ՀՀ ԿՐԹՈՒԹՅԱՆ և ԳԻՏՈՒԹՅԱՆ ՆԱԽԱՐԱՐՈՒԹՅՈՒՆ

ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ ԳՈՀԱՐ ՌԱՖԻԿԻ

ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ և ՋԵՐՄԱՅԻՆ ՆԵՅՏՐՈՆՆԵՐԻ ԴԻՆԱՄԻԿ ԴԻՖՐԱԿՑԻԱՆ ԹՈՒՅԼ ԴԵՖՈՐՄԱՑՎԱԾ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ

Ա.04.07 – Կոնդենսացված վիճակի ֆիզիկա մասնագիտությամբ

Ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների թեկնածուի գիտական աստիճանի հայցման ատենախոսության

ՍԵՂՄԱԳԻՐ

ԵՐԵՎԱՆ-2014

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РА

ЕРЕВАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

ГРИГОРЯН ГОАР РАФИКОВНА

ДИНАМИЧЕСКОЕ РАССЕЯНИЕ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ И ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ В СЛАБОДЕФОРМИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.07-физика конденсированных сред

ЕРЕВАН-2014

Ատենախոսության թեման հաստատվել է ՀՀ ԳԱԱ ֆիզիկայի կիրառական պրոբլեմների ինստիտուտում

Գիտական ղեկավար՝ ֆիզ. մաթ.գիտ.դոկտոր,պրոֆեսոր **Կ.Գ.Թրունի**

Պաշտոնական ընդդիմախոսներ՝ Ֆիզ.մաթ.գիտ.դոկտոր,պրոֆեսոր **Վ.Վ.Հարությունյան**

Ֆիզ.մաթ.գիտ.դոկտոր **Վ.Վ. Մարգարյան**

Առաջատար կազմակերպություն՝ ՌԴ Տոմսկի պոլիտեխնիկական համալսարան (կիրառական ֆիզիկայի ամբիոն)

Ատենախոսության պաշտպանությունը կայանալու է 2014թ. դեկտեմբերի 12 -ին, ժ.15^{00}–ին ՀՀ ԳԱԱ ֆիզիկայի կիրառական պրոբլեմների ինստիտուտում ԲՈՀ-ի 049 ֆիզիկա մասնագիտական խորհրդի նիստում (հասցե՝0014 Երևան, Հր.Ներսիսյան փ.25):

Ատենախոսությանը կարելի ծանոթանալ ԵՊՀ գրադարանում:
Սեղմագիրն առաքված է 2014թ. նոյեմբերի 12 –ին:

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

Тема диссертации утверждена в Институте Прикладных Проблем физики НАН РА

Научный руководитель: доктор физ. мат. наук, проф. **К.Г.Труни**

Официальные оппоненты: доктор физ.мат. наук,проф. **В.В. Арутюнян**

доктор физ. - мат. наук **В.В. Маргарян**

Ведущая организация: Томский политехнический университет РФ (кафедра прикладной физики)

Защита диссертации состоится 12 декабря 2014г. в 15^{00} часов на заседании специализированного совета 049 по физике в Институте Прикладных Проблем Физики НАН РА (адрес: 0014 Ереван, ул.Гр. Нерсисяна 25)

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЕГУ
Автореферат разослан 12 ноября 2014г.

Ученый секретарь специализированного совета: кандидат физ. мат. наук, доцент **В.П.Калантарян**

ԱՏԵՆԱԽՈՍՈՒԹՅԱՆ ՀԱՄԱՌՈՏ ԲՆՈՒԹԱԳԻՐԸ

Թեմայի արդիականությունը

Ալիքի երկարության անգստրեմային տիրույթի ճառագայթումները հանդիսանում են կարևորագույն, իսկ հետազոտվող նյութը չքայքայելու տեսակետից միակ մեթոդը, տարբեր նյութերի կառուցվածքի, այդ նյութերի կառուցվածքային արատների և թերությունների հայտնաբերման, նույնականացման և ուսումնասիրման համար: Այդ կիրառություններում կարևոր դեր ունեն նաև կարճալիքային ճառագայթման օպտիկայի հիմնական տարրերը, ինչպիսիք են հայելիները, մոնոքրոմատորները և կոլիմատորները, դիֆրակցիոն և ռեֆրակցիոն ոսպնյակները, ինտերֆերոմետրերը, դիֆրակտոմետրերը և այլն, որոնց նպատակն է ձևավորել ցանկալի, անհրաժեշտ պարամետրերով փնջեր: Այդպիսի փնջերի ձևավորման, ինչպես նաև նրանց պարամետրերի կառավարելիության տեսակետից կարևորագույն տեղ ունեն բյուրեղական ցանցում կարճալիքային ճառագայթման դիֆրակցիայի երևույթները արտաքին ազդակների գոյության պայմաններում, քանի որ հենց արտաքին ազդակների (մեխանիկական, ջերմային, ուլտրաձայնային և այլն) պարամետրերի փոփոխությամբ է, որ կարելի է կառավարել ձևավորված փնջերի բնութագրերը, ինչպիսիք են մոնոքրոմատիկության և կոլիմացման աստիճանը, կիզակետման դիրքը և կիսալայնությունը, ձևավորման ընթացքում փնջերի էներգիական կորուստները: Վերոհիշյալ բնութագրերն էլ հենց որոշում են օպտիկական տարրերի լուսաուժը, մոնոքրոմատիկության և կոլիմացման աստիճանը, լուծողունակությունը, որոնք էլ իրենց հերթին որոշում են այդ տարրերի արդյունավետությունը սպեկտրաչափական, կառուցվածքային, տոմոգրաֆիական (այդ թվում համակարգչային) և մի շարք այլ կիրառություններում: Այդ խնդիրներում էական նշանակություն ունի այն հանգամանքը, որ կարճալիքային ճառագայթման տարածական ցանցում դինամիկ ցրման երևույթը խիստ զգայուն է ցանցում առկա ներքին աղավաղումների և արտաքին ազդակներով մակածված ցանցային փոքր աղավաղումների նկատմամբ: Նման աղավաղումների նկատմամբ դինամիկ դիֆրակցիայի երևույթի բարձր զգայունությունը պայմանավորված է ամենից առաջ դիֆրակտած փնջերի ձևավորման բարձր զգայունությունը բազմակի

ցրված փնջերում փուլային առնչությունների նկատմամբ, որոնք էլ իրենց հերթին խիստ զգայուն են ցանցային փոքր աղավաղումների նկատմամբ :

Խիստ կարևոր է նաև, որ ռենտգենյան ճառագայթների և ջերմային նեյտրոնների դինամիկ դիֆրակցիայի փուլերի նկատմամբ բարձր զգայունությունը ամենից առաջ ի հայտ է գալիս դինամիկ ցրմանը առանձնահատուկ ինտերֆերենցիոն երևույթներում, ինչպիսիք են ճոճանակային երևույթը (Pendellosung effect [1 – 4]), անոմալ կամ ինտերֆերենցիոն կլանումը (Borrman effect [5 – 9]), դիֆրակցիոն կիզակետման երևույթները միաբյուրեղներում և բազմաթիթեղ բյուրեղական համակարգերում [10 – 14], առաջնային և երկրորդային էքստինկցիան, լրիվ վերամղման երևույթը [15 – 23] :

Թույլ դեֆորմացված բյուրեղներում վերոնշյալ որոշ երևույթների ուսումնասիրությանն է նվիրված այս ատենախոսությունը:

Աշխատանքի հիմնական նպատակը

1 Թույլ դեֆորմացված բյուրեղներում ռենտգենյան և ջերմային նեյտրոնների տարածական անհամասեռ փնջերի տարածումը նկարագրող կետային աղբյուրի ազդեցության ֆունկցիաների կառուցումը և նրանց օգնությամբ այդ փնջերի տարածումը նկարագրող ինտեգրալային ներկայացումը:

2 Ձևակերպված ինտեգրալային ներկայացման միջոցով ռենտգենյան և ջերմային նեյտրոնների բյուրեղի տարածական ցանցում դիֆրակցիայի շնորհիվ ձևավորված ալիքային դաշտը կազմող անդրադարձած և անցած փնջերի ալիքային ֆունկցիաների կառուցումը:

3 Ռենտգենյան ճառագայթների և ջերմային նեյտրոնների թույլ դեֆորմացված բյուրեղական ցանցում դինամիկ դիֆրակցիան ուղեկցող ինտերֆերենցիոն երևույթների (անոմալ անցում, ճոճանակային երևույթ) տեսական ուսումնասիրությունը:

4 Երկթիթեղ L-L համակարգում ջերմային նեյտրոնների կիզակետման երևույթի ուսումնասիրությունը:

5 Մոդիֆիկացված L-L բյուրեղական համակարգում ջերմային նեյտրոնների կիզակետման երևույթի հետազոտումը:

Աշխատանքի գիտական նորույթը

1 Ուսումնասիրված է ռենտգենյան ճառագայթների ինտերֆերենցային կլանման երևույթը թույլ դեֆորմացված բյուրեղներում: Ցույց է տրված, որ որոշակի պայմաններում (թույլ դեֆորմացիա, բյուրեղի փոքր հաստություններ) կախված դեֆորմացիայի տիպից և դեֆորմացիայի դաշտով պայմանավորված շեղման ֆունկցիայի պարամետրերից, կարող է տեղի ունենալ ինտերֆերենցային կլանման գործակցի զրոյացում, իսկ որոշ պայմաններում նաև դաշտի լայնույթի (ինտետսիվության) էքսպոնենտային աճ:

2 Տարածական ցանցում այիքային դաշտը կազմող անդրադարձած և անցած փնջերում դեֆորմացիայի դաշտով պայմանավորվոծ փուլային վերաբաշխումները բերում են ինտերֆերենցային դաշտի բնութագրերի, մասնավորապես այդ դաշտի մաքսիմումների մինիմումների դիրքի, ճոճանակային շերտերի փուլային կոնտրաստի, անդրադարձման և անցման գործակիցների նշանակալի և գրանցելի փոփոխությունների, որոնք, մասնավորապես, որոշվում են դեֆորմացիայով պայմանավորված շեղման դաշտի պարամետրերով:

3 Առաջին անգամ կառուցվել են ջերմային նեյտրոնների թույլ դեֆորմացված բյուրեղական ցանցում դինամիկ դիֆրակցիան նկարագրող կետային աղբյուրի ազդեցության ֆունկցիաները: Ուսումնասիրվել են ջերմային նեյտրոնների կետային աղբյուրի արտապարկերման առանձնահատկությունները (ինտենսիվության տարածական բաշխումը դիֆրակցված փնջերում, այդ բաշխման վարքը կախված դեֆորմացիայի դաշտը բնութագրող պարամետրերից):

