

ՀՀ ԿՐԹՈՒ ԹՅԱՆ ԵՎ ԳԻՏՈՒ ԹՅԱՆ ՆԱԽԱՐԱՐՈՒ ԹՅՈՒՆ
ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼ ՍԱՐԱՆ

ԲԱԼՅԱՆ ՄԻՆԱՍ ԿԱՐԱՊԵՏԻ

ՈՒՆՏՐԱԿՆԱԿԱՆ ԴԻՖՐԱԿՏԻՎ ԱԼ ԻՔՍՅԻՆ ԴԱՇՏԵՐԻ, ԴԻՆԱՄԻԿԱԿԱՆ
ԿՈՐԵՐԵՆՏ ՅՈՒՆԻՎԵՐՍԻՏԵՏԻ ԵՎ ԻՆՏԵՐՖԵՐԱԶԱՓՈՒ ԹՅԱՆ ՏԵՍՈՒ ԹՅՈՒՆ

Ա.04.07 – «Կոնդենսացված վիճակի ֆիզիկա»
մասնագիտությունը ամբ ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների
դոկտորի
գիտական աստիճանի հայ ցման արեւախոսությունը ան

ՍԵՂՍԱԳԻՐ

ԵՐԵՎԱՆ 2017

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РА
ЕРЕВАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

БАЛЯН МИНАС КАРАПЕТОВИЧ

ТЕОРИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ДИФРАГИРОВАННЫХ ВОЛНОВЫХ ПОЛЕЙ,
ДИНАМИЧЕСКОЙ КОГЕРЕНТНОЙ ГОЛОГРАФИИ И ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук по специальности
01.04.07 – “Физика конденсированного состояния”

ЕРЕВАН 2017

Արեւախոսությունը ան թեման հաստատվել է Երևանի պետական
համալսարանում:

Պաշտոնական ընդդիմախոսներ՝ ֆիզ.մաթ.գիտ. դոկտոր,
պրոֆեսոր Կ.Գ.Թրոնկի,
ֆիզ.մաթ.գիտ. դոկտոր,

արոճեսոր Ռ.Բ.Ալ ալերոյ ան,
Ֆիզ.մաթ.գիտ դոկտոր,
արոճեսոր Ա.Ժ.Մուրադյ ան

Առաջատար կազմակերպւթյ ոււն՝ ԶԶ ԳԱԱ Ֆիզիկական
հետազոտությ ոււննէրի ինստիտուտ

Պաշտպանությ ոււնը տէրի կոոււէնա 2017թ. հուլիսի 8-ին, ժամը 11⁰⁰-ին
Երևանի պետական համալսարանի ֆիզիկայի 049 մասնագիտական
խորհրդի նիստոււմ: Զասցէն՝ Երևան 0025 Ալ էք Մանուկյ ան 1

Ատէնախոսությ անը կարէլ ի է ծանոթանալ ԵՊՔ գրադարանոււմ:

Սեղմագիրը ցրված է 2017թ. հուլիսի 7-ին:

Մասնագիտական խորհրդի
գիտական քարտուղար՝
թէկնածու, դոցէնտ

Ֆիզ.մաթ. գիտ

Վ.Պ Քալանտարյ ան

Тема диссертации утверждена в Ереванском государственном
университете.

Официальные оппоненты:

доктор физ.мат.наук,
профессор К.Г.Труни,
доктор физ.мат.наук,
профессор Р.Б.Алавердян,
доктор физ.мат.наук,
профессор А.Ж.Мурадян

Ведущая организация:
РА

Институт физических исследований НАН

Защита состоится 8 июля 2017г. в 11⁰⁰ часов на заседании
специализированного совета по физике 049 Ереванского государственного
университета по адресу: Ереван 0025, ул. Алека Манукяна 1
С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЕГУ.

Автореферат разослан 7 июня 2017г. .

Ученый секретарь
специализированного совета

кандидат физ.мат.наук, доцент
В.П. Калантарян

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԸՆԴՀԱՆՈՒՐ ԲՆՈՒԹԱԳԻՐԸ

ՌԻՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅԱՆ ԱՐԴԻԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ռենտգենյան ճառագայթները, շնորհիվ նյութի մեջ ներթափանցման հատկության, լայնորեն օգտագործվում են նյութը չքայքայող հետազոտության ներդրում: Ժամանակակից դիֆրակտային մեթոդներով բյուրեղային և ոչ բյուրեղային նյութերի կառուցվածքի հետազոտությանը, ինչպես նաև տրված պարամետրերով (մեներանգություն, կոլիմացիա և այլն) ռենտգենյան փնջերի ստացումը և կիրառումն էապես կախված են կարճ-ալիքային ճառագայթման և նյութի հետդրափոխազդեցության մասին մեր ունեցած գիտելիքներից:

Ռենտգենյան ճառագայթների դիսամիկական դիֆրակցիայի ուսումնասիրությունները կատարյալ և դեֆորմացված բյուրեղներում ստեղծեցին դիսամիկական դիֆրակցիայի տեսության զարգացման նախադրյալներ:

Ռենտգենյան ճառագայթների դիսամիկական տեսությունն իր սկզբնական տար-բերակում զարգացվել է անվերջ ճակատով, հարթ մեներանգ ալիքի համար: ճոճման կորի կիսալայնության և անդրադարձման գործակիցների համար այս տեսությունը տալիս է փորձի հետհամընկնող արդյունքներ [1-3]:

Յետագայում զարգացվել է Կատոյի գնդալիքային տեսությունը [4] և դրա նոր տար-բերակը՝ ԱՖանասև-Կոնի տեսությունը [5], որում կանխատեսված նոր երևույթներից են ալիքների կիզակետումը և անոմալ ճոճմանակային գծերի ի հայտ գալը: Ալիքների վարքի առանձնահատկությունները բյուրեղում ուսումնասիրված են [6] աշխատանքում, որտեղ հայտնաբերվել է նաև ալիքների կիզակետումը բյուրեղում և դրա կապը բյուրեղից դուրս՝ վակուումում կիզակետման հետ:

Բնական և արհեստական ճանապարհով առաջացած բյուրեղները պարունակում են արատներ և դեֆորմացիաներ, ուստի անհրաժեշտ է հաշվի առնել բյուրեղների անկատարելիությունը դիսամիկական դիֆրակցիայի պայմաններում: [7]-ում Լաուենի հարթ ալիքային տեսության փոքր-ինչ ձևափոխված տարբերակով թույլ դեֆորմացված բյուրեղներում զարգացվել է Փենինգի և Փոլդերի դիսամիկական դիֆրակցիայի տեսությունը, իսկ [8]-ում առաջարկվել է Կատոյի դիսամիկական դիֆրակցիայի երկրա-չափական օպտիկայի տեսությունը դանդաղ փոփոխվող դեֆորմացիաներով բյուրեղներում:

Կամայական ալիքային ճակատով ալիքների դիսամիկական դիֆրակցիայի Տակագիի հավասարումները և համապատասխան ալիքային տեսությունը դեֆորմացված բյուրեղներում զարգացվել է [9] աշխատանքում: Այս հավասարումները երկալիքային դեպքում հանգում են առանձին լայնույթների համար գրված երկրորդ կարգի մասնական ածանցյալներով հիպերբոլական հավասարումների, որոնց ընդհանուր լուծումը բյուրեղում կարելի է արտահայտել մակերևույթին ընկնող ալիքի լայնույթի և Գրին-Ռիմանի Ֆունկցիայի փաթեղի տեսքով: Ճշգրտորեն որոշվել են Գրին-Ռիմանի Ֆունկցիաները կատարյալ բյուրեղում, կատարյալ բյուրեղում Բրեգի երկրաչափության դեպքում, համասեռ ճկված բյուրեղում, համասեռ ճկված բյուրեղում Բրեգի երկրաչա-

փուլ թյան դեպքում [10]:

Տակագիի հավասարումների էյկոնալի տեսությունը զարգացվել է [11]-ում: Այն հնարավորություն է տալիս գտնելու ինչպես էյկոնալը, այնպես էլ լայնույթներն էյկոնալի տեսություն ասիմպտոտական մոտավորության կամայական կարգում:

Շատ դեպքերում, երբ հնարավոր չէ գտնել Տակագիի հավասարումների ճշգրիտ լուծում, զարգացվել են թվային եղանակներ: Տակագիի հավասարումների թվային լուծման համար օգտագործվում է կեսքայլային եղանակը [12], իսկ [13]-ում օգտագործվել է փոփոխական քայլով կեսքայլային եղանակը: Սակարևոր հանգամանք է, քանի որ ներբյուրեղական դիֆրակտոնոլալիքների փոփոխման արագությունը տարբեր է Բորմանի եռանկյան տարբեր տեղամասերում, ինչպես նաև արատների (օրինակ՝ դիսլոկացիայի) միջուկից տարբեր հեռավորություններում:

Առանձին հետաքրքրություն են ներկայացնում այն տեսությունները, որոնք նկարագրում են դինամիկական դիֆրակցիան վիճակագրորեն բաշխված փոքր չափերի արատներով բյուրեղներում, մակերևույթից անդրադարձած հայելային ալիքների առկայությունը, կամ երբ Բրեգի անկյունը մոտ է $\pi/2$ -ի [12], բյուրեղում անդրաձայնային տատանումների առկայությունը կամ գերցանցերում, ինչպես նաև փնջի կիզակետումը ոչ հարթ մուտքի ու ելքի մակերևույթներով բյուրեղով:

Վերը նշված բոլոր տեսություններում (բացի [14,15]-ից) ընկնող ալիքի անհամասեռությանը հաշվի է առնվում դիֆրակցիայի հարթության մեջ: Բայց կան իրավիճակներ (ինչպես, օրինակ, լայն տարամիտող փնջի դիֆրակցիայի դեպքում), երբ կարևոր է դառնում ընկնող ալիքի ճակատի կորությունն ինչպես դիֆրակցիայի հարթության մեջ, այնպես էլ դիֆրակցիայի հարթությանն ուղղահայաց ուղղությամբ: Ընկնող լայն տարամիտված փնջի դիֆրակցիայի տեսությունն Լաուեի երկրաչափության դեպքում տրվել է [16]-ում, իսկ Բրեգի երկրաչափության դեպքում՝ [17]-ում: Խնդիրն, ըստ էության, հանգել է նրան, որ մուտքի մակերևույթին գտնվել են ճիշտ Բրեգի պայմանին բավարարող բոլոր ճառագայթները, որոնց համար համապատասխան դիֆրակցիայի հարթության մեջ լուծվել է դինամիկական դիֆրակցիայի խնդիրը բյուրեղի հաստության վերահաշվառմամբ:

Ռենտգենյան դինամիկական դիֆրակցիայի քվանտամեխանիկական տեսությունը զարգացվել է [18]-ում, բյուրեղներում ռենտգենյան ճառագայթման դիֆրակցիայի դաշտի քվանտային տեսությունը՝ [19]-ում, իսկ բազմալիքային ռենտգենյան դինամիկական դիֆրակցիայի քվանտային տեսությունը՝ [20]-ում:

Երրորդ սերնդի սինքրոտրոնային ճառագայթումը և ազատ էլեկտրոնային լազերների առաքած ռենտգենյան փնջերը բավականաչափ ուժգին են, ուստի կարևոր է դառնում նաև նյութի հետ ճառագայթման ոչ գծային փոխազդեցությունը: Այս ուղղությամբ այժմ կատարվում են ինչպես տեսական, այնպես էլ փորձարարական աշխատանքներ: Ուսումնասիրվում են և՛ երկրորդ կարգի ոչ գծային երևույթները, և՛ ռենտգենյան ճառագայթման և նյութի երրորդ կարգի ոչ գծային փոխազդեցությունը: Երկրորդ հարմոնիկի գծային երկալիքային դիֆրակցիան դիտարկված է [21]-ում, հարթ ռենտգենյան ուժգին ալիքի կինեմատիկական բրեգյան

դիֆրակցիան երկրորդ կարգի ոչ գծային բյուրեղում պարամետրական կոնվերսիայի պայմաններում ուսումնասիրվել է [22]-ում: Ուժգին ռենտգենյան ճառագայթման ուղիղ անցումը բյուրեղով երրորդ կարգի ոչ գծայնության պայմաններում ուսումնասիրվել է [23]-ում: Կատարվում են նաև նյութի և ռենտգենյան ճառագայթման այլ տեսակի ոչ գծային փոխազդեցությունների (երկֆո-տոնային կլանում [24], ճառագայթային [25] և ջերմային քայքայում [26, 27] և այլն) ուսումնասիրություններ:

Ռենտգենյան ազատ էլեկտրոնային լազերներն առաքում են կարճ՝ 0,1–0,2 Ֆվ տևողությամբ իմպուլսներ, որոնք տարածական լրիվ կոհերենտ են: Իմպուլսների միջև ժամանակային միջակայքը 0,3–0,5 Ֆվ է: Մեկ «կրակոցի» ընթացքում առաքվում են 100–200 Ֆվ ընդհանուր տևողությամբ, միմյանց հետ ոչ կոհերենտ այդպիսի կարճ իմպուլսներ: Այս տեսանկյունից կարևոր է դառնում ռենտգենյան իմպուլսների տարածման և դիֆրակցիայի գծային և ոչ գծային ժամանակային հավասարումների ստացումը և կիրառությունը: Գծային ժամանակային դինամիկական դիֆրակցիայի Տակագիի հավասարումները կատարյալ և դեֆորմացված բյուրեղներում առաջին անգամ ստացվել են [28]-ում: Ժամամանակային հավասարման լուծումները դեֆորմացված բյուրեղում Գրինի ֆունկցիայի և ընկնող ալիքի լայնության փաթույթի տեսքով և՛ Լաուենի և՛ Բրեգի երկրաչափության պայմաններում, ստացվել են Լապլասի ձևափոխության կիրառմամբ [29]-ում: Երրորդ սերնդի ռենտգենյան սինքրոտրոնային աղբյուրների և ռենտգենյան ազատ էլեկտրոնային լազերների ճառագայթման տարածման և դիֆրակցիայի ուսումնասիրության հետ կապված գծային ժամանակային դիֆրակցիայի ուսումնասիրություններ կատարվել են [26, 30]-ում: Դիտարկվել են Դիրակի ծ-ֆունկցիայի և Գաուսի օրենքով ժամանակից կախված ընկնող իմպուլսների դեպքերը: Ազատ էլեկտրոնային լազերի գործողության հետևանքով բյուրեղի տաքացման ազդեցությունը գծային դիֆրակցիայի վրա ուսումնասիրվել է [27]-ում: Քանի որ ոչ գծային ժամանակային դիֆրակցիան ուսումնասիրված չէ, ապա հրատապ է դառնում ոչ գծային ժամանակային դինամիկական դիֆրակցիայի հավասարումների ստացումը և դրանց լուծումների ուսումնասիրությունը հետաքրքրություն ներկայացնող վերը նշված դեպքերում:

Դինամիկական տեսության շրջանակներում առանձնակի ուշադրություն է հատկացվել ներբյուրեղային դաշտերի ժամանակային (երկայնական) և տարածական (լայնահանգ) կոհերենտ հատկությունների ուսումնասիրմանը [27, 31-33]:

Բացի դիֆրակցիայի ընդհանուր հավասարումների զարգացումից, կարևոր են նաև այն տեսական հետազոտությունները, որոնք նվիրված են ռենտգենաօպտիկական համակարգերի տեսության զարգացմանը: Ռենտգենաօպտիկական կարևոր համակարգեր են գիտական ու կիրառական մեծ հետաքրքրություն ներկայացնող ռենտգենյան երկթիթեղ և եռաթիթեղ ինտերֆերաչափները [34]: Այս եղանակով հնարավոր է կա-տարել տարբեր արատների և դեֆորմացիաների հետևանքով առաջացած բյուրեղային ցանցի կարողացվածքային աղավաղումների ուսումնասիրություններ

[34,35]: Ներկայումս առաջարկվել են նոր տեսակի ինտերֆեյսայիններ, իսկ եռաթիթեղ ռենտգեն-յան ինտերֆեյսային կառավարում են բյուրեղային արատների ուսումնասիրություններ:

Ռենտգենյան ալիքները լայնորեն կիրառվում են նաև ոչ բյուրեղային նյութերի կառուցվածքային անհամասեռությունների ուսումնասիրություններում: Նյութերի կառուցվածքի ուսումնասիրությունը հիմնված է առարկայում ռենտգենյան ալիքների կլանման և բեկման երևույթի վրա: Բավականաչափ ուժեղ կլանող նմուշներում արդյունավետ է պատկերի ցայտուկությունը, որն ստացվում է նրանում տարածվող ալիքի անհամասեռ կլանման արդյունքում, իսկ թույլ կլանող (օրինակ՝ կենսաբանական) նմուշում բեկումը գերակշռում է կլանումը, և ավելի արդյունավետ է դառնում բեկման երևույթը [36]: Այս դեպքում նյութի ներքին կառուցվածքի վերաբերյալ տեղեկությունը պարունակվում է առարկայի միջով անցած ալիքի փուլում, որի պատճառով ստացված պատկերի ցայտուկությունը կոչվում է փուլային ցայտուկություն, իսկ ուսումնասիրության եղանակները՝ փուլային ցայտուկության եղանակներ:

Առարկաների ներքին կառուցվածքի ուսումնասիրման մեկ այլ եղանակ է ռենտգեն-յան հոլոգրաֆիան: Ներկայումս առաջարկված են տարբեր ռենտգենյան հոլոգրաֆիա-կան սխեմաներ. հոլոգրաֆիական սխեմաներ ռենտգենյան բյուրեղագիտությունում [37], ատոմական լուծույթային հոլոգրաֆիա [38], ռենտգենյան ֆլյուորեսցենսային հոլոգրաֆիական սխեմաներ [39], ռենտգենյան հոլոգրաֆիա խճանկարային բյուրեղ-ների համար [40], ռենտգենյան դիֆրակցային ցրման հոլոգրաֆիա [41], ցանցային դիֆրակտամբ ռենտգենյան հոլոգրաֆիա [42]:

Օպտիկայում օգտագործվում են տարբեր հոլոգրաֆիական սխեմաներ. ֆրենելյան հոլոգրաֆիա՝ Գաբորի առանցքային և ոչ առանցքային, ֆուրիե-հոլոգրաֆիա, ինտերֆեյսային հոլոգրաֆիա: Ներկայումս ներկայացված են նմանատիպ հոլոգրաֆիա-կան եղանակներ ռենտգենյան հաճախությունների տիրույթում: Հարկ է նշել, որ բոլոր ռենտգենյան հոլոգրաֆիական եղանակներում վերականգնումը կարելի է իրականացնել լույսով կամ թվային եղանակով: Ռենտգենյան ոչ կոհերենտ ինտերֆեյսային հոլոգրաֆիան առաջարկվել և տեսականորեն ուսումնասիրվել է [43]-ում:

