

ՀՀ ԿՐԹՈՒԹՅԱՆ ԵՎ ԳԻՏՈՒԹՅԱՆ ՆԱԽԱՐԱՐՈՒԹՅՈՒՆ  
ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

**Դավիթ Ռոբերտի Ոսկանյան**

**ԼՈՎԱԼ ԱԼԻՔՍՅԻՆ ԳՐԳԻՌՆԵՐԻ ՏԱՐԱԾՄԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ  
ՄԻԱԶՄՓ ԱՆՀԱՄԱՍԵՌ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐՈՒՄ**

U.04.07 - «Կոնդենսացված վիճակի ֆիզիկա» մասնագիտությամբ  
ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների թեկնածուի  
գիտական աստիճանի հայցման ատենախոսության  
ՍԵՂՄԱԳԻՐ

Երևան 2016

---

---

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РА  
ЕРЕВАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

**Давид Робертович Восканян**

**Исследование распространения локальных волновых возмущений в одномерных  
неупорядоченных средах**

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук по специальности  
01.04.07 – «Физика конденсированного состояния»

Ереван 2016

Ատենախոսության թեման հաստատվել է ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ՊՈԼԻՏԵԽՆԻԿԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆՈՒՄ:

Գիտական ղեկավար՝ ֆ.մ.գ. դոկտոր, պրոֆ. Ա. Ժ. Խաչատրյան

Պաշտոնական ընդդիմախոսներ՝ ֆ.մ.գ. դոկտոր, պրոֆ. Դ. Հ. Բաղայան (ԵՊՀ)  
ֆ.մ.գ. թեկնածու Հ. Ֆ. Խաչատրյան (ՀՀ ԳԱԱ ՖԿՊԻ)

Առաջատար կազմակերպություն՝ Ռադիոֆիզիկայի և էլեկտրոնիկայի  
ինստիտուտ (ՀՀ ԳԱԱ ՌՖԷԻ)

Ատենախոսության պաշտպանությունը տեղի կունենա 2016թ. հունիսի 11-ին ժամը 12:00-ին, Երևանի պետական համալսարանի ֆիզիկայի 049 մասնագիտական խորհրդի նիստում (0025, Երևան, Ա.Մանուկյան փ. 1, ԵՊՀ):

Ատենախոսությանը կարելի է ծանոթանալ ԵՊՀ գրադարանում:

Սեղմագիրն առաքված է 2016թ. մայիսի 10-ին:

049 մասնագիտական խորհրդի գիտական  
քարտուղար, ֆ.մ.գ.թ., դոցենտ



Վ. Պ. Քալանթարյան

---

Тема диссертации утверждена в НАЦИОНАЛЬНОМ ПОЛИТЕХНИЧЕСКОМ УНИВЕРСИТЕТЕ АРМЕНИИ.

Научный руководитель: д.ф.-м.н. проф. А. Ж. Хачатрян

Официальные оппоненты: д.ф.-м.н. проф. Д. Г. Бадалян (ЕГУ)  
к. ф.-м.н. Г. Ф. Хачатрян (ИППФ НАН РА)

Ведущая организация: Институт радиофизики и электроники  
(ИРФЭ НАН РА)

Защита диссертации состоится 11-ого июня 2016г. в 12:00 часов на заседании специализированного совета 049 по физике Ереванского государственного университета (0025, Ереван, ул. А. Манукяна 1, ЕГУ).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЕГУ

Автореферат разослан 10-ого мая 2016г.

Ученый секретарь специализированного  
совета 049, к.ф.м.н., доцент



В. П. Калантарян

## ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԸՆԴՀԱՆՈՒՐ ԲՆՈՒԹԱԳԻՐԸ

**Խնդրի արդիականությունը:** Ալիքների տեսության կարևորագույն խնդիրներից մեկը կարելի է համարել գծային ալիքային պրոցեսների նկարագրման խնդիրը, երբ միջավայրը բնութագրող պարամետրերը կախված չեն ժամանակից և կարող են կամայականորեն փոփոխվել կետից կետ: Ինչպես հայտնի է, գծային միջավայրերում հնարավոր է միաժամանակ տեղի ունենան տարբեր, ընդհանուր առմամբ, անսահմանափակ քանակությամբ և միմյանց ընթացքի վրա չազդող ալիքային պրոցեսներ [1-4]:

Ցանկացած ալիքային պրոցեսի հիմնական բնութագիրը իր ժամանակային ընթացքն է, այսինքն՝ օրենք, ըստ որի՝ տարածության կամայական կետում ընթանում է ալիքային դաշտը բնութագրող մեծության փոփոխություն: Լայն իմաստով՝ ալիքային պրոցեսների ժամանակային ընթացքը կարելի է բաժանել երկու դասի: Առաջին դասը ներառում է այն ալիքային պրոցեսները, որոնց ժամանակային ընթացքը տարածության տարբեր կետերում լինում է տարբեր: Այդ դեպքում ալիքային պրոցեսները ունենում են էվոլյուցիոն բնույթ, և տեղի է ունենում գրգիռների տարածական պատկերի ընդհանուր փոփոխություն: Երկրորդ դասին են պատկանում ժամանակի մեջ կրկնվող ալիքային պրոցեսները, երբ ալիքային գրգիռի ժամանակային կախվածությունը տարածության տարբեր կետերի համար ունենում է միևնույն պարբերական բնույթը: Այս դեպքում հարևան տիրույթների միջև գրգիռների փոխանցումը չի փոխում դաշտի ընդհանուր պատկերը, այլ հանգեցնում է նրա պարբերական փոփոխման: Պարբերական պրոցեսների դասին են պատկանում, օրինակ, կապված վիճակները կամ մոդաները, երբ պրոցեսի ժամանակային ընթացքը տեղի է ունենում հարմոնիկ օրենքով:

Ինչպես ցանկացած այլ ֆիզիկական, այնպես էլ ալիքային պրոցեսի համար էներգիայի սահմանափակությունը բնական է, եթե, իհարկե, միջավայրում անընդհատ չեն գործում գրգիռ առաջացնող աղբյուրներ: Այս պահանջից մասնավորապես հետևում է, որ անսահմանափակ միջավայրի դեպքում ալիքային պրոցեսը չի կարող միաժամանակ ընթանալ ամբողջ տարածքով: Որոշակի սահմանափակ տիրույթում առաջացած ալիքային պրոցեսը կարող է այդ իսկ տիրույթի հետ մնալ կապված կամ էլ այդտեղից հեռանալով՝ տեղափոխվել հարակից տիրույթներ: Միևնույն ժամանակ տեսական և կիրառական առումով շատ հետաքրքրաշարժ է ողջ տարածքը ներառող և գրգռման անսահմանափակ մեծ էներգիա ունեցող ալիքային պրոցեսների դիտարկումը: Նման ալիքի ամենահայտնի օրինակներից են Ֆուրիեի ալիքները, որոնք հարմոնիկ են ինչպես տարածության, այնպես էլ ժամանակի մեջ:

Ներկայումս պարբերական (մասնավորապես՝ հարմոնիկ) ալիքային պրոցեսները կարելի է համարել ավելի լիարժեք ու բազմակողմանիորեն ուսումնասիրված, քան էվոլյուցիոն բնույթի պրոցեսները: Պարբերական

ընթացքով ալիքների համար վերոնշվածը հիմնականում վերաբերում է միաչափ համակարգերին: Իսկ ինչ վերաբերում է երկչափ և եռաչափ համակարգերին, ապա նույնիսկ կանոնավոր կառուցվածքի դեպքում հարմոնիկ ալիքային պրոցեսների տարածական պատկերի հետազոտումը հիմնականում արվում է թվային եղանակով [5, 6]: Իսկ ինչ վերաբերում է էվոլյուցիոն ալիքային պրոցեսներին, ապա նույնիսկ պարզ միաչափ համակարգերի դեպքում նրանց նախնական քննարկումը հանգեցնում է պարադոքսային արդյունքների [7]:

Վերը ասվածը հայտնի է որպես թունելային պրոցեսի ժամանակային ընթացքի նկարագրման պրոբլեմ: Առաջին հայացքից պարզ ձևակերպված այս խնդիրը ավելի քան մի քանի տասնյակ տարիներ բուռն քննարկման առարկա է [8, 9]: Վիճելի հարցերից մեկը թունելային պրոցեսի նկարագրման համար անհրաժեշտ բնութագրումների քանակի որոշումն է, ինչպես նաև նրանց ֆիզիկական իմաստի մեկնաբանումը: Մասնավորապես՝ մինչ օրս բաց է այն հարցը, թե ինչպես միարժեքորեն որոշել անհամասեռ միջավայրում լոկալ ալիքային գրգիռի արագությունը, ինչ հասկանալ խմբային և փուլային արագություն ասելով:

Թունելային պրոցեսի ընթացքը նկարագրող պրոբլեմի հիմքում ընկած է, այսպես կոչված, Հարթմանի էֆեկտը [8], համաձայն որի՝ որոշ դեպքերում միջավայրի անհամասեռությունը կարող է հանգեցնել ոչ թե ալիքային գրգիռի փոխանցման արագության փոքրացման, այլ նրա աճին: Այդ պատճառով ալիքային գրգիռի տարածման արագությունը կարող է նույնիսկ գերազանցել վակուումում լույսի տարածման արագությանը:

Տվյալ աշխատանքը նվիրված է կամայական տեսքով միաչափ պոտենցիալային դաշտում նյութական ալիքների տարածման խնդրին և դրա հիման վրա լոկալ ալիքային պրոցեսների էվոլյուցիայի նկարագրմանը: Այստեղ ալիքային գրգիռները դիտարկվում են որպես ցրման ալիքային ֆունկցիաներից կազմված փաթեթներ:

Առաջին անգամ փորձով ֆիքսված օբյեկտը, որը շարժվում է «գերլուսային արագությամբ», եղել է միկրոալիքային ճառագայթման կարճ իմպուլսը, որն անցնում է ակտիվ ուժեղացնող միջավայրի միջով: Ինչպես ցույց տվեցին փորձի պայմանների հետագա ուսումնասիրությունները, դիտվող էֆեկտը ոչ մի կերպ չի հակասում հարաբերականության հատուկ տեսությանը, քանի որ ալիքային ճակատին մոտ հատվածում կարող է տեղի ունենալ ակտիվ տիրույթի էներգիայի ռելաքսացիա՝ ճառագայթման տեսքով:

Հարցը չէր առաջացնի այդպիսի ակտիվ քննարկում, եթե նմանատիպ երևույթ փորձնականորեն չնկատվեր նաև ոչ ակտիվ միջավայրով ալիքների անցման ժամանակ [10]: Չնայած այն հանգամանքին, որ ակտիվ միջավայրի հետ փոխազդեցության դեպքը գտել է իր քիչ թե շատ բավարար ֆիզիկական մեկնաբանությունը, ոչ ակտիվ միջավայրի հետ փոխազդեցության դեպքի բացատրության փորձերը տարբեր տեսակի վարկածների և ենթադրությունների ի

հայտ գալու պատճառ են դարձել, այդ թվում այն ենթադրության, որ թունելավորման պրոցեսը պետք է դիտարկել կոմպլեքս ժամանակի համատեքստում [9 - 11]:

Հարկ է նշել քննարկվող խնդրի կարևորությունը կիրառական տեսանկյունից: Այսպիսով՝ վերջին ժամանակահատվածում թունելավորման հանդեպ հետաքրքրությունը մասնավորապես պայմանավորված է նանտէլեկտրոնիկայի ոլորտի առաջընթացով և թունելային էֆեկտի վրա հիմնված ռեկորդային պարամետրերով նոր սարքավորումների ստեղծմամբ [12]:

**Աշխատանքի նպատակը և խնդիրները:** Հայտնի է, որ կամայական համակարգի դինամիկան, անկախ ներքին և արտաքին փոխազդեցությունների բնույթից ու շարժման հավասարումից, էապես որոշվում է սկզբնական պայմանով, որը կոչված է արտացոլելու խնդրի ֆիզիկական դրվածքը: Միայն խնդրի սկզբնական պայմանի ճիշտ դրվածքի դեպքում կարելի է կառուցել համակարգի էվոլյուցիոն զարգացման գոհացուցիչ պատկերը: Ասվածը առավել քան վերաբերում է ազատության աստիճանների մեծ թվով համակարգերին, օրինակ՝ ալիքային դաշտերին:

Եթե համասեռ միջավայրերում ալիքային պրոցեսների համար սկզբնական պայմանների հարցը Ֆուրիեի ալիքներից ձևավորած փաթեթների միջոցով հնարավոր է լինում բավարար կերպով լուծել, ապա անհամասեռ միջավայրերում Ֆուրիեի ալիքների միջոցով սկզբնական գրգիռի մոդելավորումը կարող է հանգեցնել ոչ ֆիզիկական էվոլյուցիոն պատկերի: Մասնավորապես՝ նախքան անհամասեռ տիրույթին սկզբնական գրգիռի հասնելը կարող է ծագել անդրադարձած ալիք:

Ինչպես հետևում է վերոնշյալից, անհամասեռ միջավայրում ալիքային պրոցեսի ընթացքը նկարագրելու համար անհրաժեշտ է սկզբնական վիճակը ներկայացնել տվյալ միջավայրի սեփական ալիքային մոդաներով: Ի տարբերություն Ֆուրիեի ալիքների, որոնք հարմոնիկ են նաև տարածության մեջ, սեփական մոդաների տարածական կախվածությունը ընդհանուր դեպքում պետք է սահմանվի համապատասխան ստացիոնար ալիքային հավասարման լուծման միջոցով: Այսինքն՝ ոչ ստացիոնար խնդրի դեպքում էլ ստացիոնար խնդրի լուծումը ունի սկզբունքային նշանակություն:

Այս աշխատանքի նպատակն է գծային միաչափ միջավայրերում ալիքային գրգիռների էվոլյուցիայի նկարագրման ընդհանուր մոտեցում ձևավորել, ինչպես նաև ուսումնասիրել ալիքային գրգիռների (կապված վիճակների) ստացման հնարավորությունը՝ որպես ալիքային պրոցեսների էվոլյուցիայի հնարավոր արդյունք:

**Գիտական նորույթ:** Աշխատանքում ցույց է տրված, որ ի տարբերություն վերջավոր թվով ազատության աստիճաններով համակարգի էվոլյուցիոն խնդրի՝ ալիքային պրոցեսի դեպքում շարժման հավասարման (այս դեպքում՝ ալիքային

հավասարման) անկախությունը սկզբնական պայմաններից (տվյալ դեպքում՝ ալիքային գրգռման սկզբնական տեսքից) ընդհանուր առմամբ պայմանական է:

Այսպես՝ երկու նույնական և իրարից որոշակի հեռավորության վրա գտնվող ուղղանկյուն պոտենցիալներից կազմված համակարգի օրինակի վրա ստացվել է ալիքային պրոցեսի էվոլյուցիոն պատկերը, ընդ որում՝ դրա արդյունքում միջպոտենցիալային տիրություն ձևավորվում է քվազի-կապված վիճակ: Ցույց է տրված, որ ուղղանկյուն պոտենցիալների լայնության անսահմանափակ մեծացման ժամանակ, երբ միջպոտենցիալային հեռավորությունը մնում է անփոփոխ, քվազի-կապված վիճակի ձևավորման ժամանակը լինում է վերջավոր, իսկ տրոհման ժամանակը ձգտում է անվերջության: Կապված վիճակի ձևավորման ժամանակի վերջավոր լինելը սերտորեն կապված է այսպես կոչված, Հարթմանի էֆեկտի հետ, ըստ որի՝ բավականին լայն արգելքների միջով անցնող ալիքային գրգիռների անցման արագությունը կախված չէ այդ լայնությունից: Քվազի-կապված վիճակի անդրադարձման ժամանակի՝ անվերջության ձգտելը ցույց է տալիս, որ այն վեր է ածվում խիստ կապված վիճակի: Ասվածից մասնավորապես հետևում է, որ կապված վիճակները կարող են դիտարկվել որպես ալիքային պրոցեսների էվոլյուցիայի արդյունք:

**Արհառական նշանակությունը:** Աշխատանքում ստացված արդյունքները կարող են լայն կիրառություն ունենալ ժամանակակից նյութագիտության ասպարեզներում, ինչպիսիք են՝ նանոհամակարգերը և ֆոտոնային բյուրեղները: Այդ համակարգերի հիմքով էլեկտրոնային և օպտիկական սարքավորումներ պատրաստելու համար չափազանց կարևոր է ունենալ նրանցում ընթացող տարաբնույթ ալիքային պրոցեսների նկարագիրը:

**Աշխատանքի ներկայացումը:** Ատենախոսության արդյունքները զեկուցվել են ՀԱՊՀ (Երևան 2014, 2016), International conference on Electron, Positron, Neutron and X-Ray Scattering under External Influences (Երևան 2016) տարեկան կոնֆերանսների ժամանակ, ինչպես նաև ՀԱՊՀ ֆիզիկայի ամբիոնի և ԵՊՀ Վ. Համբարձումյանի անվան աստղաֆիզիկայի և ընդհանուր ֆիզիկայի ու տեսական ֆիզիկայի ամբիոնների սեմինարներին:

**Տպագրություններ:** Ատենախոսության հիմնական բովանդակությունը լույս է տեսել 6 գիտական աշխատանքներում, այդ թվում 3 հոդվածում և 3 գիտաժողովի թեզիսներում:

**Ատենախոսության կատարվածքը:** Ատենախոսությունը բաղկացած է ներածությունից, 4 գլուխներից, մեկ հավելվածից, եզրակացությունից և 106 հղում պարունակող գրականության ցանկից: Աշխատանքի ընդհանուր ծավալը 119 էջ է և պարունակում է 10 նկար:

## ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆԸ

**Ներածության մեջ** հիմնավորվում է խնդրի արդիականությունը, ձևակերպվում է ուսումնասիրության նպատակը, ինչպես նաև բերվում է աշխատանքի կարճ նկարագրությունը:

**Առաջին գլխում** դիտարկվում է կամայական տեսքով միաչափ պոտենցիալի դաշտում քվանտային մասնիկի շարժումը: Իրականացվել է մի շարք հայտնի մեթոդների ընդհանրացում կոմպլեքս պոտենցիալի դեպքի համար: Ցույց է տրվել, որ, օրինակ, ցրման ֆունկցիայի, ինտեգրալ հավասարումների, ամպլիտուդային ֆունկցիաների և այլ մեթոդները սերտորեն կապված են, և նրանց բոլոր արդյունքները կարող են տեղավորվել մեկ սխեմայի մեջ:

**§1-ում** ներկայացված են կոմպլեքս ամպլիտուդների մեթոդի որոշ արդյունքներ՝ նվիրված Շրեդինգերի միաչափ ստացիոնար հավասարման լուծմանը, երբ ալիքային ֆունկցիայի և նրա ածանցյալի համար

$\Psi(x) = a(x) \exp\{ikx\} + b(x) \exp\{-ikx\}$ ,  $d\Psi(x)/dx = ik[a(x) \exp\{ikx\} - b(x) \exp\{-ikx\}]$  տեսքերով որոնման հիման վրա  $a(x)$  և  $b(x)$  ֆունկցիաների համար ստացվել է առաջին կարգի համասեռ գծային դիֆերենցիալ հավասարումների համակարգ [13, 14]

$$\frac{da(x)}{dx} = -\frac{i u(x)}{2k} a(x) - \frac{i u(x)}{2k} b(x) \exp\{-i2kx\}, \quad \frac{db(x)}{dx} = \frac{i u(x)}{2k} b(x) + \frac{i u(x)}{2k} a(x) \exp\{i2kx\}: \quad (1)$$

**§2-ում** ինֆինիտ շարժման դեպքի համար ուսումնասիրվում է լայնության  $a(x)$  և  $b(x)$  ֆունկցիաների կապը ալիքային ֆունկցիայի ասիմպտոտիկ տեսքի հետ.

$$\Psi(x) = \begin{cases} A_1 \exp\{ikx\} + B_1 \exp\{-ikx\}, & x \rightarrow -\infty, \\ A_2 \exp\{ikx\} + B_2 \exp\{-ikx\}, & x \rightarrow +\infty. \end{cases} \quad (2)$$

Ցույց է տրվում, որ  $A_1 = a(-\infty)$ ,  $B_1 = b(-\infty)$ ,  $A_2 = a(+\infty)$ ,  $B_2 = b(+\infty)$ :

**§3-ում** քննարկվում է անընդհատ սպեկտրի ալիքային ֆունկցիայի չափողականության հարցը.

$$\frac{d^2 \Psi_{E,p,k}(x)}{dx^2} + (k^2 - u(x)) \Psi_{E,p,k}(x) = 0, \quad (3)$$

որտեղ  $E = p^2 / 2m = \hbar^2 k^2 / 2m$  և

$$\int_{-\infty}^{\infty} \Psi_E(x) \Psi_{E'}^*(x) dx = \delta(E - E'), \quad \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_p(x) \Psi_{p'}^*(x) dx = \delta(p - p'), \quad \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_k(x) \Psi_{k'}^*(x) dx = \delta(k - k')$$

Հաշվի առնելով  $\delta$  ֆունկցիայի չափողականությունը՝ տարբեր ներկայացումներում ալիքային ֆունկցիայի չափողականության համար կարող ենք գրել, որ  $[\Psi_E(x)] = 1/\sqrt{Ex}$ ,  $[\Psi_p(x)] = 1/\sqrt{px}$ ,  $[\Psi_k(x)] = 1/\sqrt{kx}$ :

**§4**-ում ցույց է տրված, որ եթե  $\Psi(x, k)$  ալիքային ֆունկցիան Շրեդինգերի հավասարման զուգամիտող լուծումն է, ապա  $\Psi(x, -k)$  ֆունկցիան Շրեդինգերի տարամիտող լուծումն է: Զուգամիտող  $\Psi(x, k) = \Psi^+(x)$  և տարամիտող  $\Psi(x, -k) = \Psi_0^+(x)$  լուծումների համար ստացվել են ինտեգրալ հավասարումներ՝

$$\Psi^+(x) = \Psi_0^+(x) + \int_{-\infty}^{\infty} u(x')G_0^{(+)}(x, x')\Psi^+(x')dx', \quad \Psi^-(x) = \Psi_0^-(x) + \int_{-\infty}^{\infty} u(x')G_0^{(-)}(x, x')\Psi^-(x')dx', \quad (4)$$

որտեղ  $G_0^{(+)}(x, x')$ ,  $G_0^{(-)}(x, x')$  ազատ շարժման համար Շրեդինգերի հավասարման Գրինի զուգամիտող և տարամիտող ֆունկցիաներն են:

**§5**-ում կամայական տեսքով միաչափ պոտենցիալի համար ստացվել է ալիքային ֆունկցիաների նորմավորման պայմանի կապը ասիմպտոտիկ վարքի հետ՝

$$\int_{-\infty}^{\infty} \Psi_k^+(x)\Psi_k^-(x)dx = 2\pi (A_1^+A_1^+ + B_2^+B_2^+)\delta(k - k'), \quad (5)$$

Այստեղից անմիջապես բխում է, որ  $(A_1^+A_1^+ + B_2^+B_2^+) = 1/2\pi$  պայմանի դեպքում ալիքային ֆունկցիան կամայական պոտենցիալի համար նորմավորվում է  $\delta$  ֆունկցիայի:

**§6**-ում դիտարկվում են աջ և ձախ ցրման խնդիրների ալիքային ֆունկցիաները: Ընդ որում՝ ցրման ալիքային ֆունկցիաները ունեն ասիմպտոտիկ հետևյալ վարքագիծը՝

$$\psi_k^{left}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \begin{cases} \exp\{ikx\} + r(k)\exp\{-ikx\}, & x \rightarrow -\infty, \\ t(k)\exp\{ikx\}, & x \rightarrow +\infty, \end{cases} \quad \psi_k^{right}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \begin{cases} s(k)\exp\{-ikx\}, & x \rightarrow -\infty, \\ \exp\{-ikx\} + p(k)\exp\{ikx\}, & x \rightarrow +\infty. \end{cases} \quad (6)$$

որտեղ  $r(k)$ ,  $t(k)$  և  $p(k)$ ,  $s(k)$  ձախ և աջ ցրման խնդիրների անդրադարձման և անցման ամպլիտուդներն են, որոնց համար ստացվել են հետևյալ կապերը՝

$$t(k)t(-k) + r(k)r(-k) = 1, \quad s(k)s(-k) + p(k)p(-k) = 1, \quad t(k) = s(k), \quad t(k)p(-k) + p(k)s(-k) = 0:$$