4 Առաջին անգամ հետազոտվել է L-L տիպի բյուրեղական համակարգում ջերմային նեյտրոնների կիզակետման երևույթը: Քննարկվել է կիզակետում էներգիայի բաշխման կիսալայնության նվազեցման պարզ սխեմա, որը կարող է բերել կիզակետման երևույթի, մասնավորապես, նեյտրոնների էներգետիկ բաշխման փորձարարական խնդիրներում այդ երևույթի գործնական կիրառման արդյունավետության բարձրացման:

Պաշտպանության ներկայացվող հիմնական դրույթներն ու արդյունքները

1. Թույլ դեֆորմացված բյուրեղներում կետային աղբյուրի ազդեցության ֆունկցիաների և նրանց ֆուրյե պատկերների կառուցումը: Այդ ֆունկցիաների օգնությամբ տարածական անհամասեռ փնջերի ձևավորումը նկարագրող ինտեգրալային ձևակերպումը ռենտգենյան ճառագայթների և ջերմային նեյտրոնների դինամիկ ցրման երևույթներում:
2. Թույլ դեֆորմացված բյուրեղներում անոմալ ինտերֆերենցիոն կլանման և ճոճանակային երևույթների առանձնահատկությունների տեսական դիտարկումը, նրանց բնութագրիչ պարամետրերի հաշվարկը՝ կախված դեֆորմացիայի դաշտի պարամետրերից:
3. Դինամիկ ցրման պայմաններում դիֆրակտած փնջերի (անդրադարձման և անցման գործակիցներ հարթ-ալիքային մոտավորության դեպքում, այդ փնջերի ինտենսիվության տարածական բաշխում սկզբնական կետային աղբյուրի դեպքում) գործնական կիրառությունները շեղման դաշտի և ձևավորված ալիքային դաշտերի բնութագրերի գրանցման խնդիրներում:
4. Նեյտրոնային փնջերի կիզակետման երևույթի տեսական դիտարկումը և նրանց արդյունավետությունը գործնական խնդիրներում պայմանավորված ջերմային նեյտրոնների բարձր թափանցելիությամբ և կիզակետման երևույթի բարձր զգայունությամբ ճառագայթման էներգետիկ բաշխվածության և ցանցի կառուցվածքային արատների նկատմամբ:

Գործնական նշանակությունը

Ատենախոսությունում կարճալիքային ճառագայթման, այդ թվում կոշտ ռենտգենյան ճառագայթման և ջերմային նեյտրոնների թույլ դեֆորմացված բյուրեղներում դինամիկ դիֆրակցիան ուղեկցող մի շարք երևույթների տեսական դիտարկման արդյունքում ստացվել են գործնական նշանակություն ունեցող արդյունքներ, մասնավորապես.

1. Տարածական ցանցում ձևավորված ալիքային դաշտերի անդրադարձման և անցման գործակիցների,կետային աղբյուրի արտապատկերման տարածական բաշխվածությունում ի հայտ բերված

որոշ առանձնահատկություններ, այդ թվում անդրադարձման և անցման գործակիցների վարքը կախված դեֆորմացիայի դաշտի պարամետրերից, կարող են կիրառվել ինչպես ալիքային դաշտերի բնութագրերի (ինտերֆերենցիոն կլանման գործակիցներ, էքստինկցիայի գործակիցներ և այլն), այնպես էլ ցանցի դեֆորմացիայով պայմանավորված շեղման դաշտի բնութագրերի (ատոմական հարթությունների դիլատացիա, կորացման շառավիղ և այլն) դաշտի բնութագրերի փորձնական հետազոտման խնդիրներում :

2. Թույլ դեֆորմացիաների տիրույթում՝ի նկատի ունենալով ալիքային դաշտերի բարձր զգայունությունը շեղման դաշտերի նկատմամբ, ստեղծվում է հնարավորություն այդ դաշտերի նույնականացման, ինչպես նաև ձևավորված ալիքային փնջերի բնութագրերի (ինտենսիվության անկյունային և տարածական բաշխում, կոլիմացիայի և մոնոքրոմատիկության աստիճան, դիֆրակցիոն սեղմման կամ ճապաղման) կառավարման:
3. Ջերմային նեյտրոնների դիֆրակցիոն կիզակետման երևույթը դիտարկված Լաուէ-Լաուէ (L-L) բյուրեղական համակարգում գործնական նշանակություն ունի բյուրեղական ցանցի դեֆորմացիայի դաշտի փորձնական ճշգրիտ հետազոտությունների, ինչպես նաև ջերմային նեյտրոնների էներգիական բաշխման ճշգրիտ փորձնական ուսումնասիրության համար:

Աշխատանքի փորձահավատությունը

Ատենախոսության հիմնական արդյունքները քննարկվել են միջազգային „International Conference on Electrons, Protons, Neutrons and X-rays Scattering Under External Influences" (Yerevan- Meghri, Armenia, 2009), „International Conference on Electrons, Protons, Neutrons and X-rays Scattering Under External Influences" (Yerevan- Meghri, Armenia, 2011), „The 11th Biennal Conference on on High Resolution X-Ray Diffraction and Imaging (XTOP 2012, Saint-Petersburg, Russia, 2012), International Conference RREPS- 2013, Book of Abstracts, p. 95 (Erevan-Sevan, Sept. 2013)

Հրապարակումները

Ատենախոսության հիմնական արդյունքները տպագրված են 4 հոդվածներում և վերոհիշյալ միջազգային կոնֆերանսների թեզիսներում: Ցուցակը ներկայացված է սեղմագրի վերջում:

Աշխատանքի կառուցվածքը և ծավալը

Ատենախոսությունը բաղկացած է ներածությունից և գրականության ակնարկից, երեք գլխից, եզրակացությունից ատենախոսության մեջ արված հղումների գրականության ցանկից, որը պարունակում է 91 հղում: Ատենախոսության ծավալը 108 էջ է, պարունակում է 14 նկար և գրաֆիկ, 1 աղյուսակ: Յուրաքանչյուր գլխի սկզբում բերված է քննարկվող հարցերին առընչվող գրականության համառոտ ակնարկ:

Աշխատանքի բովանդակությունը

Ատենախոսության ներածական բաժնում շարադրված են աշխատանքի նպատակները, գիտական նորույթը, ինչպես նաև ատենախոսության կառուցվածքը և ծավալը:

Ատենախոսության 1-ին գլուխը նվիրված է ռենտգենյան ճառագայթների և ջերմային նեյտրոնների դինամիկ ցրման բնագավառում իրականացված տեսական և փորձնական հետազոտությունների ակնարկին: Քննարկված են ռենտգենյան ճառագայթների և ջերմային նեյտրոնների դինամիկ դիֆրակցիան ուղեկցող երևույթների տեսական հիմունքները և նրանց մեկնաբանումը: Քննարկված են նաև ռենտգենյան ճառագայթների և ջերմային նեյտրոնների դինամիկ դիֆրակցիային յուրահատուկ ինտերֆերենցիոն երևույթների ֆիզիկական հիմունքները: Ցույց է տրված, որ վերոհիշյալ երևույթները, մասնավորապես ինտերֆերենցիոն կլանման երևույթը, ճոճանակային երևույթը, Բրեգյան լրիվ անդրադարձման երևույթը էապես կախված են բյուրեղի տարածական ցանցում գոյություն ունեցող, ինչպես ներքին աղավաղումներով, այնպես էլ արտաքին ազդակների միջոցով ներմուծվող ցանցային շեղումներով: Կարճալիքային ճառագայթման դինամիկ ցրման երևույթի հիմնական առավելությունը պայմանավորված այդ երևույթի բարձր զգայունությամբ ցրված փնջերի փուլերի փոփոխությունների նկատմամբ, որոնք էլ իրենց հերթին ի հայտ են գալիս տարածական ցանցում դիֆրակցված

փնջերի տարածման և ձևավորման գործընթացներում: Հենց վերջին հանգամանքն էլ ընկած է տարածական ցանցի բնութագրերի պրեցեզիոն չափումների հիմքում, ինչպես նաև տարածական ցանցի կառուցվածքային բնութագրերի ճշգրիտ չափումների հիմքում: Այս գլխի հաջորդ §1.2 –ում քննարկվում են ռենտգենյան ճառագայթների և ջերմային նեյտրոնների կլանման առանձնահատկությունները, որոնք, իհարկե, որոշվում են այդ ճառագայթումների և ցրման կենտրոնների փոխազդեցության առանձնահատկություններով: Այսպես, ռենտգենյան ճառագայթների ալիքային էներգիայի կորուստները պայմանավորված են հիմնականում 3 երևույթներով. ֆոտոէլեկտրական կլանում, ոչ առաձգական կամ կոմպտոնյան ցրում. ոչ առաձգական փոխազդեցություն ջերմային դիֆուզ ցրում:

Այս 3 երևույթներից հիմնական ներդրումը էներգետիկ կորուստներում տալիս է ֆոտոէլեկտրական կլանումը: Ռենտգենյան ճառագայթների համար կոհերենտ ցրման մեխանիզմ հանդիսանում է թոմսոնյան կամ առաձգական ցրումը, ինչը պայմանավորված է ռենտգենյան ճառագայթման և տարածական ցանցի էլեկտրոնային լիցքի փոխազդեցությամբ: Ցրող կենտրոնները ռենտգենյան ճառագայթների համար բաշխված են տարածական ցանցում անընդհատ խտությամբ: Ի տարբերություն դրա, ջերմային նեյտրոնների համար փոխազդեցությունը դա այդ նեյտրոնների տարածական ցանցում դասավորված միջուկների միջուկային պոտենցիալն է: Այս փոխազդեցությունն էլ իր հերթին նկարագրվում Դիրակի պսևդոպոտենցիալով

$$V(\vec{r}) = \frac{h^2}{2\pi m_n}\sum_j b_j \delta(\vec{r} - \vec{r}_j), \qquad (1)$$

որտեղ b_j - ն նեյտրոնի ցրման երկարությունն է, $\delta(\vec{r} - \vec{r}_j)$ - Դիրակի ֆունկցիան է, $\vec{r}_j$ - ն j – րդ միջուկի շառավիղ վեկտորը, իսկ գումարն ընթանում է ըստ միջավայրի բոլոր միջուկների: Ակնհայտ է, որ Դիրակի պսևդոպոտենցիալում ցրող կենտրոնները համարվում են կետային, ի տարբերություն ռենտգենյան ճառագայթների, որոնց համար ցրող կենտրոնները բաշխված են անընդհատ $\rho(\vec{r})$ խտությամբ: Սա ջերմային նեյտրոնների դիֆրակցիայի դիտարկման բնութագրիչ հանգամանքներից մեկն է:

Հաջորդ կարևոր հատկությունը կարճալիքային ճառագայթման էներգետիկ կորուստներն են: Այս տեսակետից խիստ էական տարբերություն կա