Երրորդ սերնդի սինթետիկ նյութերը և ռենտգենյան ազատ էլեկտրոնային լազերները հնարավորություն են ընձեռել առաջարկելու ռենտգենյան հոլոգրաֆիական եղանակներ առանց բրեգման անդրադարձման կիրառման՝ առանցքային Գաբորի հոլոգրաֆիա [44] և ֆուրիե-հոլոգրաֆիա [45]: Նանոչափային նմուշներ են հետազոտվել [46]-ում, իսկ [47]-ում առաջարկվել է այդպիսի բյուրեղների ձևի, խտության և դեֆորմացիայի որոշման կինեմատիկական բրեգման 3D ֆուրիե-հոլոգրաֆիական եղանակ: Վերջին դեպքում օգտագործվել է ուսումնասիրվող նանոբյուրեղը և մեկ այլ՝ հենային բյուրեղ, որն ունի նանոբյուրեղի անդրադարձնող հարթությունների միջհարթություն-նային հեռավորությունը շատ մոտ միջհարթություն-նային հեռավորություն, այնպես որ իրականացվել է բրեգման

կինեմատիկական դիֆրակցիա այդ երկու բյուրեղներից և որպես հոլոգրամ գրանցվել է առաջացած կինեմատիկական բրեգյան ալիքների ինտերֆերենցային պատկերի ուժգնությամբ:

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՆՊԱՏԱԿԸ

Ռենտգենյան ճառագայթման դիսամիկական տեսության դեռևս չլուծված ընդհանուր տեսական հարցերից են՝ դիֆրակցիայի հարթությանն ուղղահայաց ուղղությամբ ընկնող ալիքի տարամիտության հաշվառումը, Էյկոնալի տեսության բարելավումը, ոչ գծային դիֆրակցիայի ուսումնասիրումը. բյուրեղների անկատարելության ներքին ռոշման ինտերֆերաչափական եղանակում տեսության բարելավումը, որը հնարավորություն կտա վերլուծելու ինտերֆերաչափի տարբեր թիթեղներում դեֆորմացիաների ազդեցությունը մուարի պատկերների ձևավորման վրա, առարկաների կոհերենտ դիֆրակտային հոլոգրաֆիական եղանակների առաջարկումը և դրանց տեսության զարգացումը:

ԳԻՏԱԿԱՆ ՆՈՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

- Չարգացվել են.
1. ռենտգենյան ալիքների բրեգյան դիֆրակցիայի տեսությունն՝ հաշվի առնելով ալիք-ների լայնությանը ստիպիտ դիֆրակցիայի հարթությանն ուղղահայաց ուղղությամբ ըստ կոորդինատների կորոդկարգի ածանցյալները,
 2. այդ տեսության Էյկոնալային մոտավորությունը,
 3. ռենտգենյան ալիքների դիսամիկական դիֆրակցիայի տեսությունները կարգի ոչ գծայնությամբ բյուրեղում:
 4. Արտածվել են Տակագիի երրորդ կարգի ոչ գծային ստացիոնար և ժամանակային հավասարումները:
 5. Ներկայացվել է փորձած մակերևույթով բյուրեղով կիզակետման Էյկոնալի տեսությունը:
 6. Չարգացվել է Էյկոնալի տեսությունն՝ եռաթիթեղ ինտերֆերաչափում մուարի գծերի առաջացման մեխանիզմի բացատրության համար:
 7. Առաջարկվել են երկու ճեղքի վրա դիֆրակցիայի (Յոնգի գծեր) ու դիֆրակտային հոլոգրաֆիական մեկբյուրեղային ֆրաունհոֆերյան, ֆուրիե-հոլոգրաֆիական և ինտերֆերաչափական սխեմաներ:

ԿԻՐԱՌԱԿԱՆ ԱՐԺԵԹԸ

Բյուրեղներում ռենտգենյան ճառագայթների դիֆրակցիայի տեսության բարելավումը հնարավորություն է տալիս ուսումնասիրելու սխեմաներ, երբ կարևոր է ընկնող ալիքի տարամիտությունը դիֆրակցիայի հարթությանն ուղղահայաց ուղղությամբ: Չարգացված Էյկոնալային տեսությամբ կարելի է ճշգրիտ հաշվարկել (ուժգնության բաշխում, կիզակետային հեռավորություններ, լուծունակություն) փորձած մակերևույթով բյուրեղով սխեմաներ, որոնցում բյուրեղն օգտագործվում է որպես ոսպնյակ, կոլիմատոր, առարկայի պատկերի և միկրոփնջերի ձևավորիչ: Եռաթիթեղ ինտերֆերաչափում տեղայնացված արատների դեպքում ներկայացված տեսությունը հնարավորություն է տալիս

կանխատեսելու, թե ինչ պիտի մուարի գծեր կառաջանան, և կատարելու արատի պարամետրերի որոշում: Առաջարկված հոլոգրաֆիական սխեմաներով հնարավոր է վերահսկել առարկայի պատկերը լույսով և թվային եղանակով, ուսումնասիրել նյութերի խտության բաշխումը: Շնորհիվ ռենտգենյան և վերականգնող լուսային ալիքների ալիքի երկարությունների տարբերության՝ կարելի է վերականգնել առարկայի խոշորացված պատկերը՝ ներկայացված հոլոգրաֆիական սխեմաները կիրառելով նաև ռենտգենյան մանրադիտակում:

Պաշտպանության ներկայացվող հիմնական դրույթները

1. Բյուրեղներում դիֆրակցիայի հարթությանն ուղղահայաց ուղղությամբ տարամետ փնջերի դինամիկական դիֆրակցիայի տեսությունն ընդլայնում է դինամիկական դիֆրակցիայի ընդհանուր տեսությունը և անհրաժեշտ է փորձարարական համապատասխան պայմաններում կանխատեսումների և փորձի արդյունքների ճշգրիտու համարժեք մեկնաբանման համար:
2. Գրինի ֆունկցիայի կառուցումն ընկնող կամայական տիպի ռենտգենյան ալիքի դեպքում հնարավորություն է տալիս բյուրեղում դիֆրակտվող ալիքների լայնության արտահայտելու Գրինի ֆունկցիայի և մակերևույթին ընկնող ալիքի լայնության՝ ըստ մուտքի մակերևույթի փաթույթի տեսքով:
3. Չարգացված տեսության հիման վրա Լաուեի և Բրեգի երկրաչափությունների դեպքերում դինամիկական դիֆրակցիայի ուսումնասիրությունները բացահայտում են լայնության կախումները դիֆրակցիայի հարթության մեջ և դիֆրակցիայի հարթությանն ուղղահայաց ուղղությամբ Բրեգի անկյունային շեղումներից և դրանից հետևող դինամիկական դիֆրակցիայի նոր առանձնահատկություններ:
4. Չարգացված տեսությամբ հնարավոր է ստանալ դինամիկական դիֆրակցիային մասնակցող փնջերի տարածական և ժամանակային կոհերենտության ճշգրիտ գնահատականներ՝ հաշվի առնելով աղբյուրի չափերը դիֆրակցիայի հարթության մեջ ու դիֆրակցիայի հարթությանն ուղղահայաց ուղղությամբ, ինչպես նաև ընկնող փնջի ալիքային ճակատի երկչափ կորությունը:
5. Չարգացված տեսությունը հնարավորություն է տալիս կառուցելու Լաուեի և Բրեգի երկրաչափություններին համապատասխանող ճոճման կորերը՝ կախված ընկնող ալիքի՝ դիֆրակցիայի հարթության մեջ և դիֆրակցիայի հարթությանն ուղղահայաց ուղղություններով Բրեգի անկյունից շեղումից:
6. Էյկոնալի զարգացված տեսությունը ճշգրիտ է նկարագրում դանդաղ փոփոխվող դաշտերի տարածման հետագծերն ու հնարավորություն է տալիս ասիմպտոտական վերլուծության տարբեր կարգերում Լաուեի ու Բրեգի երկրաչափության դեպքերում որոշելու դիֆրակտվող ալիքների լայնության երկչափ փորվածքով մակերևույթ ունեցող բյուրեղով իրականացվող կիզակետման կիզակետի չափերը, կիզակետային հեռավորությունը և կիզակետի շուրջն ու ժգնության բաշխումը:
7. Տակագիի հավասարումների Էյկոնալի տեսության տեղափոխման

հավասարումները հնարավորություն են տալիս ասիմպտոտական վերլուծության կամայական կարգում դաշտի լայնության արտահայտելու ըստ հետագծի ինտեգրալի տեսքով, և ուսումնասիրելու դինամիկական դիֆրակցիան դանդաղ փոփոխվող դեֆորմացիաներով բյուրեղներում:

8. Ոչ գծային հավասարումների համար ճշգրիտ լուծումները Լաուեի երկրաչափության հարթալիքային դեպքում հանգեցնում են ոչ գծային ճոճանակային երևույթի և ոչ գծային էքստինկցիոն երկարության:
9. Լաուեի դեպքում ոչ գծային հավասարումների լուծումից հետևում է նոր ճոճանակային երևույթ՝ անդրադարձման և անցման գործակիցների պարբերական կախումն ընկնող ալիքի ուժգնությունից:
10. Ոչ գծային դինամիկական դիֆրակցիայի նկարագրության համար զարգացված թվային եղանակի հիման վրա հնարավոր է կառուցել ճոճման կորերը Լաուեի երկրաչափության դեպքում և ապացուցել, որ ընկնող ալիքի ուժգնության աճի հետ այդ կորերը տեղաշարժվում են դեպի փոքրանկյունային տիրույթ:
11. Չարգացված տեսության մեջ բացահայտվել է, որ ոչ գծային դիֆրակցիայի դեպքում նույնպես տեղի ունի Բորմանի երևույթը: Նեղ փնջի ոչ գծային դիֆրակցիայի դեպքում հաստ բյուրեղում թվային հաշվարկով հայտնաբերվել են անցնող և դիֆրակտված ալիքների պիկերի՝ Բորմանի երևույթով և ոչ գծայինությամբ պայմանավորված տեղաշարժման տարբերությունները գծային դիֆրակցիայի դեպքի համեմատ:
12. Բրեգի երկրաչափության դեպքում ոչ գծային տեսության ճշգրիտ լուծումներից, ինչպես նաև թվային հաշվարկներերով, հնարավոր է որոշել լրիվ անդրադարձման տիրույթի չափերը, դրա կենտրոնի դիրքը և սահմանները՝ կախված ընկնող ալիքի ուժգնությունից: Ընկնող ալիքի ուժգնության մեծացմանը զուգընթաց լրիվ անդրադարձման տիրույթի մեծանկյունային սահմանը և կենտրոնը շեղվում են դեպի փոքրանկյունային տիրույթ, լրիվ անդրադարձման տիրույթի փոքրանկյունային սահմանը կախված չէ ընկնող ալիքի ուժգնությունից, իսկ ընկնող ալիքի ուժգնության որոշակի սահմանային արժեքից մեծ արժեքների համար լրիվ անդրադարձման տիրույթ գոյություն է ունի:
13. Չարգացված տեսության մեջ հնարավոր է որոշել երկու ճեղքի վրա դինամիկական դիֆրակցիայի գծերի (դինամիկական դիֆրակտային Յունգի գծեր) տեսքը, պարբերությունը, ուժգնության բաշխումը: Դիֆրակցիայի այս սխեման նաև դինամիկական դիֆրակտային Ռելեյի և Մայքելսոնի աստղային ինտերֆերաչափերի սխեմա է և կարող է հիմք ծառայել դինամիկական դիֆրակտային ֆուրիե-հոլոգրաֆիայի համար:
14. Առաջարկված ռենտգենյան դինամիկական դիֆրակտային միաբյուրեղային և ինտերֆերաչափական հոլոգրաֆիական սխեմաները հնարավորություն են տալիս գրանցելու առարկայի հոլոգրամը և լույսի միջոցով այն լուսավորելով կամ թվային եղանակով վերականգնելու առարկայի պատկերը:
15. Հաստ կլանող բյուրեղի ելքի մակերևույթին ստացված ուժգնության պատկերը կոմպլեքս անցման գործակցի ֆուրիե-

պատկերն է կամ Ֆրաունհոֆերի ու Ֆրենելի՝ օպտիկայից հայտնի բաշխումների նմանակը:

16. Տեսականորեն հաստատվել է մուլտիպատկերների առաջացման մեջ ինտերֆերաչափի տարբեր թիթեղների ներդրումների տարբերությունը: Հայելային թիթեղը փոփոխության մեջ ներդրում է տալիս մյուս թիթեղների նկատմամբ տեղաշարժով և դեֆորմացիաներով, մինչդեռ ճեղքիչ և վերլուծիչ թիթեղները վերադարձնում են փոփոխության մեջ ներդրում են տալիս միայն տեղաշարժի վեկտորներով:
17. Էլեկտրոնամանրադիտակային մուլտիպատկերները երկու վերադարձնող ցանցերի սահմանի տեղաշարժի վեկտորների տարբերության հաստատուն արժեքների գծերն են: Էլեկտրոնամանրադիտակային փոփոխային ցայտունության պատկերները ոչ միայն կատարյալ, այլ նաև սահուն փոփոխվող դեֆորմացիաներով հաստատուն-րեդիելի մակերևույթի վրա ատմական հարթությունների պրոյեկցիայի ուղիղ պատկերն են:

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՓՈՐՁԱՐԿՈՒՄԸ

Աշխատանքի արդյունքները գեկուցվել են ԵՊՀ պինդ մարմնի ֆիզիկայի, օպտիկայի, ակադեմիկոս Վ.Համբարձումյանի անվան ընդհանուր ֆիզիկայի և աստղաֆիզիկայի, ակադեմիկոս Գ.Սահակյանի անվան տեսական ֆիզիկայի, Հայաստանի ազգային ազրարային համալսարանի ընդհանուր ֆիզիկայի և ջերմատեխնիկայի, Հայաստանի ազգային պրոփոփոխական համալսարանի ֆիզիկայի, Հայ-ռուսական (Սլավոնական) համալսարանի ընդհանուր ֆիզիկայի և քվանտային նանոկառուցվածքների ամբիոնների սեմինարներում, ներկայացվել “4th International Symposium, Optics and its Applications (OPTICS-2016) Yerevan-Ashtarak, Armenia, July 25-28”, “2016XTOP 2016 13th Biennial Conference on High-Resolution X-Ray Diffraction and Imaging, Brno, Czech Republic, September 4–8 2016”, “18th International Conference on X-Ray and Neutron Optics, Barcelona, August 11–12, 2016”, “18th International Conference on X-Ray and Neutron Optics Bali, Indonesia, October 13–14”, “18th International Conference on X-Ray and Neutron Optics, Singapore, November 21–22, 2016” միջազգային գիտաժողովներում:

ՀՐԱՊԱՐԱԿՈՒՄՆԵՐԸ

Ատենախոսության թեմայով հրատարակվել են 31 հոդված, որոնց ցանկը տրված է սեղմագրի վերջում:

ԱՏԵՆԱԽՈՍՈՒԹՅԱՆ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԸ ԵՎ ԾԱՎԱԼ Ը

Ատենախոսությունը բաղկացած է Ներածությունից, երկու մասից, ութ գլուխներից, առաջին և երկրորդ մասերի եզրակացություններից, մեկ հավելվածից, գրականության ցանկից՝ 282 անուն հղումներով և շարադրված է 275 էջում, ներառյալ 86 նկարները և երկու աղյուսակները: Ատենախոսության հիմնական արդյունքները հրատարակված են [252-282] աշխատանքներում:

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ատենախոսության առաջին մասը նվիրված է տարբեր ֆիզիկական

պայմաններում դինամիկական դիֆրակցիայի հիմնական հավասարումների ճշգրտմանը:

Առաջին գլուխը նվիրված է դինամիկական դիֆրակցիայի հավասարումների այն ուղղումների հաշվառմանը, երբ դիֆրակցիայի հարթությանն ուղղահայաց ուղղությամբ ընկնող փնջի տարամիտության հետևանքով կարևոր են ըստ այդ ուղղության լայնությաների երկրորդ կարգի ածանցյալները:

§1.1-ում ուսումնասիրվել է դիֆրակցիայի հարթությանն ուղղահայաց ուղղությամբ լայնությաների երկրորդ կարգի ածանցյալների ազդեցությունը դիֆրակցիայի վրա: Որոշվել է կատարյալ բյուրեղում դիֆրակտային խնդրի ուշացող Գրինի ֆունկցիան՝

$$G(\mathbf{r}_p, -\mathbf{r}) = \frac{\exp\left(-i\frac{\pi}{4}\right)}{8\pi k^2 \sin 2\theta} \sqrt{\frac{2\pi k \cos\theta}{z_p - z}} \exp\left[ik \frac{(y_p - y)^2}{2(z_p - z)}\right] \times \int_0^\infty (\sigma \sqrt{(z_p - z)^2 \tan^2\theta - (x_p - x)^2}) H(z_p - z) H[(z_p - z)\tan\theta - |x_p - x|], \quad (1)$$

որտեղ \mathbf{r}_p -ն դիտման կետի, իսկ \mathbf{r} -ն ընթացիկ կետի շառավիղ-վեկտորներն են, k -ն ալիքային թիվն է, θ -ն՝ Բրեգի անկյունը, $\sigma = k(\chi_h \chi_{-h})^{1/2} / 2\sin\theta$, $H(x)$ -ը Յեվիսայ դիֆունկցիան է, \int_0^∞ -ն՝ Բեսելի առաջին սերի գրոկարգի ֆունկցիան: Օգտվելով Գաուսի բանաձևից՝ անցած և դիֆրակտված ալիքների լայնությաները բյուրեղի ներսում ներկայացվել են հետևյալ տեսքով՝

$$E_{0,h}(\mathbf{r}_p) = 4ik \cos\theta \int_s G \frac{\partial^2 E_{0,h}}{\partial y^2} dS_z - 4k^2 \cos^2\theta \int_s \left(G \frac{\partial E_{0,h}}{\partial z} - E_{0,h} \frac{\partial G}{\partial z} \right) dS_z + 4k^2 \sin^2\theta \int_s \left(G \frac{\partial E_{0,h}}{\partial x} - E_{0,h} \frac{\partial G}{\partial x} \right) dS_x, \quad (2)$$

որտեղ E_0 -ն և E_h -ն անցած և դիֆրակտված ալիքների լայնությաներն են, y -ների առանցքն ուղղահայաց է դիֆրակցիայի հարթությանը, z -երի առանցքն ուղղված է անդրադարձնող հարթությունը, x -երի առանցքը հակազուգահեռ է դիֆրակցիայի և վեկտորին, ինտեգրումը կատարվում է ըստ S մուտքի մակերևույթի, dS_x -ն և dS_z -ն ինտեգրման մակերևույթի ընթացիկ dS տարրի բաղադրիչներն են x և z առանցքների վրա:

§1.2-ում ուսումնասիրվել է Լաուենի անհամաչափ դիֆրակցիան: Դիֆրակտված ալիքի լայնության համար ստացվել է արտահայտություն կետային աղբյուրից առաքված գնդա-յին ընկնող ալիքի համար: Չափվել է առնվել «աղբյուր-բյուրեղ» հեռավորությունը: Ցույց է տրվել, որ Բրեգի անկյունից շեղումը մասնակցում է երկու գումարելիների տեսքով, առաջինը՝ դիֆրակցիայի հարթության մեջ դիտման կետի x կոորդինատից կախված է գծայնորեն, իսկ մյուսը՝ այդ հարթությանն ուղղահայաց ուղղությամբ և դիտման կետի y կոորդինատից կախված է քառակուսայնորեն: Գումարելով աղբյուրի մեկ կետից և մեկ

հաճախությունը անաբաված ալիքից դիֆրակտված ալիքի ուժգնությունն ըստ աղբյուրի չափերի և հաճախությունների, ստացվել է արտահայտություն փոխադարձ ուժգնության համար, գնահատվել են տարածական և ժամանակային կոհերենտության վրա դրվող այն պահանջները, որոնց բավարարման դեպքում դիֆրակտված ալիքի ուժգնության բաշխումը գրեթե մնում է հաստատուն:

§1.3-ում, օգտվելով տեղային հարթ ալիքի գաղափարից, ըստ որի աղբյուրից մեծ հեռավորության դեպքում էլքի մակերևույթին ստացված ուժգնության բաշխումն ըստ կո-որդինատի համարժեք է անդրադարձման գործակցի կախվածությանը Բրեգի անկյուն-նային շեղումից, Լաուեի համաչափ դեպքում ստացվել են ճոճման կորերը դիֆրակցիայի հարթության մեջ և դրան ուղղահայաց ուղղությունը: Յաշվարկային տեղագիրը և ճոճման կորը դիֆրակցիայի հարթությանն ուղղահայաց ուղղությամբ տրված են նկ.1-ում: Անկյուննային շեղման և կոորդինատների կապը տրվում է

$$\Delta\theta = \Delta\theta_1 + \Delta\theta_2 = \frac{x \cos\theta}{L_s} - \operatorname{tg}\theta \frac{y^2}{2L_s^2} \quad (3)$$

առնչությամբ, որտեղ L_s -ը «աղբյուր-բյուրեղ» հեռավորությունն է:

§1.4-ում ուսումնասիրվել է Բրեգի դիֆրակցիան՝ դիֆրակցիայի հավասարումներում լայնույթների երկրորդ կարգի ածանցյալների հաշվառմամբ: Կատարյալ բյուրեղի դեպքում ստացվել է Գրինի ֆունկցիան՝

$$\begin{aligned} \tilde{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = & U(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \{ J_0(\sigma \sqrt{(Z-Z')^2 \operatorname{tg}^2\theta - (X-X')^2}) H(Z-Z') H[(Z-Z') \operatorname{tg}\theta - |X-X'|] - \\ & - J_0(\sigma \sqrt{(Z_0-Z')^2 \operatorname{tg}^2\theta - (X_0-X')^2}) H(Z_0-Z') H[(Z_0-Z') \operatorname{tg}\theta - |X_0-X'|] \}, \end{aligned} \quad (4)$$

որտեղ

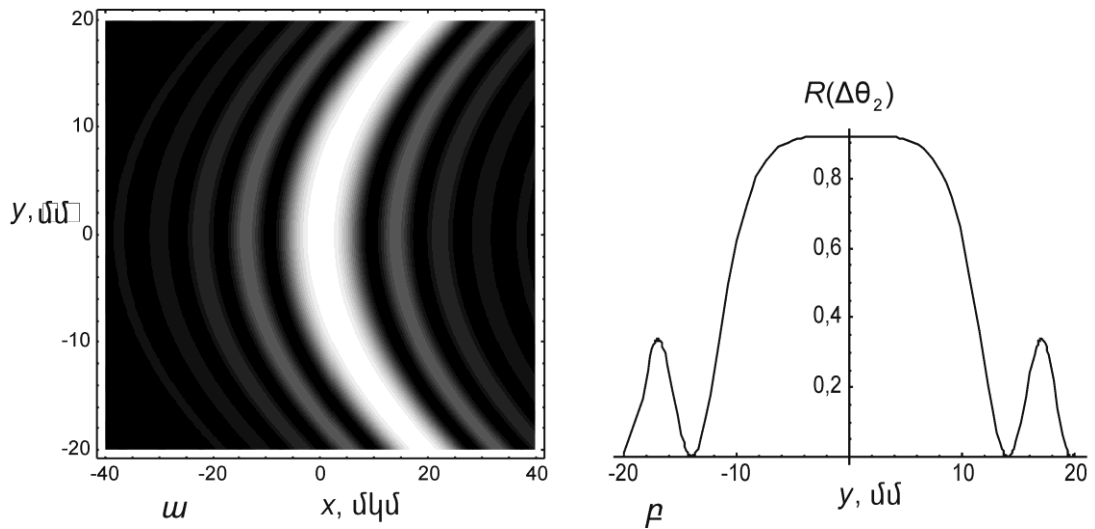
$$U(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \exp\left(-i\frac{\pi}{4}\right) (8\pi k^2 \sin 2\theta)^{-1} \sqrt{2\pi k \cos\theta / (Z-Z')} \exp\left[ik(y-y')^2 \cos\theta / 2(Z-Z')\right],$$

\mathbf{r} -ը դիտման կետի, իսկ \mathbf{r}' -ը ընթացիկ կետի շառավիղ-վեկտորներն են, X և Z առանցքներն ուղղված են դիֆրակցիայի վեկտորին հակադուգահեռ և անդրադարձ-

նող հարթություններին ուղղահայաց, դեպի բյուրեղի խորքը: X_0 -ն

և Z_0 -ն բյուրեղից դուրս Q օժանդակ կետի կոորդինատներն են, որն ընտրվում է այնպես, որ (4) Գրինի

ֆունկցիան մուտքի մակերևույթին դառնա գրո: Օգտվելով (2)-ից և (4)-ից, կիսաանվերջ բյուրեղի համար գտնվել են անցած և անդրադարձած ալիքների լայնույթները բյուրեղի ներսում և մուտքի մակերևույթին, ընդ որում, անդրադարձած դաշտի լայնույթն ունի հետևյալ տեսքը՝



Նկ.1. **ա** Չափվարկային տեղագիր տեղային հարթալիքային մոտավորությամբ և ընկնող ալիքի ճակատի երկչափ կորության հաշվառմամբ. **բ**. ճոճման կորը $x=0$ գծի վրա

$$E_h(\mathbf{r}) = 4ik^2 \sqrt{\frac{X_h}{X_h'}} \sqrt{\frac{Y_0}{Y_h}} \sin 2\theta \int_s E_0 U(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \frac{J_1(\tilde{\sigma}(\mathbf{x} - \mathbf{x}'))}{\mathbf{x} - \mathbf{x}'} H(\mathbf{x} - \mathbf{x}') dx' dy', \quad (5)$$

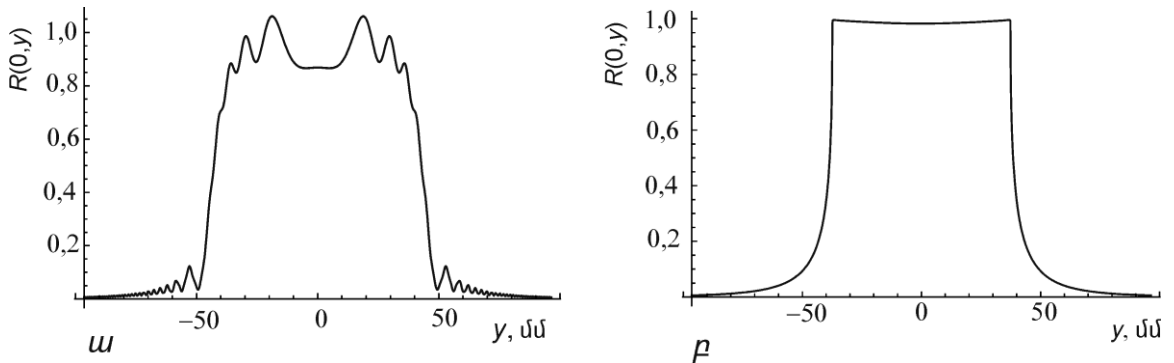
որտեղ ինտեգրումը կատարվում է ըստ մուտքի մակերևույթի, X_h -ը և X_h' -ը դիֆրակցիայի h և h' վեկտորներին համապատասխանող բևեռացվելիության ֆունկցիոնալներն են, α -ն անդրադարձնող հարթությունների և մուտքի մակերևույթի կազմած անկյունն է, $Y_0 = \sin(\theta - \alpha)$, $Y_h = \sin(\theta + \alpha)$, E_0 -ն անցած ալիքի լայնության է մուտքի մակերևույթին և արտահայտվում է ընկած ալիքի լայնությամբ՝ ըստ սահմանային պայմանների, $\tilde{\sigma} = \sigma \sqrt{Y_0 Y_h} / \cos \theta$, J_1 -ը Բեսելի առաջին սերիալի առաջին կարգի ֆունկցիան է: Դիֆրակցիայի ալիքի լայնության համար ստացվել է արտահայտությունները չափեր ունեցող աղբյուրի կամայական կետից առաքված գնդային ալիքի դեպքում: Գումարելով ուժգնությունն ըստ աղբյուրի կետերի կոորդինատների և հաճախությունների, ստացվել է փոխադարձ ուժգնության արտահայտություն, որի հիման վրա ստացվել են տարածական և ժամանակային կոհերենտության վրա դրվող պահանջները, որոնց իրականացման դեպքում ուժգնության բաշխումը գրեթե չի փոփոխվում:

§1.5-ում ուսումնասիրվել է գնդային ալիքի դիֆրակցիան ալիքային ճակատի երկչափ կորության հաշվառմամբ: Ուսումնասիրվել է ուժգնության բաշխումը՝ կախված «աղբյուր-բյուրեր» հեռավորությունից: Այս դեպքում լայնության կախումն ընկնող փնջի ուղղությունից որոշվում է Բրեգի անկյունից շեղման

$$\beta(x, y) = k \sin \theta \left(\frac{X_0}{\sin 2\theta} + \Delta\theta - \frac{x \sin \theta}{L_s} - \frac{y^2 \tan \theta}{2L_s^2} \right) \quad (6)$$

պարամետրով, որտեղ X_0 -ն բյուրերի բևեռացվելիության ֆունկցիոնալ

վերլուծության գրո կարգի բաղադրիչն է: Օգտվելով տեղային հարթ ալիքի գաղափարից, ստացվել է ճոճ-ման կորը՝ որպես մուտքի մակերևույթին դիֆրակցիայի հարթությանն ուղղահայաց ուղղությամբ ուժգնության բաշխման կախում կոորդինատներից (նկ.2):



Նկ.2. **u** ճոճման կորը (անդրադարձման գործակիցը) $x=0$ գծի վրա (թվային հաշվարկ), **p**. նույնն ըստ մոտավոր բանաձևի (տես ստեղծագործության 1.76 բաՆաձևը). (հեռավորություն $L_s = 5$ մ)

Երկրորդ գլուխը նվիրված է u' Տակագիի ստանդարտ, u' դիսամիկայան դիֆրակցիայի որոշակի պայմաններին համապատասխանող տեսությունների էյկոնալի հավասարումների մանրամասն ուսումնասիրմանը:

§2.1-ում Տակագիի հավասարումների էյկոնալային մոտավորության լայնությաների ասիմպտոտական շարքի բոլոր անդամների համար ստացվել են տեղափոխման հավասարումներ, դրանց լուծումները ներկայացվել են ըստ հետագծի ինտեգրալի տեսքով: Տեղափոխման հավասարման գումարման միջոցով ստացվել է հավասարում լրիվ լայնությանի համար՝

$$\frac{d E_{0,h}^{(s)}(s)}{ds E_{0,h}^{(0)}(s)} = \frac{i}{E_{0,h}^{(0)}(s)} \frac{\partial^2 E_{0,h}}{\partial s_0 \partial s_h}, \quad (7)$$

որտեղ s -ը պարամետր է հետագծի երկայնքով, $E_0^{(0)}(s)$ -ն և $E_h^{(0)}(s)$ -ը լայնությաներն են գրոյական մոտավորությամբ, s_0 -ն և s_h -ը՝ կոորդինատներն անցած և դիֆրակտված ալիքների տարածման ուղղություններով, ընդ որում

$$E_0^{(0)}(s) = E_0^{(0)}(0) \exp\left(-\int_0^s \frac{\partial^2 \Phi}{\partial s_0 \partial s_h} ds'\right),$$

$$E_h^{(0)}(s) = E_h^{(0)}(0) \exp\left(-\int_0^s \frac{\partial}{\partial s_0} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial s_h} + k \frac{\alpha}{2}\right) ds'\right), \quad (8)$$

որտեղ Φ -ն էյկոնալն է, $\alpha = -\frac{2}{k} \partial \mathbf{h} / \partial s_h$ -ը՝ Բրեգի պայմանից տեղային շեղման պարամետրը, α -ն՝ դեֆորմացված բյուրեղի ատոմների շեղման ֆունկցիան, ինտեգրումը կատարվում է ըստ հետագծի:

§2.2-ում ուսումնասիրվել է էյկոնալային մոտավորությունը, հաշվի առնելով ընկնող ալիքի ճակատի երկչափ կորությունը: Դիֆրակցիայի հարթությանն ուղղահայաց ուղղությամբ կորորդինատի երկրորդ կարգի ածանցյալներ պարունակող դիֆրակցիայի հավասարումների համար ստացվել է էյկոնալի հավասարում՝

$$\left(\frac{\partial\Phi}{\partial y}\right)^4 + 4k \cos\theta \frac{\partial\Phi}{\partial z} \left(\frac{\partial\Phi}{\partial y}\right)^2 + 4k^2 \left[\left(\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)^2 \cos^2\theta - \left(\frac{\partial\Phi}{\partial x}\right)^2 \sin^2\theta \right] - k^4 X_h X_h^* = 0: \quad (9)$$

Գտնվել է լրիվ ինտեգրալը կատարյալ բյուրեղում՝

$$\Phi = C_1 x + C_2 y \pm z \frac{\sqrt{C_1^2 \sin^2\theta + \sigma^2}}{\cos\theta} - C_2^2 \frac{z}{2k \cos\theta} + C_3, \quad (10)$$

որտեղ C_1 -ը, C_2 -ը և C_3 -ը կամայական հաստատուններ են, "+" և "-" նշանները համապատասխանում են թույլ և ուժեղ կլանվող ճյուղերին: Նկարագրված է եղանակ, որով տված սահմանային պայմանների դեպքում լրիվ ինտեգրալներով կարելի է որոշել էյկոնալը և հետագծերը:

§2.3-ում զարգացվել է Լաուեի դեպքում երկչափ մուտքի և ելքի փորված մակերևույթով բյուրեղներով կիզակետման էյկոնալի տեսություն: Ստացվել են արտահայտություններ կիզակետային հեռավորության, կիզակետի չափերի, դրա շուրջն ուժգնության բաշխման և կիզակետում ուժգնության աճի համար:

§2.4-ում ուսումնասիրվել է ոչ հարթ մուտքի մակերևույթով բյուրեղով փնջի կիզակետումը Բրեգի համաչափ դեպքում: Գտնվել է լրիվ ինտեգրալը, էյկոնալը և հետագծերը բյուրեղում, լայնությաները մուտքի մակերևույթին և դիֆրակտված դաշտի լայնությամբ վաղուղում: Գտնվել են կիզակետային հեռավորությունները վաղուղում:

$$F_x = -\frac{R_x \sin\theta}{2ctg\theta\Delta\theta}, \quad F_y = -\frac{R_y}{2\cos\theta\Delta\theta}, \quad (11)$$

որտեղ R_x -ը և R_y -ը պարաբոլական փորվածքով մուտքի մակերևույթի կորության շառավիղներն են դիֆրակցիայի հարթության մեջ և դիֆրակցիայի հարթությանն ուղղահայաց ուղղությամբ: (11) բանաձևից հետևում է կետային կիզակետման պայմանը՝ $R_y = R_x \sin^2\theta$:

Իրական պատկերի ձևավորման համար անհրաժեշտ է, որպեսզի $R_x, R_y < 0$ (գոգավոր մակերևույթ): Գտնվել են կիզակետի չափերը կիզակետային հարթության մեջ, կիզակետի շուրջն ուժգնության բաշխումը դիֆրակցիայի հարթության մեջ և դրան ուղղահայաց ուղղությամբ:

Երրորդ գլխում ուսումնասիրվել է մեներանգ ալիքի դիֆրակցիան երրորդ կարգի ոչ գծային բևեռացվելիությամբ բյուրեղում:

§3.1-ում դասական և քվանտամեխանիկական խոտորումների տեսությամբ ստացվել են արտահայտություններ երրորդ կարգի ոչ

գծային բևեռացվել իու թյան համար, գնահատված է I_{cr} ընկնող ալիքի այն ուժգնությունը, որի դեպքում ոչ գծային ներդրումը ցրման մեջ հավասարվում է գծային ցրմանը, գնահատված է երրորդ կարգի ոչ գծային բևեռացվել իու թյան արժեքը և եզրակացվել է, որ ոչ գծային դիֆրակտային երևույթ-ները կարող են դիտվել ներկայումս հասանելի ուժգնությամբ ռենտգենյան աղբյուրների օգտագործմամբ: Արտածվել են դիֆրակցիայի Տակագիի երրորդ կարգի ոչ գծային հավասարումները: Ցույց է տրվել, որ եթե ընկնող ալիքում միաժամանակ առկա են σ - և π -բևեռացումները, ապա ոչ գծային անդամների առկայությամբ հավասարումները չեն բաժանվում անկախ բևեռացումների: Եթե ընկնող ալիքն ունի այդ անկախ բևեռացումներից մեկը, ապա տարածվում է այդ բևեռացմամբ ալիքը: Ընկնող σ -բևեռացմամբ ալիքի երրորդ կարգի ոչ գծային հավասարումները կատարյալ բյուրեղում երկալիքային դիֆրակցիայի դեպքում ունեն հետևյալ տեսքը`

