

**ՀՀ ԿՐԹՈՒԹՅԱՆ ԵՎ ԳԻՏՈՒԹՅԱՆ ՆԱԽԱՐԱՐՈՒԹՅՈՒՆ
ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ**

Գրիգորյան Կարեն Կառլենի

**ԱՐՏԱՔԻՆ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԵՐՈՒՄ
ՉԵՂՈՔ ԵՎ ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ
ԴԻՖՐԱԿՑԻԱՅԻ ՈՐՈՇ ԷՖԵԿՏՆԵՐ**

*Ա.04.02 – «Տեսական ֆիզիկա» մասնագիտությամբ
ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների թեկնածուի
գիտական աստիճանի հայցման արտենախոսության*

ՍԵՂՄԱԳԻՐ

Երևան – 2017

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РА
ЕРЕВАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ**

Карен Карленович Григорян

**НЕКОТОРЫЕ ЭФФЕКТЫ ДИФРАКЦИИ
НЕЙТРАЛЬНЫХ И ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
ВО ВНЕШНИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЯХ**

АВТОРЕФЕРАТ

*диссертации на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук по специальности 01.04.02 –
«Теоретическая физика»*

Երևան 2017

Ատենախոսության թեման հաստատվել է Երևանի պետական համալսարանում

Գիտական ղեկավար՝ ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների թեկնածու Ռ. Գ. Պետրոսյան

Պաշտոնական ընդդիմախոսներ՝ ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների դոկտոր, պրոֆեսոր Հ. Կ. Ավետիսյան

Առաջատար կազմակերպություն՝ ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների թեկնածու՝ Լ. Ա. Գևորգյան

ՀՀ ԳԱԱ ֆիզիկայի կիրառական պորբլեմների ինստիտուտ

Ատենախոսության պաշտպանությունը տեղի կունենա « 06 » մայիսի 2017 թ., ժամը 12:00–ին Երևանի պետական համալսարանում գործող ֆիզիկայի 049 մասնագիտական խորհրդի նիստում:

Հասցե՝ 0025, Երևան, Ալեք Մանուկյան 1

Ատենախոսությանը կարելի է ծանոթանալ ԵՊՀ գրադարանում:

Սեղմագիրը ցրված է « 06 » ապրիլի 2017 թ.

Մասնագիտական խորհրդի գիտական քարտուղար՝  ֆիզ.-մաթ. գիտ. թեկնածու, դոցենտ՝ Վ. Պ. Քալանթարյան

Тема диссертации утверждена в Ереванском государственном университете

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук Р. Г. Петросян

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, профессор Г. К. Аветисян

кандидат физико-математических наук Л. А. Геворгиян

Ведущая организация: Институт прикладных проблем физики НАН РА

Защита диссертации состоится 6-го мая 2017 г., в 12:00 часов, на заседании специализированного совета 049 по физике ВАК РА при Ереванском государственном университете

Адрес: 0025, Ереван, ул. Алека Манукяна 1.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЕГУ.

Автореферат диссертации разослан 6-го апреля 2017 г.

Ученый секретарь специализированного совета  кандидат физ.-мат. наук, рян

ԱՏԵՆԱԽՈՍՈՒԹՅԱՆ ԸՆԴՀԱՆՈՒՐ ՆԿԱՐԱԳՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Թեմայի արդիականությունը

Ատենախոսության երեք գլուխներում քննարկված են կոնդենսացված միջավայրերում ձայնային և էլեկտրամագնիսական ալիքների տարածման ու տարբեր պարբերական կառուցվածքների վրա նեյտրոնների և էլեկտրոնների դիֆրակցիայի մի շարք երևույթներ, որոնք կարելի է բաժանել ըստ երեք խմբերի:

Առաջին խումբ խնդիրներն առնչվում են միջավայրերում ժամանակային անհամասեռությունների վրա էլեկտրամագնիսական և ձայնային ալիքների ցրման հարցերին: Կան բազմաթիվ դրդապատճառներ կոնդենսացված միջավայրերում էլեկտրամագնիսական ալիքների տարածման հետ կապված երևույթների խորը ուսումնասիրությունների համար՝ ինչպես հիմնարար ֆիզիկական, այնպես էլ կիրառական տեսանկյուններից: Մի կողմից գանազան դիէլեկտրիկ միջավայրերում էլեկտրամագնիսական ալիքների տարածման հետ կապված օրինաչափությունները հիմք են հանդիսանում ժամանակակից բազմաթիվ տեխնոլոգիաների համար: Օրինակ՝ ոչ գծային դիսպերսիոն միջավայրերում լույսի տարածման ուսումնասիրությունները բերել են հեռահաղորդակցման ժամանակակից օպտիկական համակարգերի մշակմանը: Մյուս կողմից էլեկտրամագնիսական ալիքների տարածման վրա գանազան գործոնների ազդեցության խոր ըմբռնումը նոր հնարավորություն է ընձեռում տարբեր դինամիկ երևույթների ուսումնասիրման գործում: Մասնավորապես մեր օրերում ֆեմտովայրկյանային լազերային իմպուլսներն ինտենսիվորեն օգտագործվում են գերարագ քիմիական և կենսաբանական երևույթներ քննելիս: Եթե գծային ոչ դիսպերսիոն միջավայրերում էլեկտրամագնիսական ալիքների տարածման հետ կապված օրինաչափությունները համեմատաբար պարզ են և բավականին խորն ուսումնասիրված, ապա բազմաթիվ նոր երևույթներ են ի հայտ գալիս, երբ միջավայրն ունի դինամիկ բնույթ՝ բառիս լայն իմաստով, այսինքն՝ երբ նրա տարբեր բնութագրեր, մասնավորապես և առաջին հերթին դիէլեկտրիկ թափանցելիությունը կամ բեկման ցուցիչը, ժամանակի ընթացքում փոփոխվում են, կամ էլ կախված են օպտիկական ինտենսիվությունից:

Այսպիսով, ժամանակի մեջ փոփոխվող դիէլեկտրիկ միջավայրերում էլեկտրամագնիսական ալիքների տարածման հետ կապված հիմնարար երևույթների անալիտիկ ուսումնասիրություններն արդիական են ու կարևոր նախ և առաջ

դինամիկ առավել բարդ միջավայրերում բազմագործոն այլ բազմաթիվ երևույթների հետագա ինչպես հիմնարար, այնպես էլ կիրառական ուսումնասիրությունների տեսանկյունից:

Ձայնային ալիքների տարածումը դինամիկ միջավայրերում նույնպես ժամանակակից հետազոտությունների թիրախ է, և ոչ միայն ձայնատեղագրության, երկրաբանության, բժշկության և այլ գործնական ու տեխնիկական տեսանկյուններից, այլ նաև բարդ միջավայրերում նյութական և էլեկտրամագնիսական ալիքների տարածման համեմատական վերլուծության հիման վրա առավել նորը տեսական հիմնարար խնդիրների քննարկման դիրքերից:

Ատենախոսության մեջ քննարկված երկրորդ խումբ խնդիրներն առնչվում են կոնդենսացված միջավայրերում կանգուն ձայնային և լազերային ալիքների դաշտերում նեյտրոնների կոհերենտ ցրման հարցերին: Սկսած 20-րդ դարի կեսերից նեյտրոնների առաձգական և ոչ առաձգական ցրման մեթոդները հանդիսանում են կոնդենսացված միջավայրերի ուսումնասիրման խիստ արժեքավոր գործիք: Եթե շատ դեպքերում այս եղանակով ստացված արդյունքները գալիս են առավել հասանելի մեթոդներով ստացված տվյալները հաստատելու, ապա բազմաթիվ այլ դեպքերում նեյտրոնների ցրման մեթոդներով ստացվում են ինքնօրինակ տվյալներ, որոնք առավել պարզ մեթոդներով ձեռք բերել չի հաջողվում: Մասնավորապես նեյտրոնների ցրման մեթոդների կարևորությունը դժվար է գերազնահատել կոնդենսացված միջավայրերի մագնիսական և դինամիկ հատկությունների ուսումնասիրման գործում: Այսպես՝ նեյտրոնների ցրման եղանակով է հաստատվել սպինոնների գոյությունը, հայտնաբերվել այսպես կոչված «սպինային սառույցի» վիճակը:

Այսպիսով, նեյտրոնների ցրման եղանակներն իրենց ուրույն տեղն ունեն կոնդենսացված միջավայրերի փորձարարական հետազոտությունների այլ մեթոդների կողքին, և արդիական են նեյտրոնների դիֆրակցիայի մեթոդների կիրառման սահմանների ընդարձակմանն ուղղված հետագա աշխատանքները:

Ատենախոսության մեջ ուսումնասիրված երրորդ խումբ խնդիրներն առնչվում են էլեկտրոնային օպտիկային և նրա շրջանակներում Կապիցա-Դիրակի էֆեկտին հարակից որոշ հարցերի քննարկմանը: Վերջինս էլեկտրոնների համար հայտնաբերվել է մոտ մեկ ու կես տասնամյակ առաջ՝ էֆեկտի նկատմամբ առաջ

բերելով զգալի տեսական և փորձարարական հետաքրքրություն: Առաջին հերթին դա պայմանավորված է մի շարք սկզբունքային, տեսական և փորձարարական չլուծված խնդիրների առկայությամբ: Մասնավորապես այնքան էլ պարզ չէ, թե ինչպես կարելի է համաձայնեցնել ալիքային և մասնիկային ներկայացումների շրջանակներում Կապիցա-Դիրակի էֆեկտի երկու բացատրությունները՝ մեկը բրեզյան դիֆրակցիայի մոդելի շրջանակներում, մյուսը՝ մակաձված կոմպտոնյան ցրման էֆեկտի հիման վրա: Մինևույն ժամանակ բացակայում է Կապիցա-Դիրակի էֆեկտի հետևողական քվանտ-էլեկտրոդինամիկական տեսությունը: Բաց է նաև լուսային փնջի կանգուն ալիքից տարբերվող կոնֆիգուրացիաների պայմաններում Կապիցա-Դիրակի էֆեկտը փորձնականորեն դիտելու հնարավորության հարցը:

Կապիցա-Դիրակի էֆեկտն ատոմների համար հայտնաբերված լինելով ավելի վաղ՝ մեր օրերում լայնորեն օգտագործվում է ատոմային օպտիկայում՝ ինտերֆերոմետրերում ատոմային փնջերի կոհերենտ մասնատման նպատակով: Բաց է նաև Կապիցա-Դիրակի էֆեկտն էլեկտրոնային օպտիկայում նույն նպատակներով կիրառելու հնարավորության և արդյունավետության հարցը:

Այսպիսով, չնայած իր պատկառելի տարիքին, Կապիցա-Դիրակի էֆեկտի շուրջ կուտակվել են մի շարք կարևոր չլուծված խնդիրներ, որոնք այդ և հարակից էֆեկտների հետագա ուսումնասիրությունները դարձնում են խիստ ցանկալի և արդիական՝ այդ թվում նաև էլեկտրոնային օպտիկայի շրջանակներում:

Մակրոսկոպիկ էլեկտրոդինամիկայում հանրահայտ է Աբրահամ-Մինկովսկու հակասության (երկվության) հարցը: Վերջին տարիներին նկատվում է այդ հարցի նկատմամբ հետաքրքրության զգալի աճ: Դա հիմնականում պայմանավորված է էլեկտրամագնիսական ալիքների իմպուլսի համար Աբրահամի և Մինկովսկու առաջարկած արտահայտությունները համապատասխանաբար կինետիկ և կանոնիկ իմպուլսների նկարագրությանը վերագրելու հնարավորությամբ: Բայց էլեկտրոդինամիկայի շրջանակներում նույնիսկ «ֆոտոնի կինետիկ իմպուլս» կամ «ֆոտոնի կանոնիկ իմպուլս» բառակապակցությունները հնչում են բավականին էկզոտիկ, այնինչ դրանք հստակ սահմանված հասկացություններ են էլեկտրոնի համար: Այս ենթատեքստում առանձնակի հետաքրքրություն է ներկայացնում էլեկտրոնային օպտիկայի շրջանակներում էլեկտրամագնիսական դաշտում շարժվող էլեկտրոնի համար Աբրահամ-Մինկովսկու հակասության նմանակի առկայության

հնարավորությունը:

Աշխատանքի նպատակն ու խնդիրները

1. Ուսումնասիրել տարածական համասեռ միջավայրերում էլեկտրամագնիսական ալիքների ձևափոխումը (անցումը, անդրադարձումը) ժամանակի մեջ միջավայրի դիէլեկտրիկ թափանցելիության կտրուկ և սահուն փոփոխության պայմաններում: Պարզել էլեկտրամագնիսական ալիքների և միջավայրի միջև էներգիայի և իմպուլսի փոխանակման բնույթը:
2. Ուսումնասիրել տարածական համասեռ հեղուկ միջավայրերում ձայնային ալիքների տարածումն ու ձևափոխումը (անցումը, անդրադարձումը) ժամանակի մեջ միջավայրի հավասարակշիռ վիճակի բնութագրերի (խտություն, ձայնի տարածման արագություն) կտրուկ և սահուն փոփոխության պայմաններում: Պարզել ձայնային ալիքի մարման և ուժգնացման պայմանները:
3. Քննարկել նեյտրոնների դիֆրակցիան բյուրեղական ցանցում՝ կանգուն ձայնային ալիքի ազդեցության պայմաններում: Հաշվարկել ջերմային և կարճալիք (բարձր էներգիայով) նեյտրոնների դիֆրակցիայի հավանականությունը:
4. Հաշվարկել Դեբայ-Ուոլլերի գործակցի արժեքը բյուրեղական ցանցում տարածվող ձայնային ալիքների առկայության պայմաններում:
5. Քննարկել նեյտրոնների դիֆրակցիան բյուրեղական ցանցում՝ լազերային կանգուն ալիքի ազդեցության պայմաններում: Հաշվարկել ջերմային և կարճալիք (բարձր էներգիայով) նեյտրոնների դիֆրակցիայի հավանականությունը:
6. Էլեկտրոնային օպտիկայի շրջանակներում քննարկել դիէլեկտրիկ միջավայրում վազող հարթ միագույն էլեկտրամագնիսական ալիքի վրա էլեկտրոնների կոհերենտ ցրման երևույթը:
7. Նկարագրել Աբրահամ-Մինկովսկու հակասության (երկվության) նմանակը էլեկտրոնային օպտիկայում՝ էլեկտրամագնիսական ալիքի դաշտում շարժվող էլեկտրոնի օրինակով: Պարզել այս դեպքում Աբրահամ-Մինկովսկու երկվության Բարնեթի մեկնաբանության կիրառման հնարավորությունը:

Գիրական նորույթը

1. Էլեկտրամագնիսական դաշտի էներգիայի և իմպուլսի թենզորի համար Աբրահամի և Մինկովսկու կողմից առաջարկված արտահայտությունների հիման վրա բացահայտված է ոչ ստացիոնար դիէլեկտրիկ միջավայրերում տարածվող էլեկտրամագնիսական ալիքների ձևափոխման ընթացքում ալիքի և դաշտի միջև իմպուլսի փոխանակման բնույթը: Դիէլեկտրիկ միջավայրի սահուն փոփոխման դեպքն ուսումնասիրված է անալիտիկ ճշգրիտ լուծման հիման վրա:
2. Հիդրոդինամիկայի շրջանակներում անալիտիկ լուծումների հիման վրա բացահայտված է հեղուկ միջավայրերում տարածվող ձայնային ալիքների ձևափոխման բնույթը միջավայրի և կտրուկ, և սահուն փոփոխման պայմաններում:
3. Բացահայտված է բյուրեղներում բարձր էներգիայով նետրոնների կոհերենտ ցրման հնարավորությունը կանգուն էլեկտրամագնիսական և ձայնային ալիքների առկայության պայմաններում: Ցուցադրված է, որ վերջին դեպքում ձայնային ալիքը կազմող ֆոնոնները ներդրում չունեն Դեբայ-Ուոլլերի գործակցի արժեքում:
4. Էլեկտրոնային օպտիկայի շրջանակներում բացահայտված է Աբրահամ-Մինկովսկու հակասության նմանակի առկայությունը: Տրված է այս հակասության բացատրություն Բարնեթի մեկնաբանության շրջանակներում:

Պաշտպանությանը ներկայացված հիմնական դրույթները

1. Մակրոսկոպիկ էլեկտրոդինամիկայում էլեկտրամագնիսական դաշտի էներգիայի և իմպուլսի թենզորի վերաբերյալ Աբրահամի մոտեցման շրջանակներում տարածական համասեռ, բայց ժամանակի մեջ կտրուկ փոփոխվող դիէլեկտրիկ թափանցելիությամբ միջավայրում տարածվող էլեկտրամագնիսական ալիքի ձևափոխման (անցման և անդրադարձման) ընթացքում միջավայրն ու ալիքը փոխանակվում են ոչ միայն էներգիայով, այլ նաև իմպուլսով, որն Աբրահամի ուժի վկայություն է: Ի հակադրություն սրան՝ Մինկովսկու մոտեցման շրջանակներում միջավայրն ու ալիքը փոխանակվում են միայն էներգիայով, իսկ ալիքի իմպուլսը պահպանվում է: Պատկերը պահպանվում է նաև միջավայրի դիէլեկտրիկ թափանցելիության սահուն փոփոխման պայմաններում:

2. Համասեռ հեղուկ միջավայրերի խտության և նրանցում ձայնի տարածման արագության կտրուկ կամ սահուն փոփոխման պայմաններում տեղի է ունենում ձայնային ալիքների ձևափոխում (անցումը և անդրադարձումը), ընդ որում, անկախ այդ փոփոխման բնույթից, տեղի է ունենում ձայնային ալիքների ուժգնացում:
3. Բյուրեղական ցանցի և նրանում «տարածվող» կանգուն ինչպես լազերային, այնպես էլ ձայնային ալիքների համադրման արդյունքում ձևավորվում է կանոնավոր մեկ այլ կառուցվածք (կեղծ ցանց), որի վրա հնարավոր է կարճալիք նեյտրոնների կոհերենտ ցրում: Ընդ որում վերջին դեպքում կանգուն ձայնային ալիքը ներդրում չունի Դեբայ-Ուոլլերի գործակցի արժեքում:
4. Ռաման-Նաթի ռեժիմում էլեկտրոնների և լազերային ճառագայթման փոխազդեցությունը հնարավոր է քննարկել էլեկտրոնային օպտիկայի շրջանակներում: Ընդ որում այստեղ էլ ի հայտ է գալիս Աբրահամ-Մինկովսկու հակասության (երկվության) նմանակը, որը կարելի է ամբողջովին հարթել Բարնեթի մեկնաբանության շրջանակներում: Այն է. լազերային ճառագայթման դաշտում էլեկտրոնների կինետիկ իմպուլսն էլեկտրոնային օպտիկայի շրջանակներում համապատասխանում է Աբրահամի մոտեցմանը, իսկ էլեկտրոնների կանոնիկ իմպուլսը՝ Մինկովսկու մոտեցմանը:

Հրապարակումները

Գրախոսվող գիտական պարբերականներում թեմայի շուրջ հրապարակված է 8 աշխատանք (ցուցակը ներկայացված է ատենախոսության վերջում):

Ատենախոսության կառուցվածքն ու ծավալը

Ատենախոսությունը կազմված է առաջաբանից, հիմնական երեք գլուխներից, եզրակացությունից և օգտագործված գրականության ցանկից: Վերջինս պարունակում է 197 անուն հղումներ: Առկա է 5 նկար, 2 գծանկար և 1 աղյուսակ: Ատենախոսության ընդհանուր ծավալն է 114 էջ:

ԱՏԵՆԱԽՈՍՈՒԹՅԱՆ ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ատենախոսության *առաջաբանում* հիմնավորված է թեմայի արդիականությունը, ձևակերպված են աշխատանքի նպատակն ու խնդիրները, ներկայացված են գիտական նորոյթն ու հիմնական գիտական դրույթները:

Ատենախոսության *առաջին գլուխը* մասամբ նվիրված է տարածական համասեռ միջավայրերում ժամանակի մեջ դիֆրեկտրիկ թափանցելիության կտրուկ և սահուն փոփոխության պայմաններում էլեկտրամագնիսական ալիքների ձևափոխման (անցման, անդրադարձման) խնդրի քննարկմանը: Այս հարցը գիտական գրականության մեջ քննարկվում է սկսած Ֆ.Ռ.Մորգենթերի (1958 թ.) պիոներական աշխատանքներից: Ատենախոսության մեջ քննարկումները կատարված են ալիքային հավասարման հիման վրա, որը համասեռ, իզոտրոպ, զծային, ոչ դիսպերսիոն, ոչ մագնիսական միջավայրերի համար ամիջականորեն հետևում է Մաքսվելի հավասարումներից՝

$$\frac{d^2 \mathcal{D}(t)}{dt^2} - \frac{c^2 k^2}{\varepsilon(t)} \mathcal{D}(t) = 0: \quad (1.1)$$

Միջավայրի դիֆրեկտրիկ թափանցելիության կտրուկ փոփոխության դեպքում այս հավասարումը լուծելով $\varepsilon_1(t < 0)$ և $\varepsilon_2(t > 0)$ արժեքների համար՝ ստանում ենք՝

$$\mathcal{D}_{t < 0}(\mathbf{r}, t) = \mathcal{D}_{in} e^{-i(k\mathbf{r} - \omega_{in} t)}, \quad (1.2)$$

$$\omega_{in} = ck / \sqrt{\varepsilon_1}, \quad (1.3)$$

$$\mathcal{D}_{t > 0}(\mathbf{r}, t) = \mathcal{D}_T e^{-i(k\mathbf{r} - \omega_T t)} + \mathcal{D}_R e^{-i(k\mathbf{r} - \omega_R t)}, \quad (1.4)$$

$$\omega_T = -\omega_R = ck / \sqrt{\varepsilon_2} \equiv \omega_{out} \quad (1.5)$$

Դժվար չէ նկատել, որ ընկնող և փոխանցված ալիքների հաճախությունները կապված են $\omega_{in} n_1 = \omega_T n_2 = \omega_R n_2$ պարզ առնչությամբ:

Սովորականի նման սահմանելով անդրադարձման և փոխանցման գործակիցները որպես անդրադարձած ու փոխանցված ալիքներում և ընկնող ալիքում էներգիաների ըստ ժամանակի միջինացված հոսքերի հարաբերություն և օգտվելով դիֆրեկտրիկ թափանցելիության խզման կետում էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի ինդուկցիաների անընդհատության պայմանից՝ ստանում ենք՝

$$\mathcal{R} = \frac{n_1(n_1 - n_2)^2}{4n_2^3} = \frac{\omega_{out}(\omega_{out} - \omega_{in})^2}{4\omega_{in}^3}, \quad (1.6)$$

$$\mathcal{T} = \frac{n_1(n_1 + n_2)^2}{4n_2^3} = \frac{\omega_{out}(\omega_{out} + \omega_{in})^2}{4\omega_{in}^3}; \quad (1.7)$$

$$\mathcal{R} + \mathcal{T} = \frac{n_1(n_1^2 + n_2^2)}{2n_2^3} = \frac{\omega_{out}(\omega_{in}^2 + \omega_{out}^2)}{2\omega_{in}^3} \neq 1, \quad (1.8)$$