Այս արդյունքը կոմպլեքս պոտենցիալի դեպքի համար, ըստ էության, հայտնի կապերի ընդհանրացում է: Ապացուցվել է նաև, որ

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi_k^{left}(x)\psi_{-k'}^{right}(x)dx = 0: \quad (7)$$

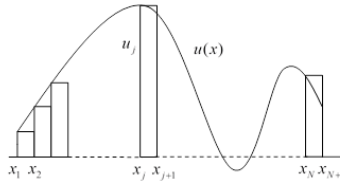
**Ներկորդ գլխում** դիտարկվում է պոտենցիալի ներսում միաչափ շարժման ալիքային ֆունկցիայի որոշման խնդիրը: Ցույց է տրվում, որ  $a(x)$  և  $b(x)$  լայնությունային ֆունկցիաների միջոցով ալիքային ֆունկցիայի ներկայացումը ունի մի շարք առավելություններ հայտնի այլ ներկայացումների նկատմամբ:

**§1**-ում կոմպլեքս պոտենցիալի դեպքի համար ցրման և տրանսֆեր մատրիցների էլեմենտները արտահայտվել են ցրման ամպլիտուդների միջոցով.



$$\begin{pmatrix} A_2 \\ B_1 \end{pmatrix} = \hat{S} \begin{pmatrix} A_1 \\ B_2 \end{pmatrix}, \hat{S} = \begin{pmatrix} r(k) & p(k) \\ r(k) & s(k) \end{pmatrix}; \quad \begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \end{pmatrix} = \hat{M} \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix}, \hat{M} = \begin{pmatrix} \alpha(k) & \beta(k) \\ \beta(-k) & \alpha(-k) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r(k) - \frac{p(k)r(k)}{s(k)} & \frac{p(k)}{s(k)} \\ -\frac{r(k)}{s(k)} & \frac{1}{s(k)} \end{pmatrix}; \quad (8)$$

**§2-**ում կամայական անընդհատ պոտենցիալը ապրոքսիմացվել է ուլտրանդուղանկյուն պոտենցիալների միջոցով (տե՛ս Նկ. 1): Ապացուցվել է, որ կոմպլեքս պոտենցիալի դեպքում ևս գործում է տրանսֆեր մատրիցների հայտնի հատկությունը՝ ամբողջ համակարգի տրանսֆեր մատրիցը հավասար է առանձին հատվածների տրանսֆեր մատրիցների արտադրյալին: Տրանսֆեր մատրիցի էլեմենտների համար ստացվել է բացահայտ կախվածություն ապրոքսիմացված պոտենցիալի պարամետրերից.



*Նկ.1. Անընդհատ պոտենցիալը ստացված ուլտրաբարակ ուղղանկյուն պոտենցիալներով միջոցով*

$$\alpha_N(-k) = 1 + \sum_{p=1}^N \sum_{1 \leq j_1 \dots < j_p} \frac{i u_{j_1}}{2k} \dots \frac{i u_{j_p}}{2k} \Delta x^p \prod_{l=1}^{p-1} (1 - \exp\{i2k(x_{l+1} - x_l)\}), \quad (9)$$

$$\beta_N(k) = - \sum_{p=1}^N \sum_{1 \leq j_1 \dots < j_p} \frac{i u_{j_1}}{2k} \dots \frac{i u_{j_p}}{2k} \Delta x^p \exp\{-2ikx_{j_p}\} \prod_{l=1}^{p-1} (1 - \exp\{i2k(x_{l+1} - x_l)\}):$$

**§3-**ում դիտարկվել է միաչափ պոտենցիալի համար կապված վիճակների ալիքային ֆունկցիայի և էներգետիկ սպեկտրի որոշման խնդիրը.

$$\phi_n(x) = a(x, \chi_n) \exp\{-\chi_n x\} + b(x, \chi_n) \exp\{\chi_n x\}, \quad (10)$$

որտեղ  $k = i\chi$  ( $\chi > 0$ ),  $a(-\infty, \chi_n) = 0$ ,  $a(\infty, \chi_n) = a_n$ ,  $b(-\infty, \chi_n) = b_n$ ,  $b(+\infty, \chi_n) = 0$ :

Ապացուցվել է, որ էներգետիկ սպեկտրը որոշվում է  $\alpha(i\chi_n) = 0$  հավասարումից, իսկ նորմավորված ալիքային ֆունկցիաների համար գործում է հետևյալ տեսքը.

$$\int_{-\infty}^{\infty} \phi_n(x) \phi_{n'}(x) dx = \delta_{nn'}, \quad \phi_n(x) = \begin{cases} \exp\{\chi_n x\}, & x \rightarrow -\infty, \\ \exp\{-\chi_n x\} / \delta(i\chi_n), & x \rightarrow +\infty \end{cases}; \quad (11)$$

**§4-**ում քննարկվել է ֆազային ֆունկցիաների մեթոդը, որն ընդհանրացվել է կոմպլեքս պոտենցիալի դեպքի համար, ինչպես նաև քննարկվել է նրա կապը

հայտնի մոտեցումների հետ: Ապացուցվել է, որ փոփոխականների փոփոխման եղանակով ցրման խնդրի լուծումը հանգում է երկու ոչ գծային դիֆերենցիալ հավասարումների համար սկզբնական պայմաններով խնդրի:

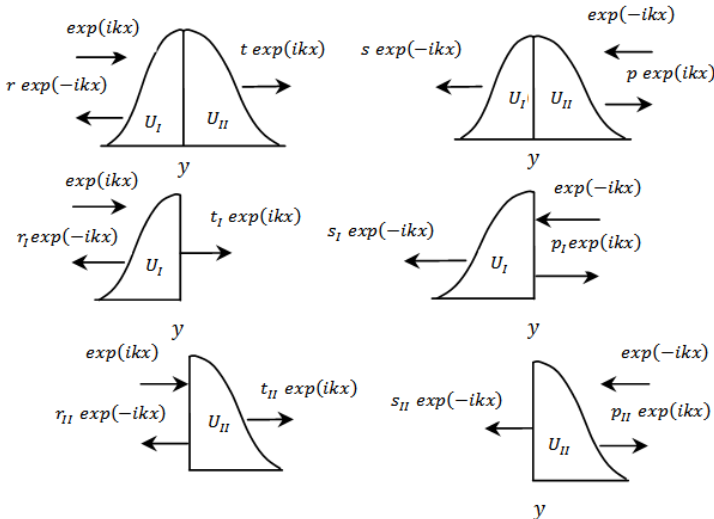
**§5-**ում քննարկվում է միաշափ ալիքային խնդրի լուծման մեկ այլ մոտեցում՝ ընկղման մեթոդը, որն ընդհանրացվել է նաև կոմպլեքս պոտենցիալի դեպքի համար: Ցրող պոտենցիալի կամայական կետի նկատմամբ երկու կտոր պոտենցիալներով  $u(x) = u_I(x)\theta(y-x) + u_{II}(x)\theta(x-y)$  ներկայացման միջոցով ցրման խնդիրը բերվել է սկզբնական պայմանով խնդրին (տե՛ս Նկ. 2):

Փոփոխական աջ սահմանով շերտի ցրման ամպլիտուդների համար  $t_I(-\infty)=1$  և  $p_I(-\infty)=0$  սկզբնական պայմանների դեպքում ստացվում են հետևյալ ոչ գծային դիֆերենցիալ հավասարումները՝

$$\frac{dt_I(x)}{dx} = -\frac{i u(x)}{2k} t_I(x) (1 + p_I(x) \exp\{i2kx\}), \quad \frac{dp_I(x)}{dx} = -\frac{i u(x)}{2k} (\exp\{-ikx\} + p_I(x) \exp\{ikx\})^2, \quad (12)$$

իսկ ձախ սահմանի փոփոխման համար  $t_{II}(+\infty)=1$  և  $r_{II}(+\infty)=0$  սկզբնական պայմանների դեպքում կունենանք՝

$$\frac{dt_{II}(x)}{dx} = \frac{i u(x)}{2k} t_{II}(x) (1 + r_{II}(x) \exp\{-i2kx\}), \quad \frac{dr_{II}(x)}{dx} = \frac{i u(x)}{2k} (\exp\{ikx\} + r_{II}(x) \exp\{-ikx\})^2 : \quad (13)$$