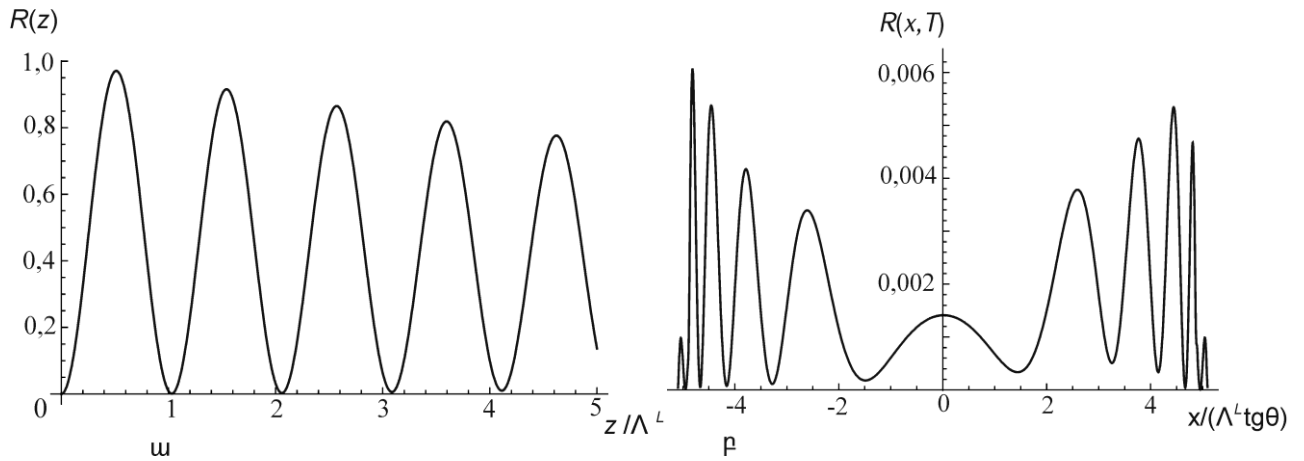
$$\begin{aligned} & \frac{2i\partial E_0}{k\partial s_0} + \eta_0^{(3)}(|E_0|^2 + |E_h|^2) + \eta_h^{(3)}E_0E_h^* + \eta_h^{(3)}E_0^*E_h E_0 \exp\left(-\frac{\mu z}{\cos\theta}\right) + \\ & + \left[\chi_h^{(1)} + \eta_0^{(3)}E_0E_h^* + \eta_h^{(3)}(|E_0|^2 + |E_h|^2) + \eta_{2h}^{(3)}E_0^*E_h \right] \exp\left(-\frac{\mu z}{\cos\theta}\right) E_h = 0, \\ & \frac{2i\partial E_h}{k\partial s_h} + \eta_0^{(3)}(|E_0|^2 + |E_h|^2) + \eta_h^{(3)}E_0E_h^* + \eta_h^{(3)}E_0^*E_h E_h \exp\left(-\frac{\mu z}{\cos\theta}\right) + \\ & + \left[\chi_h^{(1)} + \eta_0^{(3)}E_0^*E_h + \eta_h^{(3)}(|E_0|^2 + |E_h|^2) + \eta_{2h}^{(3)}E_0E_h^* \right] \exp\left(-\frac{\mu z}{\cos\theta}\right) E_0 = 0, \end{aligned} \quad (12)$$

որտեղ $\chi^{(1)}$ -ը գծային բևեռացվել իու թյունն է, $\eta^{(3)}$ -ը` երրորդ կարգի ոչ գծային բևեռաց-վել իու թյունը, μ -ն բյուրեղի գծային կլանման գործակիցն է: Երրորդ կարգի ոչ գծային հավասարումների մեքենայական հաշվարկների համար զարգացվել է ձևափոխված թվային կեսքայլային եղանակը, որով ներկայացվել են ընկնող հարթ σ -բևեռացմամբ ալիքի (նկ.3.ա) և բյուրեղին մոտ կետային աղբյուրից առաքված գնդային ալիքի (նկ.3.բ) դեպքում դիֆրակտված ալիքի ուժգնության բաշխումներն ըստ խորության (ոչ գծային ճոճանակային երևույթ) և բյուրեղի ելքի մակերևույթին:

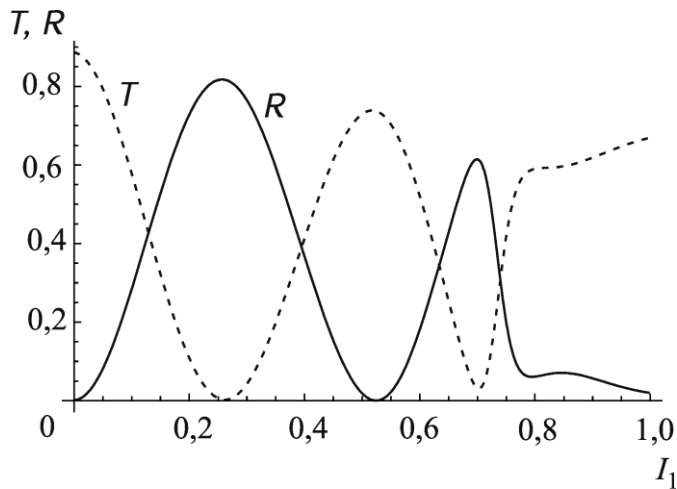
§3.2-ում ուսումնասիրվել են հարթալիքային երրորդ կարգի ոչ գծային երևույթները կատարյալ բյուրեղում Լաուեի համաչափ դեպքում: Չարթ մեներանգ ալիքի դեպքում դիֆրակցիայի պարամետրերի որոշակի արժեքների համար (հանդրադարձման Բրե-գի ճշգրիտ անկյան տակ ընկնող ալիք, արգելված $2h$ անդրադարձում) ստացվել են

ճշգրիտ ուժումներ, ուսումնասիրվել է ոչ գծային ճոճանակային երևույթը, գտնվել է արտահայտությունն էքստինկցիոն երկարության համար` կախված ընկնող ալիքի ուժգնությունից: Չայտնաբերվել է նոր ոչ գծային ճոճանակային երևույթ` սկեռված հաս-տությամբ բյուրեղի ելքի մակերևույթին ուժգնության պարբերական կախումն ընկնող

ալիքի ուժգնությունից (նկ.4): Թվային հաշվարկով ստացվել են ճոճման կորերը բարակ



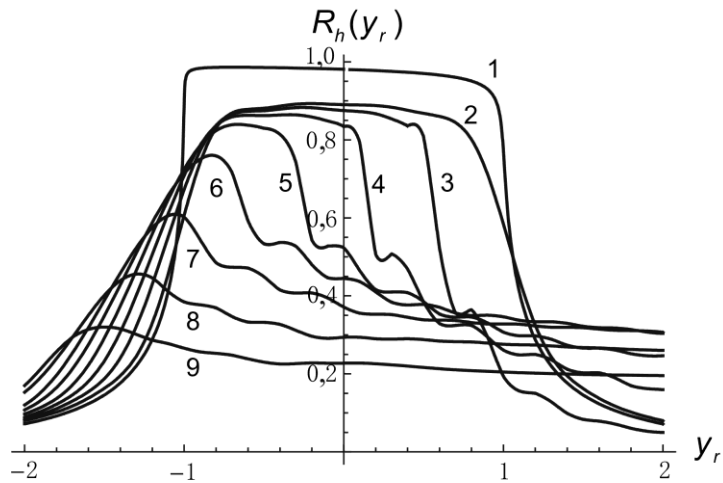
Նկ.3. **u** Անդրադարձման գործակցի՝ ըստ խորության ճոճանակային տատանումները երրորդ կարգի ոչ գծայնությամբ բյուրեղում, **p**. բյուրեղի ելքի մակերևույթին կետային աղբյուրի ուժգնության բաշխումը երրորդ կարգի ոչ գծայնության դեպքում (թվային հաշվարկ)



Նկ.4. Ոչ գծային անցման (կետագիծ) և անդրադարձման (հոծ գիծ) գործակիցների կախումներն ընկնող ալիքի ուժգնությունից բարակ, սևեռված հաստությամբ բյուրեղում (թվային հաշվարկ)

և հաստ կլանող բյուրեղում: Հաստավել է ոչ գծային Բորմանի երևույթը: Որպես ինքնամակածված բևեռացվելիությամբ միջավայրում ալիքի տարածման հետևանք, Բրեգի պայմանից շեղումն ինքնամակածված է, ինչպես նաև ի հայտ է գալիս անհամաչափությունն Բրեգի պայմանից՝ դեպի մեծ կամ փոքր անկյուններ շեղված ալիքների համար: Հաստ կլանող բյուրեղում լավ են անդրադառնում Բրեգի անկյունից փոքր անկյան տակ ընկած ալիքները:

§3.3-ում կատարյալ կիսասանվերջ բյուրեղում Բրեգի դեպքում ընկնող հարթ ալիքի համար գտնվել է ճշգրիտ լուծում (լրիվ անդրադարձման տիրույթում, **h** անդրադարձման դեպքում արգելված **2h** անդրադարձման պայմաններում), գտնվել են լրիվ անդրադարձման տիրույթի կենտրոնի և լայնության արտահայտություններ՝ կախ-



Նկ.5. Կլանող բյուրեղում ոչ գծային տեսության $R_h(y_r)$ ճոճման կորերն ընկնող ալիքի 0,1 քայլով փոփոխվող ուժգնության $I^{(i)} = 0,1 - 0,7$ արժեքների համար (3-9 կորերը): Ընկնող փնջի չափը դիֆրակցիայի հարթության մեջ 5 գծային էքս-տիսկցիոն երկարություն է: Ցույց են տրված նաև նույն չափի փնջի դեպքում գծային տեսության ճոճման 2 կորը և գծային հարթ ալիքային տեսության 1 ճոճման կորը (թվային հաշվարկ):

ված ընկնող ալիքի ուժգնությունն է: Ցույց է տրվել, որ լրիվ անդրադարձման տիրույթ գոյություն ունի միայն որոշակի առավելագույն ուժգնությունից փոքր ուժգնությունների դեպքում: Թվային հաշվարկով հաստատվել է, որ եթե $2h$ անդրադարձումն արգելված չէ, ստացված արդյունքները հիմնականում համընկնում են ճշգրիտ լուծման հետ: Թվային հաշվարկով ստացվել են ճոճման կորերը՝ կախված ընկնող ալիքի ուժգնությունից (նկ.5): Ընկնող ալիքի ուժգնությունը տրված է $I_{cr}/3$ միավորով, որի դեպքում ոչ գծայնությամբ պայմանավորված ցրումը հավասարվում է գծայինին:

Չորրորդ գլուխը նվիրված է տարածական անհամասեռ մեներանգ ալիքի երրորդ կարգի ոչ գծային դիֆրակցիայի և ռենտգենյան իմպուլսի ժամանակային ոչ գծային դիֆրակցիայի ուսումնասիրմանը:

§4.1-ում մեներանգ անհամասեռ ալիքի դիֆրակցիան ուսումնասիրվել է երրորդ կարգի ոչ գծային հավասարումների (12) համակարգի թվային ինտեգրումով: Ընկնող ալիքի ուժգնության տարբեր արժեքների համար ստացվել են բյուրեղի ելքի մակերևույթին ուժգնության բաշխումները բարակ, թույլ կլանող բյուրեղի և հաստ կլանող բյուրեղի դեպքում: Բրեգի անկյունից ինքնամակածված շեղման հետևանքով, բարակ բյուրեղի ելքի մակերևույթին ստացված բաշխումը, ի տարբերություն գծայինի, անհամաչափ է: Բրեգի անկյունից տարբեր նշանի շեղումներով ճառագայթները տարբեր կերպ են դիֆրակտվում բյուրեղում: Ստացվել են հաստ կլանող բյուրեղի ելքի մակերևույթին բաշխումները տարբեր հաստությունների դեպքում: Ոչ գծային դեպքում անցած և դիֆրակտված ալիքների պիկերը հետևանք են Բորմանի երևույթի և ոչ գծային փոխազդեցության, ուստի պիկերի տեղաշարժը բյուրեղում դիտման կետի խորության մեծացմանը զուգընթաց այլ կերպ է ընթանում, քան գծային դեպքում: Եթե

գծային դեպքում անցած ալիքի պիկը տեղաշարժվում է դիֆրակցիայի վեկտորի ուղղությամբ, իսկ դիֆրակտվածինը փնջի կենտրոնում է, ապա ոչ գծային դեպքում անցածինը տեղաշարժվում է դիֆրակցիայի վեկտորի ուղղությամբ, իսկ դիֆրակտվածինը՝ դիֆրակցիայի վեկտորի ուղղությամբ:

§4.2-ում ստացվել են դինամիկական դիֆրակցիայի ժամանակային երրորդ կարգի ոչ գծային հավասարումները. մասնավորապես՝ σ -բևեռացման համար

$$\begin{aligned} & \frac{2i\partial E_0}{k\partial s_0} + \frac{2i\partial E_0}{k\partial t} + \eta_0^{(3)}(|E_0|^2 + |E_h|^2) + \eta_h^{(3)}E_0E_h^* + \eta_h^{(3)}E_0^*E_h \exp\left(-\frac{\mu z}{\cos\theta}\right)E_0 + \\ & + \left[\chi_h^{(1)} + \eta_0^{(3)}E_0E_h^* + \eta_h^{(3)}(|E_0|^2 + |E_h|^2) + \eta_{2h}^{(3)}E_0^*E_h \right] \exp\left(-\frac{\mu z}{\cos\theta}\right)E_h = 0, \\ & \frac{2i\partial E_h}{k\partial s_h} + \frac{2i\partial E_h}{k\partial t} + \eta_0^{(3)}(|E_0|^2 + |E_h|^2) + \eta_h^{(3)}E_0E_h^* + \eta_h^{(3)}E_0^*E_h \exp\left(-\frac{\mu z}{\cos\theta}\right)E_h + \\ & + \left[\chi_h^{(1)} + \eta_0^{(3)}E_0^*E_h + \eta_h^{(3)}(|E_0|^2 + |E_h|^2) + \eta_{2h}^{(3)}E_0E_h^* \right] \exp\left(-\frac{\mu z}{\cos\theta}\right)E_0 = 0, \end{aligned} \quad (13)$$

որոնց օգնությամբ կարելի է նկարագրել ժամանակային երրորդ կարգի ոչ գծային դիֆրակցիան: $\tau = t - z/c\cos\theta = t - (s_0 + s_h)/c$ փոփոխականի փոխարինմամբ անցնելով իմպուլսի հետ կապված շարժական համակարգին, ժամանակային հավասարումները բերվել են ստացիոնար հավասարումների.

$$\begin{aligned} & \frac{2i\partial E_{0s}}{k\partial s_0} + \eta_0^{(3)}(|E_0|^2 + |E_h|^2) + \eta_h^{(3)}E_{0s}E_{hs}^* + \eta_h^{(3)}E_{0s}^*E_{hs} \exp\left(-\frac{\mu z}{\cos\theta}\right)E_{0s} + \\ & + \left[\chi_h^{(1)} + \eta_0^{(3)}E_{0s}E_{hs}^* + \eta_h^{(3)}(|E_0|^2 + |E_h|^2) + \eta_{2h}^{(3)}E_{0s}^*E_{hs} \right] \exp\left(-\frac{\mu z}{\cos\theta}\right)E_{hs} = 0, \\ & \frac{2i\partial E_{hs}}{k\partial s_h} + \eta_0^{(3)}(|E_0|^2 + |E_h|^2) + \eta_h^{(3)}E_{0s}E_{hs}^* + \eta_h^{(3)}E_{0s}^*E_{hs} \exp\left(-\frac{\mu z}{\cos\theta}\right)E_{hs} + \\ & + \left[\chi_h^{(1)} + \eta_0^{(3)}E_{0s}^*E_{hs} + \eta_h^{(3)}(|E_0|^2 + |E_h|^2) + \eta_{2h}^{(3)}E_{0s}E_{hs}^* \right] \exp\left(-\frac{\mu z}{\cos\theta}\right)E_{0s} = 0, \end{aligned} \quad (14)$$

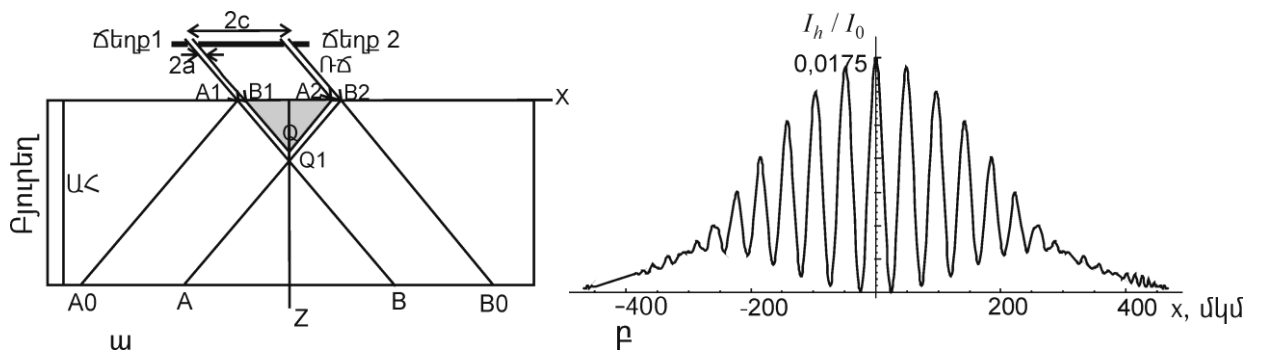
որտեղ $E_{0,hs}(x, z, \tau) \equiv E_{0,h}(x, z, t)$: Այս հավասարումները կարելի է վերլուծաբար կամ թվայնորեն լուծել կատարյալ և դեֆորմացված բյուրեղներում, ինչպես նաև ժամանակից կախված դեֆորմացիաներով բյուրեղներում: Առաջին անգամ այս կերպ առաջարկվել և իրագործվել է ժամանակային հավասարումների ինտեգրման թվային եղանակ: Վերլուծական մոտեցումն այս եղանակով ավելի պարզ է և արդյունավետ: Առաջին անգամ վերլուծաբար ուսումնասիրվել է սահմանափակ ալիքային ճակատով իմպուլսի դիֆրակցիան կատարյալ բյուրեղում: Սահմանափակ ալիքային ճակատով ժամանակից գառուսյան օրենքով փոփոխվող լայնությամբ ընկնող իմպուլսի համար ուսումնասիրվել է դրա տեսքը և ուժգնության բաշխումը բյուրեղում և վակուումում: Գծային դեպքում ընկնող գերկարճ իմպուլսի համար գտնվել է վերլուծական արտահայտություն՝ իմպուլսի տևողության, լայնության ու բարձրության և դիֆրակցիայի վեկտորի նկատմամբ