Այս վերջին բանաձևից հետևում է, որ դիէլեկտրիկ թափանցելիության կտրուկ փոփոխության պայմաններում էլեկտրամագնիսական ալիքների և միջավայրի միջև տեղի է ունենում էներգիայի փոխանակում: Միջավայրի և ալիքների միջև իմպուլսի փոխանակման հարցը պարզելու համար, օգտվելով դաշտի էներգիայի և իմպուլսի թե՛նզորի համար Աբրահամի և Մինկովսկու առաջարկած արտահայտություններից, էլեկտրամագնիսական ալիքների իմպուլսի խտության համար ստանում ենք՝

$$\mathbf{g}_{in}^A = \frac{|\mathcal{D}_{in}|^2}{4\pi\omega_{in}\varepsilon_1} \mathbf{k}, \quad \mathbf{g}_{\mathcal{T}}^A = \frac{|\mathcal{D}_{\mathcal{T}}|^2}{4\pi\omega_{out}\varepsilon_2} \mathbf{k}, \quad \mathbf{g}_{\mathcal{R}}^A = -\frac{|\mathcal{D}_{\mathcal{R}}|^2}{4\pi\omega_{out}\varepsilon_2} \mathbf{k},$$

$$\mathbf{g}_{in}^M = \frac{|\mathcal{D}_{in}|^2}{4\pi\omega_{in}\varepsilon_1} \mathbf{k}, \quad \mathbf{g}_{\mathcal{T}}^M = \frac{|\mathcal{D}_{\mathcal{T}}|^2}{4\pi\omega_{out}\varepsilon_2} \mathbf{k}, \quad \mathbf{g}_{\mathcal{R}}^M = -\frac{|\mathcal{D}_{\mathcal{R}}|^2}{4\pi\omega_{out}\varepsilon_2} \mathbf{k}:$$

Դժվար չէ նկատել, որ $\mathbf{g}_{in}^A \neq \mathbf{g}_{\mathcal{R}}^A + \mathbf{g}_{\mathcal{T}}^A$: Այսինքն դիէլեկտրիկ թափանցելիության կտրուկ փոփոխության պայմաններում էլեկտրամագնիսական ալիքների և միջավայրի միջև տեղի է ունենում նաև իմպուլսի փոխանակում, որը այսպես կոչված Աբրահամի ուժի վկայություն է: Մինկովսկու մոտեցման շրջանակներում ալիքի իմպուլսը պահպանվում է՝ $\mathbf{g}_{in}^M = \mathbf{g}_{\mathcal{R}}^M + \mathbf{g}_{\mathcal{T}}^M$:

Առավել իրատեսական դեպքում հարկավոր է ենթադրել, որ միջավայրերի դիէլեկտրիկ թափանցելիությունը ժամանակի մեջ փոփոխվում է սահուն կերպով՝

$$\varepsilon(t) = \frac{\varepsilon_1\varepsilon_2(1 + e^{t/\tau})}{\varepsilon_2 + \varepsilon_1 e^{t/\tau}}; \quad (1.9)$$

Այս արտահայտությունը տեղադրելով (1.1) հավասարման մեջ և կատարելով որոշ մաթեմատիկական ձևափոխություններ՝ հանգում ենք էլլերի քաջ հայտնի հիպերերկրաչափական դիֆերենցիալ հավասարմանը, որն էլ լուծելով՝ վաղ անցյալի և հեռավոր ապագայի ժամանակային տիրույթների համար ստանում ենք նույն (1.2–1.5) բանաձևերը՝ ամպլիտուդների համար հետևյալ առնչություններով՝

$$\mathcal{D}_{\mathcal{R}} = \mathcal{D}_{in} \frac{\Gamma(d)\Gamma(a-b)}{\Gamma(a)\Gamma(d-b)}, \quad \mathcal{D}_{\mathcal{T}} = \mathcal{D}_{in} \frac{\Gamma(d)\Gamma(b-a)}{\Gamma(b)\Gamma(d-a)}; \quad (1.10)$$

Սրանց հիման վրա էլ փոխանցման և անդրադարձման գործակիցների համար ստանում ենք՝

$$\mathcal{T} = \frac{\omega_{out}^2}{\omega_{in}^2} \frac{\sinh^2(\pi(\omega_{in} + \omega_{out})\tau)}{\sinh(2\pi\omega_{in}\tau)\sinh(2\pi\omega_{out}\tau)}; \quad (1.11)$$

$$\mathcal{R} = \frac{\omega_{out}^2}{\omega_{in}^2} \frac{\sinh^2(\pi(\omega_{in} - \omega_{out})\tau)}{\sinh(2\pi\omega_{in}\tau) \sinh(2\pi\omega_{out}\tau)}; \quad (1.12)$$

Դժվար չէ նկատել, որ այս բանաձևերը $\tau \rightarrow 0$ սահմանում համընկնում են (1.7-1.8) բանաձևերի հետ:

Ատենախոսության առաջին գլխում քննարկված է նաև տարածական համասեռ հեղուկ միջավայրերում միջավայրի խտության և նրանում ձայնի տարածման արագության ժամանակային կտրուկ և սահուն փոփոխման պայմաններում ձայնային ալիքների ձևափոխման (անցման, անդրադարձման) խնդիրը: Քննարկումը կատարված է իդեալական հեղուկի մոդելի հիման վրա, երբ արհամարվում են ներքին շփմամբ, այն է մածուցիկությամբ, և ջերմահաղորդականությամբ պայմանավորված էներգիայի կորուստները: Այս պայմաններում ձայնի տարածումը նկարագրելու համար դուրս է բերված հետևյալ ալիքային հավասարումը՝

$$\frac{1}{\rho_0(t)} \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho_0(t) \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) - (c(t))^2 \nabla^2 \varphi = 0; \quad (1.13)$$

Սրա հիման վրա միջավայրի կտրուկ փոփոխման պայմաններում ընկնող, փոխանցված և անդրադարձող ալիքների համար ստացվում են հետևյալ բանաձևերը՝

$$\varphi_{t < 0}(\mathbf{r}, t) = \phi_{in} e^{-i(Kr - \Omega_{in}t)}, \quad (1.14)$$

$$\Omega_{in} = c_1 K; \quad (1.15)$$

$$\varphi_{t > 0}(\mathbf{r}, t) = \phi_{\mathcal{T}} e^{-i(Kr - \Omega_{\mathcal{T}}t)} + \phi_{\mathcal{R}} e^{-i(Kr - \Omega_{\mathcal{R}}t)}, \quad (1.16)$$

$$\Omega_{\mathcal{T}} = -\Omega_{\mathcal{R}} = c_2 K \equiv \Omega_{out}; \quad (1.17)$$

Խզման կետում արագության և ճնշման բաշխման ֆունկցիաների անընդհատության պայմանների հիման վրա էլ փոխանցման և անդրադարձման գործակիցների համար ստացվում են հետևյալ արտահայտությունները՝

$$\mathcal{T} \equiv \frac{\rho_2 c_2 v_{\mathcal{T}}^2}{\rho_1 c_1 v_{in}^2} = \frac{(\rho_2 c_2 + \rho_1 c_1)^2}{4(\rho_1 c_1)(\rho_2 c_2)}, \quad \mathcal{R} \equiv \frac{\rho_2 c_2 v_{\mathcal{R}}^2}{\rho_1 c_1 v_{in}^2} = \frac{(\rho_2 c_2 - \rho_1 c_1)^2}{4(\rho_1 c_1)(\rho_2 c_2)}; \quad (1.18)$$

