

ՀՀ ԳԱԱ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ

Հովսեփյան Գոռ Հրաչյայի

«Ֆոտոնային բլոկադայի և փուլային փականքի ստացումը
Կեռի ոչ գծային մարող համակարգերում»

Ատենախոսություն

Լազերային ֆիզիկա 04.21 մասնագիտությամբ ֆիզմաթ
գիտությունների թեկնածուի գիտական աստիճանի համար

Գիտական ղեկավար՝

ՀՀ ԳԱԱ թղթակից անդամ
ֆիզմաթ. գիտությունների դոկտոր,

պրոֆեսոր Գագիկ Կրյուչկյան

Երևան 2017թ.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Բովանդակություն.....	1
Ներածություն.....	3
Գլուխ 1 Ոչ գծային դիսիպատիվ օսցիլյատորի մոդելներն ու հետազոտման մեթոդները.....	14
1.1 Խտության մատրիցը ԵՎ նրա ժամանակային էվոլյուցիան	14
1.2 Քվանտային վիճակների ներկայացումը Վիգների ֆունկցիայով.....	18
1.3 Ֆոն-Նեյմանի հավասարման թվային մեթոդներով լուծումը.....	20
1.4 Քվանտային անհարմոնիկ օսցիլյատորը արտաքին դաշտի ղեկավարմամբ.....	22
1.5 Ֆոտոնային Վիճակագրությունը ըստ կորելյացիոն ֆունկցիայի	27
1.6 Առաջին գլխի ամփոփում	30
Գլուխ 2 Բազմաֆոտոնային բլոկադան իմպուլսային ռեժիմում ԵՎ նրա սահմանափակումները մոնոքրոմատիկ դաշտի համար.....	31
2.1 Ֆոտոնային Բլոկադան մոնոքրոմատիկ դաշտի դեպքում	31
2.2 Ֆոտոնային Բլոկադան իմպուլսային ռեժիմում	35
2.3 Միաֆոտոնային բլոկադա.....	37
2.4 Երկֆոտոնային և եռաֆոտոնային բլոկադա.....	41
2.5 Երկրորդ գլխի ամփոփում	50
Գլուխ 3 Ջերմային ֆոտոնների, գաուսյան եվ չիրպացված դաշտերի ազդեցությունը Կեռի ոչգծայնությամբ համակարգերում.....	51
3.1 Ջերմային ֆոտոնների ազդեցությունը քվանտային համակարգերի վրա	51
3.2 Ջերմային ֆոտոններ և նրանց ազդեցությունը Ֆոկի վիճակի գեներացման վրա	54
3.3 Գաուսյան Իմպուլսի պարամետրերի ազդեցությունը ֆոտոնային բլոկադայի վրա....	64
3.4 Չիրպի դերը ոչ գծային համակարգերում.....	70
3.5 Կեռի ոչ գծային ռեզոնատորը չիրպացված արտաքին դաշտի ազդեցությամբ.....	73
3.6 Չիրպացված արտաքին դաշտի ազդեցությունը Կեռի ոչ գծային ռեզոնատորներում ֆոտոնային բլոկադայի ստացման վրա	75
3.7 Երրորդ գլխի ամփոփում.....	85

Գլուխ 4 Փուլային փականքը և քվատանային վիճակագրությունը պարամետրական գրգռված օսցիլյատորում.....	86
4.1 Պարամետրիկ ոչ գծային օսցիլյատորի մոդելը	86
4.2 Փուլային փականքը և քվանտային վիճակագրությունը կանոնավորից քառսային անցման ժամանակ.....	90
4.3 ՉՈՐՐՈՐԴ ԳԼԽԻ ԱՄՓՈՓՈՒՄ	99
ԱՄՓՈՓՈՒՄ	100
ՕԳՏԱԳՈՐԾՎԱԾ ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՑԱՆԿ.....	102

ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ

Ատենախոսությունը նվիրված է ֆոտոնային բլոկադայի [1] ստացմանը, ինչպես նաև քվանտային տարբեր վիճակների գեներացիային դիսիպատիվ համակարգերում: Այդ վիճակների դասին են պատկանում փուլային փականքով վիճակները, Ֆոկի վիճակները [2], կոհերենտ վիճակները և նրանց սուպերպոզիցիոն վիճակները: Ինչպես գիտենք գիտության ժամանակակից խնդիրներից է քվանտային ֆիզիկայի կիրառումը բարձրագույն տեխնալոգիաներում, մասնավորապես քվանտային համակարգիչներում, քվանտային ապահով հեռահաղորդակցության մեջ, լիտոգրաֆիայի և այլ ճյուղերում: Դեռ 1980-ական թվականներից հաշվիչ մեքենաների պրոցեսորներում կիրառվում են տրանզիստորները և ըստ Մուրիի օրենքի [3] պրոցեսորի միավոր մակերեսում տրանզիստորների թիվը տարեցտարի կրկնապատկվում է և այժմ այն հասել է մի քանի տասնյակ միլիարդի, որը նշանակում է, որ տրանզիստորների չափերը տասնյակ նանոմետրերի կարգի են: Տրանզիստորի չափերի փոքրացմանը զուգընթաց սկսում են ի հայտ գալ քվանտային երևույթները: Երբ տրանզիստորի չափերը շատ փոքր են, ապա փոքրանում են նաև տրանզիստորի հաղորդիչների միջև ինսուլատորի չափերը: Այդ հաղորդիչների միջև հոսանքը կառավարվում է ինսուլատորի վրա կիրառված լարման չափով, սակայն մոտ 5 նմ-ից սկսած ի հայտ է գալիս քվանտային թունելացման էֆֆեկտը, որի պատճառով հոսանքի կառավարումը անհնար է դառնում: Այս երևույթին հաճախ ասում են Մուրիի օրենքի հազեցում: Քանի որ հաշվողական և անվտանգության խնդիրները աճում են, իսկ համակարգիչների հզորությունը տարեցտարի

մոտենում է հագեցման, դա բերում է նոր համակարգիչների և նոր տեխնոլոգիաների զարգացման անհրաժեշտությանը: Այսպիսով ժամանակակից խնդիրներից է նոր շատ փոքր էլեկտրոնային կամ օպտիկական տրանզիստորների, քվանտային համակարգիչների ստեղծումը:

Ատենախոսության մեջ դիտարկվել է Ֆոտոնային բլոկադայի և նշված վիճակների գեներացիայի տեսական մեթոդների և այդ մեթոդների օպտիմալացման եղանակները: Ֆոտոնային բլոկադան Կուլոնյան բլոկադայի [4] անալոգն է ֆոտոնների համար: Կուլոնյան բլոկադայի դեպքում բարակ դիէլեկտրիկով կոնդենսատորի վրա կիրառված լարման և դիէլեկտրիկի շատ բարակ լինելու շնորհիվ էլեկտրոնները թունելային անցում են կատարում, սակայն թունելային անցում կատարող էլեկտրոնի Կուլոնյան դաշտը արգելում է, որ այլ էլեկտրոն թունելային անցում կատարի մինչև նրա արգելքը լքելը: Քանի որ ֆոտոն -ֆոտոնային փոխազդեցությունը բացակայում է, ապա ֆոտոնային բլոկադայի ստացման համար պետք է ներմուծել ուժեղ ոչգծայնությամբ միջավայր, որի միջոցով կկատարվի ֆոտոն-ֆոտոնային փոխազդեցությունը [5]: Ատենախոսությունում ուսումնասիրվել է ֆոտոնային բլոկադան Կեռի տիպի ոչգծայնությամբ անհարմոնիկ օսցիլյատորներում՝ արտաքին դաշտի կիրառմամբ: Ռեզոնատորի դեպքում ֆոտոնային բլոկադան ռեզոնատորում ֆոտոնի մուտքի արգեափակումն է այնտեղ գտնվող ֆոտոնի կողմից: Այսպիսի համակարգերը ունեն սուբ-պուասոնյան վիճակագրություն, այսինքն համակարգը արտաքին իմպուլսները վերածում են հակախմբավորված ֆոտոնների [1]:

Համակարգերը, որտեղ ստացվում է ֆոտոնային բլոկադա, հանդիսանում են շատ լավ [6-10] մեկ ֆոտոնային գեներատորներ, ինչպես նաև թույլ են տալիս քիչ թվով ֆոտոններ դետեկտել, որոնք մեծ կիրառություններ ունեն

քվանտային ինֆորմատիկայում: Բացի միաֆոտոնային աղբյուրներ լինելուց, ֆոտոնային բլոկադան կարող է օգտակար դեր կատարել ֆոտոնիկ տրանզիստորների [11,12] կառուցման համար: Կան աշխատանքներ, որտեղ միաէլեկտրոն տրանզիստորների օրինակով ստացել են ֆոտոնիկ տրանզիստորներ, ինչը կարող է էլեկտրոնային համակարգիչները փոխարինել ֆոտոնիկ շղթաներով, և այն կազմված կլինի ֆոտոնիկ տրանզիստորներից և օպտիկական ալիքատարներից: Այդ ստացված տրանզիստորի չափը 2նմ է և աշխատում է 1.4 Կելվին ջերմաստիճանում [2]: Այժմ աշխատանքներ են տարվում մի քանի տրանզիստորներից կազմված շղթաներ կազմելու համար:

Ինչպես հայտնի է, դասական ինֆորմատիկայում մեկ բիթը կամ 0 է կամ 1 , սակայն քվանտային ինֆորմատիկայում բիթը՝ քուբիթը [13-14], 0 և 1 վիճակների սուպերպոզիցիան է: Քուբիթի նման բնույթը թույլ է տալիս բացի դասական ալգորիթմներից նորանոր ալգորիթմներ մշակել: Այդ նոր ալգորիթմների շնորհիվ քվանտային ինֆորմատիկան որոշ խնդիրներ կարող է լուծել շատ ավելի արագ քան դասական համակարգիչները: Մասնավորապես 1994թ.-ին Շոռը [15] առաջարկել է բնական թվի ֆակտորիզացման ալգորիթմը $O(\log^2 N \log^3(\log N))$ ժամանակում՝ օգտագործելով $\log^2 N$ հատ քվանտային քուբիթ: Գրովերի կողմից առաջարկվել է տվյալների բազայից տվյալի որոնման ալգորիթմը, որտեղ, ի տարբերություն դասական լուծման, քվանտային ալգորիթմը քառակուսայինից ավելի արագ է: Վերը նշվածը ցուցադրում է, որ քվանտային ինֆորմատիկայի հիմքում ընկած են քվանտային սուպերպոզիցիոն վիճակներ, որը ցույց է տալիս Ֆոկի վիճակների և նրանց սուպերպոզիցիոն վիճակների գեներացման կարևորությունը:

Կան բազմաթիվ տեսական աշխատանքներ, որտեղ առաջարկվում են համակարգեր, որում կարելի է դիտել ֆոտոնային և պոլարիտոնային

բլոկադայի ստացման տարբեր եղանակներ: Մասնավորապես առաջին տեսական արդյունքը ստացվել է [1] օպտիկական ռեզոնատորում թակարդված ատոմում, ավելի ուշ առաջակվել են համակարգեր գերհաղորդչային ռեզոնատորին կապված արհեստական ատոմում՝ [16,17] քվանտային նանոմեխանիկական համակարգերում [18,19]: Կան աշխատանքներ [20], որտեղ նույն համակարգերում առաջարկում են Ֆոկի վիճակի գեներացիայի մեթոդներ, ինչպես նաև նրանց սուպերպոզիցիոն վիճակների գեներացիայի մեթոդներ [20]:

Վերը նշված համակարգերում միաֆոտոնային բլոկադան, ինչպես նաև Ֆոկի և նրանց սուպերպոզիցիոն վիճակների գեներացումը դիտարկվում է դիսիպացիայի և դեկոհերենտության բացակայության դեպքում: Դիսիպացիայի առկայությունը նշանակում է, որ գործ ունենք բաց համակարգի հետ, որը դեկոհերենտության հետ միասին էականորեն ազդում են քվանտային վիճակների վրա՝ արագորեն քանդելով այն և փոքրացնելով նրանց գեներացման հավանականությունը:

Ատենախոսության մեջ դիտարկում ենք Կեռի ոչ գծային ռեզոնատորում մուլտիֆոտոնային բլոկադան և Ֆոկի վիճակների գեներացման տեսական մեթոդները՝ հաշվի առնելով դիսիպացիան և դեկոհերենտությունը: Դիսիպացիայի և դեկոհերենտության ներմուծումը կարևոր է իրական փորձարարական համակարգերը մոդելավորելու համար: [20] Աշխատանքում դիտարկվել է նույն համակարգը գաուսյան իմպուլսների ազդեցությամբ: Մենք նույնպես կօգտվենք գաուսյան իմպուլսներով մոդուլացված արտաքին դաշտից, որպեսզի ստանանք բարձր հավանականությամբ մուլտիֆոտոնային բլոկադա: Կարճ գաուսյան իմպուլսների ընթացքում դիսիպացիան չի հասցնում բավականաչափ ազդել, որի շնորհիվ հնարավոր է լինում ստանալ էֆֆեկտիվ ֆոտոնային բլոկադա և Ֆոկի վիճակներ:

Բոլոր ժամանակակից քվանտային սարքերը աշխատում են շատ ցածր ջերմաստիճաններում [20-25] ` 20մԿելվինից – 2 Կելվին: Ջերմային աղմուկի պատճառով սենյակային ջերմաստիճանում քվանտային վիճակ ստանալը շատ դժվար է, այդ իսկ պատճառով այն ստանալու համար կիրառվում են կրեոստատներ [26], որոնք, իջեցնելով ջերմաստիճանը, բարձրացնում են քվանտային վիճակի կոհերենտության ժամանակը: Մասնավորապես ժամանակակից D-WAVE համակարգիչների պրոցեսորը աշխատում է 0,015 Կելվին ջերմաստիճանում:

Քանի որ մենք դիտարկում ենք բաց քվանտային համակարգ, որը փոխազդում է արտաքին միջավայրի հետ, ապա կարևոր է նաև քննարկել այդ ջերմային ֆոտոնների ազդեցությունը Կեռի ոչ գծայնությամբ անհարմոնիկ օսցիլյատորում ֆոտոնային բլոկադայի և Ֆոկի վիճակների ստացման հավանականության վրա, դիտարկվել են ջերմաստիճանի այն սահմանները, որից հետո դեկոհերենտությունը ամբողջությամբ քայքայում է քվանտային վիճակը: Ֆոտոնային բլոկադան դիտարկվել է գաուսյան իմպուլսների ազդեցությամբ: Ատենախոսության մեջ դիտարկվել է նաև գաուսյան իմպուլսների լայնության, իմպուլսների միջև ինտերվալի և ամպլիտուդի արժեքների ազդեցությունը Ֆոտոնային բլոկադայի հավանականության վրա:

Բազմաթիվ աշխատանքներում մեկֆոտոնային Ֆոկի վիճակի գեներացիան էֆֆեկտիվորեն հաջողվել է իրականացնել, սակայն քվանտային ինֆորմացիոն համակարգերում անհրաժեշտ է նաև այդ վիճակների դետեկտումը, որոնք աչքի են ընկնում շատ փոքր էներգիաներով: Այդ խնդրից խուսափելու համար փորձում են բաժր զգայնությամբ դետեկտորներ մշակել ինչպես նաև կա մեծ անհրաժեշտություն, կիրառելով արտաքին դաշտը, ստանալ մեծ ֆոտոնային թվով Ֆոկի վիճակներ: Այդ վիճակներին համապատասխան,