թեքություն անսկյան համար: Յույց է տրվել, որ հաստատված շարժում կատարող իմպուլսն ունի սեղանի ձև: Դիֆրակտված իմպուլսը վակուումում ունի գուգահեռագծի տեսք, գտնվել է դրահաճախային սպեկտրը: Թվային ինտեգրումով ուսումնասիրվել է սահմանափակ ալիքային ճակատով իմպուլսի ոչ գծային դիֆրակցիան: Կատարվել է իմպուլսի պարամետրերի համեմատություն գծային դեպքի հետ: Ոչ գծային երևույթները բացատրվում են Բրեգի անկյունից ինքնամակածված շեղման պարամետրով, որը հանգեցնում է այդ պարամետրի՝ տարբեր նշանի արժեքներով ալիքների դիֆրակցիայի անհամապատասխանության: Ինքնամակածված բևեռացվել իությունը հանգեցնում է ուժգնության թուլացման, քանի որ բևեռացվել իության գծային և ոչ գծային մասերը ունեն տարբեր նշաններ: Ուսումնասիրվել է սնեռված կետում դիֆրակցիայի տարբեր երկրաչափական տիրույթներում իմպուլսի ուժգնության կախումը ժամանակից, ինչպես նաև ըստ ժամանակի ինտեգրված անցման և անդրադարձման գործակիցների վարքը՝ կախված ընկնող ալիքի ուժգնությունից դիֆրակցիայի տարբեր երկրաչափական տիրույթներում:

Առեսախոսության երկրորդ մասը նվիրված է կոհերենտ դիֆրակտային հոլոգրաֆիայի և ինտերֆերաչափության տեսությանը:

Հինգերորդ գլխում առաջարկվել և տեսականորեն ուսումնասիրվել են երկու ճեղքի վրա ռենտգենյան ալիքի դիֆրակցիան կատարյալ բյուրեղում (նկ.6.ա) և մեկբյուրեղային ֆուրիե-դիֆրակտային հոլոգրաֆիական սխեման:

§5.1-ում ցույց է տրվել, որ երկու ճեղքի վրա դիֆրակցիայի դեպքում բյուրեղի ելքի



նկ.6. ա երկու ճեղքով դիսամիկական դիֆրակցիայի սխեման. $2c$ -ն ճեղքերի կենտրոնների միջև հեռավորությունն է, կոորդինատային համակարգի O սկզբնակետը երկու ճեղքերի միջև-նակետում է, Ox առանցքը հակագուգահեռ է դիֆրակցիայի և վեկտորին, Oz -ն ուղղահայաց է մուտքի մակերևույթին (α -ն՝ ռենտգենյան ճառագայթներ, $ԱԲ$ ՝ անդրադարձնող հարթություններ), բ. ընկնող հարթ, մեներանգ, չբևեռացված ալիքից երկու ճեղքի վրա բյուրեղում առաջացած դիֆրակտված ալիքի ուժգնության բաշխումը ($I_n = |E_{h\sigma}|^2 + |E_{h\pi}|^2, L_s = \infty, \Delta\theta = 0$) (դիսամիկական դիֆրակտային Յունգի գծեր)

մակերևույթին առաջացած ինտերֆերենցային գծերը Յունգի գծեր են, որոնց ուժգնության բաշխումը ներկայացված է նկ.6.բ-ում: Ստացվել է Յունգի գծերի պարբերության արտահայտություն:

Ուսումնասիրվել է Յուևգի գծերի տեսանելի ուղղությամբ՝ կախված ընկնող ալիքի տարածական և ժամանակային կոհերենտության աստիճանից, բևեռացումից, ճեղքերի չափերից, Բրեգի անկյունից շեղումից և «աղբյուր-բյուրեղ» հեռավորությունից: Ներկայացված սխեման կարող է ծառայել որպես և՛ Ռեյչի, և՛ Մայքել-սոնի աստղային ռենտգենյան ինտերֆերաչափ:

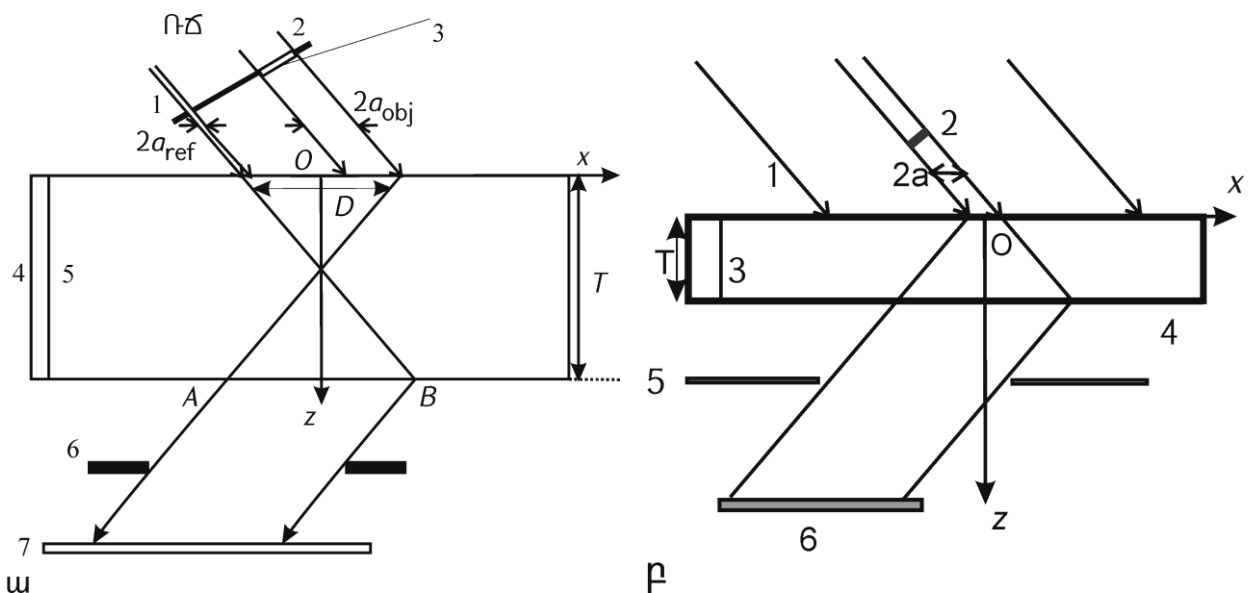
§5.2-ում առաջարկվել և տեսականորեն հետազոտվել է մեկբյուրեղային կոհերենտ դիֆրակտային ֆուրիե-հոլոգրաֆիական սխեման (Նկ.7.ա): Դիտարկվում է երկ-ալիքային համաչափ Լաուե դիֆրակցիա կատարյալ բյուրեղում: Բյուրեղի առջև դրվում է երկու ճեղք: ճեղքերից մեկը նեղ է և ձևավորում է նեղ փունջ (կետային աղբյուր), իսկ մյուսում դրվում է առարկան: Հարթ-գուգահեռ, միավոր լայնության փունջն ընկնում է բյուրեղի վրա: ճեղքերով անցած փնջերը բյուրեղի ելքի մակերևույթին ձևավորում են ինտերֆերենցային դաշտ: Նեղ ճեղքով անցած փունջը հենային ալիքն է, իսկ մյուս ճեղքով անցածը՝ առարկայականը: Նշանակելով համապատասխան դիֆրակտված ալիքների լայնությանները $E_{h_{ref}}$ -ով և $E_{h_{obj}}$ -ով, դիֆրակտված դաշտի լայնությունը կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$E_h = E_{h_{ref}} + E_{h_{obj}}, \quad (15)$$

որի համաձայն՝ բյուրեղի ելքի մակերևույթին դիֆրակտված դաշտի ուժգնությունը՝

$$I_h = |E_{h_{ref}}|^2 + E_{h_{ref}} E_{h_{obj}}^* + E_{h_{ref}}^* E_{h_{obj}} + |E_{h_{obj}}|^2: \quad (16)$$

Բյուրեղի ելքի մակերևույթին առաջացած ինտերֆերենցային պատկերը գրանցումից հետո հետազոտվող առարկայի հոլոգրամ է: Յուևգ է տրվել, որ բավականաչափ փոքր առարկայի և բավականաչափ հաստ կլանող բյուրեղի դեպքում առարկայական ալիքի լայնությունը բյուրեղի ելքի մակերևույթին առարկայի լայնության կոմպլեքս անցման գործակցի ֆուրիե-պատկերն է: Առարկայի պատկերի վերականգնումը կարելի է իրա-



Նկ.7. Ռենտգենյան բյուրեղ-դիֆրակտային և ֆուրիե-հոլոգրամի գրանցման սխեման. Ռճ՝ ռենտգենյան ճառագայթներ, 1՝ նեղ ճեղք (կետային աղբյուր),

2՝ ճեղք, որում տեղադրվում է հետազոտվող առարկան, 3՝ առարկա, 4՝ բյուրեղի թիթեղ, 5՝ անդրադարձնող հարթություներ, 6՝ ճեղք, 7՝ հոլոգրամ: Պատկերված է նաև xz կոորդինատային հարթությունը, որը համընկնում է դիֆրակցիայի հարթության հետ: **բ.** Ֆրաունհոֆերյան դիֆրակցիայի հոլոգրամի գրանցման սխեման. 1՝ ռենտգենյան ճառագայթներ, 2՝ առարկա, 3՝ անդրադարձնող հարթություններ, 5՝ ճեղք, 6՝ հոլոգրամ:

կանացնել լույսով կամ թվային եղանակով: Չարգացվել է համապատասխան թվային եղանակ: Գտնվել է եղանակի լուծունակության արտահայտություն: Քննարկվել է կոսինուսարդային դիֆրակցիայի ցանցի հոլոգրամի գրանցումը և լույսով լայնության անցման գործակցի վերականգնումը:

Վեցերորդ գլխում առաջարկվել և տեսականորեն ուսումնասիրվել է ֆրաունհոֆերյան դիֆրակցիայի մեկբյուրեղային հոլոգրամի ակն սխեմա (նկ.7.բ):

§6.1-ում ստացվել են հոլոգրամի վրա ուժգնության բաշխման և լույսով վերականգնման հիմնական բանաձևերը: Նկ.7.բ-ում ներկայացված սխեմայում առարկան դրվում է ընկնող հենային հարթալիքի ճանապարհին: Կատարյալ բյուրեղում, երկալիքային համաչափ Լաուեի դիֆրակցիայի դեպքում, հենային և առարկայական ալիքների վե-րադրման հետևանքով բյուրեղի ելքի մակերևույթին առաջանում է ինտերֆերենցային դաշտ, որի ուժգնությունը գրանցելով դիֆրակտված փնջում՝ ստացվում է առարկայի հոլոգրամը: Լուսավորելով հոլոգրամը կամ թվային եղանակով՝ կարելի է վերականգնել առարկայի պատկերը: Ներկայացված սխեմայում դիֆրակտված դաշտի լայնությանը բյուրեղի ներսում տրվում է

$$E_h = \int_{-\infty}^{+\infty} G(x-x', z) E^i(x', y) (1-S(x', y)) \exp(ik \cos\theta_0 \Delta\theta x') dx', \quad (17)$$

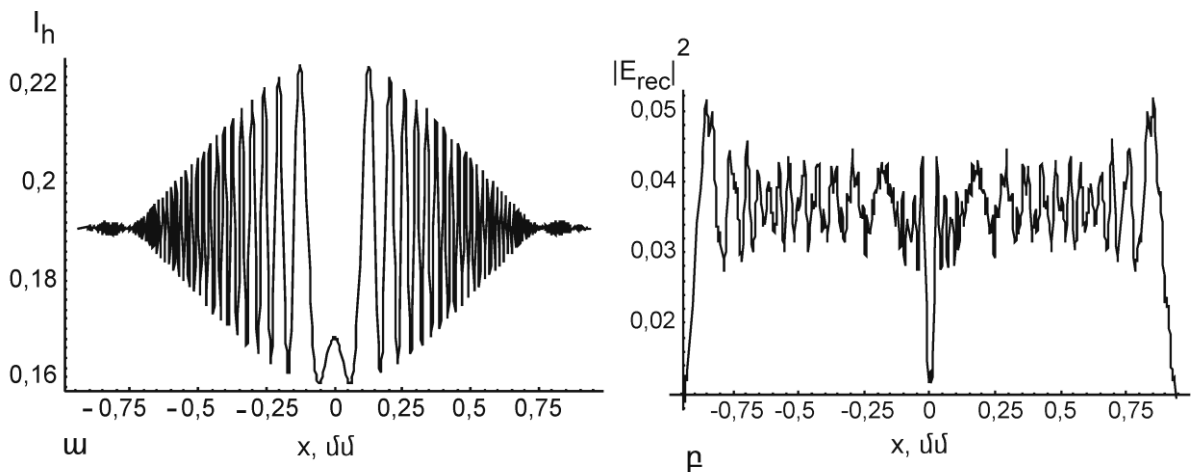
արտահայտությամբ, որտեղ a կադրիսի ֆունկցիան՝

$$G(x, z) = \frac{i}{4 \sin\theta} k \chi_h C J_0 \left(\frac{\pi}{\Lambda} \text{ctg}\theta \sqrt{z^2 \text{tg}^2\theta_0 - x^2} \right) \exp\left(ik \frac{\chi_0 z}{2 \cos\theta} \right) H(z \text{tg}\theta - |x|), \quad (18)$$

$E^i(x', y)$ -ը՝ ընկնող ալիքի, $S(x, y) = 1 - t(x, y)$ -ը՝ առարկայի ցրման լայնության է, $\Lambda = \lambda \cos\theta_0 / C \sqrt{\chi_h \chi_h^*}$: $S(x, y)$ -ը որոշված է $x \in (-\infty, \infty), y \in (-\infty, \infty)$ տիրույթում և հավասար է գրոյի առարկայի տիրույթից դուրս՝ $x \notin (-a, a)$: (17)-ը կարելի է ներկայացնել երկու գումարելիների տեսքով: Դրանցից առաջինը դիֆրակտված դաշտի լայնության է առարկայի բացակայության E_{href} (հենային ալիք), իսկ երկրորդը՝ առարկայի առկայության պայմանավորված E_{hobj} առարկայական ալիքը: Դիֆրակտված դաշտի լայնությանը տրվում է (15)-ով, իսկ բյուրեղի ելքի մակերևույթին ($z = T$) ուժգնությունը՝ (16)-ով: Գրանցելով ուժգնությունը՝ կստանանք առարկայի ֆրաունհոֆերյան հոլոգրամը: Նկ.8.ա-ում ներկայացված է դիֆրակցիայի հարթությանն ուղղահայաց առանցքով բացարձակ կլանող լարի՝ (16) բանաձևի համաձայն, թվային հաշվարկով ստացված ուժգնության բաշխումը հոլոգրամի վրա: (16) բանաձևի համաձայն՝ վերականգնման նպատակով հոլոգրամը

տեղադրվում է լուսային ալիքի տարածման ճանապարհին: Ենթադրվում է, որ հոլոգրամը գրանցված է ֆոտոթիթեղի գծային գրանցման տիրույթում, և որի լայնության անցման գործակիցը գծային ֆունկցիա է գրանցված ուժգնություննից: Հոլոգրամի միջով անցած լույսը, դիֆրակտվելով վակուումում, կարող է առաջացնել առարկայի իրական և կեղծ պատկերներ: Օպտիկայում, հոլոգրամից որոշակի հեռավորությունում (16)-ի երրորդ անդամը համապատասխանում է ուղիղ իրական պատկերին, երրորդ անդամը՝ կեղծ պատկերին և վերականգնում է առարկայական ալիքն իր փուլով և լայնությամբ, իսկ ռենտգենյան դեպքում, երբ հաշվի է առնվում միայն σ -բևեռացմամբ թույլ կլանվող ճյուղը, իրական պատկերը ձևավորվում է (16)-ի երրորդ անդամով: Եթե հոլոգրամի վրա ընկնող ալիքի լայնությունն ունի $\exp[ik_0(x^2 + y^2)/2L_0]/L_0$ տեսքը, որտեղ L_0 -ն «աղբյուր-հոլոգրամ» հեռավորությունն է, իսկ ալիքը տարածվում է Oz առանցքի ուղղությամբ՝ ուղղահայաց հոլոգրամի մակերևույթին, ապա հոլոգրամով անցած ալիքի լայնությամբ արտահայտությունը $z=L$ հեռավորությունում որոշվում է Հյույգենս-Ֆրենելի սկզբունքից՝

$$E_{rec} = \frac{1}{L_0} \int_{-\infty}^{+\infty} P(x-x', y-y', L) \exp\left[ik_0 \frac{x'^2 + y'^2}{2L_0}\right] I_h(x', y') dx' dy', \quad (19)$$



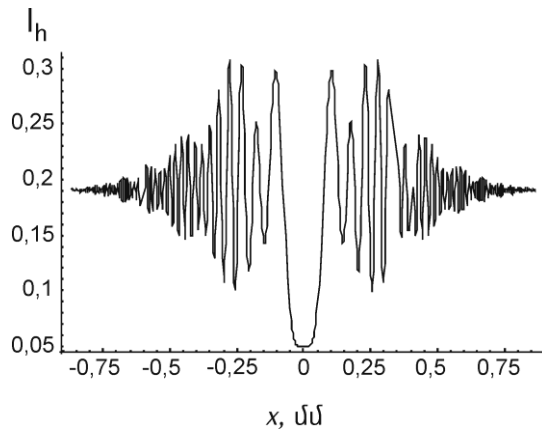
Նկ.8. Ուժգնության բաշխումը $a = 2a = 10$ մկմ տրամագծով բացարձակ կլանող լարի դիսամիկական դիֆրակտային ֆրաունհոֆերի հոլոգրամի վրա \mathbf{P} . լույսով վերականգնված լարի իրական պատկերի կիզակետման հարթության վրա (թվային հաշվարկ)

որտեղ ինտեգրումը կատարվում է ըստ հոլոգրամի հարթության (ընկնող ալիքի հաստատուն լայնությամբ համարվում է հավասար միավորի): Նկ.8.բ-ում ներկայացված է բացարձակ կլանող լարի հոլոգրամից լույսով վերականգնված իրական պատկերը:

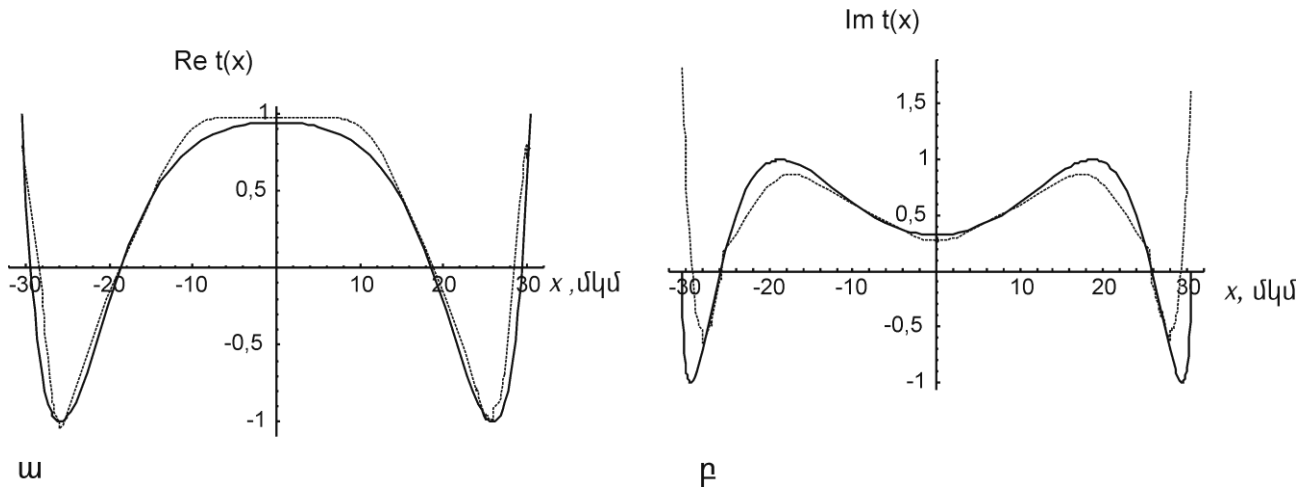
§6.2-ում ուսումնասիրվել է առարկայի պատկերի վերականգնումը ֆրաունհոֆերի հոլոգրամից թվային եղանակով: Դիտարկվել է բերիլիումե գլանային լարի կոմպլեքս անցման գործակցի վերականգնումը: Ներկայացվել են լայնության անցման գործակցի վերականգնումը վերլուծական և ներմոտարկումների եղանակներով: Նկ.9-ում պատկերված է ուժգնության բաշխումը

$R_{obj} = 30$ մկմ շառավղով բերիլիումե գլանային լարի ֆրաունհոֆերյան հոլոգրամի վրա, որից ներմոտարկումների երկրորդ կարգի մո-տավորությամբ վերականգնվել է լայնության անցման գործակիցը:

§6.3-ում հաշվի են առնվել առարկայի լայնության անցման գործակցի որոշման ժամանակ անտեսված ֆունային ուղղումները: Բացի այդ, վերականգնված լայնության անցման գործակցի դիտվող ոչ ֆիզիկական տատանումները կարելի է վերացնել ֆուն-րիե-եղանակով: Այս եղանակով բարելավված լայնության անցման գործակցի վերականգնված արժեքները ներկայացված են նկ.10-ում:



Նկ.9. Ուժգնության բաշխումը բերիլիումե լարի ֆրաունհոֆերյան հոլոգրամի վրա



Նկ.10. Դանդաղ փոփոխվող $\bar{t}_{cr}^{(2)}(x)$ -ի **ա** իրական և **բ**. կեղծ մասերի համեմատումը $t(x)$ -ի ճշգրիտ արժեքների հետ (հոծ գիծ՝ ճշգրիտ արժեք, կետագիծ՝ վերականգնված արժեք)

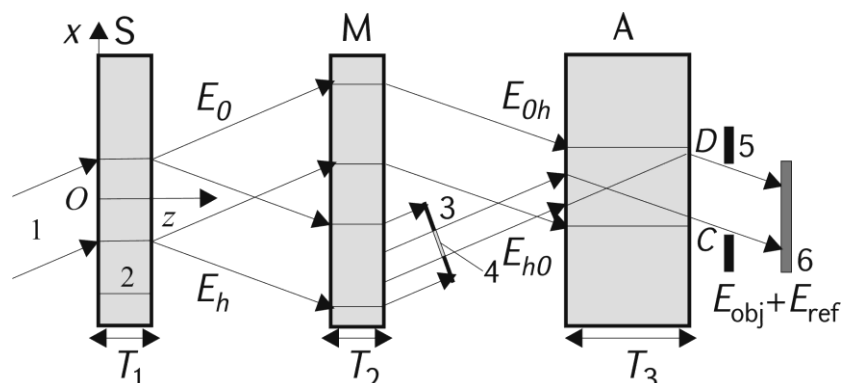
Յոթերորդ գլխում առաջարկվել և անտեսականորեն ուսումնասիրվել են կոհերենտ եռաթիթեղ ինտերֆերաչ ափսական ֆրենելյան և ֆունրիե-հոլոգրաֆիական սխեմաներ:

§7.1-ում հետազոտվել է ռենտգենյան կոհերենտ ինտերֆերաչ ափսական հոլոգրաֆիայի եղանակը, որը հնարավոր է իրագործել երրորդ և չորրորդ սերնդի ռենտգենյան

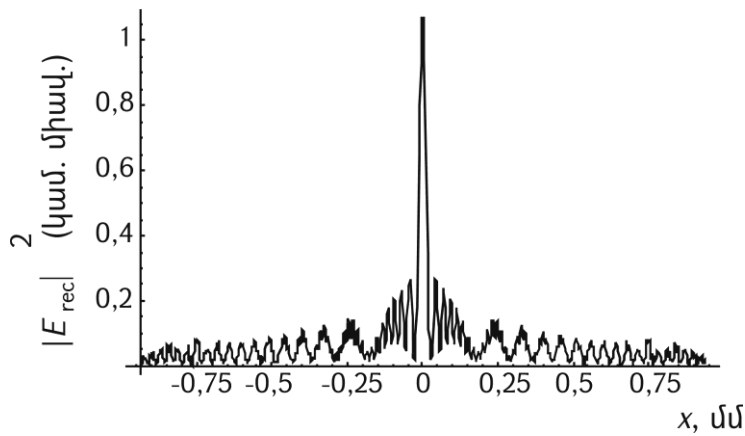
սինթրոտրոնային աղբյուրների օգտագործմամբ: Առարկան տեղադրվում է ինտերֆե-րաչափի բազուկներից մեկում, իսկ մյուս բազուկով անցած ալիքը խաղում է հենային ալիքի դեր: Որոշակի պայմաններում ինտերֆերաչափի երրորդ՝ վերլուծիչ բյուրեղի ելքի մակերևույթին առաջացած և գրանցված ինտերֆերենցային պատկերն առարկայի ֆրենելյան կամ ֆուրիե-հոլոգրամ է: Տրենելյան ինտերֆերաչափական հոլոգրամի գրանցման սխեման պատկերված է նկ.11-ում: Առարկայի պատկերի վերականգնումը կարելի է իրականացնել լույսով կամ թվային եղանակով: Առարկայական ալիքի E_{h0h} լայնույթը վերանշանակենք E_{obj} -ով, իսկ E_{0hh} հենային ալիքինը՝ E_{ref} -ով: Վերլուծիչից դուրս եկած փնջում E_{hol} լայնույթը կարելի է ներկայացնել (15), իսկ հոլոգրամի վրա ուժգնության բաշխումը՝ (16) տեսքով: Դիտարկենք այն դեպքը, երբ $T_3/\Lambda_r \gg 1$ և $\mu T_3 \gg 1$, որտեղ T_3 -ը վերլուծիչ թիթեղի հաստությունն է: Այս դեպքում կարելի է դիտարկել միայն σ -բևեռացմամբ թույլ կլանվող ճյուղը: Ինտերֆերաչափի առաջին երկու թիթեղները կարելի է վերցնել ավելի փոքր հաստությամբ՝ $T_1 = T_2 < T_3$, բայց այնպես, որ $\mu T_{1,2} \gg 1$, և վերջնական հաշվարկներում կարելի է թողնել միայն թույլ կլանվող ճյուղը: Գրինի եղանակով, հաստ կլանող բյուրեղի մոտավորությամբ, առարկայական ալիքի լայնույթի համար կստանանք՝

$$E_{obj} = Q \exp\left(-i\pi \frac{x^2}{2\Lambda T_3 \tan^2 \theta}\right) \int_{-a_{obj}}^{a_{obj}} \exp[i\Phi(x, x')] t(x', y) dx', \quad (20)$$

որտեղ $\Phi = \pi [-x^2 / 2\Lambda T_3 \tan^2 \theta + xx' / \Lambda T_3 \tan^2 \theta]$, $Q = -\exp(i\sigma_0 T + i\pi / 4) \cos \theta (\Lambda_r T_3)^{-1/2} / 4$, $\sigma_0 = k\chi_0 / 2 \cos \theta + \pi / \Lambda$, $T = 2T_1 + T_3$: Ինչպես երևում է, առարկայական ալիքի (20) լայնույթը տրվում է ֆրենելյան հոլոգրաֆիայում օպտիկայից հայտնի առարկայական ալիքի լայնույթի արտահայտությամբ, ուստի ներկայացված եղանակը կարելի է անվանել ֆրենելյան ինտերֆերաչափական հոլոգրաֆիական եղանակ: Սակայն առարկայական



Նկ.11. Ռենտգենյան կոհերենտ ինտերֆերաչափական ֆրենելյան հոլոգրամի գրանցման ընդհանուր սխեման ազդեցության հարթալիքային տիրույթից ներքև ընկած տիրույթում, E_{h0} առարկայական ալիքը սահմանափակված է ճեղքով: 3,5՝ ճեղքեր, 4՝ առարկա, 6՝ հոլոգրամ, CD՝ հոլոգրամի գրանցման տիրույթը վերլուծիչի ելքում:

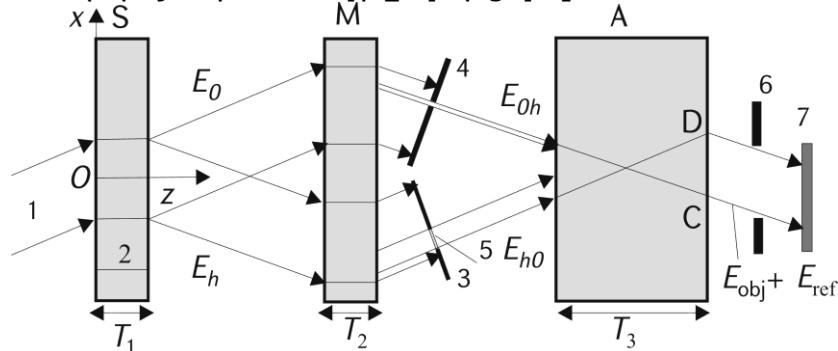


Նկ.12. $z = F$ պատկերի հարթության վրա ճեղքի իրական վերականգնված պատկերի ու ժգնության բաշխումը (թվային հաշվարկ)

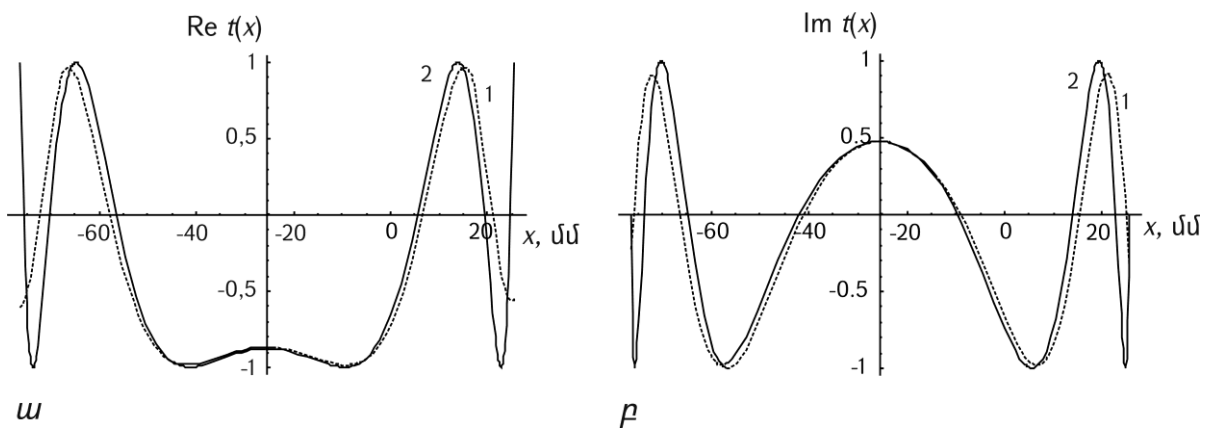
ալիքը զուգամիտող է, իսկ օպտիկայում այն տարամիտող է: Առարկայի պատկերի վերականգնման համար հոլոգրամը տեղադրվում է լուսային ալիքի տարածման ճանապարհին: Հոլոգրամն անցնելուց հետո ալիքի տարածումը նկարագրվում է Հյույգենս-Ֆրենելի (19) սկզբունքով: Երկչափ և միաչափ առարկաների դեպքում ներկայացվել են վերականգնման սխեմաներ: Նկ.12-ում պատկերված է (19) վերականգնված դաշտի լայնույթը $z = F$ պատկերի հարթության մեջ: Այս օրինակում լուծուճակությունն անվերջ չափերով հոլոգրամի դեպքում՝ $\Delta \sim 2(\eta F/k_0)^{1/2} \approx 8$ մկմ է: Վերականգնող ալիքի $\lambda_0 = 0,65$ մկմ երկարության դեպքում $F = 19,8$ մմ:

§7.2-ում դիտարկվել է նկ.13-ում ներկայացված ինտերֆերային ֆուրիե-հոլոգրաֆիայի եղանակը, որը կարելի է օգտագործել ռենտգենյան մանրադիտակում: Առարկայի ակն ալիքը սահմանափակված է առարկայի չափերով ճեղքով, իսկ հենային ալիքը կազմավորվում է նեղ ճեղքով, որը խաղում է կետային աղբյուրի դեր: Առարկան և հենային ալիքի ճեղքը տեղադրվում են ինտերֆերային երկրորդ՝ հայելային թիթե-դից հետո: Առարկայի լայնության անցման գործակիցը նշանակենք $t(x,y)$ -ով, վերլուծիչ թիթեդից դիֆրակտված ալիքի ուղղությամբ դուրս եկած փնջում լայնույթը կարելի է ներկայացնել (15) տեսքով, իսկ ուժգնությունը՝ (16) տեսքով: Երբ առարկան նույն չափի ճեղք է, ինչ հենային ալիքինը, ապա ստացվում են Յունգի գծեր: Հոլոգրամի ուժգնության ֆուրիե-ձևափոխությամբ ստացվում է ճեղքերի պատկերը: Ընդհանուր դեպքում հոլոգրամի ուժգնության բաշխման ֆուրիե-ձևափոխությամբ վերականգնվում է լայնության անցման գործակիցը: Դիտարկվել է լայնության անցման գործակցի վերականգնման երեք եղանակ՝ վերլուծական, հաջորդական մոտավորությունների և քայլային թվային եղանակ: Վերջին եղանակում առարկայի ակն ճեղքը նույնպես նեղ է վերցվում, պարզության համար՝ նույն լայնության, ինչ հենային ալիքինը: Առարկան իր աջ (կամ ձախ) եզրով դրվում է առարկայի ակն ճեղքի ձախ (կամ աջ) եզրին: Առարկան մեկ քայլ տեղաշարժելուց հետո գրանցվում է առարկայի այդ տեղամասի հոլոգրամը, որից հետո այդ ընթացակարգը կրկնվում է $N = a_{obj}/a_{ref}$ անգամ, և ամեն քայլում

գրանցվում է առարկայի այդ տեղամասի հոլոգրամը: Բոլոր տեղաշարժերից հետո ստացվում են առարկայի $2a_{ref}$ չափի N հոլոգրամներ (պարզության համար քայլը վերցնում ենք առարկայական ճեղքի չափով), որոնցից յուրաքանչյուրի համար հայտնի է ուժգնության բաշխումը: Եթե ճեղքը նեղ է, կարելի է $t(x, y)$ -ը ($i = 1, \dots, N$) համարել հաստատուն և որոշել վերլուծական եղանակով: Առարկայական ճեղքը վերցվել է հա-



Նկ.13. Ինտերֆերացիայական ֆունկտ-հոլոգրամի գրանցման ընդհանուր սխեման ազդեցության հարթալիքային տիրույթից ցած տիրույթում, երբ առարկայական (E_{ho}) և հենային (E_{0h}) ալիքները սահմանափակված են ճեղքով, E_{0h} -ի համար օգտագործվում է նեղ ճեղք (կետային աղբյուր): 3, 4, 6՝ ճեղքեր, 5՝ առարկա, 7՝ հոլոգրամ:



Նկ.14. Բերիլիումե գլանային լարի՝ քայլային եղանակով վերականգնված լայնութային անցման $t(x, y)$ գործակցի ω իրական և ρ կեղծ մասերի համեմատումը ճշգրիտ արժեքների հետ: 1՝ վերականգնված արժեք, 2՝ ճշգրիտ արժեք

վասար հենային ալիքի ճեղքին՝ 4մկմ, $N = 25$: Նկ.14-ում այս եղանակով լարի լայնութային անցման գործակցի վերականգնված իրական և կեղծ մասերը համեմատվում են ճշգրիտ արժեքների հետ:

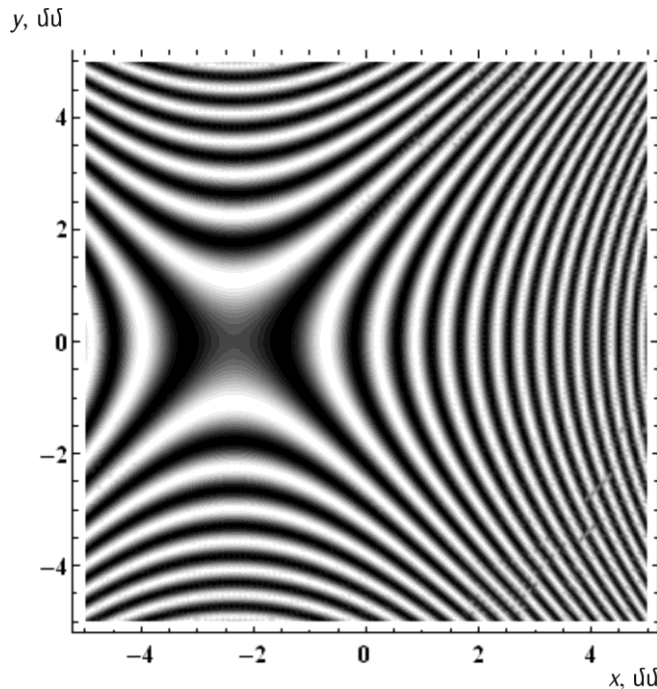
Ութերորդ գլխում էյկոնալային մոտավորության հիման վրա ներկայացվել է ռենտգենյան և էլեկտրոնային մուարի առաջացման տեսություն:

§8.1-ում էյկոնալի մոտավորությունը կիրառվել է ռենտգենյան ինտերֆերացիայի ուսում: Բացահայտվել է ինտերֆերացիայի յուրաքանչյուր թիթեղի դերը մուարի գծերի առաջացման մեջ: Մուարի գծերի ուժգնության բաշխման համար ստացվել է ընդհանուր արտահայտություն՝ կախված առանձին թիթեղներում շեղման

վեկտորներից և դե-Ֆորմացիաներից՝

$$I = \frac{E_0^{(i)2}}{32} \exp \left[-\frac{3\mu T}{\cos\theta} \left(1 - \frac{\chi_{hi}}{\chi_{0i}} \right) \right] (1 + \cos\beta), \quad (21)$$