Այս բանաձևերից ամիջապես հետևում է, որ ընդհանուր դեպքում $\mathcal{T} + \mathcal{R} \geq 1$: Այսինքն տարածական համասեռ, բայց ժամանակի մեջ կտրուկ փոփոխվող միջավայրում տարածվող ձայնային ալիքները միշտ ուժգնանում են՝ անկախ միջավայրի փոփոխման ուղղությունից: Սա իդեալական հեղուկի մոդելի մոտավորության արդյունք է: Միջավայրի խտության և նրանում ձայնի տարածման արագության

ժամանակային սահուն փոփոխման դեպքի քննարկումը որակապես հաստատում է այս հետևությունը:

Ատենախոսության **երկրորդ գլուխը** նվիրված է բյուրեղական ցանցում կանգուն ձայնային և էլեկտրամագնիսական ալիքների վրա նեյտրոնների դիֆրակցիայի խնդրի քննարկմանը: Առաջին դեպքում նեյտրոն – բյուրեղական ցանց – ձայնային ալիք համակարգի համիլտոնիանն ունի հետևյալ տեսքը՝

$$\hat{H}(t) = \frac{\vec{p}^2}{2m} - \frac{2\pi\hbar^2 f}{m} \sum_{\vec{n}} \delta(\vec{r} - (\vec{R}_n^0 + \vec{\xi}_n + \vec{\zeta}_n(t))) \quad (2.1)$$

Այստեղ \vec{R}_n^0 -ը ներկայացնում է բյուրեղում ատոմային միջուկների միջին դիրքը, $\vec{\xi}_n$ -ը դրանց ջերմային տատանումները, իսկ $\vec{\zeta}_n(t)$ -ը կանգուն ձայնային ալիքը: Այս համիլտոնիանի հիման վրա գրգռումների տեսության առաջին մոտավորությամբ կատարելով ստանդարտ հաշվարկներ՝ միավոր ժամանակում նեյտրոնների ցրման հավանականության համար ստացվում է հետևյալ բանաձևը՝

$$W_{\vec{p}_f, \vec{p}_i} = \frac{(2\pi)^6 \hbar^4 |f|^2 N}{m^2 V} e^{-2w((\vec{p}_i - \vec{p}_f)/\hbar)} \sum_{s_1, s_2, s'_1, s'_2} \langle J_{s_1}(\vec{Q}\vec{\zeta}) J_{s_2}(-\vec{Q}\vec{\zeta}) J_{s'_1}(\vec{Q}\vec{\zeta}) J_{s'_2}(-\vec{Q}\vec{\zeta}) \times \\ \times \delta(E_i - E_f + (s_1 - s_2)\hbar\Omega) \delta(\vec{p}_i - \vec{p}_f + (s_1 + s_2)\hbar\vec{\lambda} + \hbar\vec{g}) \rangle \quad (2.2)$$

Այստեղ e^{-2w} -ը Դեբայ–Ուոլլերի քաջ հայտնի գործակիցն է, իսկ δ -ֆունկցիաներն արտահայտում են էներգիայի և իմպուլսի պահպանման օրենքները նեյտրոնների ցրման առանձին խողովակներում, այսինքն ցրման ընթացքում արձակած և կլանված ֆոնոնների թվի որոշակի արժեքների դեպքում: Նշված պահպանման օրենքներից նեյտրոնների առաձգական ցրման դեպքում ցրման անկյան համար հետևում է հետևյալ պայմանը՝

$$2d_{eff} \sin \frac{\theta}{2} = \lambda_n, \quad d_{eff} = \frac{d}{\sqrt{1 + \frac{s^2 \Lambda^2 d^2}{\pi^2} + \frac{s \vec{\Lambda} \vec{g} d^2}{\pi^2}}}, \quad (2.3)$$

Այսինքն՝ բյուրեղական ցանցի և կանգուն ձայնային ալիքի համադրման արդյունքում ձևավորվում է մի նոր պարբերական կառուցվածք, որի վրա էլ հենց տեղի է ունենում նեյտրոնների դիֆրակցիան: Նույն հետևությանն անուղղակի կերպով կարելի է հանգել ձայնային կանգուն ալիքի առկայության պայմաններում Դեբայ–Ուոլլերի գործակիցն ուղիղ հաշվարկելով: Ցուցադրված է, որ նրա արժեքը ձայնային կանգուն ալիքի առկայությունից չի փոխվում, հետևաբար ձայնային կանգուն ալիքի

ազդեցությունը ոչ մի կերպ հնարավոր չէ դիտարկել որպես բյուրեղական ցանցի կանոնավոր պարբերական կառուցվածքի աղավաղում: Ոչ առածական ցրման պարագայում դիֆրակցիայի անկյունը որոշվում է հետևյալ առնչությամբ՝

$$\cos \theta = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{m(s_1 - s_2)\Omega\lambda_i^2}{2\pi^2\hbar}}} \times \left[1 + \frac{m(s_1 - s_2)\Omega\lambda_i^2}{4\pi^2\hbar} - \frac{\lambda_i^2}{8\pi^2} ((s_1 + s_2)^2\Lambda^2 + g^2 + 2(s_1 + s_2)\vec{\Lambda}\vec{g}) \right], \quad (2.4)$$

Բյուրեղական ցանցում կանգուն էլեկտրամագնիսական ալիքների վրա նեյտրոնների դիֆրակցիայի խնդրում համակարգի համիլտոնիանն է՝

$$\hat{H}(t) = \left(-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta - \mu\vec{\sigma}\vec{\mathcal{H}} \right) - \frac{2\pi\hbar^2 f}{m} \sum_{\vec{n}} \delta(\vec{r} - (\vec{R}_{\vec{n}}^0 + \vec{\xi}_{\vec{n}})) : \quad (2.5)$$

$$\vec{\mathcal{H}} = (0, 0, \mathcal{H}_0 \cos(\vec{k}\vec{r} - \omega t) + \mathcal{H}_0 \cos(\vec{k}\vec{r} + \omega t)) \quad (2.6)$$

Էլկոնալի մոտավորությամբ լուծելով Շրոդինգերի հավասարումը բյուրեղական ցանցի բացակայության պայմաններում՝ նեյտրոնի ալիքային ֆունկցիայի համար ստացվում է՝

$$|\psi_{\eta}(\vec{r}, t)\rangle = e^{(i/\hbar)(\vec{p}\vec{r} - Et)} e^{i\eta C_1(\vec{p}) \sin \varphi_1} e^{i\eta C_2(\vec{p}) \sin \varphi_2} |\chi_{\eta}\rangle, \quad (2.7)$$

$$C_{1,2}(\vec{p}) \equiv \mu\mathcal{H}_0 / (\hbar\vec{p}\vec{k} / m \pm \hbar\omega) : \quad (2.8)$$