ռենտգենյան ճառագայթման և ջերմային նեյտրոնների կլանման բնութագրերի միջև: Այսպես, ռենտգենյան ճառագայթների գծային կլանման գործակիցը ուղիղ համեմատական է տվյալ նյութի կարգաթվի խորանարդին, մինչդեռ ջերմային նեյտրոնների համար այդ նույն մեծությունը ուղիղ համեմատական է կարգաթվին: Այս հանգամանքը պայմանավորված է նրանով, որ յուրաքանչյուր ատոմ պարունակում է Z էլեկտրոն և միայն մեկ միջուկ: Երկու ճառագայթումների համար էլ դինամիկ դիֆրակցիայի խնդիրներում կլանումը հաշվի է առնվում ֆենոմենոլոգիկապես՝ վերագրելով ճառագայթման բեկման ցուցչին կեղծ մաս

$$n = n_r + in_i \ . \tag{2}$$

այնպես, որ գծային կլանման գործակիցը որոշվում է

$$\mu = 2kn_i \ , \tag{3}$$

Այսպիսով, ճառագայթումների բեկման ցուցիչը կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով

$$n = 1 - \delta + in_i \ , \quad \delta = \frac{2\pi}{k^2}, \quad n_i = \frac{\mu}{2k} \tag{4}$$

Այս ամենից հետևում է, որ ռենտգենյան ճառագայթման կլանումը խիստ էական է ծանր էլեմենտների համար և նրա հաշվառումը անհրաժեշտ է: Մնացած պարամետրերը երկու ճառագայթումների համար էլ նույն կարգի են, օրինակ, ինչպես ռենտգենյան ճառագայթների, այնպես էլ ջերմային նեյտրոնների համար միավոր դեկրեմենտը $\delta \sim 10^{-5}$: Ռենտգենյան ճառագայթների տարածումը միջավայրերում, այդ թվում նաև բյուրեղական միջավայրում, նկարագրվում է Մաքսվելի հավասարումներից հետևող ալիքային հավասարումով, մինչդեռ նեյտրոնային ալիքների տարածումը նկարագրվում է Շրեդինգերի հավասարումով; Սակայն երկու հավասարումներն էլ միմյանց նման են, իհարկե հաշվի առնելով վերևում հիշատակված առանձնահատկությունները:

1-ին գլխի հաջորդ պարագրաֆում բերված են աղավաղված բյուրեղներում դեֆորմացիայի առկայությունը հաշվի առնող ենթադրությունների վրա հիմնված դաշտի նկարագրությունը, կարճալիքային ճառագայթման Բրեգյան դիֆրակցիայի երևույթներում: Բյուրեղական տարածական ցանցը կարելի է նկարագրել կետից կետ փոփոխվող հակադարձ ցանցի վեկտորի միջոցով: Այնպես, որ և հակադարձ ցանցի լոկալ վեկտորը, և նրա փոփոխությունը ֆունկցիա կլինեն կոորդինատներից: Հակադարձ ցանցի լոկալ վեկտորի փոքր

փոփոխությունը $\delta(\overrightarrow{\Delta h})$ կորոշվի ըստ կոորդինատների 2-րդ կարգի ածանցյալով, հետևյալ տեսքով

$$\delta(\overrightarrow{\Delta h}) = -\frac{\partial^2(\vec{h}\,\vec{u})}{\partial x_i \partial x_j}\delta x_i : \qquad (5)$$

Ըստ այդմ ակնհայտ է, որ եթե ընդունենք, որ բյուրեղական ցանցում ալիքային փաթեթի տարածական չափը որոշվում է էքստինկցիոն երկարությունով, ապա թույլ դեֆորմացիայի մոտավորությունը համարժեք կլինի

$$\frac{\partial^2(\vec{h}\,\vec{u})}{\partial x_i \partial x_j} \ll \frac{1}{\Lambda^2} \qquad (6)$$

(Λ- էքստինկցիոն երկարությունն է) այս պայմանին: Հենց այս պայմանն է դրված ատենախոսության հետագա խնդիրների հիմքում: Ցանցի դեֆորմացիոն դաշտը բերում է երկու տիպի փոփոխությունների, կատարյալ ցանցի հետ համեմատած: Նախ, կետից կետ փոխվում է ատոմական հարթությունների և ճառագայթման փոխադարձ կողմնորոշումը և այսպես կոչված դիլատացիայի, այսինքն, Բրեգի ճշգրիտ անկյան փոփոխությամբ պայմանավորված միջհարթությունային հեռավորությունների կետից կետ փոփոխվող շեղումներով: Ելնելով այս երկու բնորոշումներից, էֆեկտիվ լոկալ շեղումը հետևյալ տեսքով

$$\Delta\theta' - \Delta\theta = \alpha\cos\varphi + \frac{\Delta d}{d} tg\theta_B \qquad (7)$$

Ելնելով թույլ դեֆորմացիան սահմանող (6) պայմանից դիտարկված են դեֆորմացիոն դաշտի մի քանի մասնավոր դեպքեր:

Ատենախոսության երկրորդ գլխում հիմնվելով ռենտգենյան ճառագայթների դինամիկ ցրումը նկարագրող Տակագիի հավասարումների և լուծման վրա դիտարկված են այդ երևույթը ուղեկցող ինտերֆերեցիոն երևույթների առանձնահատկությունները թույլ դեֆորմացված բյուրեղներում: Այդ երևույթներից կարևորագույնները հանդիսանում են ինտերֆերենցիոն կլանման (Բորմանի էֆեկտ) և ճոճանակային երևույթը (Pendellösung effect): Նշված երևույթների էությունը կայանում է նրանում, որ Բրեգյան դիֆրակցիայի պայմաններում բյուրեղական ցանցում ալիքային դաշտը ներկայացվում է 4 ալիքային դաշտերի վերադրման տեսքով: Այդ դաշտերի կոհերենտ փոխազդեցության արդյունքում էլ հենց առաջանում են վերոհիշյալ ինտերֆերենցիոն երևույթները:

Ատենախոսության մեջ դիտարկվում է թույլ դեֆորմացված բյուրեղներում կարճալիքային ճառագայթների տարածման առանձնահատկությունները, ենթադրելով, որ ցրող կենտրոնների շեղման $\vec{u}(\vec{r})$ ֆունկցիան նկարագրվում է կոորդինատներից քառակուսային կախվածությամբ

$$\vec{h}\,\vec{u}\,(\vec{r}) = q s_o s_h \quad . \tag{8}$$

այստեղ $\vec{h}$ -ը դիտարկվող անդրադարձման հակադարձ ցանցի վեկտորն է, s_o և s_h -ը տարածական կոորդինատներ են այն համակարգում, որի առանցքները զուգահեռ են ցանցում տարածվող բեկված և անդրադարձած փնջերի $\overrightarrow{K_0}$ և $\overrightarrow{K_h}$ ալիքային վեկտորներին:

Դիտարկվող Տակագիի տեսությունում ալիքային դաշտը տարածական ցանցում ներկայացվում է մոդիֆիկացված Բլոխի ալիքների գումարի տեսքով

$$\psi(\vec{r}) = \psi_0(\vec{r})e^{-2\pi i\overrightarrow{K_0}\,\vec{r}} + \psi_h(\vec{r})e^{-2\pi i\overrightarrow{K_0}\,\vec{r}}\ , \tag{9}$$

$$(\overrightarrow{K_h} = \overrightarrow{K_0} + \vec{h}),$$

$$\left|\overrightarrow{K_h}\right| = \left|\overrightarrow{K_0}\right| = K(1 + \tfrac{\chi_0}{2}),$$

որտեղ χ_0 – ցանցի միջին բևեռացելիությունն է: Ընդ որում ենթադրվում է, որ ալիքային դաշտի ψ_0 և ψ_h քվազիամպլիտուդները մակրոսկոպիկ ֆունկցիաներ են կոորդինատներից, համեմատած էքսպոնենցիալ փուլային ֆունկցիաների նկատմամբ: Ավելի պարզ, ալիքային դաշտի ψ_0и ψ_h ամպլիտուդների տարածական անհամասեռության չափը հանդիսանում է էքստինկցիոն երկարությունը, իսկ փուլային ֆունկցիաների համար անհամասեռության չափը միջհարթությունային հեռավորության կամ ճառագայթման ալիքի երկարության կարգի $\lambda{\sim}10^{-10}$ մ: Ալիքային դաշտի ψ_0 և ψ_h լայնույթները կապված են բյուրեղական ցանցում կետային աղբյուրի ֆունկցիաներով $G_j(x,z)$ $(j = 0, \bar{0}, h, \bar{h})$, որոնք որոշում են $\psi_i(x',z')$ սկզբնական փնջի ներդրումը դիտարկման (x,z) կետում

$$\psi_j(x,z) = \int G_j(x - x', z - z')\psi_i(x',z')dx' \tag{10}$$

որտեղ ինտեգրումը գնում է $z' = 0$ $(s_0' + s_h' = 0)$ հատույթով: (10) բանաձևը իրենից ներկայացնում է Հյուգենս- Ֆրենելի սկզբունքը բյուրեղի տարածական ցանցում Բրեգյան դիֆրակցիայի առկայության պայմաններում: Այսպիսով խնդիրը գալիս է $G_j(x,z)$ ազդեցության ֆունկցիաների որոշմանը, որոնք էլ հանդիսանում են Տակագիի հավասարումներից ստացվող ալիքային հավասարման համալուծ հավասարմանը: Ատենախոսությունում ցույց է

տրված, որ այդ ֆունկցիաները ցանցի թույլ դեֆորմացիայի պայմաններում կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով

$$\psi_h(z) = e^{z/2} z^{-1/2} M_{a,o}(z)\ , \qquad \psi_0(z) = \frac{\bar{\sigma}}{\beta s_h} e^{z/2} M_{a,1/2}(z) \tag{11}$$

որտեղ $z = ias_0 s_h = i\frac{a}{4}\left[\left(\frac{z}{\cos\theta_B}\right) - \left(\frac{x}{\sin\theta_B}\right)^2\right]$, $a = \frac{\sigma\bar{\sigma}}{ia} - \frac{1}{2}$, $\theta_B -$ Բրեգի անկյունն է, $M_{a,\nu}(z)$ Ուիտիկերի ֆունկցիաներն են:

Նշենք նաև այն հանգամանքը, որ վերոհիշյալ ֆունկցիաները նկարագրում են բյուրեղի մուտքի մակերևույթի վրա գտնվող կետային աղբյուրի ($\psi_i(x', z') = \delta(x')$) արտապատկերումը տարածական ցանցում: Ի նկատի ունենալով, որ կետային աղբյուրի ֆունկցիայի արգումենտը ներկայացվում է հետևյալ տեսքով

$$az = (\sigma\bar{\sigma} - \frac{iq}{2}) s_0 s_h \tag{12}$$

ակնհայտ է դառնում, որ ցանցի դեֆորմացիան նկարագրող q պարամետրը մտցնում է լրացուցիչ կեղծ մաս, ինչն էլ իր հերթին նշանակում է դաշտի լրացուցիչ մարում կամ ուժեղացում՝ կախված q -ի նշանից: $\sigma\bar{\sigma}$ արտադրյալի կեղծ մասը նկարագրում է ալիքային դաշտի ինտերֆերենցիոն կլանման երևույթը մասնավորապես Բորմանի էֆեկտը:

Այնպես որ լրացուցիչ կեղծ մասը կարող է բերել Բորմանի երևույթի ինչպես ճնշմանը, այնպես էլ սրացմանը: Ասվածը ավելի ակնհայտ է դառնում, եթե դիտարկենք լուծումների ասիմպտոտիկ վարքը թույլ դեֆորմացիաների և Բորմանի եռանկյան կողմերից համեմատաբար մեծ հեռավորությունների վրա, երբ

$$\frac{\sigma\bar{\sigma}}{|q|} >> 1 \quad \text{և} \quad \frac{\sigma\bar{\sigma}}{|q|} >> q s_0 s\ : \tag{13}$$

Այս ասիմպտոտիկ ներկայացումը ունի հետևյալ տեսքը՝

$$M_{a,0}(Z) \cong \pi^{-1/2}\left(\frac{z}{a}\right)^{1/2} cos(2\sqrt{(\sigma\bar{\sigma} - i\frac{q}{2})} s_0 s_h - \frac{\pi}{4})\ . \tag{14}$$

Այս դաշտերից յուրաքանչյուրը կարելի է ներկայացնել թույլ փոփոխվող լայնույթներով և կոմպլեքս արգումենտով էքսպոնենցիալ ֆունկցիաների տեսքով, որոնցից յուրաքանչյուրը ներկայացնում է ալիքային դաշտի լայնույթի փոփոխությունը տարբեր ալիքային մոդերի համար: Այդ մոդերի ինտեսիվությունների փոփոխման օրենքները համաձայն (14)-ի կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$e^{-\sigma l} = e^{-\left(\mu \pm \mu_I \sqrt{1-p^2}\right)(s_0+s_h)}, \qquad (15)$$

որտեղ վերին նշանը վերաբերվում է ուժեղ, իսկ ներքևի նշանը թույլ կլանվող մոդերին չդեֆորմացված բյուրեղում, իսկ μ_I ինտերֆերեցիոն թուլացման գործակիցն է՝ ներառյալ դեֆորմացիայով պայմանավորված անդամը

$$\mu_I = 2\pi k c \chi_{hi} + \alpha/2 |\chi_{hr}| \pi k, \qquad (16)$$

$p = \frac{\mathrm{tg}\theta}{\mathrm{tg}\theta_B}$ Բրեգի պայմանից շեղումը նկարագրող պարամետրն է:

Նկատենք, որ դեֆորմացիայով պայմանավորված երկրորդ անդամը չի պարունակում ոչ առաձգական ցրումով պայմանավորված պարամետրեր: Դա նշանակում է, որ (16)-ի երկրորդ գումարելին կապված չէ ալիքային էներգիայի կորուստներով և բնութագրում է ալիքային դաշտերի էներգիայի փոխանցումը մի դաշտից մյուսին (անցնող ալիքից անդրադարձնող ալիքին կամ հակառակը): Նկատենք նաև, որ դեֆորմացիայով պայմանավորված անդամը կարող է ինչպես ուժեղացնել (α >0) Բորմանի էֆեկտը, այնպես էլ ճնշել ($\alpha < 0$) այն: Երբ

$$|\alpha| = 4\pi^2 k^2 c^2 |\chi_{hr}||\chi_{hi}| \ (\alpha < 0) \qquad (17)$$

ինտերֆերենցիոն գործակիցը համասարվում է զրոյի, ինչն էլ նշանակում է Բորմանի երևույթի լրիվ վերացում: Ավելին, հնարավոր են դեֆորմացիայի α պարամետրի այնպիսի արժեքներ, որոնց դեպքում կարող է տեղի ունենալ ալիքային մոդերի փոխատեղություն, այսինքն ուժեղ կլանվող դաշտը կարող է վերածվել թույլ կլանվող դաշտի և հակառակը: Դա տեղի կունենա, եթե

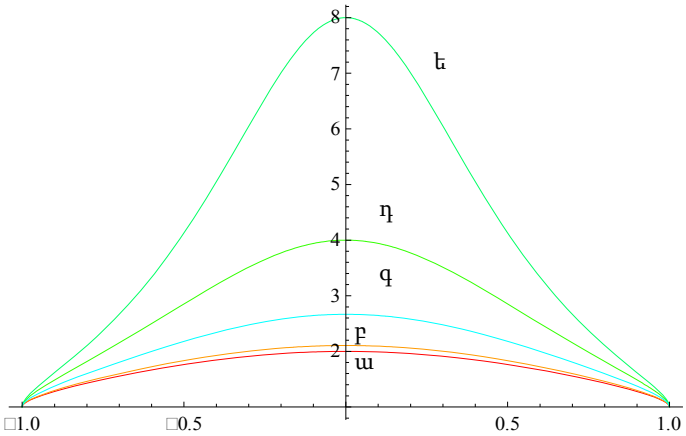
$$|\alpha| > 4\pi^2 k^2 c^2 |\chi_{hr}||\chi_{hi}|. \qquad (18)$$

Նկատենք, որ էքստինկցիայի ազդեցությունը և այդ ազդեցության արդյունքում դիֆրակտված փնջերի ինտենսիվության աճը ավելի մեծ է թույլ անդրադարձումների համար: Երկրորդ կարևոր եզրակացությունը, որը կարելի է անել բանաձևից, անցած և անդրադարձած փնջերի ալիքային մոդերի վարքը էապես կախված է դեֆորմացիայի α պարամետրի նշանից: Դրական α –ների դեպքում թույլ կլանվող մոդի ամպլիտուդը և ինտենսիվությունը աճում են, իսկ ուժեղ կլանվող մոդինը ընկնում: α-ի նշանի փոփոխությունը բերում է իրադրության շրջման, այսինքն ուժեղ կլանվող մոդի ամպլիտուդի մեծացման և թույլ կլանվող մոդի ամպլիտուդի անկման: Վերոշարադրյալի քանակական

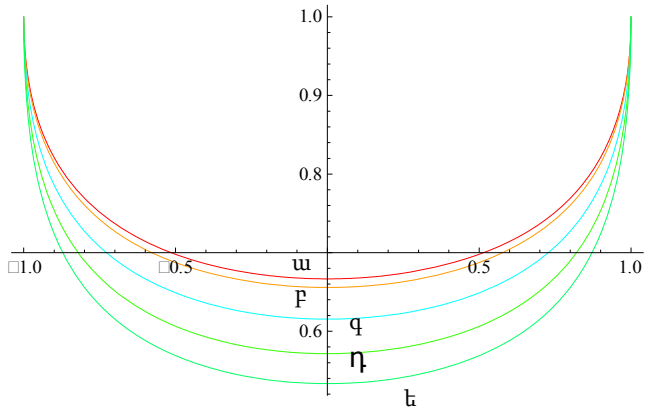
վերլուծության նպատակով դիտարկված է ալիքային դաշտի թափանցման $z_\alpha(p)$ խորության կախումը Բրեգի պայմանից անկյունային շեղումից

$$\frac{z_\alpha(p)}{z_l} = [1 \pm (\frac{\chi_{hi}}{\chi_{0i}} \pm \frac{\alpha|\chi_{hr}|}{4\pi^2k^2c^2|\Phi_{hr}||\chi_{0i}|})\sqrt{1-p^2}]^{-1}: \quad (19)$$

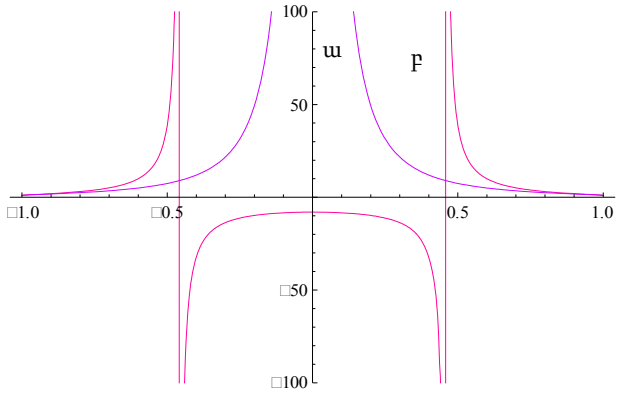
Այստեղ $z_l = \frac{cos\theta_B}{\mu}$ – թափանցման խորությունն է գծային կլանման կամ, որ նույնն է դիֆրակցիայի բացակայության դեպքում: Նկ 1-ում բերված է (19) կախման գրաֆիկը, կվարցի բյուրեղի $(10\bar{1}1)$ անդրադարձման համար դեֆորմացիայի α պարամետրի մի շարք արժեքների դեպքում (տես նկ.1): Դիտարկվող մասնավոր դեպքում $\left|\frac{\chi_{hi}}{\chi_{oi}}\right| \approx 0.5$ համեմատաբար փոքր է և Բորմանի անոմալ կլանման երևույթը թույլ է արտահայտված: Մասնավորապես չդեֆորմացված բյուրեղում ինտերֆերենցիոն դաշտի թափանցման խորությունը միայն երկու անգամ է գերազանցում գծային կլանման թափանցման խորությունը: Դեֆորմացիայի α պարամետրի աճին զուգընթաց, այդ խորությունը աճում է մինչև 8 անգամ, կլանման թափանցման խորության համեմատ: Այդ նույն թափանցման խորությունը մոնոտոն նվազում է դեֆորմացիայի α պարամետրի աճին զուգընթաց, պահպանելով մինիմալ արժեքը, $p = 0$ կետում:



Նկ.1 $\frac{z_\alpha(p)}{z_l(p)}$ կախվածությունը թույլ կլանվող մոդի համար $\frac{1}{4\pi^2k^2}\left|\frac{\alpha}{\Phi_{hr}}\right|$ պարամետրի տարբեր արժեքների դեպքում (ա – 0, բ – 0.001, գ - 0.005, դ- 0.01, ե-0.015):



Նկ.2 $\frac{z_\alpha(p)}{z_l(p)}\frac{z_\alpha(p)}{z_l(p)}$ կախվածությունը ուժեղ կլանվող մոդի համար $\frac{1}{4\pi^2k^2}\left|\frac{\alpha}{\Phi_{hr}}\right|$ պարամետրի տարբեր արժեքների դեպքում (ա -0, բ- 0.01, գ - 0.015)



Նկ.3 $\frac{z_\alpha(p)}{z_l(p)}$ կախվածությունը թույլ կլանվող մոդի համար $\frac{1}{4\pi^2k^2}\left|\frac{\alpha}{\Phi_{hr}}\right|$ պարամետրի տարբեր արժեքների դեպքում, երբ

$$\left|\frac{\chi_{hi}}{\chi_{oi}}\right| + \frac{|\alpha|}{4|\chi_{hr}|^2}\left|\frac{\chi_{hr}}{\chi_{oi}}\right| \geq 1, \ (\text{ ա}) = 1 \ \text{ բ}) > 1)$$