որտեղ $\mu = 2\sigma_{0i}$ -ն գծային կլանման գործակիցն է, $\sigma_{0i} = k\chi_{0i}/2$ -ն σ_0 -ի կեղծ մասն է, χ_{0i} -ն և χ_{hi} -ն բևեռացվելիություն կեղծ մասի ֆունկցիոնալ պարամետրերն են: Բերվել է կենտրոնա-



Նկ.15. Եռաթիթեղ ռենտգենյան ինտերֆերաչափի հայելային թիթեղում հաստատուն ջերմաստիճանային գրադիենտով պայմանավորված մուարի գծերը

համաչափ բյուրեղի դիֆրակտային կլանման գործակցի արտահայտությունը: (21)-ում փոփոխության օրենքները և նի հետևյալ տեսքը.

$$\beta = -\mathbf{h}\mathbf{u}_1^e + \frac{1}{2} [\mathbf{h}\mathbf{u}_2^i (x - atg\theta) + \mathbf{h}\mathbf{u}_2^e (x - atg\theta)] + \frac{1}{2} [\mathbf{h}\mathbf{u}_3^i (x + atg\theta) + \mathbf{h}\mathbf{u}_3^e (x + atg\theta)] - \mathbf{h}\mathbf{u}_4^i - \frac{1}{2} tg\theta \frac{\partial}{\partial x} \int_{T+a}^{2T+a} \mathbf{h}\mathbf{u}_2 dz' \Big|_{x \rightarrow x - atg\theta} + \frac{1}{2} tg\theta \frac{\partial}{\partial x} \int_{T+a}^{2T+a} \mathbf{h}\mathbf{u}_3 dz' \Big|_{x \rightarrow x + atg\theta} : \quad (22)$$

Քննարկվել է հայելային թիթեղում ջերմաստիճանային գրադիենտով ինտերֆերաչափից ստացված մուարի պատկերը (Նկ.15):

§8.2-ում քվադրոնալ մոտավորությամբ ներկայացվել է երկբյուրեղ էլեկտրոնա-մանրադիտակային մուարի առաջացման տեսությունը: Ցույց է տրվել, որ էյկոնալային մոտավորության պայմաններում, հաստ կլանող բյուրեղների դեպքում էլեկտրոնային մուարի պատկերը երկու բյուրեղների սահմանի շերտի վեկտորների տարբերության հաստատուն գծերի երկրաչափական տեղն է:

§8.3-ում քվադրոնալ մոտավորության և հաստ կլանող բյուրեղի դեպքում ցույց է տրվել, որ

Ել Եկ տրոն աման րադի տակ այ ին փուլ Լ այ ին ց այ տու Լ ն ու թ յ ան
պատկ Եր ն Եր ն ը ս տ հաս տու Լ թ յ ան դան դ աղ փո փո խ վ ող
դ Ե Ֆ որ մ աց ի ան Եր ո վ բ յ ու Լ Ե ղ ի Ե Լ թ ի մ ա կ Եր և ու յ թ ի վ ր ա
ան դ ր ադ ար ձ ն ող հ աթ թ ու Լ թ յ ու Լ ն ն Եր ի ա թ ո յ Ե կ ց ի այ ի ու ղ ի ող պատկ Եր ն
Ե ն : Դ ի տ ա ր կ վ Ե Լ Ե ն գ ծ այ ի ն և պ տու Լ տ ա կ այ ի ն դ ի ս Լ ո կ ա ց ի ան Եր
պ ա թ ու Լ ն ա կ ող բ յ ու Լ Ե ղ ի ց ս տ ա ց վ ա ծ մ ու Լ ա թ ի և փ ու Լ Լ այ ի ն
ց այ տու Լ ն ու թ յ ան պատկ Եր ն Եր ը :

ԵՇՐԱԿԱՏՈՒ ԹՅՈՒՆ

1. Վերլուծվել է ըստ դիֆրակցիայի հարթությանն ուղղահայաց ուղղությամբ կոորդինատի լայնությաների երկրորդ կարգի ածանցյալների դերը դինամիկական դիֆրակցիայի հավասարումներում: Այն հաշվի է առնում ընկնող ալիքի ալիքային ճակատի երկչափ կորությունը: Ստացվել է երկրորդ կարգի ածանցյալներ պարունակող դինամիկական դիֆրակցիայի հավասարումների Գրինի ֆունկցիայի հավասարումը և գտնվել է ուշացող Գրինի ֆունկցիայի վերլուծական արտահայտություն կատարյալ բյուրեղում: Անցած և դիֆրակտված դաշտերի լայնությաները կատարյալ բյուրեղում ներկայացվել են ըստ բյուրեղի մակերևույթի ինտեգրալով (Յուլյգենս-Ֆրենելի դինամիկական դիֆրակտային սկզբունք):
2. Լաուեի երկրաչափության դեպքում որոշվել են բյուրեղում վերջավոր չափերով քվադրմենտերանգ աղբյուրի լայնությաները, հաշվի է առնվել նաև «աղբյուր-բյուրեղ» հեռավորությունը: Տարածական և ժամանակային կոհերենտության համար ստացվել են պայմաններ, որոնք բավարարվելու դեպքում աղբյուրի չափերը և ոչ մենտերանգությունը չեն ազդում դիֆրակտային պատկերի ուժգնության բաշխման վրա: Վերլուծվել է ընկնող տեղայնորեն հարթ, երկչափ ալիքային ճակատի կորությամբ ալիքի դեպքը, որի հիման վրա կառուցվել են ճոճման կորերը՝ կախված դիֆրակցիայի հարթության մեջ և այդ հարթությանն ուղղահայաց ուղղությամբ Բրեգի անկյունից շեղման պարամետրերից:
3. Բրեգի երկրաչափության դեպքում գտնվել են երկչափ ալիքային ճակատի կորությամբ ալիքի դինամիկական դիֆրակցիայի հավասարումների Գրինի ֆունկցիան կատարյալ բյուրեղում, ալիքների լայնությաներն արտահայտվել են ըստ բյուրեղի մակերևույթի ինտեգրալով: Որոշվել են վերջավոր չափերով քվադրմենտերանգ աղբյուրի լայնությաները բյուրեղում և բյուրեղի մակերևույթին, հաշվի է առնվել նաև «աղբյուր-բյուրեղ» հեռավորությունը:
4. Բրեգի երկրաչափության դեպքում տարածական և ժամանակային կոհերենտության համար ստացվել են պայմաններ, որոնց բավարարվելու դեպքում աղբյուրի չափերը և ոչ մենտերանգությունը չեն ազդում դիֆրակտային պատկերի ուժգնության բաշխման վրա: Վերլուծվել է ընկնող տեղայնորեն հարթ, երկչափ ալիքային ճակատի կորությամբ ալիքի դեպքը, որի հիման վրա կառուցվել են ճոճման կորերը՝ կախված դիֆրակցիայի հարթության մեջ և այդ հարթությանն ուղղահայաց ուղղության վրա Բրեգի անկյունից շեղման պարամետրերից:
5. Դինամիկական դիֆրակցիայի էյկոնալային մոտավորությունը, որն արվում է դինամիկական դիֆրակցիայի հավասարումների համակարգից դիֆրակտված ալիքների լայնությաների համար գրված երկրորդ կարգի մասնակի դիֆերենցիալ հավասարումներին անցումով, հնարավորություն է տալիս բացահայտ տեսքով գրելու լայնությաների ասիմպոտական վերլուծության շարքի բոլոր անդամների տեղափոխման հավասարումները և տեղափոխման հավասարումը լրիվ լայնությաների համար:

6. Արտածվել է էյկոնալի հավասարումը դինամիկական դիֆրակցիայի հավասարումներից, որոնցում թողնվել են լայնույթների երկրորդ կարգի ածանցյալներն ըստ դիֆրակցիայի հարթությանն ուղղահայաց ուղղության կոորդինատի: Գտնվել են լրիվ ինտեգրալը և հետագծերը բյուրեղում և վակուումում: Լաուեի երկրաչափության դեպքում վերլուծվել է մուտքի և ելքի պարաբոլարդի տեսքով մակե-րևույթներով բյուրեղում և վակուումում ռենտգենյան ալիքի կիզակետման խնդիրը: Ստացվել են հետագծերի հավասարումները, սահմանային պայմաններին բավարարող էյկոնալը և կիզակետային հեռավորության, կիզակետի չափերի ու կիզակետի շուրջն ուժգնության բաշխման համար վերլուծական արտահայտություններ: Բրեգի երկրաչափության դեպքում նույն տեսությունը կիրառվել է մուտքի պարաբոլարդի տեսքով բյուրեղով կիզակետման խնդրում:
7. Չարգացվել է երրորդ կարգի ոչ գծային դինամիկական դիֆրակցիայի տեսություն: Արտածվել են երրորդ կարգի ոչ գծային դինամիկական դիֆրակցիայի հավասարումները: Գնահատվել է երրորդ կարգի ոչ գծային բևեռացվելիության արժեքը ռենտգենյան հաճախությունների տիրույթում, ցույց է տրվել, որ ներկայիս ռենտգենյան երրորդ սերնդի սինքրոտրոնային աղբյուրների և ազատ էլեկտրոնային լազերների հզորությունները բավարար են ոչ գծային դինամիկական դիֆրակտային երևույթներ դիտելու համար: Լաուեի դեպքում ուսումնասիրվել են ոչ գծային հարթալիքային երևույթները: Լաուեի և Բրեգի դեպքերում ստացվել են ճշգրիտ լուծումներ: Հայտնաբերվել է ոչ գծային ճոճանակային երևույթը, գտնվել է ոչ գծային էքստինկցիոն երկարության կախումն ուժգնությունից: Հայտնաբերվել է նոր՝ ոչ գծային ճոճանակային երևույթ՝ սևեռված հաստությամբ բյուրեղում անցման և անդրադարձման գործակիցները պարբերական ֆունկցիաներ են ընկնող ալիքի ուժգնությունից:
8. Արտածվել են դինամիկական դիֆրակցիայի երրորդ կարգի ոչ գծային ժամանակային հավասարումները: Տրվել է այդ հավասարումների լուծման արդյունավետ եղանակ՝ իմպուլսին կապված ստացիոնար համակարգին անցնելով: Ոչ գծային դեպքում հայտնաբերվել է իմպուլսի ինքնաթեքման երևույթը:
9. Առաջարկվել և տեսականորեն հետազոտվել է Յուևզի ռենտգենադիֆրակտային սխեման: Ուսումնասիրվել է ինտերֆերենցային գծերի տեսանելիությունը՝ կախված ընկնող ալիքի մեներանգության աստիճանից, աղբյուրի չափերից, ճեղքերի չափերից, Բրեգի ճշգրիտ անկյունից շեղումից, «աղբյուր-բյուրեղ» հեռավորությունից և բևեռացման վիճակից:
10. Առաջարկվել և տեսականորեն հետազոտվել է մեկբյուրեղային կոհերենտ դինամիկական դիֆրակտային ֆուրիե-հոլոգրաֆիան: Ցույց է տրվել, որ լայնության անցման գործակիցը կարելի է վերականգնել՝ գրանցված հոլոգրամը լուսավորելով լույսով:
11. Առաջարկվել են միաչափ և երկչափ առարկաների պատկերների վերականգնման երկու տարբեր սխեմաներ: Որպես օրինակ

դիտարկվել է կոսիսուսարդային ցանցի հոլոգրամի գրանցումը և լայնութային անցման գործակցի վերականգնումը: Ապացուցվել է, որ վերականգնված լայնութային անցման գործակիցը համընկնում է առարկայի իրական լայնութային անցման գործակցի հետ:

12. Առաջարկվել և տեսականորեն ուսումնասիրվել է մեկբյուրեղային կոհերենտ դի-նամիկական դիֆրակտային ֆրաունհոֆերյան հոլոգրաֆիայի եղանակը: Դինամի-կական դիֆրակցիայի տեսության հիման վրա հաստկվանող բյուրեղի դեպքում ապացուցվել է, որ բյուրեղի կլանման հաշվառմամբ հոլոգրամի վրա ուժգնության բաշխման արտահայտությունը օպտիկայից հայտնի արտահայտության նմանակն է: Դիտարկվել է բացարձակ կլանող լարի հոլոգրամի գրանցման և լույսով վերականգնման օրինակը: Չարգացվել է վերականգնման իտերացիոն թվային եղանակ, որը հաշվի է առնում նաև ֆոնային անդամների ուղղումները: Բերիլիումե լարի համար թվային եղանակով վերականգնվել է լայնութային անցման գործակիցը:
13. Առաջարկվել և տեսականորեն հետազոտվել են կոհերենտ ինտերֆերաչ ախական հոլոգրաֆիայի ֆրենելյան և ֆուրիե-ինտերֆերաչ ախական հոլոգրաֆիական սխեմաներ:
14. Ռենտգենյան ինտերֆերաչ ախական ֆրենելյան հոլոգրաֆիայի եղանակի տեսական վերլուծությունը ցույց է տվել, որ հոլոգրամի ուժգնության բաշխման արտահայտությունն ինտերֆերաչ ախի թիթեղներում կլանման հաշվառմամբ համընկնում է օպտիկայից հայտնի ֆրենելյան հոլոգրամի ուժգնության բաշխման արտահայտության հետ: Որպես օրինակ դիտարկվել է ճեղքի հոլոգրամի գրանցումը և ճեղքի պատերի վերականգնումը, որը հիմնավորում է լայնութային անցման գործակցի միջոցով առարկայի պատերը վերականգնելու հնարավորությունը:
15. Չարգացվել է ռենտգենյան ինտերֆերաչ ախական ֆուրիե-հոլոգրաֆիայի եղանակի տեսությունը, ըստ որի գրանցված հոլոգրամի ուժգնության թվային եղանակով հակադարձ ֆուրիե-ձևափոխությամբ հնարավոր է վերականգնել առարկայի լայնութային անցման գործակիցը: Առաջարկվել են թվային եղանակով վերականգնման մոտավոր, իտերացիոն և քայլային եղանակներ: Քայլային եղանակով վերականգնվել է բերիլիումե լարի լայնութային անցման գործակիցը, որը համընկնում է առարկայի լայնութային անցման գործակցի հետ:
16. Առաջարկված բոլոր հոլոգրաֆիական սխեմաներում գնահատվել են փորձարարական բնորոշ պայմաններում լուծունակության արժեքները:
17. Չարգացվել է ռենտգենյան ինտերֆերաչ ախության էյկոնալային տեսությունը: Եռաթիթեղ ինտերֆերաչ ախի բոլոր թիթեղներում թույլ դեֆորմացիաների առկայությամբ ստացվել են ինտերֆերաչ ախից դուրս եկած փնջերի ուժգնությունների արտահայտությունները: Վերլուծվել է յուրաքանչյուր թիթեղի դերը մուարի պատերը ձևավորվելիս: Որոշվել են օպտիկական նմանակության կիրառելի ուժգնության սահմանները: Ստացվել է արտահայտություն մուարի գծերի տեղային պարբերությունների համար: Հաշվարկվել են հայելային թիթեղում

չերմաստիճանային գրադիենտի հետևանքով առաջացած մուարի գծերի ուժգնությունը, երկրաչափական տեսքը, տեղային պարբերությունը, կապ է հաստատվել չերմաստիճանային գրադիենտի արժեքի և տեղային պարբերության միջև:

18. Չարգացվել է երկբյուրեղ էլեկտրոնամանրադիտակային մուարի պատկերների առաջացման էյկոնալային տեսություն և ստացվել է վերլուծական արտահայտություն փնջերի ուժգնության համար: Մուարի գծերը երկու բյուրեղների սահմանի շեղման վեկտորների տարբերության հաստատուն գծերն են, որն ապացուցվել է դիսլոկացիա պարունակող թիթեղով ինտերֆերաչափում ձևավորված մուարի պատկերի օրինակով:
19. Էլեկտրոնամանրադիտակային ցանցային շերտերի մեկնաբանման համար զարգացվել է էյկոնալ տեսություն և ցույց է տրվել, որ բավականաչափ հաստ բյուրեղում անցած և դիֆրակտված փնջերի վերադրումը ձևավորում է դեֆորմաց-ված ցանցի ուղիղ պատկերը, որն իր հերթին հնարավորություն է տալիս անմիջականորեն վերականգնելու ատոմի՝ հավասարակշռության դիրքից շեղման Ֆունկցիան: Ցանցային ինտերֆերենցային գծերը հաստատուն ուժգնության գծեր չեն, սակայն երկրաչափորեն դրանք լիովին համընկնում են անդրադարձնող հարթությունների հետքերի հետ:

ՉՂԿԱԾ ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. Darwin C.G., Phil. Mag. **27**, 315–333 (1914).
2. Evald P.P., Teil III. Die Kristalloptik der Röntgenstrahlen. Annalen der Physik. Vierte Folge. **54**, N23, 519-556. N24, 557–597 (1917).
3. Laue M.V., Naturwis., **10**, 133-158 (1931).
4. Kato N., Acta Cryst., **14**, 627–636 (1961).
5. Афанасьев А.М., Кон В.Г., ФТТ, **19**, N6, 1775–1783 (1977).
6. Левонян Л.В., Письма в ЖТФ, **7**, N5, 269–272 (1981).
7. Penning P., Polder D., Phillips Res. Repts., **16**, N2, 419–440 (1961).
8. Kato N., Ando Y., J. Phys. Soc. Jpn, **21**, 964–968 (1966).
9. Takagi S., Acta Cryst., **15**, 1311–1312 (1962).
10. Пинскер З.Г., Рентгеновская кристаллооптика. Наука, М., 1982, 392с.
11. Chukhovskii F.N., Shtol'berg A.A., Sov. Phys. JETP, **37**, 525–529 (1973).
12. Authier A., Dynamical theory of X-ray diffraction. University press, Oxford, 2001, 661p.
13. Epelboin Y., Acta Cryst., **A39**, 761-767 (1983).
14. Polyakov A.M., Chukhovskii F.N., Piskunov D.I., Sov. Phys. JETP, **72**, 330–340 (1991).
15. Балян М.К., Левонян Л.В., Известия НАН Армении, Физика, **35**, 309–319 (2000).
16. Левонян Л.В., Когерентные явления в рентгеновской френелевской кристаллооптике. Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук, Ереван, 2007, 271с.
17. Габриелян К.Т., Межвузовский сборник научных трудов, Физика, **вып.1**, 19–25 (1992).
18. Moliere G., Ann. Phys. (Leipzig), **35**, 272–296 (1939).
19. Ashkin M., Kuriyama M., J. Phys. Soc. Jpn., **21**, 1549–1558 (1966).
20. Luh Sh.-W., Chang Sh.-L., Acta Cryst., **A44**, 662–667 (1988).
21. Nazarkin A., Podorov S., Uschmann I., Förster E., Sauerbrey R., Phys. Rev., **A67**, 041804(4) (2003).

