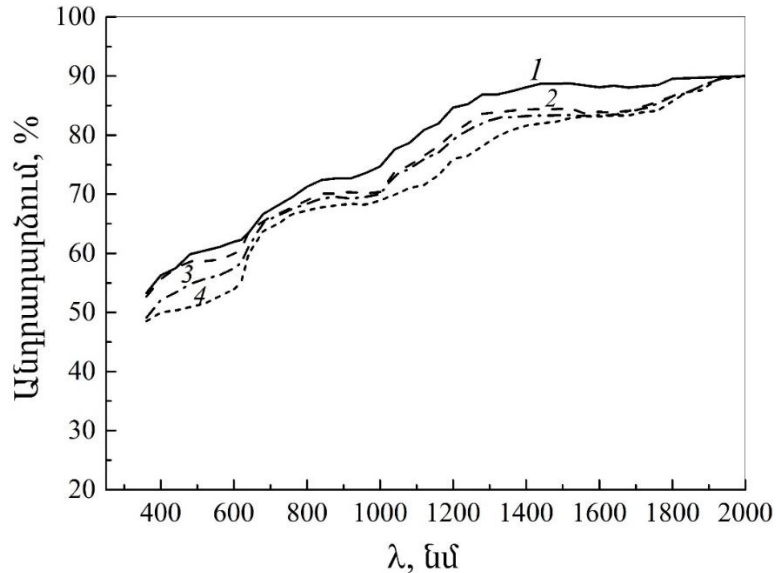
Վոլֆրամե բազմաբյուրեղային նմուշների տեսակարար դիմադրությունը կազմում է 5.5 մկՕմ·սմ, որը մեկ կարգով փոքր է թաղանթների տեսակարար դիմադրությունից:

Աղյուսակ 25. W թաղանթների տեսակարար դիմադրությունը 20°C

Տակդիր	Հաստություն, նմ	Տեսակարար դիմադրություն մկՕմ·սմ
Al ₂ O ₃	130	80.6
	235	55
Si	110	154
	235	67.8
AlN	235	58.5

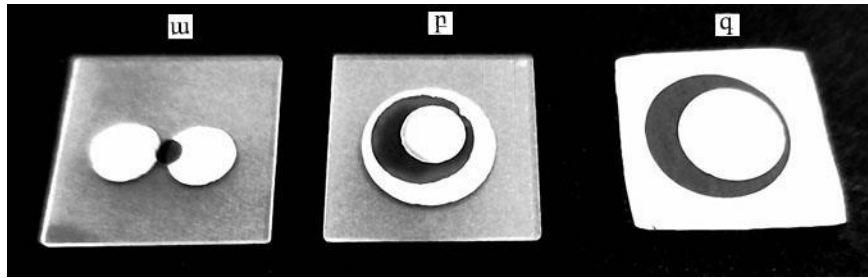
W թաղանթների որպես ՋՄՖԴ-ի կլանիչ կիրառվելու հեռանկարը գնահատելու համար ուսունասիրվել են թաղանթների անդրադարձման սպեկտրերը: Ինչպես երևում է Նկար 66-ից W թաղանթների անդրադարձման գործակիցը զգալիորեն չի փոփոխվում կախված թաղանթի հաստությունից և տակդիրի նյութից: Բոլոր նմուշներում 400 նմ-ից 2000 նմ ալիքի

երկարությունների համար դիտվել է 50%-ից ավել անդրադարձում: Այսպիսով կարող ենք եզրակացնել, որ տվյալ տիրույթում W թաղանթները չեն հանդիսանում արդյունավետ կլանիչ: Վոլֆրամե կլանիչով ՋՄՖԴ-ները արդյունավետ են 6 էՎ-ից մեծ էներգիայով ֆոտոնների, այսինքն հեռու ուլտրամանուշակագույն և ռենտգենյան տիրույթի ճառագայթման համար:



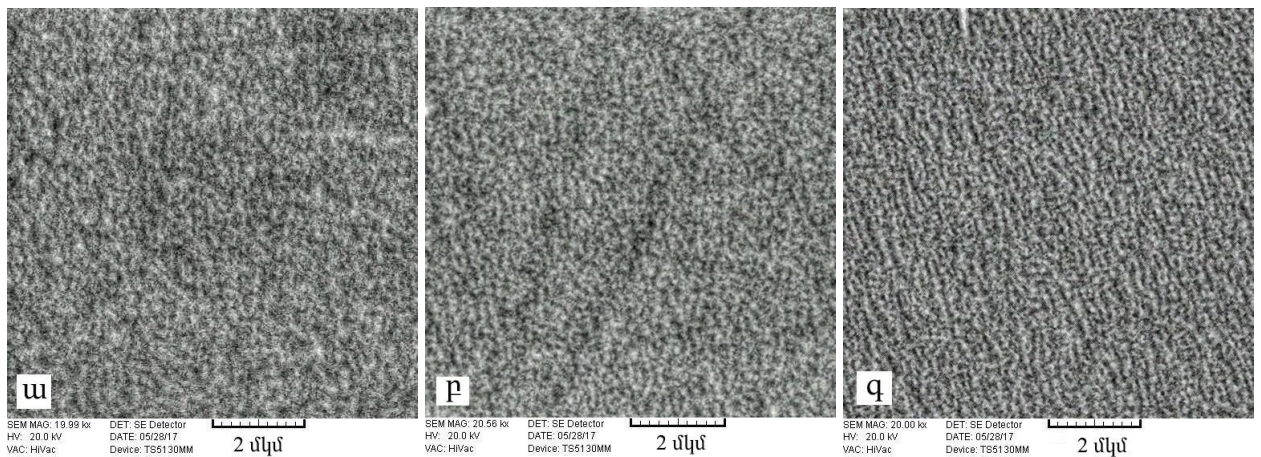
Նկար 66. W թաղանթների անդրադարձման սպեկտրերը տարբեր հաստությունների և տակդիրների դեպքում. 1 - Al₂O₃ 234 նմ, 2 - Si 130 նմ, 3 - Al₂O₃ 114 նմ և 4 - Si 114 նմ:

Տարբեր կոնֆիգուրացիաներով հաջորդաբար փոշենստեցված W և CeB₆ թաղանթների միջոցով ստացվել են W/CeB₆/W երեք տարբեր երկրաչափության հետերոկառուցվածքներ, որոնք կարող են ջերմաէլեկտրական դետեկտորի զգայուն տարրի նախատիպ հանդիսանալ (Նկար 67): Նկար 67 ա-ում պատկերված է շափյուղայի տակդիրի վրա փոշենստեցված միաշերտ զգայուն տարրը, որը կազմված է երկու վոլֆրամե շրջանաձև թաղանթներից, որոնք միացված են CeB₆ կամրջակով: Այդ հետերոկառուցվածքը ստացվել է երկու փոշենստեցման արդյունքում: Նկար 67 բ-ում ներկայացված է եռաշերտ զգայուն տարրը, որը ստացվել է հաջորդական երեք փոշենստեցումների միջոցով: Առաջին փոշենստեցման ընթացքում շափյուղայի տակդիրի վրա փոշենստեցվել է W թաղանթ, այնուհետև CeB₆ թաղանթ W-ի թաղանթի վրա և վերջում երկրորդ W թաղանթը CeB₆-ի թաղանթի վրա: Ջգայուն տարրի երկշերտ կառուցվածքը պատկերված է Նկար 67 գ-ում, այն պատրաստվել է W տակդիրի վրա CeB₆ այնուհետև W թաղանթ փոշենստեցնելով:



Նկար 67. ՋՄՖԴ-ի զգայուն տարրի երեք կառուցվածքներ: ա-միաշերտ, բ-եռաշերտ, գ-երկշերտ: Տակդիրի չափը 10×10 մմ²:

Նկար 68-ում բերված են W/CeB₆/W/Al₂O₃ հետերոկառուցվածքի շերտերի պատկերը: Նկար 68 ա-ում ներկայացված է տակդիրին անմիջապես հարող W թաղանթի միկրոկառուցվածքը, որը բնորոշում է CeB₆ թաղանթի (Նկար 68 բ), ինչպես նաև վերին W (Նկար 68 գ) թաղանթի միկրոկառուցվածքը: Բոլոր երեք թաղանթները կազմված են մոտ 200 նմ չափով մասնիկներից, սակայն անմիջապես տակդիրի վրա փոշենստեցված CeB₆ թաղանթի մասնիկները մոտ մեկ կարգ փոքր չափեր ունեն:

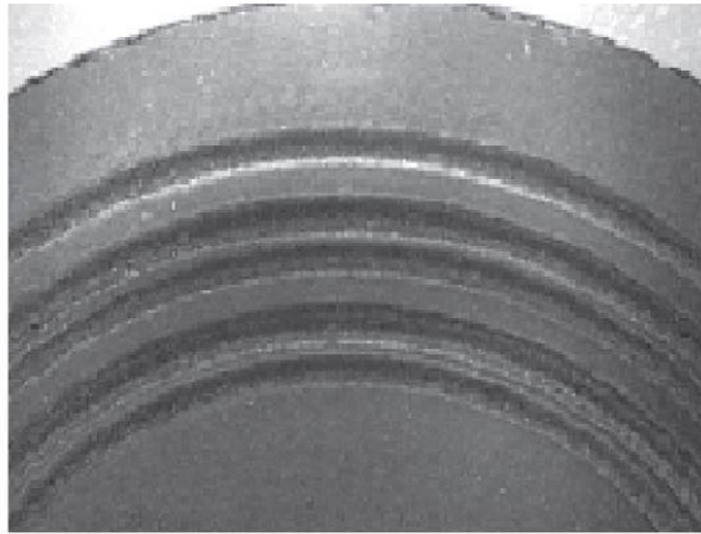


Նկար 68. W/CeB₆/W/Al₂O₃ հետերոկառուցվածքի շերտերի պատկերը: ա-W թաղանթը Al₂O₃ տակդիրի վրա, բ-CeB₆ թաղանթը, գ-վերին W թաղանթը:

5.3. Լազերային փոշենստեցման ընթացքում թիրախների արդյունավետ օգտագործման եղանակներ

Ինչպես արդեն նշվել է լազերային փոշենստեցման հայտնի եղանակի կիրառման դեպքում չի օգտագործվում թիրախի ծավալը ամբողջությամբ, թիրախի մակերեսին շրջանաձև սկոսների առաջացման հետևանքով (Նկար 69): Ուստի գիտության և արդյունաբերության մեջ լազերային փոշենստեցման եղանակի լայնածավալ կիրառման

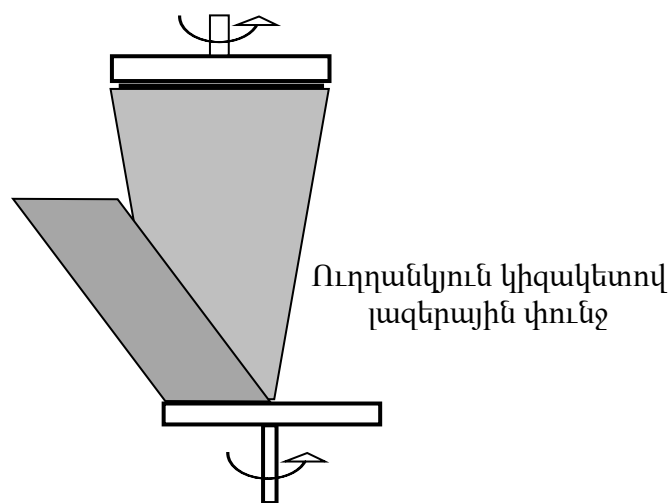
համար անհրաժեշտ է լուծել լազերային փոշենստեցման պրոցեսում թիրախի արդյունավետ օգտագործման խնդիրը:



Նկար 69. Պտտվող թիրախի վրա առաջացած շրջանաձև ակոսներ

Այս ենթագլխում նկարագրված են եղանակներ, որոնք թույլ են տալիս լազերային փոշենստեցման պրոցեսում մեծացնել թիրախի օգտագործման տոկոսը և նույնիսկ ամբողջությամբ օգտագործել թիրախը:

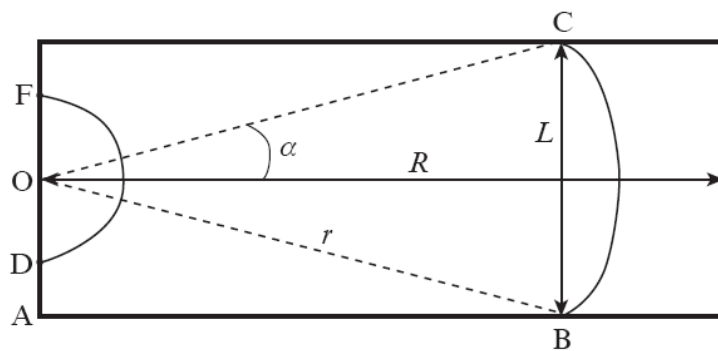
Առաջարկվող եղանակները մեկը, դա լազերային ուղղանկյուն կիզակետով ճառագայթի օգտագործումն է, որի երկարությունը հավասար է թիրախի շառավղին (Նկար 70):



Նկար 70. Ուղղանկյուն կիզակետով լազերային փնջով եղանակի սխեմատիկ պատկեր:

Ուղղանկյուն կիզակետով ճառագայթի մի ծայրի կենտրոնը համընկնում է պտտվող թիրախի կենտրոնի, իսկ սիմետրիայի առանցքը՝ թիրախի շառավղի հետ: Առաջին հայացքից կարող է թվալ, որ սա արդյունավետ և պարզ լուծում է, որովհետև գոլորշիացումը տեղի է ունենում թիրախի ամբողջ մակերեսից: Սակայն միավոր մակերեսից գոլորշիացող նյութի քանակը համեմատական է նրան փոխանցված էներգիային և հետևաբար թիրախի կենտրոնին մոտ հատվածներից նյութի գոլորշիացման ծավալը ավելի մեծ կլինի:

Քննարկենք դեպքը երբ R շառավղով և h_0 հաստությամբ պտտվող թիրախի վրա ընկնում է լազերային ճառագայթի L լայնությամբ ուղղանկյուն կիզակետ (Նկար 71): Ենթադրենք, որ ω ժամանակում թիրախը իրականացնում է N պտույտ և լազերը ամբողջությամբ գոլորշիացնում է թիրախի կենտրոնը: Հարց է առաջանում, թե թիրախի ծավալի որ մասն է գոլորշիացել:



Նկար 71. Լազերային կիզակետի ուղղանկյուն կառուցվածք:

Համաձայն Նկար 71-ի պետք է դիտարկել թիրախի մակերեսի երկու հատված $L/2$ շառավղից ներս և դրանից դուրս: Երբ տակդիրը պտտվում է ω հաստատուն անկյունային արագությամբ, բոլոր կետերը, որոնք գտնվում են $OA=L/2$ շառավղով շրջանից ներս ենթարկվում են լազերային ճառագայթի ազդեցությանը պրոցեսի տևողության կեսի ընթացքում ($\omega/2$), որովհետև այդ կետերի վրա ընկնող լազերային ճառագայթի կիզակետը կիսաշրջան է: Օրինակ թիրախի մակերեսի D կետը գտնվում է լազերային ճառագայթի ազդեցության տակ այնքան ժամանակ, մինչ ճառագայթը անցնում է DF կիսաշրջանը (Նկար 71), իսկ B կետը գտնվում է $L/2$ -ից մեծ հեռավորության վրա և գտնվում է լազերային ճառագայթի ազդեցության տակ այնքան ժամանակ, մինչ ճառագայթը հասնում է C կետին անցնելով BC աղեղը:

Թիրախի գոլորշիացման արագությունը նշանակելով σ (միավոր ժամանակում գոլորշիացող հաստությունը), թիրախի գոլորշիացման պայմաններից ելնելով, բոլոր կետերի համար կարող ենք հաշվարկել

$$h_0 = \sigma t_0 / 2, \quad \sigma = 2h_0 / t_0: \quad (10)$$

Այն կետերը, որոնք գտնվում են $L/2$ շառավղից դուրս, թիրախի կենտրոնից r հեռավորության վրա մեկ պտույտի ընթացքում լազերային ճառագայթի ազդեցության տակ են գտնվում Δt ժամանակ, այսպիսով N շրջանի պտույտից հետո թիրախի հաստությունը կարող է հաշվարկվել հետևյալ բանաձևով՝

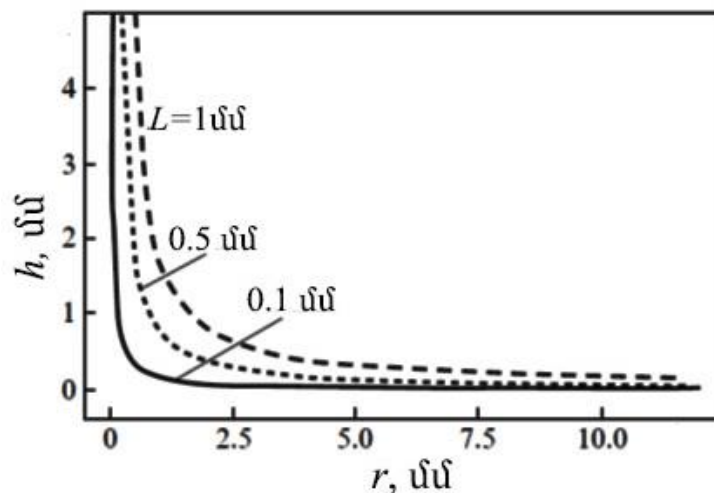
$$h = \sigma \Delta t N = \sigma N |\overline{BC}| / v = \sigma N |\overline{BC}| / (\omega r) \quad (11)$$

որտեղ v -ն B կետի գծային արագությունն է, BC աղեղի երկարությունը կլինի $|\overline{BC}| = 2ra = 2r \times \arcsin(L/2r)$ և $\omega = 2\pi N / t_0$:

$r \geq L/2$ հեռավորության դեպքում թիրախի հաստության նվազումը կարտահայտվի հետևյալ բանաձևով՝

$$h = \frac{2h_0 \arcsin(L/2r)}{\pi}: \quad (12)$$

$h(r)$ կախվածությունը տարբեր L -երի համար բերված է Նկար 72-ում: $0 < r \leq L/2$ բոլոր կետերի համար ստացվել է $h = h_0$ արդյունք:



Նկար 72. ԻԼՓ ժամանակ թիրախի հաստության նվազման կախվածությունը շառավղից լազերային ճառագայթի ուղղանկյուն երկրաչափության դեպքում:

Թիրախից գոլորշիացող նյութի քանակը որոշվում է $h(r)$ կորի պտույտով h առանցքի շուրջ:

$$V = \pi h_1 R^2 + \pi \int_{h_1}^{h_2} \left[\frac{L}{2 \sin(\pi h / 2h_0)} \right]^2 dh, \quad (13)$$

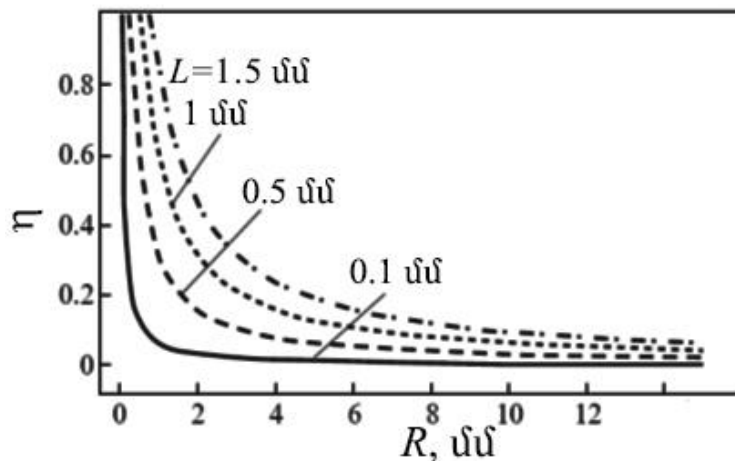
որտեղ $h_1 = [2h_0 \arcsin L/2R]/\pi$ և $h_2 = h_0$: Հետևաբար

$$V = 2h_0 R^2 \arcsin\left(\frac{L}{2R}\right) + h_0 LR \left(1 - \frac{L^2}{4R^2}\right)^{1/2} \quad (14)$$

Այսպիսով թիրախից գոլորշիացող նյութի ծավալը կախված է թիրախի հաստությունից (h_0), թիրախի շառավղից (R) և լազերային ճառագայթի լայնությունից (L): Քանի որ թիրախի նյութի օգտագործման արդյունավետությունը որոշվում է $\eta = V/V_0$ բանաձևով, որտեղ $V_0 = \pi h_0 R^2$ ապա թիրախի օգտագործման արդյունավետությունը կլինի

$$\eta = \left[2 \arcsin\left(\frac{L}{2R}\right) + LR^{-1} \left(1 - \frac{L^2}{4R^2}\right)^{1/2} \right] \pi^{-1} \quad (15)$$

$\eta(R)$ կախվածությունը լազերային ճառագայթի կիզակետի լայնության տարբեր արժեքների դեպքում բերված է Նկար 73-ում: Ինչպես տեսնում ենք կորերից թիրախի օգտագործման արդյունավետությունը մեծ է լազերային ճառագայթի կիզակետի լայնության մեծ արժեքների դեպքում:



Նկար 73. Թիրախի օգտագործման արդյունավետության կախվածությունը թիրախի շառավղից լազերային ճառագայթի կիզակետի տարբեր լայնությունների դեպքում:

Թիրախի օգտագործման արդյունավետության բանաձևը կարելի է պարզեցնել մտցնելով $k = L/R$ փոփոխական և այն գրառել

$$\eta = [2 \arcsin(k/2) + k(1 - k^2/4)^{1/2}] \pi^{-1} \quad (16)$$

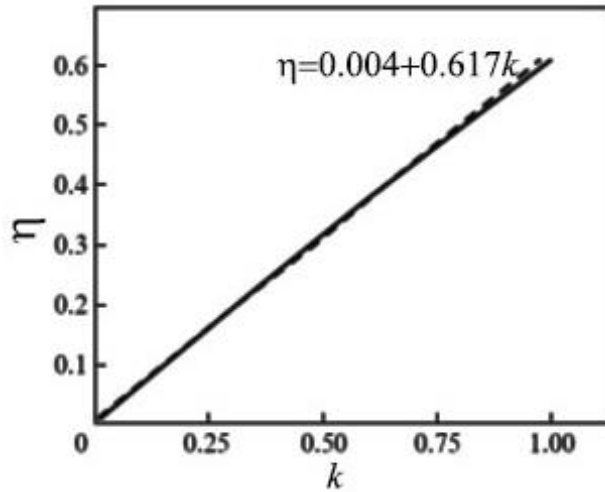
տեսքով:

Հիշեցնենք, որ վերոնշյալ հաշվարկները իրականացվել են $R \geq L/2$ դեպքում, իսկ երբ $0 < R < L/2$ ապա $\eta = 1$:

Նկար 74-ում բերված է $\eta(k)$ կախվածության գրաֆիկը: Ինչպես երևում է, երբ $k < 1$ այն շատ լավ մոտարկվում է

$$\eta = 0.004 + 0.617k \approx 0.6k \quad (17)$$

բանաձևով:



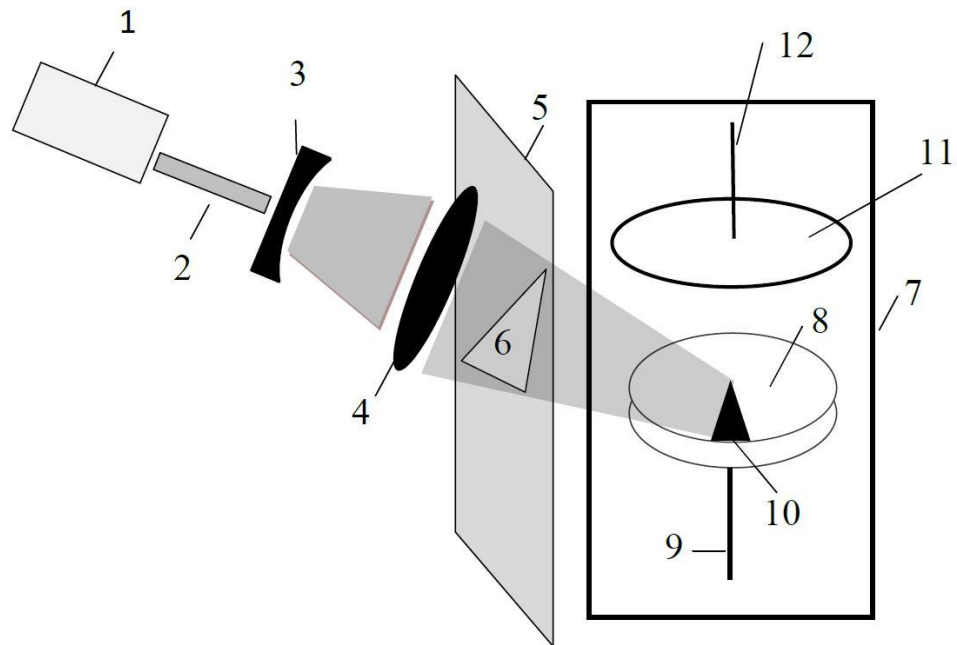
Նկար 74. Թիրախի օգտագործման արդյունավետության կախվածությունը k -ից: Կետագծերով նշված է գծային մոտորկման կորը:

Այսպիսով գտնվել է թիրախի օգտագործման արդյունավետության գնահատման պարզ բանաձև բավականին լավ մոտարկումով: Ակնհայտ է, որ L -ի և R -ի այն արժեքների դեպքում, որոնք կարող են կիրառվել փարձում, $k < 1$, իսկ η -ի արժեքը չի գերազանցում 0.5:

Գալիս ենք եզրակացության, որ ուղղանկյուն կիզակետի կիրառումը հանգեցնում է կենտրոնական հատվածից նյութի ավելի ինտենսիվ գոլորշիացման, որի հետևանքով ընկնում է թիրախի օգտագործման արդյունավետությունը: Լուծում կարող է հանդիսանալ ուղղանկյուն կիզակետի լայնությունը մաքսիմալ փոքրացնելը թիրախի կենտրոնի մոտ և մեծացնելը շարավիղի մեծանալուն զուգնթաց: Այդպես մենք գալիս ենք սեկտորաձև կիզակետի գաղափարին:

Դիտարկենք ԻԼՓ եղանակ, որի էությունը լազերային ճառագայթի սեկտորաձև կիզակետի օգտագործումն է: Փոշենստեցման համակարգը կազմված է վակուումային խցիկից, խցիկում տեղադրված պտտվող թիրախից և պտտվող տակդիրից, վակուումային խցիկից դուրս գտնվող լազերից, որի և վակուումային խցիկի միջև տեղադրված է լազերի փունջը լայնացնող ոսպնյակ, լազերի փունջը կիզակետող ոսպնյակ, պտտվող թիրախի վրա լազերային փնջի՝ սեկտորի տեսք ունեցող կիզակետի ստացումն ապահովող դիմակ: Անհրաժեշտ է, որ սեկտորի տեսք ունեցող կիզակետը համընկնում է շրջանաձև թիրախի մակերևույթի սեկտորի հետ:

Համակարգի գծապատկերը բերված է Նկար 75-ում:



Նկար 75. ԻԼՓ համակարգի գծապատկեր:

Դիտարկենք առաջարկվող լազերային փոշենստեցման համակարգը: Նկարում պատկերված են լազերը (1), լազերի փունջը (2), լազերի փունջը լայնացնող ոսպնյակը (3), լազերի փունջը կիզակետող ոսպնյակը (4), դիմակը (5), դիմակի ճեղքը (6), վակուումային խցիկը (7), թիրախը (8), թիրախի պտտման առանցքը (9), սեկտորաձև կիզակետը (10), տակդիրը (11), տակդիրի պտտման առանցքը (12): Նկար 75-ում պատկերված է այն դեպքը, երբ տակդիրի և թիրախի պտտման առանցքները զուգահեռ են, սակայն նրանք կարող են կազմել մինչև 90° ցանկացած անկյուն:

Երբ լազերային փնջի կիզակետը սեկտորաձև է և համընկնում է թիրախի սեկտորի հետ ու թիրախը պտտվում է հաստատուն անկյունային արագությամբ, ապա փոշենստեցման պրոցեսի ընթացքում թիրախի վրա ակոսիկներ չեն առաջանում, թիրախի նյութը հավասարաչափ գոլոշանում է թիրախի ամբողջ մակերեսից, ինչը հնարավոր է դարձնում փոշենստեցման համար օգտագործել թիրախի ամբողջ ծավալը: Կարևոր է նաև այն փաստը, որ այս եղանակը թիրախների կամ տակդիրների թվի սահմանափակում չունի:

Վերոնշյալ եղանակով իրականացվել է CuO թաղանթների 50 մմ տրամագծով ապակե տակդիրի վրա 10 մմ տրամագծով թիրախից փոշենստեցում: Տակդիրի պտտման արագությունը կազմել է 1 պտ/րոպե, թիրախինը՝ 10 պտ/րոպե: Կիրառվել է YAG:Nd³⁺ մոդուլացված լազեր: Փոշենստեցման 45 րոպե տևողությամբ 5 պրոցեսներից հետո թիրախի մաշվածության անհամասեռությունը չի գերազանցել $\pm 2\%$:

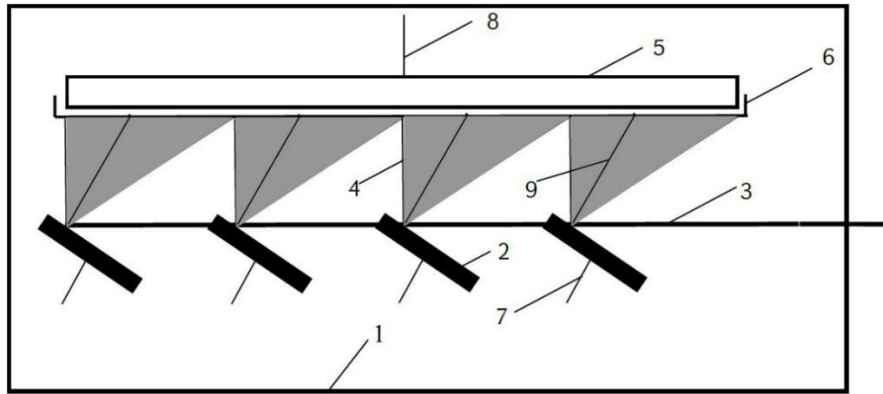
Իրականացվել է նաև $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ թաղանթների փոշենստեցումը 10 մմ տրամագծով երեք թիրախից 150 մմ տրամագծով պողպատե սկավառակի շառավղի երկայնքով ամրացրած $15 \times 10 \times 0.5$ մմ չափեր ունեցող ֆիանիտի 5 տակդիրների վրա: Պողպատե սկավառակի պտտման արագությունը կազմել է 1 պտ/րոպե, թիրախինը՝ 10 պտ/րոպե: Կիրառվել է YAG:Nd³⁺ մոդուլացված լազեր: Ստացվել են բարձր կրիտիկական բնութագրերով $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ գերհաղորդիչ թաղանթներ: Այս դեպքում նույնպես փոշենստեցման 45 րոպե տևողությամբ 5 պրոցեսներից հետո թիրախների մաշվածության անհամասեռությունը չի գերազանցել $\pm 2\%$:

5.4. Մեկից ավելի թիրախների օգտագործմամբ լազերային փոշենստեցման եղանակ

Այս եղանակի էությունը կայանում է համասեռ մեծաչափ թաղանթների փոշենստեցման համար մեկից ավել թիրախների և ճեղքերի հատուկ դասավորվածությամբ դիմակի կիրառման մեջ: Առաջարկվել է բարակ թաղանթների ստացման համակարգ, որի վակուումային խցիկում տեղադրված են պտտվող թիրախներ, պտտվող տակդիր, տակդիրի անմիջական մոտակայքում գտնվող դիմակ: Դիմակի տարբեր շառավիղների վրա գտնվում են կորաձև սեկտորի տեսք ունեցող ճեղքեր: Ճեղքերն ունեն այնպիսի կորություն, որպեսզի սեկտորի միջին գիծը համընկնի անշարժ տակդիրի վրա փոշենստեցված թաղանթի միևնույն հաստության կորի հետ: Սարքն ունի երկու և ավելի թիրախներ, որոնցից յուրաքանչյուրին համապատասխանում է մեկ զույգ ճեղք դիմակի վրա: Ճեղքերի բացվածքը և դասավորվածությունը այնպիսին են, որ դիմակի կենտրոնից գծված ցանկացած շառավղով շրջանագիծը հատում է որոշակի քանակությամբ ճեղքեր, իսկ ճեղքերի մեջ գտնվող աղեղների երկարությունների գումարը ցանկացած շառավղի համար հավասար է որոշակի անկյունով սեկտորի նույն շառավղին համապատասխանող աղեղի երկարությանը:

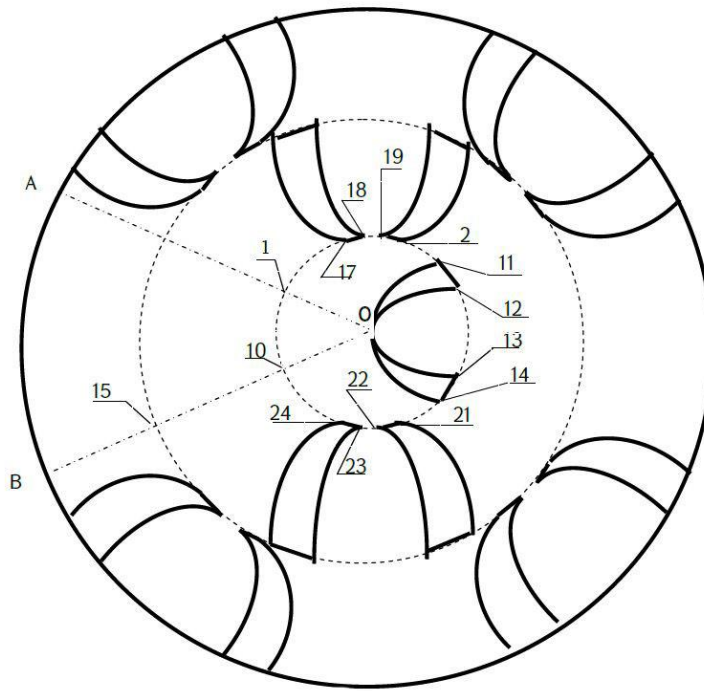
Անկյունն ընտրում են էլնելով դիտարկվող խնդրի պահանջներից և փաստից, որ ինչքան փոքր է անկյունը, այնքան համասեռ է ստացվող թաղանթը, բայց փոքր է փոշենստեցման արագությունը:

Նկար 76-ում տեսնում ենք առաջարկված համակարգի գծապատկերը՝ վակուումային խցիկը (1), պտտվող թիրախները (2), լազերային ճառագայթները (3), յուրաքանչյուր թիրախի վրա լազերային ճառագայթի ազդեցության հետևանքով առաջացած պլազմային ջահը (4), տակդիրը (5), դիմակը (6), թիրախի պտտման առանցքը (7), տակդիրի պտտման առանցքը (8), պլազմային ջահի առանցքը (9):



Նկար 76. ԻԼՓ բազմաթիրախի համակարգի գծապատկեր:

Նկար 77-ում պատկերված է յոթ թիրախների դեպքում համասեռ հաստություն ապահովող դիմակի հնարավոր տարբերակներից մեկի գծագիրը: Օ-10 շառավղով տիրույթում փոշենստեցումը կատարվում է մեկ թիրախից Օ-11-12-Օ և Օ-13-14-Օ կետերը միացնող կոր սեկտորի ձև ունեցող ճեղքերի միջով: 10-15 հատվածի պատմամբ կազմվող օղակում փոշենստեցումը կատարվում է երկու թիրախներից չորս կոր սեկտորի ձև ունեցող ճեղքերի միջով: Արտաքին 15-Յ կետերը միացնող հատվածի պատմամբ կազմված օղակում փոշենստեցումը կատարվում է չորս թիրախներից ութ կոր սեկտորի ձև ունեցող ճեղքերի միջով: Դիմակի մեջ արված բոլոր 14 ճեղքերն ունեն այնպիսի չափեր, որ դիմակի կենտրոնից գծված ցանկացած շառավղով շրջանագիծ հասնում է որոշակի քանակությամբ ճեղքեր, և այդ ճեղքերի բացվածքն այնպիսին է, որ ճեղքերի մեջ գտնվող աղեղների երկարությունների գումարը ցանկացած շառավղի համար համապատասխանի որոշակի անկյամբ սեկտորի՝ այդ շառավղին համապատասխանող աղեղին: Օրինակ, Նկար 77-ում պատկերված դիմակի համար, եթե այդ սեկտորը ՕԱԵ է, ապա Օ-10 շառավղի համար պետք է պահպանվեն հետևյալ հավասարումները՝ 11-12, 13-14, 17-18, 19-20, 21-22 և 23-24 կետերը միացնող աղեղների երկարության գումարը պետք է հավասար լինի 1 և 10 կետերը միացնող աղեղի երկարությանը: Այդ պայմանը պետք է կատարվի Օ կենտրոնից տարված ցանկացած շառավղով շրջանագծի համար: Նշենք կրկին, որ դիմակում արված բոլոր կոր սեկտորի ձև ունեցող ճեղքերի միջնագծերը պետք է համընկնեն այդ ճեղքերի դիմաց գտնվող թիրախից անշարժ տակդիրի վրա փոշենստեցված թաղանթի միևնույն հաստության գծի հետ, և այդ հաստությունը պետք է լինի նույնը բոլոր թիրախների համար:



Նկար 77. 7 թիրախի դեպքում կիրառվող դիմակի գծապատկերը:

Հայտնի է, որ բարդ միացությունների փոշենստեցման ժամանակ հնարավոր է տարրերի զանգվածափոխադրման արագությունների հարաբերակցության փոփոխություն պլազմային ջահի տարբեր մարմնային անկյունների համար: Այդ պարագայում առաջարկված դիմակն ապահովում է նաև թաղանթի բաղադրության շտապվղային համասեռությունը: Առաջարկվող դիմակի կիրառման երրորդ առավելությունն այն է, որ այն խոչընդոտում է պլազմային ջահի կենտրոնական տիրույթի (այն պարունակում է թիրախից լազերային փնջով դուրս նետվող խոշոր մասնիկներ) ընկնելուն թաղանթի վրա: Դրանով նվազեցվում է խոշոր մասնիկների թիվը թաղանթի մակերեսի:

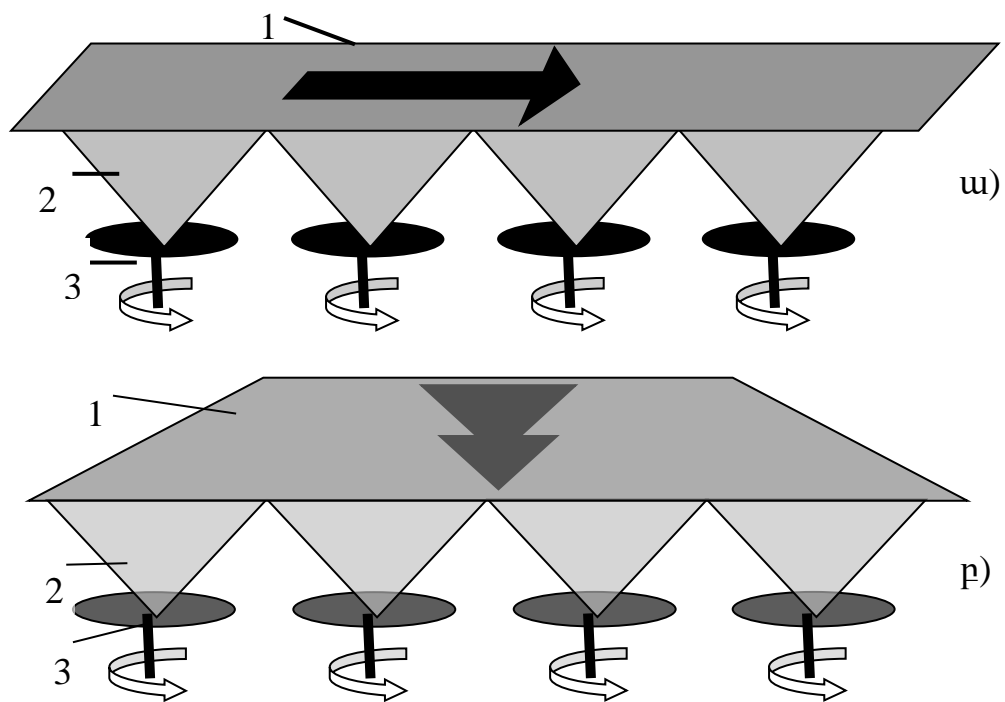
Ակնհայտ է, որ առաջարկվող եղանակի կիրառման ընթացքում պլազմային ջահի ձևի վրա ազդող բոլոր բնութագրերը պետք է մնան անփոփոխ, ինչպես անշարժ տակդիրի վրա փոշենստեցման ժամանակ, երբ որոշվում է թաղանթի միևնույն հաստության գիծը, այնպես էլ պտտվող տակդիրի վրա դիմակի կիրառմամբ համասեռ մեծաչափ թաղանթներ ստանալու նպատակով փոշենստեցման դեպքում:

Առաջարկված համակարգում օգտագործվող թիրախների թվի սահմանափակում չկա: Կարելի է օգտագործել ցանկացած քանակությամբ թիրախներ և փոշենստեցնել ցանկացած տրամագծի թաղանթներ:

Վերոնշյալ եղանակով իրականացվել է CuO թաղանթների փոշենստեցում 30մմ տրամագծով երեք թիրախներից 200 մմ տրամագծով ապակե տակդիրի վրա: Տակդիրի պտտման արագությունը կազմել է 1 պտ/րոպե, թիրախներինը՝ 20 պտ/րոպե: Կիրառվել է YAG-Nd³⁺ մոդուլացված լազեր: Դիմակի սեկտորաձև ճեղքերի բացվածքը համապատասխանել է 30 աստիճան սեկտորին: Այդ պայմաններում փոշենստեցված թաղանթի հաստության անհամասեռությունը չի գերազանցել ±3%:

Իրագործվել է նաև YBa₂Cu₃O_{7-δ} թաղանթների փոշենստեցում 30մմ տրամագծով յոթ թիրախներից 300 մմ տրամագծով պողպատե սկավառակի շառավղի երկայնքով ամրացրած 15x10x1 մմ չափեր ունեցող ֆիանիտի 10 տակդիրների վրա: Փոշենստեցումը կատարվել է նույն պայմաններում ինչը և նախորդը: Դիմակի սեկտորաձև ճեղքերի բացվածքի անկյունը կազմել է 25 աստիճան: Ստացվել են բարձր կրիտիկական բնութագրերով YBa₂Cu₃O_{7-δ} գերհաղորդիչ թաղանթներ: Այս դեպքում նույնպես թաղանթի հաստության անհամասեռությունը չի գերազանցել ±3%:

Մեկից ավել թիրախների կիրառում հնարավոր է նաև շարժվող ժապավենի վրա մեծաչափ բարակ թաղանթների փոշենստեցման համար, ԻԼՓ համակարգի գծապատկերը բերված է Նկար 78-ում:



Նկար 78. N թիրախներից շարժվող ժապավենի վրա փոշենստեցման գծապատկեր:

Գծանկարում պատկերված են փոշենստեցման խցիկում տեղադրված շարժվող ժապավեն (1), պլազմային ջահ (2), թիրախ (3): Սլաքը ցույց է տալիս ժապավենի շարժման ուղղությունը: Մեկից ավել թիրախների կիրառմամբ շարժվող ժապավենի վրա մեծաչափ բարակ թաղանթների փոշենստեցման եղանակը կարող է լուծել երկու կարևոր խնդիր: Ժապավենի երկայնքով տեղադրված թիրախները մեծացնում են փոշենստեցման արագությունը (Նկար 78 ա), շարժվող ժապավենի լայնությամբ տեղադրված թիրախները մեծացնում են փոշենստեցված թաղանթի լայնությունը (Նկար 78 բ):

Նկարագրված ԻԼՓ եղանակները թույլ են տալիս՝

- թիրախի նյութի օգտագործման արդյունավետությունը մեծացնել հասցնելով 100%,
- փոշենստեցման ընթացքում կիրառել մեկից ավել թիրախներ,
- կախված իրականացվող խնդրից պտտվող տակդիրի վրա փոշենստեցման ընթացքում կիրառվող դիմակի հատուկ երկրաչափությամբ ձեղքերի անկյան միջոցով դեկավարել թաղանթի համասեռությունը և փոշենստեցման արագությունը:
- շարժվող ժապավենի վրա փոշենստեցման ժամանակ կիրառելով մեկից ավել թիրախներ մեծացնել փոշենստեցման արագությունը կամ թաղանթի լայնությունը:

Ամփոփելով Գլուխ 5-ում բերված արդյունքները կարող ենք եզրակացնել, որ էլեկտրոնաճառագայթային փոշենստեցման եղանակով ստացվել են CeB_6 թաղանթներ, որոնց Ջեբեկի գործակցի և տեսակարար դիմադրության ջերմաստիճանային կախվածության վարքը համընկնում է ծավալային նմուշներիինի հետ: Այդ արդյունքը, ինչպես նաև վոլֆրամի ցածր դիմադրությամբ թաղանթների փոշենստեցման պայմանների մշակումը, հնարավոր է դարձնում կիրառել այդ թաղանթները ՋՄՖԴ զգայուն տարրի ստեղծման համար: Էլեկտրոնաճառագայթային հաջորդաբար փոշենստեցման արդյունքում ստացվել են $W/CeB_6/W$ տարբեր հետերոկառուցվածքներ: Պատրաստվել և հետազոտվել են ՋՄՖԴ զգայուն տարրի միաշերտ, երկշերտ և եռաշերտ նախաստիպեր: Լազերային փոշենստեցման մեծաչափ թաղանթների սինթեզման առաջարկված եղանակները կարող են կիրառվել ՋՄՖԴ-ի բազմատարր տվիչի ստեղծման համար, ինչպես նաև բազմաթիվ այլ ոլորտներում:

ԵԶՐԱԿԱՑՈՒԹՅՈՒՆ

Ատենախոսության հիմնական արդյուքները հետևյալն են՝

1. Հաշվարկվել են ՋՄՖԴ-ի բնութագրերը միաշերտ զգայուն տարրում 1 էՎ-1 կէՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանման հետևանքով տեղի ունեցող ջերմային պրոցեսների հետազոտման հիման վրա: Ցույց է տրվել, որ կլանիչում ֆոտոնի կլանման տիրույթից կախված փոխվում է տվիչի եզրերին առաջացած ջերմաստիճանների տարբերության ժամանակային կախվածության տեսքը, տվիչի եզրերին առաջացած ջերմաստիճանների տարբերության առավելագույն արժեքը և այդ արժեքին հասնելու ժամանակը:
2. Բացահայտվել է թե ինչպես են ՋՄՖԴ-ի միաշերտ զգայուն տարրի հիմնական բնութագրերը՝ հաշվարկի արագությունը և տվիչի վրա առաջացող լարման առավելագույն արժեքը, կախված զգայուն տարրի երկրաչափությունից ու օգտագործված նյութերից:
3. Ցույց է տրվել, որ W կլանիչով, (La, Ce)B₆ կամ CeB₆ տվիչով միաշերտ զգայուն տարրը, համապատասխանաբար 0.5 Կ և 9 Կ աշխատանքային ջերմաստիճաններում, ունակ է գրանցել ինֆրակարմիրից մինչև ռենտգենյան տիրույթի ֆոտոններ, ապահովել գիգահերցերի հասնող հաշվարկի արագություն, տասնյակ միկրովոլտերի մեծության ազդանշան և 1%-ից ոչ պակաս էներգետրկ լուծաչափ:
4. Որոշվել է, որ նույն 9 Կ աշխատանքային ջերմաստիճանում FeSb₂ տվիչով միաշերտ զգայուն տարրի R և V_m բնութագրերը ավելի բարձր են CeB₆ տվիչով զգայուն տարրի բնութագրերի համեմատ:
5. 1 էՎ-1 կէՎ էներգիայով ֆոտոնների կլանման հետազոտման հիման վրա հաշվարկվել են ՋՄՖԴ-ի եռաշերտ զգայուն տարրի բնութագրերը: Ցույց է տրվել, որ զգայուն տարրի միևնույն երկրաչափության համար ΔT_m և V_m բնութագրերի փոփոխություն գրանցվում է միայն կլանիչի եզրերին ֆոտոնի կլանման դեպքում:
6. Բացահայտվել է, որ եռաշերտ զգայուն տարրի ΔT_m և V_m բնութագրերի կախվածությունը ֆոտոնի էներգիայից գծային է, ինչը հնարավորություն է ընձեռում չափելով տվիչի վրա առաջացած լարման առավելագույն արժեքը միարժեքորեն որոշել ֆոտոնի էներգիան:

7. Որոշվել է, որ եռաշերտ զգայուն տարրի կլանիչի մակերեսի մեծացումը որոշակի սահմաններում բերում է դետեկտորի հաշվարկի արագության աճին, տվիչի վրա գեներացված լարման փոփոխություն չի գրանցվում:
8. Ցույց է տրվել, որ եռաշերտ զգայուն տարրի $(La, Ce)B_6$, CeB_6 և $FeSb_2$ տվիչների հաստության նվազեցումը 1 մկմ-ից 0.01 մկմ հանգեցնում է հաշվարկի արագության կտրուկ աճի:
9. Գերհաղորդիչ Nb, Pb և YBCO կլանիչներով զգայուն տարրի տվիչի հաստությունը հնարավոր է նվազեցնել առանց ազդանշանի գրանցմանը խոչընդոտներ առաջացնելու:
10. Հիմնավորվել է, որ ՋՄՖԴ-ի եռաշերտ զգայուն տարրը կարող է ապահովել միկրովոլտերի հասնող ազդանշան և տերահերցերի հասնող հաշվարկի արագություն ինֆրակարմիրից մինչև ռենտգենյան տիրույթի ֆոտոնների գրանցման համար:
11. Կատարվել է ՋՄՖԴ զգայուն տարրի կառուցվածքում կիրառվող բարակ թաղանթների ֆիզիկական հատկությունների և փոշենստեցման պայմանների փոխկապակցվածության հետազոտում, ինչը թույլ է տվել սինթեզել այնպիսի CeB_6 թաղանթներ, որոնց Ջեյֆեկի գործակիցը ցածր ջերմաստիճաններում չի զիջում ծավալային նմուշներին:
12. Որոշվել է, որ էլեկտրոնաճառագայթային եղանակով W թաղանթների փոշենստեցման համար նպատակահարմար է օգտագործել բարակ թիթեղներից կազմված թիրախներ:
13. Ցույց է տրվել, որ W և CeB_6 թաղանթների փոշենստեցման օպտիմալ պայմանները կարող են կիրառվել տարբեր կոնֆիգուրացիաներով W/ CeB_6 /W հետերոկառուցվածքներ ստանալու համար:
14. Բացահայտվել է, որ երբ լազերային փնջի կիզակետը սեկտորաձև է և համընկնում է թիրախի մակերեսի սեկտորի հետ, ապա փոշենստեցման պրոցեսի ընթացքում թիրախի նյութը հավասարաչափ է գոլորշանում թիրախի ամբողջ մակերևույթից, ինչը հնարավոր է դարձնում փոշենստեցման համար օգտագործել թիրախի ամբողջ ծավալը:
15. Առաջարկվել է համասեռ հաստությամբ և բաղադրությամբ մեծաչափ բարակ թաղանթների լազերային փաշենստեցման եղանակ, որը հնարավոր է դարձնում, կիրառելով մեկից ավել թիրախներ և ճեղքերի որոշակի կոնֆիգուրացիայով դիմակ, մեծացնել առաջընթաց շարժվող ժապավենի վրա փոշենստեցվող թաղանթի լայնքը և պատվող տակդիրի վրա փոշենստեցվող թաղանթի տրամագիծը:

* * *

Խորին երախտագիտությունս եմ հայտնում ատենախոսության գիտական ղեկավար Արմեն Սարգսի Կուզանյանին թեմայի առաջադրման, համատեղ աշխատանքների և արդյունքների քննարկման համար:

Խորապես շնորհակալ եմ նաև ՀՀ ԳԱԱ ՖՀԻ գիտաշխատողներ Վահան Նիկողոսյանին, Սիլվա Պետրոսյանին, Գեորգի Բադալյանին և Վազգեն Կուզանյանին համատեղ կատարված հետազոտությունների, բազմակողմանի օգնության և ընկերական վերաբերմունքի համար:

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՑԱՆԿ

- [1] M.D. Eisaman, J. Fan, A. Migdall, S.V. Polyakov “Invited Review Article: Single-photon sources and detectors” *Review of Scientific Instruments* 82, 071101, (2011).
- [2] R.H. Hadfield “Single-photon detectors for optical quantum information applications” *Nature Photonics* 3, pp. 696-705, (2009).
- [3] W.J. Zhang, L.X. You, H. Li, J. Huang, Ch.L. Lv, L. Zhang, X.Y. Liu, J.J. Wu, Zh. Wang, X.M. Xie “NbN superconducting nanowire single photon detector with efficiency over 90% at 1550 nm wavelength operational at compact cryocooler temperature” *Science China-Phys. Mech. Astron.* 60, 120314 (2017).
- [4] C.J. Chunnillall, I. P. Degiovanni, S. Kuck, I. Muller, A. G. Sinclair “Metrology of single-photon sources and detectors: a review” *Optical Engineering*, 53(8), 081910, (2014).
- [5] A.E. Lita, A.J. Miller, S. Woo Nam “Counting near-infrared single-photons with 95% efficiency” *Optics Express* 16, pp. 3032-3040, (2008).
- [6] A. Divochiy, F. Marsili, D. Bitauld, A. Gaggero, R. Leoni, F. Mattioli, A. Korneev, V. Seleznev, N. Kaurova, O. Minaeva, G. Goltsman, K. G. Lagoudakis, M. Benkhaoul, F. Levy, A. Fiore “Superconducting nanowire photon number-resolving detector at telecommunication wavelengths” *Nature Photonics* 2, pp. 302-306, (2008).
- [7] Ch.M. Natarajan, M.G. Tanner, R.H. Hadfield “Superconducting nanowire single-photon detectors: physics and applications” *Superconductor Science and Technology*, 25, 063001 (2012).
- [8] J.P. Sprengers, A. Gaggero, D. Sahin, S. Jahanmirinejad, G. Frucci, F. Mattioli, R. Leoni, J. Beetz, M. Lermer, M. Kamp, S. Hofling, R. Sanjines, A. Fiore “Waveguide superconducting single-photon detectors for integrated quantum photonic circuits” *Applied Physics Letters*, 99, 181110 (2011).
- [9] W.H.P. Pernice, C. Schuck, O. Minaeva, M. Li, G.N. Goltsman, A.V. Sergienko, H.X. Tang “High speed travelling wave single-photon detectors with near-unity quantum efficiency” *arXiv:1108.5299*, (2011).