Առավել հետաքրքիր են այն դեպքերը, երբ դեֆորմացիայի α պարամետրի համար տեղի ունի հետևյալ պայմանը

$$\left|\frac{\chi_{hi}}{\chi_{oi}}\right| + \frac{|\alpha|}{4\pi^2k^2|\chi_{hr}|^2}\left|\frac{\chi_{hr}}{\chi_{oi}}\right| \geq 1. \qquad (20)$$

$\frac{z(p)}{z_l}$ կախվածության մեջ (տես նկ.3) առաջանում են խզումներ,

$$p^2 = 1 - \left(\left|\frac{\chi_{hi}}{\chi_{oi}}\right| + \frac{|\alpha|}{4|\chi_{hr}|^2}\left|\frac{\chi_{hr}}{\chi_{oi}}\right|\right)^{-1},$$

կետերում, որտեղ $\frac{z_\alpha(p)}{z_l} \to \infty$, ինչը նշանակում է ինտերֆերենցիոն դաշտի թուլացման գործակցի զրոյացում: Ավելին,

$$p^2 < 1 - \left(\left|\frac{\chi_{hi}}{\chi_{oi}}\right| + \frac{|\alpha|}{4\pi^2 k^2|\chi_{hr}|^2}\left|\frac{\chi_{hr}}{\chi_{oi}}\right|\right)^{-1} \quad (21)$$

տիրույթներում $z_\alpha(p)$-ն դառնում է բացասական, ինչը նշանակում է ինտերֆերենցիոն ալիքային դաշտերի ինտենսիվությունների էքսպոնենցիալ աճ, թափանցման խորությանը զուգընթաց:

Ատենախոսության 2-րդ գլխի § 2.2 - ում դիտարկված է սկզբնական հարթայիքային փնջի դինամիկ դիֆրակցիան թույլ դեֆորմացված բյուրեղում: Հաշվարկված են այդպիսի բյուրեղներում ճառագայթման անցման և անդրադարձման գործակիցները

$$T(p,z) = \frac{e^{-\frac{\mu z}{\cos\theta_B}}}{4(1+p^2)}\left[(p-\sqrt{1+p^2})^2 e^{-\sigma_i z} + \left(p+\sqrt{1+p^2}\right)^2 e^{\sigma_i z}\, 2\cos\left(\frac{2\pi kc|\chi_{nr}|}{\sin\theta_B}\sqrt{1+p^2}\, z\right)\right] \quad (22ա)$$

$$R(\rho,z) = \frac{e^{-\frac{\mu z}{\cos\theta_B}}}{2(1+p^2)}\left[e^{-\sigma_i z} + e^{\sigma_i z} - \cos\left(\frac{2\pi kc|\chi_{nr}|}{\sin\theta_B}\sqrt{1+p^2}z\right)\right], \quad (22բ)$$

որտեղ (22ա) և (22բ) գործակիցներում առաջին երկու անդամները նկարագրում են երկու այիքային մոդերի ներդրումը ընդհանուր ինտերֆերենցիոն այիքային դաշտում: Ակնհայտ է սակայն, որ ալիքային դաշտի բաժանումը թույլ և ուժեղ կլանվող մոդերի պահպանում է իր իմաստը միայն, երբ $\alpha < 0$: Միայն այս դեպքում է, որ ուժեղ կլանվող մոդը շարունակում է արագ թուլանալ, իսկ թույլ կլանվող մոդը ավելի դանդաղ թուլանալ, քան կատարյալ բյուրեղում: Երբ $\alpha > 0$, այդ մոդերը կարող են փոխել իրենց տեղերը, այսինքն թույլ կլանվող մոդը կարող է դառնալ արագ թուլացող, ուժեղ կլանվողը, դանդաղ թուլացող: Երբ

$$|\alpha| = \frac{2\pi kC|\chi_{hi}|}{\cos\theta_B} \quad ,$$

տեղի է ունենում անոմալ կլանման երևույթի լիակատար ճնշում: Ինչպես և նախորդ դեպքում α պարամետրի հետագա աճը բերում է թուլացման գործակցի նշանի փոփոխման $\sigma_i < 0$ և մոդերը փոխվում են տեղերով: Ավելին, որոշակի պայմաններում հնարավոր է, որ տեղի ունենա

$$\left(\frac{\mu}{\cos\theta_B} - \sigma_i\right) < 0\ , \tag{23}$$

ինչը նշանակում է մոդերից որևէ մեկի էքսպոնենցիալ աճ; Այստեղ անհրաժեշտ է նկատի ունենալ, որ (23) պայմանը պետք է տեղի ունենա թույլ դեֆորմացիայի սահմանափակման և բյուրեղում z խորության սահմանափակումների տիրույթում:

(22ա) և (22բ) բանաձևերով տրված անդրադարձման և անցման գործակիցներում երրորդ անդամը արդյունք է անցնող և անդրադարձող փնջերում երկու ալիքային մոդերի ինտերֆերենցիայի: Այդ վերադրման արդյունքում բյուրեղի խորության z և Բրեգի պայմանից անկյունային շեղման p պարամետրից օսցիլյացիոն կախման պարբերությունը որոշվում է էքստինկցիոն երկարությունով: Անդրադարձման և անցման գործակիցների փորձնական գրանցումը դնում է շատ խիստ պահանջներ բյուրեղական թիթեղի տարահաստության և ընկնող փնջի անկյունային տարամիտման վրա: Երբ այդ պահանջները բավարարված չեն, դիտվող կախվածությունը միջինացվում է և նրա օսցիլիացիոն բնույթը չի գրանցվում: Ելնելով դրանից, համապատասխան միջինացման արդյունքում դուրս են բերված նաև միջին անդրադարձման և անցման գործակիցները

$$\overline{T}(p,z) = \frac{e^{-\frac{\mu z}{\cos\theta_B}}}{4(1+p^2)}\left[\left(p-\sqrt{1+p^2}\right)^2 e^{-\sigma_i z} + \left(p+\sqrt{1+p^2}\right)^2 e^{\sigma_i z}\right] \tag{24ա}$$

$$\overline{R}(p,z) = \frac{e^{-\frac{\mu z}{\cos\theta_B}}}{4(1+p^2)}\left(e^{\sigma_i z} + e^{-\sigma_i z}\right) \tag{24բ}$$

Ատենախոսության հաջորդ պարագրաֆում դիտարկված է դինամիկ ցրումը նկարագրող մեկ այլ հիմնական երևույթներից մեկը, ճոճանակային երևույթը (Pendellösung effect) թույլ դեֆորմացված բյուրեղներում: Դիտարկված է այդ երևույթը, երբ սկզբնական ճառագայթման կետային աղբյուրը գտնվում է բյուրեղի մուտքի մակերևույթի վրա: Ցույց է տրված, որ թույլ դեֆորմացիայի պայմաններում և Բորմանի եռանկյան եզրերից հեռու տիրույթներում, երբ

$$\left|\frac{\sigma\overline{\sigma}}{\alpha}\right| \gg 1 \quad \text{և} \quad \left|\frac{\sigma\overline{\sigma}}{\alpha}\right| \gg |\alpha| s_0 s_h\ .$$

բյուրեղական ալիքային դաշտը կազմող անդրադարձած և անցած ալիքների Ψ_0 և Ψ_hկվազիամպլիտուդները կարելի է ներկայացնել հետևյալ ասիմպտոտիկ բանաձևերով

$$\Psi_0 = \frac{-i\overline{\sigma}}{\sqrt{\pi}}(\lambda z)^{-\frac{1}{4}}\cos\left(2\sqrt{\lambda z}-\frac{\pi}{4}\right), \tag{25}$$

$$\Psi_h = i\sqrt{\frac{\overline{\sigma}}{\sigma}\frac{s_0}{s_h}}\sin\left(2\sqrt{\lambda z}-\frac{\pi}{4}\right) \tag{26}$$

որտեղ

$$\lambda = \frac{\sigma\overline{\sigma}}{i\alpha}-\frac{1}{2}, \qquad z = i\alpha s_0 s_h \Rightarrow \lambda z = \left(\sigma\overline{\sigma}-\frac{i\alpha}{2}\right)s_0 s_h$$

Համաձայն (25) և (26) բանաձևերի, անցնող և անդրադաձնող փնջերի ինտերֆերենցիոն դաշտը որոշվում է կոմպլեքս արգումենտով եռանկյունաչափական ֆունկցիաների տեսքով: Ի նկատի ունենալով (36) մոտավորությունները, (25) և (26) ամպլիտուդները կարելի է ներկայացնել հետևյալ բացված տեսքերով

$$\sqrt{\frac{2}{\pi\xi}}\cos\left(\xi-\frac{\pi}{4}\right) \approx \sqrt{\frac{1}{2\pi\xi}}\left(e^{i\sqrt{\sigma_r s_0 s_h}-\frac{\left(\sigma_i-\frac{\alpha}{2}\right)}{\sqrt{\sigma_r}}\sqrt{s_0 s_h}-\frac{\pi}{4}}+e^{-i\sqrt{\sigma_r s_0 s_h}+\frac{\sigma_i-\frac{\alpha}{2}}{\sqrt{\sigma_r}}}\right) \tag{27ա}$$

$$\sqrt{\frac{2}{\pi\xi}}\sin\left(\xi-\frac{\pi}{4}\right) \approx -i\sqrt{\frac{1}{2\pi\xi}}\left(e^{i\sqrt{\sigma_r s_0 s_h}-\frac{\left(\sigma_i-\frac{\alpha}{2}\right)}{\sqrt{\sigma_r}}\sqrt{s_0 s_h}-\frac{i\pi}{4}}-ie^{-i\sqrt{s_r s_0 s_h}+\frac{\left(\sigma_i-\frac{\alpha}{2}\right)}{\sqrt{\sigma_r}}\sqrt{s_0 s_h}}\right) \tag{27բ}$$

Այս ներկայացումներից ամենից առաջ հետևում է, որ ինտերֆերենցիոն դաշտի հաստատուն ամպլիտուդների կետերի բազմությունը ինչպես անցնող, այնպես էլ անդրադարձող փնջերի համար ընկած է $s_0 s_h = const$ հիպերբոլների վրա, որոնց ասիմպտոտներ հադիսանում են Բորմանի եռանկյան կողմերը ($s_0 = 0, s_h = 0$):

Նկատենք նաև, որ անդրադարձող ալիքի մինիմումները և մաքսիմումները միմյանց հաջորդում են: Այսինքն, անդրադարձող ալիքի մաքսիմումները ընկած են անցնող ալիքի մինիմումների վրա, իսկ մինիմումները մաքսիմումների վրա, ինչը վկայում է դինամիկ ալիքային դաշտը նկարագրող բաղադրիչ ալիքների էներգիայի փոխանցման երևույթը մի ալիքից, մյուսին, անդրադարձողից անցնողին և հակառակը: Այս տեսակետից բյուրեղական ալիքային դաշտի վարքը չի տարբերվում կատարյալ բյուրեղում այիքային դաշտի վարքից: Սակայն ինտերֆերենցիոն դաշտի ինտենսիվությունների բաշխումը էապես կախված է դեֆորմացիայի դաշտի α պարամետրից: Որպես հետևանք այդ պարամետրերից է կախված նաև ճոճանակային լուծման