Ցանցի առկայության պայմաններում նեյտրոնի ալիքային ֆունկցիայի համար զրոյական մոտավորությամբ ընդունելով այս արդյունքը և գրգռումների տեսության առաջին մոտավորությամբ կատարելով ստանդարտ հաշվարկներ՝ միավոր ժամանակում նեյտրոնների ցրման հավանականության համար ստացվում է հետևյալ բանաձևը՝

$$W_{\vec{p}_f, \vec{p}_i} = \frac{(2\pi)^6 \hbar^4 |f|^2 N \delta_{\eta_f \eta_i}}{m^2 V} \sum_{s_1, s_2, s_1', s_2'} \left\{ e^{-2i\omega((\vec{p}_i - \vec{p}_f)/\hbar + (s_1 + s_2)\vec{k})} \times \right. \\ \times J_{s_1}(\eta(C_1(\vec{p}_i) - C_1(\vec{p}_f))) J_{s_2}(\eta(C_2(\vec{p}_i) - C_2(\vec{p}_f))) \times \\ \times J_{s_1'}(\eta(C_1(\vec{p}_i) - C_1(\vec{p}_f))) J_{s_2'}(\eta(C_2(\vec{p}_i) - C_2(\vec{p}_f))) \times \\ \left. \times \delta(E_i - E_f + (s_1 - s_2)\hbar\omega) \delta(\vec{p}_i - \vec{p}_f + (s_1 + s_2)\hbar\vec{k} + \hbar\vec{g}) \right\} : \quad (2.9)$$

Այստեղ $e^{-2i\omega s_1 s_2}$ -ը Դեբայ-Ուոլլերի քաջ հայտնի գործակիցն է, իսկ δ -ֆունկցիաներն արտահայտում են էներգիայի և իմպուլսի պահպանման օրենքները

նեյտրոնների ցրման առանձին խողովակներում, այսինքն ցրման ընթացքում արձակած և կլանված ֆոտոնների թվի որոշակի արժեքների դեպքում: Նշված պահպանման օրենքներից նեյտրոնների առածգական ցրման դեպքում ցրման անկյան համար հետևում է հետևյալ պայմանը՝

$$2d_{eff} \sin \frac{\theta}{2} = \lambda_n, \quad d_{eff} = d / \sqrt{1 + \frac{s^2 k^2 d^2}{\pi^2} + \frac{\vec{s} \vec{k} \vec{g} d^2}{\pi^2}}, \quad (2.10)$$

իսկ ոչ առածգական ցրման պարագայում՝ հետևյալ՝

$$\cos \theta = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{m(s_1 - s_2)\omega\lambda_i^2}{2\pi^2\hbar}}} \times \left[1 + \frac{m(s_1 - s_2)\omega\lambda_i^2}{4\pi^2\hbar} - \frac{\lambda_i^2}{8\pi^2} ((s_1 + s_2)^2 k^2 + g^2 + 2(s_1 + s_2)\vec{k}\vec{g}) \right], \quad (2.11)$$

Բյուրեղներում կանգուն ձայնային ու լազերային ալիքների ազդեցության պայմաններում նեյտրոնների դիֆրակցիայի գործընթացների միջև կան որոշակի ֆիզիկական տարբերություններ: Դա կարելի է նկատել Դեբայ–Ուոլլերի գործակիցը քննարկելիս: Եթե ձայնային ալիքի առկայության պայմաններում Դեբայ–Ուոլլերի գործակցի արգումենտը դիֆրակցիայի ընթացքում նեյտրոնին հաղորդած իմպուլսի արժեքն է, ապա լազերային ալիքի առկայության դեպքում Դեբայ–Ուոլլերի գործակցի արգումենտը դիֆրակցիայի ընթացքում նեյտրոնին հաղորդած իմպուլսը չէ, այլ այն որոշվում է նաև դիֆրակցիային մասնակցող ֆոտոնների թվով:

Ատենախոսության **երրորդ գլուխը** նվիրված է դիէլեկտրիկ միջավայրում վազող հարթ էլեկտրամագնիսական ալիքի վրա էլեկտրոնների դիֆրակցիայի խնդրին: Քննարկումն իրականացված է էլեկտրոնային օպտիկայի շրջանակներում: Միջավայրի առկայությունը հնարավորություն է ընձեռնում հաշվարկի համակարգ կապել լուսային ալիքի հետ, որը միջավայրում տարածվում է վակուումում լույսի տարածման արագությունից ցածր արագությամբ: Հաշվարկի այդ «ալիքային» համակարգում վազող ալիքն էլեկտրոնների համար գործում է որպես ստացիոնար դիֆրակցիոն ցանց, եթե հաշվարկի լաբորատոր համակարգում լուսային ալիքի փուլային արագությունն ու էլեկտրոնների շարժման արագության համապատասխան բաղադրիչը հավասար են: Հաշվարկի «ալիքային» համակարգում լուսային ալիքն է՝

$$\vec{A}^\mu(\vec{x}, \vec{t}) = (0, 0, \vec{A} \cos(\vec{k}\vec{x}), 0)$$

Հետևելով Համիլտոնի անալոգիային՝ լուսային ալիքի ստեղծած այս պարբերական պոտենցիալը կարելի է ներկայացնել որպես փոփոխական բեկման ցուցչով միջավայր: Հետևելով Աբրահամի մոտեցմանը՝ նշված բեկման ցուցիչը կարելի է սահմանել որպես լազերային ալիքի դաշտում և դաշտից դուրս էլեկտրոնների կինետիկ իմպուլսների հակադարձ հարաբերություն՝

$$\mathcal{N}(\vec{x}) \equiv \tilde{p}_i / \tilde{p}(\vec{x}) \approx 1 - \frac{e\tilde{A}}{c\tilde{p}_i} \cos(\vec{k}\vec{x}); \quad (3.1)$$

Հետևելով Մինկովսկու մոտեցմանը՝ նույն հաջողությամբ կարելի է էլեկտրոն-օպտիկական $\mathcal{N}(\vec{x})$ բեկման ցուցիչը սահմանել որպես լազերային ալիքի դաշտում և դաշտից դուրս էլեկտրոնների կանոնիկ իմպուլսների հարաբերություն՝

$$\mathcal{N}(\vec{x}) = \frac{|\tilde{p}(\vec{x}) - \frac{e}{c}\tilde{A} \cos(\vec{k}\vec{x})|}{\tilde{p}_i} \approx 1 - \frac{e\tilde{A} \cos(\vec{k}\vec{x})}{c\tilde{p}_i} + \dots; \quad (3.2)$$

(3.1) և (3.2) արդյունքները համընկնում են: Սա ըստ էության Աբրահամ-Մինկովսկու հակասության նմանակն է էլեկտրոնային օպտիկայում:

Շարունակելով Համիլտոնի անալոգիան՝ էլեկտրոն-օպտիկական բեկման ցուցչի հիման վրա էլեկտրոնների ալիքային ֆունկցիան հարկավոր է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$\psi(\vec{x}, \vec{y}) = \psi_i \exp\left(\frac{ip_i \mathcal{N}(\vec{x}) \vec{y}}{\hbar}\right) \mathcal{F}(\vec{x}, \vec{y}); \quad (3.3)$$

Այս ներկայացման հիման վրա կիրառելով դիֆրակցիայի Հելմհոլց-Կիրկոֆֆի տեսությունը Ֆրաունհոֆերի հեռավոր դաշտի մոտավորությամբ՝ ըստ դիֆրակցիայի $\vec{\theta}_s$ անկյան ցրված էլեկտրոնային փնջի ինտենսիվության բաշխման համար վերջնականորեն ստացվում է՝

$$\mathbb{I}(\vec{\theta}_s) = \mathbb{I}_i J_s^2 \left(\left| \frac{e}{c\hbar} A d \right| \right), \quad (3.4)$$

որտեղ s -ը ցրման ընթացքում էլեկտրոնների կլանած կամ ճառագայթած ֆոտոնների թիվն է՝ $\tilde{p}_i \vec{\theta}_s = s \hbar \vec{k}$: Այս վերջին պայմանը ըստ էության արտահայտում է իմպուլսի պահպանման օրենքը: Վերադառնալով հաշվարկի լաբորատոր համակարգ՝ նրա հիման վրա դիֆրակցիայի անկյան համար ստացվում է

$$\operatorname{tg} \theta_s = \frac{s \hbar k \cos \theta}{s \hbar k \sin \theta + \frac{mc}{\sqrt{n^2 \sin^2 \theta - 1}}} = \frac{s \hbar \omega \sqrt{\varepsilon_i^2 (n^2 - 1) - n^2 m^2 c^4}}{\varepsilon_i^2 - m^2 c^4 + s \hbar \omega \varepsilon_i}; \quad (3.5)$$