Նկ.2. Պոտենցիալի և նրա առանձին մասերի համար աջ և ձախ ցրման խնդիրների նկարագրումը

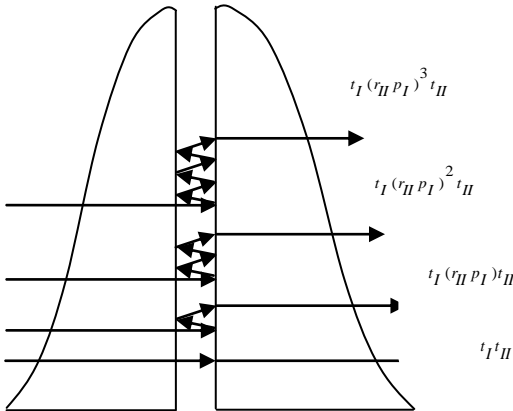
**§6-**ում ձևակերպվում են չորս սկզբնական պայմաններով խնդիրներ  $\Psi'_{left}(x)$ ,  $\Psi'_{right}(x)$ ,  $\Psi''_{left}(x)$ ,  $\Psi''_{right}(x)$  ցրման ալիքային ֆունկցիաների որոշման համար:

Ընդհանուր պոտենցիալի ցրման ամպլիտուդները ներկայացվել են կամայական կետի նկատմամբ դիտարկված նրա երկու կտորներին համապատասխանող ցրման ամպլիտուդների միջոցով՝

$$t = \frac{t_I(y)t_{II}(y)}{1 - p_I(y)r_{II}(y)}, r = r_I(y) + \frac{t_I(y)^2 r_{II}(y)}{1 - p_I(y)r_{II}(y)}, p = p_{II}(y) + \frac{p_I(y)t_{II}(y)^2}{1 - p_I(y)r_{II}(y)}; \quad (14)$$

Այստեղ  $t$ -ի համար, մասնավորապես, հետևում է՝

$$t = t_I t_{II} + t_I (r_{II} p_I) t_{II} + t_I (r_{II} p_I)^2 t_{II} + \dots = \sum_{n=0}^{\infty} t_I (r_{II} p_I)^n t_{II}; \quad (15)$$



Նկ.3. Երկշերտ կառուցվածքի միջով ալիքի անցման սխեմատիկ պատկերը՝ որպես շերտերի միջև բազմակի անդրադարձում

Ստացված արդյունքը, ըստ էության, Ֆեյնմանի բոլոր հնարավոր հետազոտված ինտեգրման մեթոդի արտացոլումն է (տե՛ս Նկ. 3): Ցույց է տրվել նաև, որ ալիքային ֆունկցիայի արժեքը պոտենցիալի կամայական կետում ձևավորվում է այդ կետի աջից և ձախից պոտենցիալների կտորներից բազմակի անդրադարձումների միջոցով՝

$$\Psi_{\text{left}}(x) = \frac{t_I(x)}{1 - p_I(x)r_{II}(x)} \exp\{ikx\} + \frac{t_I(x)r_{II}(x)}{1 - p_I(x)r_{II}(x)} \exp\{-ikx\}, \quad (16)$$

$$\Psi_{\text{right}}(x) = \frac{t_{II}(x)p_I(x)}{1 - p_I(x)r_{II}(x)} \exp\{ikx\} + \frac{t_{II}(x)}{1 - p_I(x)r_{II}(x)} \exp\{-ikx\};$$

**Երրորդ գլխում** դիտարկվել է էլեկտրամագնիսական ալիքի տարածումը միաչափ անհամասեռ միջավայրում, որտեղ առկա է նաև էներգիայի կլանում: Խնդիրների դիտարկման համար օգտագործվել են առաջին երկու գլուխներում զարգացված մոտեցումները՝ հաշվի առնելով այն հանգամանքը, որ հարմոնիկ դաշտերի դեպքը և քվանտային մասնիկի ստացիոնար շարժումը նկարագրող հավասարումները, ըստ էության, նույնն են.

$$\frac{d^2 E(x)}{dx^2} + (k^2 - u(x))E(x) = 0, \quad (17)$$

որտեղ  $u(x) = V_1(x) + iV_2(x)$ ,  $V_1 = k^2(1 - \varepsilon'(x))$ ,  $V_2 = -k^2 \varepsilon''(x)$ ,  $k^2 = \omega^2 / c^2$  և  $\varepsilon'(x)$ ,  $\varepsilon''(x)$  դիէլեկտրիկական թափանցելիության իրական և կեղծ մասերն են:

**§1-**ում ստացվում են շերտավոր կառուցվածքի ցրման ամպլիտուդների որոշման համար  $T_0(k)=1, R_0(-k)=0$  սկզբնական պայմաններով ռեկուրենտ հավասարումներ.

$$\frac{1}{T_N(k)} = \frac{1}{t_N(k)} \frac{1}{T_{N-1}(k)} + \frac{r_N(k)}{t_N(k)} \frac{R_{N-1}(-k)}{T_{N-1}(-k)}, \frac{R_N(-k)}{T_N(-k)} = \frac{1}{t_N(-k)} \frac{R_{N-1}(-k)}{T_{N-1}(-k)} + \frac{r_N(-k)}{t_N(-k)} \frac{1}{T_{N-1}(k)}: \quad (18)$$

**§2-**ում ուսումնասիրվում է ցրման ամպլիտուդների արժեքների վրա շերտի  $L$  չափով զուգահեռ տեղափոխության ազդեցությունը: Ցույց է տրվում, որ այդ դեպքում տրանսֆեր մատրիցի էլեմենտների համար տեղի ունի

$$\alpha' = \alpha, \beta' = \beta \exp\{-i2kL\}: \quad (19)$$

**§3-**ում դիտարկվում է իդեալական շերտավոր կառուցվածքի վրա էլեկտրամագնիսական ալիքի ցրումը: Անցման և անդրադարձման ամպլիտուդների համար ստացվել են հետևյալ հավասարումները՝

$$\frac{1}{T_N(k)} = \exp\{ikLN\} \left[ \cos(\mu NL) + \frac{1}{2} \left( \frac{\exp\{-ikL\}}{t(k)} - \frac{\exp\{ikL\}}{t(-k)} \right) \frac{\sin(\mu NL)}{\sin(\mu L)} \right] \quad (20)$$

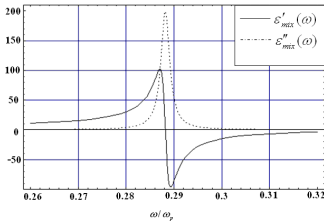
$$\frac{R_N(k)}{T_N(k)} = \exp\{ikL(N-1)\} \frac{r(k)}{t(k)} \frac{\sin(\mu NL)}{\sin(\mu L)}, \quad \cos \mu L = (\exp\{-ikL\}/t(k) + \exp\{ikL\}/t(-k))/2,$$

որտեղ  $r(k)$  և  $t(k)$  համապատասխանում են համակարգի տարրի անդրադարձման և անցման ամպլիտուդներին:

**§4-**ում քննարկվում է այն դեպքը, երբ իդեալական կառուցվածքի տարրը իրենից ներկայացնում է երկու համասեռ շերտերից բաղկացած միավոր.

$$\frac{1}{t(k)} = \frac{1}{t^{(2)}(k)} \frac{1}{t^{(1)}(k)} + \frac{r^{(2)}(k)}{t^{(2)}(k)} \frac{r^{(1)}(-k)}{t^{(1)}(-k)}, \frac{r(-k)}{t(-k)} = \frac{1}{t^{(2)}(-k)} \frac{r^{(1)}(-k)}{t^{(1)}(-k)} + \frac{r^{(2)}(-k)}{t^{(2)}(-k)} \frac{1}{t^{(1)}(k)}, \quad (21)$$

**§5-**ում արդեն դիտարկվում են նանոբաղադրիչների (մետաղական նանոմասնիկների) հիմքի վրա կառուցված ֆոտոնային բյուրեղները:



Նկ.4.  $\varepsilon'_{mix}(\omega)$ ,  $\varepsilon''_{mix}(\omega)$   
կախվածությունը անչափ  
 $\omega / \omega_p$ -ից