ինտերֆերենցիոն շերտերի տեսանելիությունը: Վերը բերված բաշխումներից հետևում է, որ, երբ $\alpha > 0$ ինտերֆերենցիոն շերտերի տեսանելիությունը սկզբում աճում է α - ի աճման հետ, հասնելով մաքսիմումի,երբ

$$|\alpha|=2\sigma_i \qquad (28)$$

որից հետո ընկնում է $\alpha -$ ի հետագա մեծացման հետ: Բյուրեղական ալիքային դաշտի ինտենսիվությունների և ինտերֆերենցիոն շերտերի տեսանելիության այսպիսի վարքը բացատրվում է նրանով, որ (28) պայմանի դեպքում ամբողջովին ճնշվում է Բորմանի երևույթը և 2 ալիքային մոդերի մարումը տեղի է ունենում ճառագայթման գծային կլանման օրենքով: α պարամետրի հետագա աճը բերում է ալիքային դաշտերի մոդերից մեկի ճնշմանը և ի վերջո ճոճանակային լուծման ինտերֆերենցիոն շերտերի անհետացմանը: Ատենախոսության երրորդ գլխում դիտարկված են ջերմային նեյտրոնների բյուրեղական միջավայրերում դինամիկ դիֆրակցիայի մի քանի խնդիրներ: Ինչպես արդեն նշվել էր առաջին գլխում, կարճալիքային ռենտգենյան ճառագայթման և E=25ՄէՎ կինետիկ էներգիայով ջերմային նեյտրոնների դիֆրակցիան տարածական ցանցում ունի մի շարք համանմանություններ: Այդպիսի էներգիայով ջերմային նեյտրոնների դը Բրոյլի ալիքի երկարությունը՝ $\lambda = \frac{h}{P}$, միջատոմական հեռավորությունների կարգի է, ինչն էլ անհրաժեշտ է այդպիսի նեյտրոնների տարածական ցանցում կոհերենտ ցրման համար և այդ ցրումով պայմանավորված այլ ինտերֆերենցիոն երևույթների առաջացման և դիտարկման տեսակետից: Հիմնական տարբերությունը կայանում է նրանում, որ ջերմային նեյտրոնների ոչ կոհերենտ ցրման երևույթները կամ, որ նույնն է, այդպիսի նեյտրոնների էներգետիկ կորուստները արհամարհելի փոքր են: Մյուս առանձնահատկությունը պայմանավորված է նրանով, որ նեյտրոնների կոհերենտ փոխազդեցությունը տարածական ցանցի հետ նկարագրվում է Դիրակի պսևդոպոտենցիալով :

Այս գլխի §3.1-ում տրված է Հյուգենս- Ֆրենելի սկզբունքի բանաձևումը, բյուրեղի մակերևույթից կամայական հեռավորության վրա գտնվող ջերմային նեյտրոնների կետային աղբյուրի գրգռված ալիքային դաշտի համար: Ըստ այդ սկզբունքի տարածական ցանցում գրգռված անցնող և անդրադարձող ալիքային դաշտերի քվազիամպլիտուդները դիտարկման P(x,z) կետում որոշվում են հետևյալ բանաձևերով

$$\psi_j(x,z) = \int G_j(x-x',z-z')\psi_i(x',z')dx' \qquad (29)$$

որտեղ ինտեգրումը գնում է $z' = 0$ մուտքի մակերևույթի հատույթով: Իսկ թույլ դեֆորմացված բյուրեղում $G_j(x,z)$ ֆունկցիաները կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով

$$G_h(x,z) = \\ = -\frac{i\sigma}{\cos\theta_B} e^{\frac{i\alpha}{4}} \left(\left(\frac{z}{\cos\theta_B}\right)^2 - \left(\frac{x}{\tan\theta_B}\right)^2 \right) J_0 \sqrt{(\sigma\bar{\sigma} - i\alpha)\left(\left(\frac{z}{\cos\theta_B}\right)^2 - \left(\frac{x}{\sin\theta_B}\right)^2 \right)} \qquad (30)$$

$$G_0(x,z) = \\ = e^{\frac{i\alpha}{4}} \left(\left(\frac{z}{\cos\theta_B}\right)^2 - \left(\frac{x}{\sin\theta_B}\right)^2 \right) \sqrt{\frac{\frac{z}{\cos\theta_B} + \frac{x}{\sin\theta_B}}{\frac{z}{\cos\theta_B} - \frac{x}{\sin\theta_B}} \left(1 - \frac{i\alpha}{\sigma\bar{\sigma}}\right)} J_1 \sqrt{(\sigma\bar{\sigma} - i\alpha)\left(\left(\frac{z}{\cos\theta_B}\right)^2 - \left(\frac{x}{\sin\theta_B}\right)^2 \right)} \qquad (31)$$

որոնք փաստորեն հանդիսանում են կետային աղբյուրի ազդեցության ֆունկցիաները, որոնցով էլ կարելի է ձևակերպել (29) սկզբունքը: Հաշվի առնելով այն, որ Բրեգի պայմանի շուրջը էֆեկտիվ անկյունային տիրույթը շատ փոքր է ($x \ll l$), հայտնի պարաբոլական մոտավորությամբ

$$\frac{e^{-2\pi ikl}}{l} \approx \frac{e^{-2\pi ikr\left(1+\frac{x^2}{2r^2}+\frac{x\sin\theta_B}{r}\right)}}{r} \quad . \qquad (32)$$

Այս բանաձևում էքսպոնենտում գծային անդամը նկարագրում է ընկնող փնջում համապատասխան ճառագայթի անկյունային շեղումը Բրեգի ճշգրիտ պայմանից, իսկ քառակուսային անդամը հաշվի է առնում սկզբնական այիքային փաթեթի ճակատի կորությունը:

Այժմ ի նկատի ունենալով, որ նեյտրոնների կլանումը ցանցում աննշան է, կարելի է համարել, որ $\sigma\bar{\sigma} = |\sigma|^2$ իրական մեծություն է: Հարթալիքային մոտավորությանը, երբ $r \to 0$ քառակուսային անդամը գերակշռում է, որն էլ իր հերթին նշանակում է անցում սֆերիկ ալիքային մոտավորության[1]: Այսպիսով, (32) մոտավորությամբ ձևակերպվում է Հյուգենս -Ֆրենելի սկզբունքը $0 \le r < \infty$ աղբյուր - բյուրեղ ամբողջ ինտերվալում:

§3.2-ում դիտարկված է անմիջապես բյուրեղի մակերևույթի վրա գտնվող կետային աղբյուրի արտապատկերման խնդիրը: Ջերմային նեյտրոնների ալիքային դաշտը նկարագրող անդրադարձած և անցած ալիքների հարաբերական լայնույթները կարելի է ներկայացնել նույն բանաձևերով, ինչ

որ ռենտգենյան ճառագայթների դեպքում, ընդունելով, որ ջերմային նեյտրոնների դեպքում գծային կլանման գործակիցը՝ μ= 0 :

Կլանման բացակայության պայմաններում դաշտի վարքը որոշվում է միայն էքստինկցիայով: Անդրադարձման և անցման միջինացված գործակիցները այժմ կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքերով

$$\overline{T}(p,z)=\frac{1}{4(1+p^2)}\left[\left(p-\sqrt{1+p^2}\right)^2 e^{-\sigma_i z}+\left(p+\sqrt{1+p^2}\right)^2 e^{\sigma_i z}\right] \qquad (33ա)$$

$$\overline{R}(p,z)=\frac{1}{4(1+p^2)}\left(e^{\sigma_i z}+e^{-\sigma_i z}\right) \qquad (33բ)$$

Այս գործակիցների վերլուծությունը ցույց է տալիս, որ անդրադարձման $\overline{R}(p,z)$ գործակիցը սիմետրիկ է $p=0$ առանցքի նկատմամբ և աճում է դեֆորմացիայի α պարամետրից կախված անկախ α-ի նշանից: Ավելի հետաքրքիր է $\overline{T}(p,z)$ գործակցի վարքը: Որպես ֆունկցիա p-ից, այն հանդես է բերում 2 էքստրեմում, երբ $\alpha\neq 0$, ընդ որում այդ էքստրեմումների դիրքը կախված է α պարամետրի արժեքից: Այդ գործակցի մաքսիմումի և մինիմումի կետերը տեղաշարժվում են p առանցքով դեպի աջ՝ $|\alpha|$-ի մեծացմանը զուգընթաց: Այդ էքստրեմումների դիրքով կարելի է որոշել դեֆորմացիայի դաշտի α պարամետրը:

Դիտարկված է նաև մյուս կարևոր մասնավոր դեպքը, երբ նեյտրոնների կետային սկզբնաղբյուրը գտնվում է բյուրեղի մուտքի մակերևույթի $x'=0$ կետում: Ինչպես արդեն նշել ենք, անցած և անդրադարձած ալիքների քվազիամպլիտուդները անմիջականորեն կտրվեն կետային աղբյուրի $G_j(x,z)$ ֆունկցիաներով: Բորմանի եռանկյան եզրերից հեռու կետերում այդ ամպլիտուդների ասիմպտոտիկ վարքը կտրվի հետևյալ բանաձևերով

$$\sqrt{\frac{2}{\pi\xi}}\cos\left(\xi-\frac{\pi}{4}\right)\approx\sqrt{\frac{1}{2\pi\xi}}\left(e^{i\sqrt{\sigma_r s_0 s_h}\,-\,\frac{-\frac{\alpha}{2}}{\sqrt{\sigma_r}}\sqrt{s_0 s_h}-\frac{\pi}{4}}+e^{-i\sqrt{\sigma_r s_0 s_h}+\frac{-\frac{\alpha}{2}}{\sqrt{\sigma_r}}}\right) \qquad (34ա)$$

$$\sqrt{\frac{2}{\pi\xi}}\sin\left(\xi-\frac{\pi}{4}\right)\approx -i\sqrt{\frac{1}{2\pi\xi}}\left(e^{i\sqrt{\sigma_r s_0 s_h}-\frac{-\frac{\alpha}{2}}{\sqrt{\sigma_r}}\sqrt{s_0 s_h}-\frac{i\pi}{4}}-ie^{-i\sqrt{s_r s_0 s_h}+\frac{-\frac{\alpha}{2}}{\sqrt{\sigma_r}}\sqrt{s_0 s_h}}\right) \qquad (34բ)$$