- [10] F. Zappa, S. Tisa, S. Cova, P. Maccagnani, R. Saletti, R. Roncella, F. Baronti, D. Bonaccini Calia, A. Silber, G. Bonanno, M. Belluso “Photon counting arrays for astrophysics” *Journal of Modern Optics*, 54 (2–3), pp. 163–189, (2007).
- [11] E. Martinenghi, L. Di Sieno, D. Contini, M. Sanzaro, A. Pifferi, A. Dalla Mora “Time-resolved single-photon detection module based on silicon photomultiplier: A novel building block for time-correlated measurement systems” *Review of Scientific Instruments* 87, 073101, (2016).
- [12] <https://www.hamamatsu.com/jp/en/product/category/3100/3001/index.html> Hamamatsu ընկերության արտադրած ֆոտոբազմապատկիչների տեխնիկական տվյալների ինտերնետային հղում:
- [13] <https://www.newport.com/f/photomultiplier-tubes> Oriel Instruments ընկերության արտադրած ֆոտոբազմապատկիչների տեխնիկական տվյալների ինտերնետային հղում:
- [14] B. Korzh, T. Lunghi, K. Kuzmenko, G. Boso, H. Zbinden “Afterpulsing studies of low-noise InGaAs/InP single photon negative-feedback avalanche diodes” *Journal of Modern Optics*, 62(14), pp. 1151–1157 (2015).
- [15] P. Bai, Y. H. Zhang, W. Z. Shen “Infrared single photon detector based on optical up-converter at 1550 nm” *Scientific Reports* 7, 15341 (2017).
- [16] <https://www.idquantique.com/single-photon-systems/products/id230/>, ID Quantique ընկերության արտադրած տարափային միաֆոտոն դետեկտորների տեխնիկական տվյալների ինտերնետային հղում:
- [17] K. Zang, X. Jiang, Y. Huo, X. Ding, M. Morea, X. Chen, Ch.-Y. Lu, J. Ma, M. Zhou, Zh. Xia, Z. Yu, T. I. Kamins, Q. Zhang, J. S. Harris “Silicon single-photon avalanche diodes with nanostructured light trapping” *Nature Communications* 8, 628, (2017).
- [18] S. Komiyama, O. Astafiev, V. Antonov, T. Kutsuwa, H. Hirai “A single-photon detector in the far-infrared range” *Letters to nature*, 403, pp. 405-407 (2000).
- [19] S. Komiyama, O. Astafiev, V. Antonov, T. Kutsuw “Single-photon detection of THz-waves using quantum dots” *Microelectronic engineering* 63, pp. 173–178, (2002).
- [20] G.N. Gol’tsman, O. Okunev, G. Chulkova, A. Lipatov, A. Semenov, K. Smirnov, B. Voronov, A. Dzardanov, C. Williams, R. Sobolewski “Picosecond superconducting single-photon optical detector” *Applied physics letters* 79 (6), pp. 705-707 (2001).

- [21] G.N. Gol'tsman, K. Smirnov, P. Kouminov, B. Voronov, N. Kaurova, V. Drakinsky, J. Zhang, A. Verevkin, and R. Sobolewski "Fabrication of nanostructured superconducting single-photon detectors" IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 13 (2), pp. 192-195, (2003).
- [22] K.D. Irvin "Seeing with superconductors" Scientific American, pp. 86-94, (2006).
- [23] K. Rostem, D.T. Chuss, F.A. Colazo, E.J. Crowe, K.L. Denis, N.P. Lourie, S.H. Moseley, T.R. Stevenson, E.J. Wollack "Precision control of thermal transport in cryogenic single-crystal silicon devices", Journal of Applied Physics 115, 124508 (2014).
- [24] A.N. Vystavkin, A.G. Kovalenko, S.V. Shitov et al., "Hot-electron superconducting nanobolometer sensors for ultrasensitive array radiometers of the terahertz frequency range" Journal of Communications Technology and Electronics, 55 (6), pp. 710-715 (2010).
- [25] I.E. Zadeh, J.W.N. Los, R. Gourgues, G. Bulgarini, S.M. Dobrovolskiy, V. Zwiller, "A single-photon detector with high efficiency and sub-10ps time resolution" arXiv preprint arXiv:1801.06574 (2018).
- [26] D. Rosenberg, A.E. Lita, A.J. Miller, S.W. Nam "Noise-free high-efficiency photon-number-resolving detectors". Physical Review 71, 061803 (2005).
- [27] http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/NIR-PMT_APPLI_TPMO1040E.pdf
 Hamamasu ընկերության արտադրած H10330A ֆոտոբազմապատկիչի տեխնիկական սլյալներն առցանց:
- [28] F. Marsili, V.B. Verma, J.A. Stern, S. Harrington, A.E. Lita, T. Gerrits, I. Vayshenker, B. Baek, M.D. Shaw, R.P. Mirin, S.W. Nam "Detecting single infrared photons with 93% system efficiency" Nature Photonics 7, pp. 210-214, (2013).
- [29] R. Sobolewski, A. Verevkin, G.N. Gol'tsman, A. Lipatov, and K. Wilsher "Ultrafast superconducting single-photon optical detectors and their applications" IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 13(2), pp. 1151-1157, (2003).
- [30] D. Rosenberg, A.J. Kerman, R.J. Molnar, and E.A. Dauler, "Highspeed and high-efficiency superconducting nanowire single photon detector array" Optics Express 21(2), pp.1440-1447, (2013).
- [31] W.J. Zhang, H. Li, L.X. You, J. Huang, Y.H. He, L. Zhang, X.Y. Liu, S.J. Chen, Z. Wang, and X.M. Xie, "Superconducting nanowire single-photon detector with a system detection efficiency over 80% at 940-nm wavelength," IEEE Photonics Journal 8(2), 4500908, (2016).

- [32] H. Li, L. Zhang, L. You, X. Yang, W. Zhang, X. Liu, S. Chen, Z. Wang, and X. Xie, “Large-sensitive-area superconducting nanowire single-photon detector at 850 nm with high detection efficiency,” *Optics Express* 23(13), pp.17301–17308, (2015).
- [33] T. Yamashita, K. Waki, S. Miki, R.A. Kirkwood, R.H. Hadfield, H. Terai, “Superconducting nanowire single-photon detectors with non-periodic dielectric multilayers,” *Scientific Reports* 6, 35240, (2016).
- [34] D. Liu, S. Miki, T. Yamashita, L. You, Z. Wang, and H. Terai, “Multimode fiber-coupled superconducting nanowire single-photon detector with 70% system efficiency at visible wavelength,” *Optics Express* 22(18), pp.21167–21174, (2014).
- [35] H. Li, S. Chen, L. You, W. Meng, Z. Wu, Z. Zhang, K. Tang, L. Zhang, W. Zhang, X. Yang, X. Liu, Z. Wang, and X. Xie, “Superconducting nanowire single photon detector at 532 nm and demonstration in satellite laser ranging,” *Optics Express* 24(4), pp. 3535–3542, (2016).
- [36] G.G. Fritz, K.S. Wood, D. Van Vechten, A.L. Gyulamiryan, A.S. Kuzanyan, N.J. Giordano, T.M. Jacobs, H.-D. Wu, J.S. Horwitz, A.M. Gulian “Thermoelectric single-photon detectors for X-ray/UV radiation”, *Proc. SPIE*, 4140, pp. 459-469(2000).
- [37] D. Van Vechten, K. Wood, G. Fritz, J. Horwitz, A. Gyulamiryan, A. Kuzanyan, V. Vartanyan, A. Gulian “Imaging detectors based on anisotropic thermoelectricity”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 444, Issue 1-2, pp. 42-45 (2000).
- [38] K. Wood, G. Gilbert, A. Gulian, D. van Vechten “Photon detector”, US Patent 6710343 (2004).
- [39] A. Gulian, K. Wood, D. Van Vechten, G. Fritz “Cryogenic thermoelectric (QVD) detectors: Emerging technique for fast single-photon counting and non-dispersive energy characterization”, *Journal of Modern Optics* 51, № 9-10, pp. 1467-1490 (2004).
- [40] A.M. Gulian, K.S. Wood, G.G. Fritz, D. Van Vechten, H.-D. Wu, J.S. Horwitz, G.R. Badalyantz, S.R. Harutyunyan, V.H. Vartanyan, S.A. Petrosyan, A.S. Kuzanyan, “Sensor development for single-photon thermoelectric detectors” *AIP Conference Proc.*, 605, 31, (2002)
- [41] Վ.Ա. Պետրոսյան “Ցերիումի և լանթան-ցերիումի հեքսաֆորիդների հիման վրա միաֆոտոն դետեկտորների ստեղծման հնարավորությունները” Ատենախոսություն, Աշտարակ (2011).