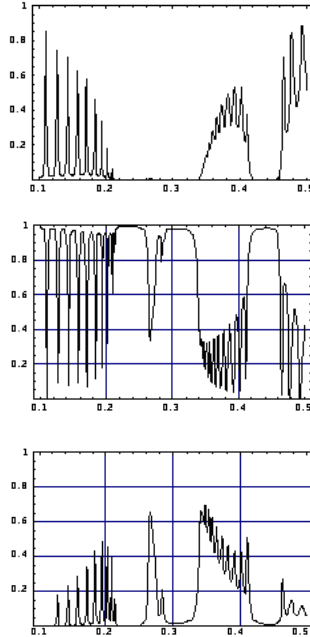
Նանոմասնիկների մետաղի դիէլեկտրիկական թափանցելիության համար ունենք (տե՛ս Նկ. 4)

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}, \quad (22)$$

$$\varepsilon_{mix}(\omega) = \varepsilon'_{mix}(\omega) + i\varepsilon''_{mix}(\omega):$$

Նկ. 5-ում պատկերված են անցման, անդրադարձման և կլանման գործակիցների կախվածությունները  $\omega / \omega_p$  մեծությունից, երբ

ֆոտոնային բյուրեղը կազմված է  $N=16$  շերտերից և ընտրվել է  $f=0.2$ :



Նկ.5. անցման, անդրադարձման և կլանման գործակիցների կախվածությունները  $\omega / \omega_p$  -ից

**Չորրորդ գլխում** դիտարկվում է ալիքային պրոցեսների էվոլյուցիայի նկարագրման պրոբլեմը: Մասնավորապես՝ հետազոտվել է միաչափ պոտենցիալի վրա նյութական ալիքներից կազմված փաթեթների ցրումը: Ապացուցվել է, որ կազմված վիճակները կարելի է դիտարկել որպես ալիքային պրոցեսի էվոլյուցիայի արդյունք:

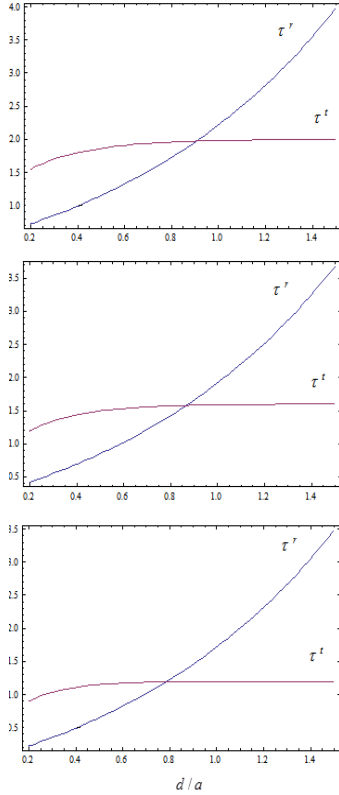
**§1-**ում ձևակերպվել է էվոլյուցիոն խնդրի դրվածքը՝

$$i\hbar \frac{\partial \Phi(x,t)}{\partial t} = \hat{H} \Phi(x,t), \quad \Phi(x,0) = \Phi_0(x): \quad (23)$$

Ալիքային փաթեթը այստեղ կազմված է ցրման ֆունկցիաներից՝

$$\Phi(x,t) = \int_0^{\infty} [v_l(k)\psi_l(x,k) + v_r(k)\psi_r(x,k)] \exp\left(-\frac{ik^2\hbar}{2m}t\right) dk, \quad (24)$$

որոնց օրթոգոնալությունից բխում է, որ



Նկ.6.  $\tau^i u_g / a$  և  $\tau^i u_g / a$  կախվածությունը արգելքների  $d / a$  լայնությունից ռեզոնանսային անցման երեք արժեքների համար ( $Va^2 = 7, d / a = 0.2$  դեպքում ունենք երեք ռեզոնանս):

$$v_l(k) = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_0(x) \psi_l^*(x, k) dx, \quad v_r(k) = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_0(x) \psi_r^*(x, k) dx : \quad (25)$$

§2-ում դիտարկվել է ցրման պրոցեսում պատճառականությունը: Ցույց է տրվել, որ պոտենցիալից աջ և ձախ կողմերում տեղակայված ալիքային փաթեթը կարելի է ներկայացնել որպես երեք ալիքային փաթեթների հանրագումար և, որ անդրադարձման ժամանակը միշտ մեծ է լինում թունելավորման ժամանակից.

$$\Phi(x, t) = \Phi_l^{inc}(x, t) + \Phi_l^{ref}(x, t) + \Phi_l^{trn}(x, t), \quad x < L_l, \quad (26)$$

$$\Phi(x, t) = \Phi_r^{inc}(x, t) + \Phi_r^{ref}(x, t) + \Phi_r^{trn}(x, t), \quad x > L_r,$$

որտեղ՝

$$\Phi_l^{inc}(x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi \Delta k_0}} \exp\{ik_n(x - L_l - u_{\rho h}t)\} \frac{\sin\left[\frac{(x - L_l)/u_g - t}{u_g} \Delta k_0\right]}{\left(\frac{(x - L_l)/u_g - t}{u_g}\right) u_g},$$

$$\Phi_l^{ref}(x, t) = \frac{R(k_n)}{\sqrt{2\pi \Delta k_0}} \exp\{-ik_n(x + L_l - u_{\rho h}t)\} \frac{\sin\left[\frac{(x + L_l)/u_g - t}{u_g} \Delta k_0\right]}{\left(\frac{(x + L_l)/u_g - t}{u_g}\right) u_g},$$

$$\Phi_r^{inc}(x, t) = \frac{T(k_n)}{\sqrt{2\pi \Delta k_0}} \exp\{-ik_n(x - L_r + u_{\rho h}t)\} \frac{\sin\left[\frac{(x - L_r)/u_g - t}{u_g} \Delta k_0\right]}{\left(\frac{(x - L_r)/u_g - t}{u_g}\right) u_g}, \quad (27)$$

$$\Phi_r^{ref}(x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi \Delta k_0}} \exp\{-ik_n(x - L_r + u_{\rho h}t)\} \frac{\sin\left[\frac{(x - L_r)/u_g - t}{u_g} \Delta k_0\right]}{\left(\frac{(x - L_r)/u_g - t}{u_g}\right) u_g},$$

$$\Phi_r^{inc}(x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi \Delta k_0}} \exp\{-ik_n(x - L_r + u_{\rho h}t)\} \frac{\sin\left[\frac{(x - L_r)/u_g - t}{u_g} \Delta k_0\right]}{\left(\frac{(x - L_r)/u_g - t}{u_g}\right) u_g},$$

$$\Phi_r^{ref}(x, t) = \frac{P(k_n)}{\sqrt{2\pi \Delta k_0}} P(k_n) \exp\{ik_n(x + L_r - u_{\rho h}t)\} \frac{\sin\left[\frac{(x + L_r)/u_g - t}{u_g} \Delta k_0\right]}{\left(\frac{(x + L_r)/u_g - t}{u_g}\right) u_g},$$

$$\Phi_r^{inc}(x, t) = \frac{T(k_n)}{\sqrt{2\pi \Delta k_0}} \exp\{ik_n(x + L_r - u_{\rho h}t)\} \frac{\sin\left[\frac{(x + L_r)/u_g - t}{u_g} \Delta k_0\right]}{\left(\frac{(x + L_r)/u_g - t}{u_g}\right) u_g}.$$