Դիտարկված է նեյտրոնային կետային աղբյուրի արտապատկերման խնդիրը LL տիպի կրկնակի անցումով ինտերֆերոմետրում: Այս սխեման առաջին անգամ դիտարկվել է ռենտգենյան ճառագայթների համար [10] և ցույց է տրված, որ սկզբնական կետային աղբյուրի ճառագայթման հաջորդական դիֆրակցիայի պայմաններում տեղի է ունենում ճառագայթման դիֆրակցիոն

սեղմում: Կրկնակի անդրադարձած փնջի քվազիամպլիտուդը հավասարահաստ թիթեղների դեպքում $z_1 = z_2$ տրվում է հետևյալ բանաձևով

$$\psi_{ho} = \frac{-\pi\beta^2}{8} e^{-\frac{\mu}{4}[(\gamma_o^{-1}+\gamma_h^{-1})z+(\gamma_h^{-1}-\gamma_o^{-1})x]} \int_{|x|}^{z} I_o\left(\beta\sqrt{y^2-x^2}\right) dy \ : \qquad (35)$$

Այստեղից հետևում է, որ երբ $\frac{z}{\wedge} \gg 1$, կրկնակի դիֆրակցված փնջի կենտրոնում կունենանք դիֆրակցիոն կիզակետում, որը կտրվի մոտավորապես

$$\psi_{h0} \sim e^{-|x|/\Delta}$$

բանաձևով, որտեղ

$$\Delta = \frac{\wedge tg\theta}{|\sigma|} :$$

Ռենտգենյան ճառագայթների դեպքում $\frac{z}{\wedge} \gg 1$ պայմանը իրագործելի է խիստ սահմանափակումներով: Խնդիրն այն է, որ մի կողմից որքան ավելի մեծ է z- ը, այնքան ավելի կտրուկ է ճառագայթման կիզակետը: Մյուս կողմից, z-ի մեծացումը սահմանափակված է ռենտգենյան ճառագայթման զգալի կլանումով:

Խնդրին քանակական գնահատական տալու համար դիտարկված է (35) բանաձևում ինտեգրալի ասիմպտոտիկ վարքը, հիմնվելով (35) բանաձևում ինտեգրալի Լապլասի ձևափոխության վրա: Լապլասի ձևափոխության վերլուծությունը հատուկ կետերի շուրջը թույլ է տալիս նկարագրել ալիքային դաշտի ասիմպտոտիկ վարքը $|\sigma|z \gg 1$ և $x \ll z^{3/4}$ պայմանների դեպքում:

$$\mathrm{I} \simeq \frac{e^{-\beta|x|}}{\beta} - \frac{1}{\beta}\sqrt{\frac{2}{\pi\beta z}} \cos\left(\frac{\beta x^2}{2z} - \beta z - \frac{3\pi}{4}\right) \qquad (36)$$

Առաջին անդամին համապատասխանում է կտրուկ պիկ, որի ինտենսիվությունը էքսպոնենցիալ նվազում է

$$\mathrm{I} \simeq (\beta_r)^2 e^{-\frac{\mu}{2}(\gamma_o^{-1}+\gamma_h^{-1})z} \qquad (37)$$

օրենքով, երկրորդ անդամը ներկայացնում է ֆոնը, որում ինտենսիվության բաշխումը տրվում է

$$I_2 = \frac{\beta_r}{\pi z}\left[ch(2\beta_{iz}) + \cos\left(\beta_r z - \frac{3\pi}{4}\right)\right] e^{-\frac{\mu}{2}(\gamma_o^{-1}+\gamma_h^{-1})z} \qquad (38)$$

բանաձևով: Այստեղից պարզ է, որ կրկնակի անդրադարձած փնջի կենտրոնում պիկը պայմանավորված է Բրեգի պայմանից, բավականաչափ շեղված ալիքային փնջերով: Մինչդեռ ֆոնը պայմանավորված է Բրեգի պայմանի շրջակայքում անկյունային փոքր շեղումներով փնջերով: Սա էլ իր հերթին

նշանակում է, որ կենտրոնական պիկը նվազում է գծային կլանման օրենքով, իսկ ֆոնը ինտերֆերենցիոն կլանման օրենքով: Ասվածից պարզ է, որ ռենտգենյան ճառագայթների դեպքում կլանումը խիստ բացասական ազդեցություն է թողնում կիզակետման երևույթի վրա, մինչդեռ ջերմային նեյտրոնների դեպքում կլանման չնչին լինելը գրեթէ չի խանգարում $\frac{z}{\Lambda} \gg 1$ պայմանի խիստ բավարարմանը: Այստեղից կարելի է եզրակացնել, որ ջերմային նեյտրոնների դեպքում դիտարկվող սխեմայում կիզակետման երևույթը և նրա տարբեր կիրառությունները, մասնավորապես, բարձր լուծողությամբ ջերմային նեյտրոնների էներգետիկ բաշխման փորձնական կիրառությունները կլինեն ավելի էֆեկտիվ:

Ատենախոսությունում դիտարկված է նաև վերը քննարկված կիզակետման սխեմայի մոդիֆիկացված տարբերակը: Այն հիմնվում է վերը քննարկված այն հանգամանքի վրա, որ կրկնակի դիֆրակցված փնջում կիզակետման երևույթում հիմնական ներդրումը կատարում են Բրեգի պայմանից շեղված ալիքային բաղադրիչները: Մոդիֆիկացված սխեմայում դիտարկված է կրկնակի անցումով ինտերֆերոմետրում կրկնակի դիֆրակցված փնջի կենտրոնում տեղադրված էկրանով սխեման, որը փակում է այն փնջերի ճանապարհը, որոնք հեռացած են Բրեգի ճշգրիտ պայմանից:

Ատենախոսությունում ցույց է տրված, որ այդ ձևափոխությունը թեև բերում է կենտրոնական պիկի ոչ զգալի նվազմանը, սակայն նպաստում է նրա կիսալայնության զգալի նվազմանը: Վերջին հանգամանքը խիստ կարևոր է նեյտրոնների էներգետիկ բաշխման փորձնական որոշման հնարավոր կիրառություններում:

a	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
I_{max}	1,0	0,772	0,575	0,520	0,454	0,368	0,272	0,203	0,140	0,068
$\Delta x(\mu m)$	1,741	1,495	1,263	1,195	1,110	0,992	0,846	0,729	0,607	0,430

Աղ.1 Ինտենսիվության բարձրության (I_{max}) և կիսալայնության (Δx) թվային արժեքները կրկնակի անդրադարձած փնջում փակող էկրանի տարբեր a չափերի համար:

Որպես վերոհիշյալի ապացույց, աղյուսակ1-ում բերված են պիկի բարձրության և նրա կիսալայնության թվային հաշվարկի արդյունքները փնջի կենտրոնում տեղադրված էկրանի տարբեր չափերի դեպքում:

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. N. Kato. A theoretical stady of Pendellösung fringes. 2. Detailed discussion based upon a spherical – wave theory. Acta Cryst., v. 14, 627-636 (1961)
2. Batterman B.W.and Hildebrandt G. X-ray pendellosung fringes in Darwin reflection.// Acta Cryst., (1968).
3. Nakayama K., Hashizume H., Kohra K. Equal- thickness interference fringes in the Bragg-case diffraction of x-rays.// J. Phys. Soc. Japan, v.30, N3, p. 893, (1970).
4. Hart M., Milne A.D.Direct Observation of Plane Wave and Spherical-Wave Pendellosung Fringes.-Phys.Stat.Sol1968, vol.26, Ho 1, p.185-189.
5. G.Borrman. Die ubernormal durchgrindende Rontgenstrahlung im Bragg-Fall der Interferenz. Naturwiss, vol 38, 330 (1951)
6. A.Authier, Etude de la Transmission Anomale des Rayons X Dans des Cristaux de Silicium, 105 Bull.Soc.Franc.Mineral.Cryst., vol.84, p.51-89,(1961)
7. G.Borrman and E.Wagner. Die Absorption interferender Rentgenstrahlen langs ihrer Wege im idealen Kristallgitter, Naturwiss., vol. 42, 68, (1955)
8. Borrmann G., 1950, Die Absorption von Röntgenstrahlen in Fall der Interferenz. Z. Phys., 127, p.297-323
9. H. Wagenfeld ,, Normal and anomalies photoelectric absorption of X-rays in crystals'' Phys. Rev, vol. 144, 216, (1966)
10. Инденбом В.Л., Слободецкий И.Ш., Труни К.Г.Рентгеновский интерферометр с узким пучком.-ЖЭТФ, 1974, т.66, вып. 3, С.III0-II20
11. Афанасьев А. М., Кон В. Г. Динамическая теория дифракции сферической рентгеновской волны... Обнаружение динамической дифракционной

фокусировки плоской рентгеновской волны изогнутым кристаллом,- Письма в ЖЭТФ, т.6, в.19, 1980, с.1180

11а . A. M.Afanasev and V. G. Kohn. Dynamical theory of X-ray diffraction in crystals with defects. Acta Cryst., vol. A27, p.421-430, (1971).

11б. Афанасьев А. М., Кон В. Г., Динамическая теория дифракции сферической рентгеновской волны. Обнаружение динамической дифракционной фокусировки плоской рентгеновской волны изогнутым кристаллом. Письма в ЖЭТФ, т. 6, в.19, с.1180, (1980).

12. Аристов, В.И. Половинкина, И.М. Шмытько, Е.В. Шулаков. Обнаружение фокусировки дифрагированных совершенным кристаллом рентгеновских лу чей. Письма в ЖЭТФ, 28, вып. 1, 6-9 (1978) .

13. Левонян Л.В. О дифракционной фокусировке рентгеновских лучей.-Письма в ЖТФ, 1981, т.7, № 5, с.269-271

14. E.V. Suvorov, V.I. Nikitenko and K.Yu. Mukhin. On the possibilities of X-ray dynamic focusing to study dislocation microstress fields. Phys. Stat. sol. (a), vol. 50, 213 (1978)

15. . Y. Ando and Kato. X- ray diffraction topographs of an elastically distorted crystal. Acta Cryst., 21, 284-285 (1966)

16. Y. Ando and N.Kato. X-ray diffraction phenomena in elastically disforted crystal, Acta Cryst., 74-89 (1970).

17. A. R. Mkrtchyan, M. A. Navasardian, R. G. Gabrielyan, L. A. Kocharyan and R. N. Kuzmin. Controlled focusing of the Å wavelength radiation in case of the ultrasound modulation or temperature gradient. Sol. State Communications, 59, 147-149 (1986).