Հարկ է նշել (3.4) առնչությունը Դեբայ-Սիրսի էֆեկտի քննարկման ենթատեքստում առաջինը ստացել են Չ.Վ. Ռամանն ու Ն.Ս. Նաժենդրա Նաթը, իսկ բուն քննարկված խնդրի ենթատեքստում այս արդյունքին առաջին անգամ հանգել է Հ.Կ. Ավետիսյանը էյկոնալի մոտավորությամբ:

ԵԶՐԱԿԱՑՈՒԹՅՈՒՆ

Ընդհանուր դեպքում դիֆրակցիան կարելի է որակել որպես ալիքների տարածման ընթացքում երկրաչափական օպտիկայի օրենքներից շեղման երևույթ: Այն ունի համընդհանուր ալիքային բնույթ և դրսևորում է նմանատիպ օրինաչափություններ ամենատարբեր բնույթի ալիքային դաշտեր դիտարկելիս: Ատանախոսության մեջ էլ հենց քննարկված են զանազան բնույթի կոնդենսցված միջավայրերում ժամանակային անհամասեռությունների և նյութական կամ դաշտերով պայմանավորված պարբերական կառուցվածքների վրա ձայնային, էլեկտրամագնիսական, նեյտրոնային և էլեկտրոնային դաշտերի կոհերենտ ցրման և դիֆրակցիայի մի շարք մասնավոր երևույթներ:

Առաջին գլխում քննարկված է ոչ ստացիոնար դիէլեկտրիկ միջավայրերում էլեկտրամագնիսական ալիքների տարածման և ձևափոխման երևույթը: Միջավայրի կտրուկ փոփոխման պայմաններում էլեկտրամագնիսական ալիքների ձևափոխումը զուգակցվում է ալիքների և միջավայրի միջև ոչ միայն էներգիայի, այլ նաև իմպուլսի փոխանակմամբ: Միջավայրի սահուն փոփոխման դեպքը քննարկված է մասնավոր, բայց անալիտիկ ճշգրիտ լուծում թույլատրող օրինակի հիման վրա: Էլեկտրամագնիսական ալիքների ձևափոխման և միջավայրի հետ էներգիայի ու իմպուլսի փոխանակման բնույթը որակապես պահպանվում է նաև միջավայրի սահուն փոփոխման պայմաններում:

Առաջին գլխում անալիտիկ լուծումների հիման վրա նաև քննարկված է ոչ ստացիոնար հեղուկ միջավայրերի խտության և նրանցում ձայնի տարածման արագության կտրուկ կամ սահուն փոփոխման պայմաններում ձայնային ալիքների տարածման և ձևափոխման երևույթը: Տույց է տրված, որ ձայնային ալիքների ձևափոխումը զուգակցվում է անդրադարձմամբ: Ի տարբերություն ոչ ստացիոնար դիէլեկտրիկ միջավայրերում էլեկտրամագնիսական ալիքների տարածման խնդրի, այստեղ տեղի է ունենում ձայնային ալիքների ուժգնացում՝ անկախ հեղուկ միջավայրի փոփոխման բնույթից:

Երկրորդ գլխում քննարկված են բյուրեղական ցանցում նեյտրոնների կոհերենտ ցրման խնդիրներ՝ կանգուն ինչպես լազերային, այնպես էլ ձայնային ալիքների առկայության պայմաններում: Տույց է տրված, որ բյուրեղական ցանցի և կանգուն ձայնային կամ լազերային ալիքների համադրման արդյունքում ձևավորվում

է կանոնավոր մեկ այլ կառուցվածք (կեղծ ցանց), որն ունենալով առավել մանր պարբերականություն, ձայնային կամ լազերային ալիքների բավականաչափ բարձր ինտենսիվության պայմաններում ապահովում է էլ առավել կարճալիք (բարձր էներգիայով) նեյտրոնների կոհերենտ ցրման հնարավորություն: Ընդ որում կանգուն ձայնային ալիքը ոչ մի կերպ չի աղավաղում բյուրեղական ցանցի պարբերականությունը և չունի ներդրում Դեբայ–Ուոլլերի գործակցի արժեքում: Եթե բյուրեղում տարածվող լազերային ճառագայթման պարագայում քննարկված խնդիրը մեր օրերում ունի միայն տեսական հետաքրքրություն՝ պայմանավորված նեյտրոնների և լազերային ճառագայթման փոխազդեցության խիստ ցածր ինտենսիվությամբ, ապա ձայնային ալիքների պարագայում կատարված կանխատեսումները հասանելի են փորձարարական ստուգման համար:

Երրորդ գլխում էլեկտրոնային օպտիկայի շրջանակներում քննարկված է էլեկտրոնների և դիէլեկտրիկ միջավայրում տարածվող լազերային ճառագայթման փոխազդեցության մի մասնավոր խնդիր, որը սերտորեն առնչվում է ինչպես Կապիցա–Դիրակի, այնպես էլ Դեբայ–Սիրսի էֆեկտների հետ: Կատարված ուսումնասիրության արդյունքներն էականորեն համընկնում են առավել վաղ աշխատանքներում այլ մոտեցմամբ ստացված արդյունքների հետ՝ ևս մեկ անգամ ցուցադրելով նմանատիպ խնդիրներում էլեկտրոնային օպտիկայի մեթոդների կիրառման հանարավորությունն ու փորձարարական տարբեր ռեժիմներին դրանց սերտ առնչությունը: Ընդ որում այստեղ էլ ի հայտ է գալիս Աբրահամ–Մինկովսկու հակասության նմանակը, որն իր բնական լուծումն ունի Բարնեթի մեկնաբանության շրջանակներում: Այն է. լազերային ճառագայթման դաշտում էլեկտրոնների կինետիկ իմպուլսն էլեկտրոնային օպտիկայի շրջանակներում համապատասխանում է Աբրահամի մոտեցմանը, իսկ էլեկտրոնների կանոնիկ իմպուլսը՝ Մինկովսկու մոտեցմանը:

ՀՐԱՊԱՐԱԿՎԱԾ ԱՇԽԱՏԱՆՔՆԵՐԻ ՑԱՆԿ

1. K.K. Grigoryan, A.G. Hayrapetyan, R.G. Petrosyan, “On the neutron diffraction in crystals in the field of a standing sound wave”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B*, vol. 268, no. 14, pp. 2366–2370, 2010.
2. K.K. Grigoryan, A.G. Hayrapetyan, R.G. Petrosyan, “On the neutron diffraction in a crystal in the field of a standing laser wave”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B*, vol. 268, no. 16, pp. 2539–2543, 2010.
3. A.G. Hayrapetyan, K.K. Grigoryan, R.G. Petrosyan, “On the neutron diffraction in a crystal under the influence of field of a sound wave”, in *Sound Waves: Propagation, Frequencies and Effects*, V. Abagnali, G. Fabbri, Eds., New York, Nova Science Publishers, 2011, pp. 151–173.
4. A.G. Hayrapetyan, K.K. Grigoryan, R.G. Petrosyan, “On the Transformation of Sound Waves in Non-Stationary Media”, in *Sound Waves: Propagation, Frequencies and Effects*, V. Abagnali, G. Fabbri, Eds., New York, Nova Science Publishers, 2011, pp. 175–189.
5. A.G. Hayrapetyan, K.K. Grigoryan, R.G. Petrosyan, S. Fritzsche, “Propagation of sound waves through a spatially homogeneous but smoothly time-dependent medium”, *Annals of Physics*, vol. 333, pp. 47–65, June 2013.
6. K.K. Grigoryan, “Possible contribution of sound wave to the value of the Debye-Waller factor”, *Հայաստանի ճարտարագիտական ակադեմիայի լրագրեր*, տ. 11, № 3, с. 621–623, 2014.
7. A.G. Hayrapetyan, K.K. Grigoryan, J.B. Götze, R.G. Petrosyan, “Kapitza-Dirac Effect with Traveling Waves”, *New Journal of Physics*, vol. 17, no. 8, pp. 082002.1–8, 2015.
8. A.G. Hayrapetyan, J.B. Götze, K.K. Grigoryan, S. Fritzsche, R.G. Petrosyan, “Electromagnetic wave propagation in spatially homogeneous yet smoothly time-varying dielectric media”, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, vol. 178, pp. 158–166, July 2016.