**§3-**ում քննարկվել է քվազի-կապված վիճակների ստեղծումը: Այստեղ դիտարկվում է այն դեպքը, երբ ալիքների խումբը կազմված է  $k_n$  կենտրոնով, որը համապատասխանում է ռեզոնանսային անցմանը: Այդ դեպքում, հաշվի առնելով ցրման ամպլիտուդների ալիքային թվից կախվածությունը, ստանում ենք՝

$$\Phi(x < L_l, t) = \frac{1}{2\sqrt{2\pi \Delta k_0}} \cdot \int_{k_n - \Delta k_0}^{k_n + \Delta k_0} \left( \exp\{ik(x - L_l)\} + \exp\left\{i \frac{\partial \Phi_T(k_n)}{\partial k} (k - k_n)\right\} \exp\{-ik(x - L_r)\} \right) \exp\left\{\frac{-iE(k)t}{\hbar}\right\} dk, \quad (27)$$

$$\Phi(x > L_r, t) = \frac{1}{2\sqrt{2\pi \Delta k_0}} \cdot \int_{k_n - \Delta k_0}^{k_n + \Delta k_0} \left( \exp\left\{i \frac{\partial \Phi_T(k_n)}{\partial k} (k - k_n)\right\} \exp\{ik(x - L_l)\} + \exp\{-ik(x - L_r)\} \right) \exp\left\{\frac{-iE(k)t}{\hbar}\right\} dk:$$

Նկ.6-ում պատկերված է անդրադարձման և թունելավորման ժամանակների կախումը արգելքների լայնությունից: Նկարները վերնից ներքև համապատասխանում են փոքր  $k_n$ -ից ավելի մեծ արժեքին: Ընդ որում, արգելքի պարամետրերը վերցվել են այնպես, որ սկսած որոշակի արժեքից ունենանք երեք ռեզոնանսային անցում: Վերոնշյալ գրաֆիկներից երևում է, որ բոլոր երեք դեպքերում էլ թունելավորման ժամանակը ձգտում է վերջավոր արժեքի, իսկ անդրադարձման ժամանակը ձգտում է անվերջության: Վերջինն էլ նշանակում է, որ արգելքների ներսում ձևավորվել է կապված վիճակ:

### ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՀԻՄՆԱԿԱՆ ԱՐԴՅՈՒՆՔՆԵՐԸ

1. Ցույց է տրված, որ ալիքային ֆունկցիայի և նրա ածանցյալի որոշակի ընտրության դեպքում կոմպլեքս պոտենցիալով Շրեդինգերի

հավասարման լուծման խնդիրը կարող է փոխարինվել երկու գծային դիֆերենցիալ հավասարումների համակարգի լուծման խնդրով: Ուսումնասիրվել է ամպլիտուդային ֆունկցիաների ասիմպտոտիկ արժեքների կապը խնդրի դրվածքի հետ:

2. Ուսումնասիրվել է Շրեդինգերի հավասարման զուգամիտող և տարամիտող լուծումների միջև կապը: Ցույց է տրվել, որ այդ կապը ոչ հանրահաշվական է, և կոմպլեքս պոտենցիալի դեպքում համապատասխան անցումը կատարվում է ալիքային թվի նշանի փոփոխմամբ:
3. Միաչափ պոտենցիալի դեպքում լուծված է անընդհատ սպեկտրի ալիքային ֆունկցիայի նորմավորման խնդիրը: Ապացուցված է, որ անկախ ներկայացումից՝ կամայական ինֆինիտ շարժման ալիքային ֆունկցիայի նորմավորման հաստատունը համընկնում է ազատ շարժման համար նորմավորման հաստատունի արժեքի հետ: Ստացվել է բանաձև, որը բնութագրում է ալիքային ֆունկցիայի նորմավորման կապը այդ իսկ ալիքային ֆունկցիայի ասիմպտոտիկ վարքագծի հետ:
4. Ցույց է տրվել, որ կամայական տեսքի պոտենցիալի դեպքում ցրման ալիքային ֆունկցիաների նորմավորման հաստատունը ունի միևնույն արժեքը: Ապացուցված է, որ աջ և ձախ ցրման խնդիրների ալիքային ֆունկցիաները էներգիայի նույն արժեքի դեպքում օրթոգոնալ են մեկը մյուսին: Ստացվել է կապ ցրման խնդիրների անցման և անդրադարձման ամպլիտուդների միջև:
5. Կոմպլեքս պոտենցիալի դեպքում ստացվել են ընդհանուր բանաձևեր, որոնցով նկարագրվում է տրանսֆեր մատրիցի և ցրման մատրիցի էլեմենտների կապը աջ ու ձախ ցրման խնդիրների անցման և անդրադարձման գործակիցների հետ: Ուլտրանեղ ուղղանկյուն պոտենցիալների մոտարկման մեթոդով ստացվել է ցրման ամպլիտուդների կախվածությունը ցրող պոտենցիալի պարամետրերից:
6. Հետազոտվել է կապված վիճակի խնդրի կապը ցրման ամպլիտուդների անալիտիկ հատկությունների հետ: Ցույց է տրվել, որ կեղծ առանցքի դրական մասում տրանսֆեր մատրիցի մեկ-մեկ էլեմենտի գրո լինելը որոշում է կապված վիճակի էներգետիկ սպեկտրը: Միևնույն ժամանակ տրանսֆեր մատրիցի մեկ-երկու կապված վիճակների էներգիաներին համապատասխանող անդամի արժեքը որոշում է նորմավորման հաստատունը:
7. Ցրման ալիքային ֆունկցիաների որոշման սահմանային խնդիրը բերվել է սկզբնական պայմաններով խնդրին: Տարածության ցանկացած կետում ալիքային ֆունկցիայի արժեքի որոշման համար ստացվել է ընդհանուր բանաձև՝ կախված տվյալ կետից աջ և ձախ մասում գտնվող պոտենցիալի մասերի ցրման ամպլիտուդներից:



8. Պարբերական շերտավոր կառուցվածքի ցրման ամպլիտուդների համար ստացվել են ընդհանուր բանաձևեր՝ կախված կառուցվածքային էլեմենտի ցրման ամպլիտուդից և շերտերի քանակից: Նանկում պոզիտի օրինակի համար արվել են կլանման, անդրադարձման և անցման գործակիցների սպեկտրալ կախվածությունների ուսումնասիրությունները:
9. Միմյանցից որոշակի հեռավորության վրա գտնվող երկու միանման ուղղանկյուն պոտենցիալներից կազմված համակարգի օրինակի վրա ստացվել է ալիքային պրոցեսի էվոյուցիոն պատկերը, որը բերում է պոտենցիալներից կազմված փոսում տեղակայված քվազի-կապված վիճակի առաջացմանը: Ցույց է տրվել, որ, եթե ալիքային փաթեթի կրող էներգիան համընկնում է ռեզոնանսային անցման էներգիայի հետ, ապա ուղղանկյուն պոտենցիալների լայնության անսահմանափակ մեծացման դեպքում քվազի-կապված վիճակի ձևավորման ժամանակը ձգտում է վերջավոր արժեքի, մինչդեռ լողման ժամանակը ձգտում է անվերջության:

#### **ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՑԱՆԿ**

1. A. Yariv, P. Yeh. Optical Waves in Crystals: Propagation and Control of Laser Radiation. John Wiley & Sons, Inc. 2003.
2. Л. М. Бреховский. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973.
3. В. Ф. Гантмахер. Электроны в неупорядоченных средах. М.: ФИЗМАТЛИТ 2013.
4. N. Blaunstein. Theoretical aspects of wave propagation in random media based on quauty and statistical field theory. Progress In Electromagnetics Research, PIER 47, 135–191, 2004.
5. Robert A. Shore, Arthur D. Yaghjian. Travelling waves on two- and three-dimensional periodic arrays of lossless scatterers. Radio Science, Vol. 42, RS6S21, Issue 6, 2007.
6. Э. Г. Локк. Критерии положительного и отрицательного отражения и преломления для трехмерных анизотропных геометрий. Радиотехника и электроника, Том 54, №2, с. 166-171, 2009.
7. S. Datta. Electronic Transport in Mesoscopic Systems. Cambridge University Press, Cambridge, 1995.
8. T. E. Hartman. Tunneling of a wave packet. J. Appl. Phys. **33**, 3427 – 3430, 1962.
9. M. Buttiker, R. Landauer. Traversal Time for Tunneling. Phys. Rev. Lett. **49**, 1739-1742, 1982.
10. G. Nimtz. On superluminal tunneling. Prog. Quant. Electron. 27, 417, 2003.

11. А. Б. Шварцбург. УФН, Т. 177, с. 43, 2007.
12. P. Eckle, A. N. Pfeiffer, C. Cirelli, A. Staudte, R. Dörner, H. G. Muller, M. Büttiker, U. Keller. Attosecond ionization and tunneling delay time measurements in helium. Science 322, 1525–1529, 2008.
13. D. M Sedrakian, A. Zh. Khachatryan. Physics Letters A, Vol. 265, Iss 4, p. 241-316, 2000.
14. A. Zh. Khachatryan. A method of generalized transfer matrix for a problem of electromagnetic wave propagation through an arbitrary one-dimensional absorbing medium. Armenian Journal of Physics, 3 (3). p. 178-186, 2010.