18. В. К. Мирзоян, А. Р. Мкртчян, С. Н. Нореян. Влияние температурного градиента на дифракционную фокусировку рентгеновского излучения в монокристаллах кварца. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 6, 131, (1982).
19. В. К. Мирзоян, С. Н. Нореян, В. Р. Кочарян. Зависимость угловой структуры полного перебрасываемого рентгеновского излучения от толщины монокристалла при наличии температурного градиента. Изв. НАН Армении, Физика, 39, 124-130, (2004).
20. A. Mkrtchyan, A. Movsisyan, V. Kocharyan, Some features of X-ray diffraction in Monocrystals in presence of temperature gradient. Acta Cryst. A61, 434 (2005).
21. V.R. Kocharyan. Absorption coefficient of X-rays in crystals in temperature gradient. Acta Cryst. A64, 579 (2008).
22. A. Movsisyan, A. Mkrtchyan, V. Kocharyan, Z. Amirkhanyan. G. Khocharyan. Study of complete transfer phenomenon of media with various thermal conductivity. Acta Cryst. A64, 577 (2008).
23. В. К. Мирзоян, К.М. Геворкян, П. А. Григорян, Т. Г. Довлатян. Дифракция рентгеновского озлучения в кристалле КДР при наличии температурного градиента. Изв. НАН Армении, Физика, 45, 221 (2010).

Ատենախոսության հիմնական արդյունքները տպագրված են հետևյալ աշխատանքներում և կոնֆերանսների զեկույցներում

1. K.G. Trouni, G.R. Grigoryan "Thermal neutrons diffraction focusing in the double-Laue (LL) interferometer" , Proceedings of international Conference on Electrons, Positions, Neutrons and X-Rays Scattering Under External

Influences. Yerevan-Meghri, Armenia, ISBN 978-99941-2-486-2, (p.142-144) 2009 (2010).

2.K.G.Trouni, V.R.Kocharyan, G.R.Grigoryan "On the Problem of Borrman Absorption of X-rays in the Crystals with Weak Deformation",Proceedings of international Conference on Electrons, Positrons, Neutrons and X-Rays Scattering Under External Influences. Yerevan-Meghri, Armenia, p.97-102, 2011 (2012).

3.К.Г.Труни, В.Р.Кочарян, Г.Р.Григорян ,,Об интерференционном поглощении рентгеновских лучей в слабодеформированных кристаллах" ,,Физика" Известия национальной академии наук Армении, том 4,№ 2, стр. 131-138 (2012).

4. G.R.Grigoryan "Diffraction image of primary narrow X-ray beam in weakly deformed crystal", Proceedings of the Yerevan state university, Physical and Mathematical Sciences. № 3, p. 52-55 (2012)

Կոնֆերանսներ

1. G.R. Grigoryan, K.G. Trouni Thermal neutrons diffraction focusing in the double-Laue (LL) interferometer. International Conference on Electrons, Positrons, Neutrons and X-Rays Scattering Under External Influences. Book of Abstracts, p. 49 (Yerevan-Megri, Oct. 2009)
2. K.G. Trouni, V.R. Kocharyan, G.R. Grigoryan On the Problem of Borrman Absorption of X-Rays in the Crystals with Weak Deformations International Conference on Electrons, Positrons, Neutrons and X-Rays Scattering Ubder External Influences. Book of Abstacts p. 32 (Yerevan-Megri, Oct. 2011)
3. V.Gh Mirzoyan, K.G. Trouni, G.R. Grigoryan, M. Gamad Dezfuli The intensity of the diffracted x-ray beam from single ADP crystal in the pres-

ence of a temperature gradient XTOP 2012, Book of abstracts p. 261 (S. Peterburg, Sept. 2012)

4. K.G. Trouni, V.Gh. Mirzoyan, M. Gamad Dezfuli and G.R. Grigoryan Integral Reflection Coefficients for the Dynamic Scattering of X-Rays in Weakly Deformed Crystals. RREPS 2013, Book of Abstracts, p. 95 (Sevan, Sept. 2013)

Հիմնական արդյունքները

1. Տեսականորեն հետազոտվել են թույլ դեֆորմացված բյուրեղներում ռենտգենյան ճառագայթների և ջերմային նեյտրոնների դինամիկ դիֆրակցիան ուղեկցող մի շարք երևույթների, մասնավորապես, անոմալ կամ Բորմանյան կլանման, ճոճոնակային երևույթի, դիֆրակցիոն կիզակետման առանձնահատկությունները
2. Դիֆրակցիոն դաշտերի ձևավորման պրոցեսում բյուրեղական ցանցի դեֆորմացիան բերում է ալիքային դաշտերի ինչպես ամպլիտուդների, այնպես էլ փուլային նշանակալից վերաբաշխման: Այդ վերաբաշխման արդյունքում ռենտգենյան և ջերմային նեյտրոնների ամպլիտուդների (ինտենսիվությունների) վարքը ճառագայթների հետագծերի երկայնքով բացի ոչ կոհերենտ ցրումներից (կլանում) կախված է լինում դեֆորմացիոն դաշտի պարամետրերից: Դեֆորմացիոն դաշտի առկայությունը բերում է ինտենսիվության փոխանցման մի կողմից թույլ և ուժեղ կլանվող ալիքային դաշտերի միջև, մյուս կողմից էլ անցնող և անդրադարձող ալիքային դաշտերի միջև: Արդյունքում կարող է դիտվել

   ա) Բորմանի երևույթի լիակատար ճնշում, երբ թույլ և ուժեղ կլանվող դաշտերի միջև թուլացման գործակիցները հավասարվում են

   բ) այդ դաշտերի տեղերի փոփոխություն, որի արդյունքում թույլ կլանվող դաշտը վերածվում է ուժեղ կլանվողի, իսկ ուժեղը՝ թույլ կլանվողի:

1. Դեֆորմացիայի դաշտի պարամետրերի որոշակի արժեքների դեպքում, կախված այդ պարամետրերի նշանից, կարող է դիտվել

վերոհիշյալ դաշտերի էքսպոնենցիալ ուժեղացում, մյուսի թուլացմանը զուգընթաց:

2. Կառուցվել է ջերմային նեյտրոնների դինամիկ դիֆրակցիան նկարագրող կետային աղբյուրի ֆունկցիան (Ռիմանի ֆունկցիան) ցանցի թույլ դեֆորմացիայի պայմաններում:
3. Դիտարկվել է ջերմային նեյտրոնների կիզակետման երևույթը L-L տիպի ինտերֆերոմետրերում: Ջերմային նեյտրոնների էներգետիկ կորուստների աննշանությունը բերում է այդ երևույթի մի շարք պարամետրերի բարելավման՝ կիզակետման բծի կիսալայնության փոքրացմանը, էներգետիկ լուծողության և կիզակետման էֆեկտիվության բարձրացմանը:
4. Դիտարկվել է Լ-Լ սիմետրիայի որոշակի մոդիֆիկացված սխեման, որում ինտերֆերոմետրի թիթեղների տեղադրված էկրանը փակում է առաջին թիթեղից անդրադարձած փնջի կենտրոնական մասը, որի ներդրումը ընդհանուր դիֆրակցիոն պատկերում փոքր է: Արդյունքում կիզակետման բծի պիկի ոչ նշանակալից փոքրացման պայմաններում դիտվում է 5– րդ կետում բերված պարամետրերի էլ ավելի բարելավում, ինչն էլ կարող է ունենալ գործնական կարևոր կիրառություններ նեյտրոնային փնջերի բնութագրերի հետազոտման կիրառական խնդիրներում:

Основные результаты

1. Теоретически исследованы особенности явлений сопровождающих динамическую дифракцию рентгеновских лучей и тепловых нейтронов в слабодеформириванных кристаллах, в частности, аномальное или борматовское поглощение, маятниковый эффект, дифракционная фокусировка.
2. Показано, что деформационное поле кристаллической решетки играет значительную роль как при перераспределений, амплитуду, так и фаз волновых полей в решетке. В результате этого перераспределения амплитуды (интенсивности) рентгеновских и тепловых нейтронов вдоль траекторий лучей оказываются в значительной степени зависящися не только от некогерентных потерь энергии (поглощения) но и от

параметров деформационного поля решетки, наличие деформационного поля приводит к перекачке энергии с одной стороны между слабо- и сильнопоглощающими модами поля, с другой стороны между проходящими и отраженными полями излучений в кристалле. В результате этого:

а) наблюдается полное зануление эффекта Бормана, т. е. приравнивание коэффициентов ослабления слабо- и сильнопоглощающихся мод

б) изменение местами этих мод, в результате которого слабопоглошающего мода преврвщается в сильно затухающую моду и наоборот.

3. При определенных значениях параметров деформационного поля и в зависимости от их знака может наблюдаться экспоненциальный рост амплитуд этих волн при одновременном экспоненциальном уменьшении другого.
4. Построена функция точечного источника (функция Римана) Брэгговской дифракции тепловых нейтронов в слабопоглошающих кристаллах.
5. Рассмотрено явление дифракционной фокусировки тепловых нейтронов в L-L интерферометре. С учетом пренебрежимо малых энергетических потерь тепловых нейтронов показано, что фокусировка нейтронов более эффективна, чем при рентгеновских лучах, что выявляется в меньшей полуширине фокусного пятна, повышении разрешающей силы энергетического спектра и эффективности фокусировки.
6. Рассмотрена модифицированная схема L-L интерферометра, в которой экранирована центральная часть фронта отраженного от первой пластины пучка, вклад которой мал в дифракционном изображении. В результате, при незначительном уменшении пика фокусного пятна наблюдается значительная улучшение параметров фокусировки, что в свою очередь может иметь практически важное применение в задачах определения характеристик нейтронных пучков.

Resume

1. Theoretically investigated basic phenomena accompany X-rays and thermal neutrons dynamic diffraction, in particular anomal or Borrman absorption, Pendellosung phenomenon, diffraction focusing in weak deformed crystals.
2. Formation of diffraction field processes in the deformed crystal net leads to redistribution of amplitudes, and phases as well. As a result of redistribution, behavior of X-ray and thermal neutrons amplitudes (intensities), along trajectory besides non-coherent scattering (absorption) factors, it also depends on parameters of the deformation field.

   Presence of deformation field leads to intensity transferring between weak and strong absorbed wave modes in one side, between transmitted and reflected fields in other side. In result it's possible to observe:

   A/ full suppress of Borrman effect, when attenuation coefficients of weak and strong absorbed fields become equal.

   B/ displacing of weak and strong absorbed fields results in low absorbed field transform to the strong absorbed field.
3. In particular condition depending on deformation field's characteristics and its sign, can be observed exponential increase of one mode, accompanied with decrease of other mode.
4. Point source function (Rieman function) for dynamic diffraction of thermal neutrons has been constructed, upon weak deformation conditions.

5. Thermal neutrons focusing phenomenon in L-L type interferometer has been observed. The negligible loss of thermal neutrons energy leads to improvement of some characteristic parameters, i. e. decreasing of half-width of focusing spot, increasing energy resolution and effectiveness of focusing phenomenon.
6. Modified scheme of L-L interferometer has been observed. In which small screen placed between interferometer plates closes central part of reflected beam from first plate. Central part contribution in general diffraction pattern is very insignificant. As a result of insignificant changes of focusing spot brings to improvement some other parameters, which we discuss above.
    a. This modification can have important practical applications in problems of neutron's beams characteristics investigations.