РЕЗЮМЕ

Дифракция – это явление, которое проявляет себя как отклонение от законов геометрической оптики при распространении волн. Она представляет собой универсальное волновое явление и характеризуется одними и теми же законами при наблюдении волновых полей разной природы. В диссертационной работе рассмотрены некоторые проблемы дифракции электромагнитных, звуковых, нейтронных и электронных волн в нестационарных средах и в кристаллических и сплошных средах при наличии лазерных или акустических полей.

В первой главе обсуждается проблема распространения и трансформации электромагнитных волн в нестационарной диэлектрической среде. В условиях резкого изменения диэлектрической проницаемости среды трансформация электромагнитных волн сопровождается не только обменом энергии, но и обменом импульса между волной и средой, роль скоро в качестве тензора энергии и импульса электромагнитного поля в среде принят тензор Абрагама. Иначе говоря, взаимодействие между электромагнитной волной и диэлектрической средой имеет силовой характер, что свидетельствует о так называемой силе Абрагама. В случае принятия тензор Минковского в качестве тензора энергии и импульса электромагнитного поля в среде импульс электромагнитной волны сохраняется. Случай плавного изменения диэлектрической среды обсуждается на основе частной модели, допускающей точное аналитическое решение. Характер трансформации электромагнитных волн и обмена энергией и импульсом со средой качественно сохраняется и при плавном изменении диэлектрической проницаемости среды.

В первой главе на основе аналитических решений также обсуждается распространение и трансформация звуковых волн в нестационарной жидкой среде с резким или плавным изменением плотности среды и скорости распространения звука в ней. Показано, что трансформация звуковых волн сопровождается их пространственным отражением. В отличие от задачи распространения электромагнитных волн в нестационарной диэлектрической среде, здесь, в приближении идеальной жидкости, наблюдается усиление звуковых волн, независимо от характера изменений в жидкой среде.

Во второй главе рассмотрены задачи дифракции нейтронов в

кристаллической решетке при «распространении» в ней стоячих как звуковых, так и электромагнитных волн. Показано, что при сочетании кристаллической решетки с стоячей звуковой или лазерной волной образуется некая регулярная пространственно-периодическая структуры (псевдо решетка), на которой в конечном счете и происходит когерентное рассеяние нейтронов. Имея более мелкую периодичность, указанная псевдо решетка при определенных интенсивностях звуковых или электромагнитных волн обеспечивает возможность когерентного рассеяния более коротковолновых нейтронов. При этом стоячая акустическая волна никак не может рассмотрена как искажение кристаллической решетки и не дает вклада в величину фактора Дебая-Уоллера. Если рассмотренная проблема в случае стоячей лазерной волны в настоящее время имеет только теоретический интерес, так как взаимодействие лазерного излучения и нейтронов имеет крайне низкую интенсивность, то полученные результаты относительно дифракции нейтронов на звуковой волне вполне доступны для экспериментальной проверки.

В третьей главе в рамках электронной оптики обсуждается частная задача взаимодействия электронов и лазерного излучения, распространяющегося в диэлектрической среде. Данная задача тесно связана как с эффектом Капицы-Дирака, так и с эффектом Дебая-Сирса. Полученные результаты существенно совпадают с результатами предыдущих работ, проведенных другими теоретическими методами. Это еще раз указывает на возможность и эффективность применения методов электронной оптики в изучении подобных проблем, а также на их тесную связь с различными экспериментальными режимами. Кроме того, здесь появляется аналог противоречия Абрагама-Минковского, который имеет естественное решение в интерпретации Барнетта. А именно, в поле лазерного излучения кинетический импульс электронов в рамках электронной оптики соответствует подходу Абрагама, а канонический импульс – подходу Минковского.

SUMMARY

Diffraction is a phenomenon that manifests itself as a deviation from the laws of geometrical optics at the propagation of waves. It is a universal wave phenomenon and is characterized by the same laws while observing wave fields of different nature. The dissertation work deals with consideration on some problems of diffraction of electromagnetic, sound, neutron and electronic waves in nonstationary media and in crystalline and continuous media in the presence of laser or acoustic fields.

In the first chapter a discussion is made on the problem of propagation and transformation of electromagnetic waves in a nonstationary dielectric medium. Under the conditions of a sharp change in the dielectric constant of the medium, the transformation of electromagnetic waves is accompanied not only by the exchange of energy, but also by the transfer of momentum between the wave and the medium, supporting the energy-momentum tensor of the electromagnetic field in the matter is given by Abraham's equation. In other words, the interaction between the electromagnetic wave and the dielectric medium has a force character, which indicates on the so-called Abraham force. In the case of adopting Minkowski's tensor as an energy-momentum tensor of electromagnetic field in matter the momentum of the electromagnetic wave is conserved. The case of a smooth change in the dielectric medium is discussed on the basis of a particular model that allows an exact analytical solution. The pattern of the transformation of electromagnetic waves and the exchange of energy and momentum with the dielectric medium is qualitatively conserved even with a smooth change in the dielectric constant of the medium.

In the first chapter on the basis of analytical solutions a discussion is also made on the propagation and transformation of acoustic waves in the non-stationary fluid with a sharp or smooth changes in the density of the medium and the speed of sound propagation in it. It is shown that the transformation of sound waves is accompanied by their spatial reflection. In this case, unlike the problem of propagation of electromagnetic waves in a nonstationary dielectric medium, amplification of sound waves is observed, regardless of the direction of the changes in the fluid.

The second chapter deals with the problems of neutron diffraction in a crystal lattice on the standing sound or electromagnetic waves. It is shown that superposition of

a crystal lattice with a standing acoustic or laser wave gives rise to some regular spatial-periodic structure (pseudo-lattice), on which coherent neutron scattering ultimately occurs. With a smaller periodicity, this pseudo-lattice at certain intensities of sound or electromagnetic waves provides the possibility of coherent scattering of shorter-wave neutrons. However, the standing acoustic wave cannot be regarded as a distortion of the crystal lattice and does not contribute to the value of the Debye-Waller factor. If the considered problem in the case of a standing laser wave is currently of only theoretical interest, since the interaction of laser radiation and neutrons has an extremely low intensity, the results obtained with respect to the diffraction of neutrons by a sound wave are quite accessible for experimental verification.

In the third chapter, within the framework of electron optics, a particular problem of the interaction of electrons and laser radiation propagating in a dielectric medium is discussed. This problem is closely related to both the Kapitza-Dirac and the Debye-Sears effects. The obtained results essentially coincide with the results of previous studies carried out by other theoretical methods. This again indicates the possibility and effectiveness of the application of the methods of electron optics in the study of similar problems, as well as their close relation with various experimental regimes. Furthermore, there is an analogue of the Abraham-Minkowski controversy, which has a natural solution under Barnett's interpretation. Namely, within the framework of electron optics in the field of laser radiation the kinetic momentum of electrons corresponds to the Abraham's approach, and the canonical momentum to the Minkowski's approach.