- [42] D. Chrisey, G. Hubler, “Pulsed Laser Deposition of Thin Films”, chapter 1. J.T. Cheung, “History and fundamentals of pulsed laser deposition”, John Wiley and Sons, Inc., New York, pp. 1-22, (1994).
- [43] Т.В. Кононенко, В.И. Конов, Е.Н. Лубнин, Ф. Даусингер “Импульсное лазерное напыление твердого углеродного покрытия при атмосферном давлении” Квантовая электроника, 33(3), ст. 189–191, (2003).
- [44] D. Chrisey, G. Hubler, “Pulsed Laser Deposition of Thin Films”, chapter 11. J.A. Greer, “Commercial scale-up of pulsed laser deposition”, John Wiley and Sons, Inc., New York, pp. 293-311, (1994).
- [45] А.С. Кузаныян, В.А. Петросян, С.Х. Пилюсян, В.М. Нестерев “Лазерное напыление большеразмерных тонких пленок” Квантовая Электроника 41(3), ст. 253-256, (2011).
- [46] A.S. Kuzanyan “PLD of large area films onto substrate undergoing translational motion by mask method” IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 13(2), pp. 2868-2870, (2003).
- [47] A. Kuzanyan, G. Badalyan, V. Karapetyan, A. Gyulamiryan, A. Gulian “Three simple methods to obtain large area thin films by pulsed laser deposition”, IEEE Transactions on Applied Superconductivity 11(1), pp. 3852–3855, (2001).
- [48] A.S. Kuzanyan, G.R. Badalyan, V.R. Nikoghosyan, S.R. Harutyunyan “Some peculiarities of pulsed laser deposition of large area thin films”, IEEE Transactions on Applied Superconductivity 11(1), pp. 3859–3862, (2001).
- [49] Ա. Կուզանյան, Վ. Կարապետյան, Ա. Գուլամիրյան, Գ. Բադալյան, Արսոնազիր 692 “Թաղանթների ստացման եղանակ”(1998):
- [50] Ա. Կուզանյան, Վ. Կարապետյան, Ա. Գուլամիրյան, Գ. Բադալյան, Արսոնազիր 963 “Թաղանթների ստացման սարք”(2000):
- [51] R. Nagaishi “Formation of large surface area thin film by laser deposition method and device therefore” Japanese paten JP83333674 (A), 12.17(1996).
- [52] S. Takano “Film forming device by laser vapor deposition” Japanese paten JP2305957 (A), 12.19 (1990).
- [53] D. Iwamoto, M. Nagao “Laser ablation mechanism” Japanese paten JP2006124821 (A), 05.18 (2006).

- [54] А.З. Грасюк, И.Г. Зубарев, В.Ф. Ефимков, В.Г. Смирнов “Мощные ВКР-лазеры–когерентные сумматоры (как это было)” *Квантовая электроника* 42(12), ст. 1064-1072, (2012).
- [55] V. Stelmakh, V. Rinnerbauer, J.D. Joannopoulos, M. Soljagic, I. Celanovic, J.J. Senkevich, Ch. Tucker, T. Ives, R. Shrader “Evolution of sputtered tungsten coatings at high temperature” *Journal of Vacuum Science & Technology A* 31(6), 061505, (2013).
- [56] T. Acsente, R.F. Negrea, L.C. Nistor, C. Logofatu, E. Matei, R. Birjega, Ch. Grisolia, G. Dinescu “Synthesis of flower-like tungsten nanoparticles by magnetron sputtering combined with gas aggregation” *European Physical Journal D* 69, 161, (2015).
- [57] A.K. Sinha, T.E. Smith, T.T. Sheng, N.N. Axelrod “Control of resistivity, microstructure, and stress in electron beam evaporated tungsten films” *Journal of Vacuum Science & Technology* 10(3), pp. 436-444, (1973).
- [58] J.H. Souk, J.F. O’Hanlon, J. Angillelo “Characterization of electron beam deposited tungsten films on sapphire and silicon” *Journal of Vacuum Science & Technology A* 3(6), pp. 2289-2292, (1985).
- [59] D. Hatanaka, E. Asanuma, K. Takeda, T. Ikeda, M. Nakamura, Y. Nakanishi, F. Iga, Y. Harada, H. Yamaguchi, M. Yoshizawa. “Synthesis and characterization of rare-earth boride thin films of CeB₆ fabricated by MBE method” *Proc. Int. Conf. Strongly Correlated Electron Systems (SCES2013), JPS Conf. Proc.*, 3, 011049 (2014).
- [60] J.Q. Xu, T. Mori, Y. Bando, D. Golberg, D. Berthebaud, A. Prytuliak “Synthesis of CeB₆ thin films by physical vapor deposition and their field emission investigations” *Mater. Sci. Engin. B*, 177, pp. 117-120 (2012).
- [61] H. Shishido, K. Kawai, A. Futagami, S. Noguchi, T. Ishida “Thin film growth of rare-earth hexaboride” *Proc. Int. Conf. Strongly Correlated Electron Systems (SCES2013), JPS Conf. Proc.*, 3, 011045 (2014).
- [62] G.K. White, S.J. Collocott “Heat capacity of reference materials: Cu and W” *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 13(4), pp.1251-1257, 1984.
- [63] http://www.efunda.com/materials/elements/element_info.cfm?Element_ID=W, Տարրերի բնութագրեր:

- [64] H.A. Leupold and H.A. Boorse “Superconducting and normal specific heats of a single crystal of niobium” *Physical Review* 134 5A, (1964).
- [65] S.M. Wasim and N.H. Zebouni “Thermal conductivity of superconducting niobium” *Physical Review* 187, (1969).
- [66] <https://www.bnl.gov/magnets/staff/gupta/cryogenic-data-handbook/Section8.pdf>, պիւնդ մարմինների ջերմունակության սվյալներ:
- [67] L.P. Mezhahov-Deglin “Thermal conductivity of pure lead crystals at low temperatures” *Sov. Phys. JETP* 50(2), pp. 369-379, (1979).
- [68] D.L. Sisson, S.G. Doettinger, A. Kapitulnik, R. Liang, D.A. Bonn and W.N. Hardy “Specific heat of Zn-Doped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$: Possible evidence for Kondo screening in the superconducting state” *Physical Review B* 61(5), pp. 3604-3609, (2000).
- [69] C. Uher. *Physical Properties of High Temperature Superconductors*, D.M. Agrinsberg (Ed.). Singapore, Word Scientific, pp. 3 -159, (1992).
- [70] G.T. Furukawar, T.B. Douglasr, R.E. McCoske Yr, D.C. Ginnings “Thermal properties of aluminum oxide from 0° to $1,200^\circ \text{K}$ ” *Journal of Research National Bureau Standards*, 57, pp. 67-82, (1956).
- [71] Allen Scheie “Thermal conductivity measurements of sapphire fibers” http://www.phys.ufl.edu/ireu/IREU2013/pdf_reports/Allen_Scheie_FinalReport.pdf.
- [72] Y. Peysson, C. Ayache, B. Salce, J. Rossat-Mignod, S. Kunii, T. Kasuya “Thermal properties of CeB_6 and LaB_6 ” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 47&48, pp. 63-65, (1985).
- [73] Y. Peysson, C. Ayache, B. Salce “Thermal conductivity of CeB_6 and LaB_6 ” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 59, pp. 33-40, (1986).
- [74] V. Petrosyan “Hexaborides of rare earths as a sensor material for thermoelectric single-photon detectors” *Journal of Contemporary Physics (Armenian Academy of Sciences)* 46(3), pp. 125-129 (2011).
- [75] M.S. Figueira, J. Silva-Valencia, R. Franco “Thermoelectric properties of the Kondo insulator FeSb_2 ”, *European Physical Journal B*, 85(203), pp. 1-9, (2012).
- [76] A. Bentien, S. Johnsen, G.K.H. Madsen, B.B. Iversen, F. Steglich, “Colossal Seebeck coefficient in strongly correlated semiconductor FeSb_2 ”, *Europhysics Letters*, 80(1), 17008, (2007).

- [77] C.T. Chantler “Teoretical form factor. Attenuation and scattering tabulation for Z=1-92 from E=1-10 eV to E=0.4-1.0 MeV”, Journal of Physical and Chemical Reference Data 24(1), pp. 71-643, (1995).