22. Tamasaku K., Ishikawa K, Phys. Rev. Lett., **98**, 244801(4) (2007).
23. Conti C., Fratalocchi A., Ruocco G., Sette F., Opt. Express, **16**, 8324–8331 (2008).
24. Tamasaku K., Shigemasa E., Yuichi I. et. al., Nature Photon Lett., **8**, 313–316 (2014).
25. Son S.-K., Chapman H.N., Santra R., Phys. Rev. Lett., **107**, 218102 (5) (2011).
26. Bushuev V.A., J. Synchrotron Rad., **15**, 495–505 (2008).
27. Bushuev V.A., Bulletin of the Russian academy of sciences, Physics, **77**, 15–20 (2013).
28. Левонян Л.В., Труни К.Г., Изв. АН Арм. ССР, Физика, **13**, 108–113 (1978).
29. Левонян Л.В., Труни К.Г., Изв. АН Арм. ССР, Физика, **14**, 253–260 (1979).
30. Chukhovskii F.N., Förster E., Acta Cryst., **A51**, 668–672 (1995).
31. Инденбом В.Л., Кристаллография, **21**, 479–483 (1976).
32. Holy V., Phys. Stat. Sol. (b), **101**, 575–583 (1980).
33. Yamazaki H., Ishikawa T., J. Appl. Cryst., **35**, 314–318 (2002).
34. Bonse U., Hart M., Appl. Phys. Lett., **6**, 155–156 (1965).
35. Hart M., Phyl. Mag., **26**, 821–831 (1972).
36. Moran C.J., Pierret A., Stewenson W., Plants and soil, **223**, 99–115 (2000).
37. Szöke A., Acta Cryst., **A54**, 543–562 (1998).
38. Novikov D.V., Adams B., Hiort T., Kossel E., Materlik G., Menk R., Walenta A., J. Synchrotron Rad., **5**, 315–319 (1998).
39. Chukhovskii F.N., Poliakov A.M., Acta Cryst., **A60**, 82–88 (2004).
40. Korecki P., Novikov D.V., Tolkiein M., Materlik G., Phys. Rev. B, **69**, 184103 (2004).
41. Копецкы М., J. Appl. Cryst., **37**, 711–715 (2004).
42. Nygard K., Bunk O., Perret E., David S., van der Veen J.F., J. Appl. Cryst., **43**, 350–351 (2010).
43. Егиазарян А.М., Безирганян П.А., Изв. АН Арм ССР, **15**, 35–43 (1980).
44. Snigirev A., Snigireva I., Kohn V., Kuznetsov S., Schelokov I., Rev. Sci. Instrum., **66**, 5486–5492 (1995).
45. Leitenberger W., Snigirev A., J. Appl. Phys., **90**, 538–544 (2001).
46. Iwamoto H., Yagi N., J. Synchrotron Rad., **18**, 564–568 (2011).
47. Chamard V., Stangle J., Carbone G., Diaz A., Chen G., Alfonso C., Mocuta C., Metzger T.H., Phys. Rev. Letters, **104**, 165501(4) (2010).

ՀՐԱՏԱՐԱՎՈՒՄ ԱՇԽԱՏԱՆՔՆԵՐԻ ՑՈՒ ՑԱՎ

1. Арустамян А.М., Балян М.К., Габриелян К.Т., Интерпретация электронномикроскопических решеточных полос. Кристаллография, **40**, 18–20 (1995).
2. Балян М.К., Габриелян К.Т., Электронномикроскопические картины муара слабодетформированных кристаллов. Известия НАН РА, **29**, 82–89 (1994).
3. Балян М.К., Габриелян К.Т., Рентгеновский муар слабодетформированных кристаллов. Известия НАН РА, **29**, 118–125 (1994).
4. Balyan M.K., Double-slit dynamical diffraction of X-rays in ideal crystals (Laue case). Acta Cryst. **A66**, 660–668 (2010).
5. Балян М.К., Эйконалиное приближение в теории рентгеновского интерферометра. Известия НАН Армении, Физика, **47**, 366–374 (2012).
6. Балян М.К., Транспортные уравнения амплитуд в эйконалином приближении уравнений динамической дифракции. Известия НАН Армении, Физика, **48**, 68–74 (2013).
7. Балян М.К., Эйконалиное приближение уравнений динамической дифракции рентгеновских пучков с двумерной кривизной волнового фронта. I. Основные формулы. Известия НАН Армении, Физика, **48**, 216–220 (2013).

8. Балян М.К., Эйкональное приближение уравнений динамической дифракции рент-геновских пучков с двумерной кривизной волнового фронта. II. Фокусировка рент-геновского пучка кристаллом с неплоскими входной и выходной поверхностями. Симметричный случай Лауэ. Известия НАН Армении, Физика, **48**, 363–370 (2013).
9. Balyan M.K., X-ray dynamical diffraction Fraunhofer holography, J.Synchrotron Rad., **20**, 749–755 (2013).
10. Balyan M.K., Numerical reconstruction of an object image using an X-ray dynamical dif-fraction Fraunhofer hologram. J.Synchrotron Rad., **21**, 449–451 (2014).
11. Balyan M.K., Object image correction using an X-ray dynamical diffraction Fraunhofer hologram. J.Synchrotron Rad., **21**, 127–130 (2014).
12. Балян М.К., Роль вторых производных амплитуд в уравнениях динамической диф-ракции рентгеновских пучков. Известия НАН Армении, Физика, **49**, 62–66 (2014).
13. Балян М.К., Рентгеновская Лауэ дифракция с учетом вторых производных амплитуд в уравнениях динамической дифракции. Известия НАН Армении, Физика, **49**, 130–141 (2014).
14. Балян М.К., Рентгеновская Брэгговская дифракция с учетом вторых производных амплитуд в уравнениях динамической дифракции. Известия НАН Армении, Физика, **49**, 284–294 (2014).
15. Balyan M.K., Theoretical consideration of an X-ray Bragg-reflection lens using the eiko-nal approximation. J.Synchrotron Rad., **21**, 700–707 (2014).
16. Балян М.К., Рентгеновская Лауэ дифракция с учетом двумерной кривизны волнового фронта: концепция локально плоской волны. Известия НАН Армении, Физи-ка, **49**, 446–450 (2014).
17. Балян М.К., Рентгеновская брэгговская дифракция сферической волны с учетом двумерной кривизны волнового фронта. Известия НАН Армении, Физика, **50**, 134–143 (2015).
18. Balyan M.K., X-ray third-order nonlinear plane-wave Bragg-case dynamical diffraction effects in a perfect crystal. J.Synchrotron Rad., **22**, 1410–1418 (2015)
19. Балян М.К., Рентгеновская кристалл-диффракционная Фурье-голография. Извес-тия НАН Армении, Физика, **50**, 529–541 (2015).
20. Balyan M.K., X-ray third-order nonlinear dynamical diffraction in a crystal. Crystallography Reports, **60**, 993–1000 (2015).
21. Балян М.К., Рентгеновская интерферометрическая френелевская голография. Из-вестия НАН Армении, Физика, **51**, 102–115 (2016).
22. Балян М.К., Рентгеновская интерферометрическая фурье-голография, Известия НАН Армении, Физика, **51**, 388–401 (2016).
23. Balyan M.K., Third-order nonlinear and linear time-dependent dynamical diffraction of X-rays in crystals, J.Synchrotron Rad., **23**, 919–928 (2016).
24. Balyan M.K., X-ray third-order nonlinear plane-wave Bragg case dynamical diffract-ion effects in a perfect crystal. Erratum, J.Synchrotron Rad., **23**, 1272–1272 (2016).
25. Балян М.К., Дифракция рентгеновского пространственно-неоднородного пучка в кристалле с кубической нелинейностью, Известия НАН Армении, Физика, **51**, 523–532 (2016).
26. Balyan M.K., X-ray plane wave dynamical diffraction effects in a crystal with third-order nonlinearity, Crystallography Reports, **61**, 1039–1046 (2016).
27. Balyan M.K., Mathematical Reconstruction of an Object Image Using X-Ray Interfero-metric Fourier Holography Method, Conference Paper, ICXRNO 2016 : 18th Internatio-nal Conference on X-Ray and Neutron Optics Bali, Indonesia October 13 – 14, 2016,

- World Academy of Science, Engineering and Technology, International Journal of Mathematical, Computational, Physical, Electrical and Computer Engineering, **10** (10), 447–451 (2016), Available from <http://waset.org/Publication/mathematical-reconstruction-of-an-object-image-using-x-ray-interferometric-fourier-holography-method/10005585>.
28. Balyan M.K., X-ray nonlinear Bragg diffraction, Journal of Nanophoton., 2017, **11**, 016003-1 - 016003-7 (2017).
 29. Балян М.К., Кривые качания в геометрии Лауэ в зависимости от отклонения падающей плоской рентгеновской волны от условия Брэгга в плоскости дифракции и в перпендикулярном к плоскости дифракции направлении, Изв. НАН Армении, Физика, **52**, 102–109 (2017).
 30. Balyan M.K., X-ray third order nonlinear Renninger effect and rocking curves, Proceedings YSU, Phys. and Math. Sciences, **51**, 85-88 (2017).
 31. Балян М.К., Рентгеновские интерферометрические муаровые полосы при наличии температурного градиента в рамках эйконального приближения, Изв. НАН Армении, Физика, **52**, 220-226 (2017).

БАЛЯН МИНАС КАРАПЕТОВИЧ
ТЕОРИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ДИФРАГИРОВАННЫХ ВОЛНОВЫХ ПОЛЕЙ,
ДИНАМИЧЕСКОЙ КОГЕРЕНТНОЙ ГОЛОГРАФИИ И ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

АННОТАЦИЯ

Диссертация посвящена обобщению уравнений дифракции, когда из-за вертикальной расходимости падающего излучения существенны вторые производные амплитуд в этом направлении, развита теория эйконального приближения, получены нелинейные уравнения дифракции в случае нелинейного отклика третьего порядка и зависящие от времени нелинейные уравнения дифракции. Развита теория дифракционной голографии, эйкональная теория образования рентгеновской и электронномикроскопических картин муара.

Найдена функция Грина с учетом вторых производных амплитуд в направлении, перпендикулярном плоскости дифракции. Амплитуды представлены в виде свертки амплитуды падающей волны и функции Грина. Анализированы особенности дифракции в геометриях Лауэ и Брэгга.

В рамках эйконального приближения для членов асимптотического разложения амплитуд найдены уравнения переноса, и решения представлены в виде интегралов вдоль траектории. С помощью суммирования уравнений всех порядков разложения найдено уравнение для полной амплитуды.

Получено уравнение эйконала уравнений дифракции, содержащих вторые производные амплитуд. Найден полный интеграл в идеальном кристалле. Описан способ, с помощью которого используя полный интеграл и граничные условия, определяются эйконал и траектории.

Развита теория эйконального приближения фокусировки Лауэ и Брэгга с помощью кристаллов с неплоскими входными и выходными поверхностями. Получены выражения для фокусного расстояния, размеров фокуса, распределения интенсивности во-круг точки фокуса и роста интенсивности в точке фокуса.

Получены нелинейные уравнения Такаги третьего порядка, анализирована нелинейная дифракция плоской волны и найдено точное решение в случаях Лауэ и Брэгга, найден нелинейный маятниковый эффект, установлено выражение для экстинкционной длины, зависящее от интенсивности падающей волны, найден новый тип маятникового эффекта. Показано, что в случае Брэгга центр и ширина кривой отражения зависят от интенсивности падающей волны.

Развит численный метод решения нелинейных уравнений Такаги. Исследованы нелинейная дифракция пространственно-неоднородной волны и эффект Бормана.

Получены нелинейные уравнения Такаги, зависящие от времени. Переходом в системе отсчета, связанной с рентгеновским импульсом, получены стационарные уравнения, анализирована нелинейная дифракция импульсов. Эти уравнения можно интегрировать аналитически и численно также в случае деформированных кристаллов, деформация которых зависит от времени.

В случае дифракции на двух щелях на выходной поверхности кристалла формируются интерференционные полосы Юнга, найдено выражение для периода этих полос. Схема может быть использована как дифракционный аналог интерферометра Релея и звездного интерферометра Майкельсона. Использование вместо одной из щелей предмета приводит к схеме фурье-голографии. Регистрируемая на выходной поверхности кристалла интенсивность есть фурье-голограмма объекта. Восстановление изображения можно осуществить светом, а также численно.

Предложена и исследована схема фраунгоферовой голографии. Образованное

на выходной поверхности распределение интенсивности – аналог известной из оптики выражения, при этом, восстановление можно осуществить светом и численно. Рассмотрены регистрация голограммы абсолютно поглощающей проволоки и восстановление ее изображения светом, а также регистрация голограммы бериллиевой цилиндрической проволоки и восстановление изображения численно.

Представлены и исследованы интерферометрические голографические схемы Френеля и Фурье. Образованная и зарегистрированная интерференционная картина на выходной поверхности третьей пластины интерферометра есть френелевская или фурье-голограмма исследуемого объекта.

Исследованы интерферометрические полосы Юнга. Численно восстановлено изображение щели в опыте Юнга.

Рассмотрена регистрация голограммы Фурье и численное восстановление амплитудного пропускания.

Представлена эйкональная теория образования рентгеновского муара. Для интенсивности муаровых полос получено общее выражение в зависимости от векторов смещений и деформаций. Выявлена роль каждой пластины в формировании муаровой картины. Теория применена для исследования муаровой картины, когда в зеркальной пластине создан температурный градиент.

Представлена квазиклассическая теория образования электронномикроскопических муаровых полос и картин фазового контраста. Показано, что для толстых поглощающих кристаллов электронномикроскопическая картина муара – геометрическое место постоянных значений разности векторов смещений на границе пластин. Показано, что квазиклассические электронномикроскопические картины фазового контраста толстого поглощающего кристалла суть прямые изображения проекции атомных деформированных отражающих плоскостей. Рассмотрены муаровые картины и картины фазового контраста кристаллов, содержащих линейные и винтовые дислокации.

THEORY OF X-RAY DIFFRACTED WAVEFIELDS, DYNAMICAL COHERENT HOLOGRAPHY AND INTERFEROMETRY

SUMMARY

The dissertation is devoted to the generalization of diffraction equations when due to vertical divergence of incident radiation the second derivatives of amplitudes along this direction become essential, the theory of eikonal approximation is developed, the third order nonlinear dynamical diffraction equations and time dependent nonlinear equations are obtained. In the dissertation, the theory of coherent holography and the eikonal theory of formation interferometric X-ray and electron microscope moire fringes are presented.

Taking the second derivatives of the amplitudes along the direction perpendicular to the diffraction plane into account the Green function of diffraction equations is found. The amplitudes are presented as a convolution of the incident wave amplitude and Green function. The peculiarities of dynamical diffraction for Laue and Bragg geometries are analyzed.

In the frame of eikonal approximation for all terms of the asymptotic expansion of amplitudes, the transfer equations are obtained and the solutions are presented as integrals along trajectories. By summation of all transfer equations, the equation for the whole amplitude is obtained.

The corresponding eikonal equation of diffraction equations, containing the second derivatives, is obtained. The complete integral in ideal crystal is found. A method, which enables to obtain the eikonal and trajectories from complete integral and boundary conditions, is proposed.

An eikonal approximation theory of focusing with the use of a crystal with non-plane surface is developed both for Laue and Bragg geometries. The expressions for focusing distance, sizes of the focus spot, the intensity distribution around the focus spot, and the intensity gain at the focus spot are obtained.

The third order nonlinear Takagi's equations are obtained and the nonlinear diffraction of a plane wave is analyzed. The exact solutions both for Laue and Bragg geometries are found. The nonlinear pendellosung effect is revealed and the expression for the extinction length that depends on the intensity of incident wave is established. A new type of the pendellosung effect, which is manifested as a periodical dependence of the diffracted waves' intensity on the intensity of the incident wave for a fixed depth of the crystal, is found. It is shown that, in the Bragg case, the center and width of the reflection curve depend on the intensity of the incident wave.

A numerical method of solution of the nonlinear Takagi's equations is developed. The nonlinear diffraction of inhomogeneous wave and the nonlinear Borrmann effect are investigated.

The nonlinear time-dependent Takagi's equations, which describe the dynamical diffraction of X-ray pulses in crystals, are obtained. In the coordinate system associated with the X-ray pulse, above mentioned nonlinear time-dependent Takagi's equations leads to corresponding stationary equations. Both for linear and nonlinear cases of diffraction, the stationary equations may be solved numerically and analytically for stationary and time-dependent deformations in the crystal. On the basis of these stationary equations, the nonlinear diffraction of X-ray pulses is analyzed.

Double-slit dynamical diffraction on the exit surface of the crystal brings to the intensity distribution that is similar to the intensity distribution of Young fringes known in optics. For the period of X-ray fringes an analytical expression is found. On the basis of this diffraction

scheme, the X-ray analogues of the known Raleigh and Michelson stellar optical interferometers are proposed and analyzed. If instead of one of the slits an object is placed, then this scheme works as a Fourier holography method. In this case, the intensity distribution recorded on the exit surface of the crystal is the diffraction hologram of the object under investigation. With the use of the above hologram, the image reconstruction may be performed with the help of light or numerically. The numerical method is developed.

A dynamical diffraction Fraunhofer holography scheme is presented and theoretically investigated. The intensity distribution on the exit surface of the crystal is the analogue of the corresponding holography scheme known in optics. In this case the reconstruction of the image may be performed by means of light or a numerical method as well. The hologram of an absolutely absorbing wire and reconstruction by light as well as the hologram of a beryllium cylindrical wire and reconstruction by numerical method are considered.

The coherent Fresnel and Fourier interferometric schemes are proposed and theoretically investigated. The recorded intensity distribution on the exit surface of the third plate of the interferometer is shown to be the Fresnel or Fourier hologram of the object. The reconstruction may be performed numerically or by means of the light.

The interferometric X-ray Young fringes are investigated as well. The image of the slit in the Young interferometric scheme is reconstructed numerically.

The formation of the Fourier interferometric hologram of a beryllium cylindrical wire is analyzed and reconstruction of the amplitude transmission coefficient is performed.

On the basis of the eikonal approximation, the theory of the moire fringes formation is presented. For the intensity distribution of X-ray moire fringes, a general expression depending on both the displacement vectors and deformations of plates is obtained. The role of each plate in the process of moire fringes formation is pointed out. The moire fringes in the case of presence of the temperature gradient in the mirror plate are studied.

On the basis of the quasiclassical approximation, the theory of the electron microscope moire fringes and phase contrast patterns are presented. It is shown, that for thick absorbing crystals the electron microscope moire fringes result from constant values in the difference of the boundary displacement vectors of the interferometer plates. On the basis of the quasiclassical approximation, it is shown that the phase contrast patterns of thick absorbing crystals are direct images of projections of deformed reflecting atomic planes on the exit surface of the crystal. The moire fringes and phase contrast patterns, which are formed from crystals with linear and screw dislocations, are studied.