**ԱՏԵՆԱԽՈՍՈՒԹՅԱՆ ԹԵՄԱՑՈՎ ՏՊԱԳՐԿԱԾ ԱՇԽԱՏԱՆՔՆԵՐԻ ՑՈՒՑԱԿԸ**

1. A. Zh. Khachatryan, V. A. Khoetsyan, N. A. Aleksanyan, D. R. Voskanyan. The orthogonality of the wave functions of the left and right scattering problems for an arbitrary one dimensional field. Bulletin of State Engineering University of Armenia (Polytechnik), Collection of scientific and methodical papers, part 1, Yerevan, 2014, p. 55-61.
2. D. R. Voskanyan. A simple method to receive the relations between the transmission and reflection amplitudes of the left and right scattering problems. Bulletin of State Engineering University of Armenia (Polytechnik), Collection of scientific and methodical papers, part 1, Yerevan, 2016, p. 52-56.
3. A. Zh. Khachatryan, V. A. Khoetsyan, N. A. Aleksanyan, D. R. Voskanyan. Wave functions of the left and right scattering problems as a basis for description of a wave process evolution. Armenian Journal of Physics, Yerevan, 2014, Vol. 7, issue 3, p. 127-135.
4. A. Zh. Khachatryan, V. A. Khoetsyan, D. R. Voskanyan. Derivation of evolution wave packets based on scattering wave functions for one dimensional potential. Journal of Applied Physical Science International, 2015, Vol.: 5, Issue.: 4, p. 229-240.
5. D. R. Voskanyan. Matter wave evolution for one dimensional potential. Armenian Journal of Physics, Yerevan, Yerevan, 2016, Vol. 9, issue 1, p. 44-53.
6. D. R. Voskanyan. Life period of wave packet located in quantum well formed by two similar rectangular potentials. Proceeding of the International Conference on Electron, Positron, Neutron and X-Ray Scattering Under External Influences, ISBN 978-9939-1-0275-7, Yerevan, 2016, p. 263-266.

Давид Робертович Восканян

## ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЛОКАЛЬНЫХ ВОЛНОВЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ОДНОМЕРНЫХ НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ СРЕДАХ

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Ключевые слова: комплексный потенциал, волновая функция, трансфер матрица, матрица рассеяния, амплитуда рассеяния, связанные состояния, волновые пакеты.

На примере материальных волн в наиболее общей форме проведено исследование стационарного одномерного движения в поле комплексного потенциала произвольного вида. Исследование поведения волновых пакетов производится на их основе представления в виде группы волн составленных из волновых функций рассеяния. В этом случае они являются собственными функциями Гамильтониана взаимодействия частицы с рассеивающим потенциалом. Данное обстоятельство является существенным для математической постановки эволюционной задачи. Показано, что при определённом выборе волновой функции и ее производной, задача решения уравнения Шредингера с комплексным потенциалом может быть заменена на задачу решения системы из двух линейных дифференциальных уравнений.

Проведено обобщение многих результатов подходов описания одномерного волнового движения для случая материальных волн в поле комплексного потенциала произвольного вида и для электромагнитных волн в случае поглощающей среды. Выявлена связь между данными подходами.

Исследовалось как финитное, так и инфинитное движение. Показано, что данная, являющаяся в своей постановке краевая задача, может быть переформулирована в виде начальной задачи для определенной системы уравнений. Данное обстоятельство представляется особенно важным в плане выполнения численных расчетов.

Установлена связь условия нормировки волновой функций непрерывного спектра с ее асимптотическим значением. Доказано, что вне зависимости от выбора представления значение константы нормировки волновой функции произвольного

инфинитного движения совпадает со значением константы нормировки для свободного движения. Получена общая формула, выражающая значения волновой функции в произвольной точке от амплитуд рассеяния для частей потенциала левее и правее от данной точки. Доказано, что волновые функции левой и правой задач рассеяния при совпадающих значениях энергии ортогональны друг к другу. Получены связи между амплитудами отражения и прохождения задач рассеяния.

Получена связь элементов трансфер матрицы и матрицы рассеяния с амплитудами отражения и прохождения левой и правой задач рассеяния для комплексного потенциала произвольного вида. С помощью ультратонких прямоугольных потенциалов получены зависимости амплитуд рассеяния от параметров рассеивающего потенциала. Показано, что задача определения связанных состояний связана с проблемой исследования аналитических свойств амплитуд рассеяния, в частности, их значения на положительной стороне мнимой оси.

Для амплитуд рассеяния периодической системы, при наличии в среде поглощения, найдены общие формулы в зависимости от амплитуд рассеяния структурного элемента, а также количества слоев. Исследован пример нанокompозита на предмет спектральных свойств поглощения, отражения и прохождения. На примере системы из двух одинаковых прямоугольных потенциалов исследована динамика волнового процесса, приводящего к образованию квазисвязанного состояния локализованного внутри ямы в области между потенциалами. Показано, что при неограниченном увеличении ширины прямоугольных барьеров, когда толщина между потенциалами остается неизменной, время образования квазисвязанного состояния стремится к конечному пределу, в то время как время распада стремится к бесконечности. Из данного положения, в частности, следует, что связанные состояния по своей сути являются волновыми пакетами.

Davit Voskanyan

PROPAGATION STUDY OF LOCAL WAVE DISTURBANCES  
IN ONE-DIMENSIONAL DISORDERED MEDIA

Summary

Keywords: complex potential, wave function, transfer matrix, scattering matrix, scattering amplitude, bound state, wave packet.

In the most general form and on the base of material waves it has been investigated the one dimensional stationary movement in the complex potential of arbitrary forms. Investigation of the wave packets' behavior has been done based on their representation in the form of a group made up of wave scattering functions. In this case they are eigenfunctions of the Hamiltonian of interaction with the scattering potential done by the particles. For the evolutionary problems' mathematical formulation this is essential. It is shown that at a certain choice of the wave function and its derivative, the task of solving the Schrodinger equation with complex potential can be replaced by the problem of solving a system of two linear differential equations.

It is generalized the results of many well-known approaches to describe one-dimensional wave motion for the material wave cases in the complex potential of any type and for electromagnetic waves in the case of an absorbing medium. Also it was found an association between these approaches.

The investigation contains finite and infinite motions as well. It has been shown the subject boundary problem can be reformulated as an initial value problem for a certain system of equations. This fact is particularly important in terms of numerical computation.

It was received a connection between normalization condition of continuous spectrum's wave function and its asymptotic value. It is proved that, regardless of representation choice, the value of the normalization constant of arbitrary infinite motion wave function coincides with the value of the normalization constant for free movement. A general formula has been got, which expresses the values of the wave function at an arbitrary point form the scattering amplitudes for building parts of the left

and right of the above mentioned point. It is proved that in case of energy values matching the wave functions of the left and right scattering problems are orthogonal to each other. It is obtained relationship between the amplitudes of the reflection and transmission scattering problems.

In the dissertation work it was also received a relation between the transfer matrix, scattering matrix elements with the left and right scattering problems' reflection and transmission amplitudes for the complex potential of any kind. In the work is received the dependence of the scattering amplitudes from the parameters of the scattering potential with the help of ultra-thin rectangular potentials.

It is shown that the problem of bound states determining is associated with the problem of the scattering amplitudes analytic properties study, in particular their value on the positive imaginary axis.

In the presence of the absorption medium for the scattering amplitudes of periodic system, it was found the general formula depending on structural element's scattering amplitudes, as well as the number of layers. It was studied the example of nanocomposite on the spectral properties of absorption, reflection and transmission. Based on the system formed by two identical rectangular potentials it was investigated the dynamics of wave process leading to the quasi-bound state formation, which is localized within the well in the area between the potentials. In case of rectangular barrier width unlimited increase and when the space between two potential well is unchanged, it is shown that the time of quasi-bound state formation tends to a finite limit, while the decay time tends to infinity. In particular from this position follows that the bound states inherently are wave packets.