արտաքին դաշտի ռեզոնանսային հաճախություն ընտրելու դեպքում չի հաջողվում բարձր հավանականությամբ վիճակներ ստանալ: Դրա համար առաջարկվում է ժամանակի ընթացքում, փոփոխելով արտաքին դաշտի հաճախությունը, համակարգը թռիչքաձև բերել բարձր էներգիական մակարդակով վիճակի [26-30]: Ատենախոսության մեջ կիրառել ենք չիրպացված դաշտ, որտեղ դաշտի հաճախությունը ժամանակից գծային կախվածություն ունի: Չիրպացված դաշտը գաուսյան իմպուլսների առկայության և բացակայության դեպքում համակարգի վրա բերում են, ինչպես բարձր թվով Ֆոկի վիճակների ստացման, այնպես էլ շատ էֆֆեկտիվ սուպերպոզիցիոն վիճակների ստացման համար:

Ատենախոսության մեջ քննարկել ենք նաև քվանտային պարամետրիկ փուլային փականքով օսցիլյատորները: Հայտնի է, որ բազմաթիվ օպտիկական, ինչպես նաև ռադիո և միկրոալիքային հաճախությունների գեներացիայի համար կիրառվում են պարամետրիկ փուլային փականքով օսցիլյատորներ: [119] աշխատանքում ցույց է տրվել, որ օգտագործելով պարամետրիկ փուլային փականքով օսցիլյատորը, կարելի է դեմոդուլացնել շատ փոքր հզորությամբ թվային մոդուլացված ազդանշաններ, ինչպես նաև այն կիրառվել է քվանտային բիթի՝ քուբիթի վիճակի կարդալու համար: Այսպիսի համակարգում քննարկվել է նաև Ֆոկի վիճակների գեներացիան [32] աշխատանքում:

Ատենախոսության մեջ դիտարկել ենք կոմպոզիտ ոչ գծային համակարգը, որը կազմված Կեռի ոչգծայնությունից և երկրորդ կարգի ոչգծայնությունունից: Համակարգում դիտարկվել է փուլային փականքի երևույթը քվանտային քաոսի ռեժիմում որտեղ ուսումնասիրվել է համակարգի ֆոտոնային վիճակագրությունը, ինչպես նաև այդ ռեժիմները քննարկվել են քվանտային և կիսադասական տիրույթում:

Արենախոսության նպատակն է

- Հետազոտել Կեռի ոչ գծային քվանտային անհարմոնիկ դիսիպատիվ օսցիլյատորի վարքը ցածր ֆոտոնների լրացման թվի և մեծ ոչգծայնությունների դեպքում և հնարավոր քվանտային երևույթների, վիճակների իրականացումը:
- Ֆոտոնային բլոկադայի ստացման նոր մեթոդների տեսական հետազոտությունը Կեռի ոչ գծային քվանտային անհարմոնիկ դիսիպատիվ օսցիլյատորում:
- Արտաքին ջերմային ֆոտոնների և արտաքին դաշտի գաուսյան իմպուլսների պարամետրերի ազդեցությունը քվանտային անհարմոնիկ դիսիպատիվ օսցիլյատորների վարքի վրա:
- Դիսիպացիայի ազդեցության տեսական հետազոտությունը անհարմոնիկ օսցիլյատորում իրականացվող բլոկադայի վրա:
- Չիրպացված արտաքին դաշտի ազդեցությամբ քվանտային անհարմոնիկ դիսիպատիվ օսցիլյատորի տեսական հետազոտությունը:
- Պարամետրիկ փուլային փականքով օսցիլյատորներում քվանտային քաոսի և փուլային փականքի տեսական հետազոտությունը, արտաքին գաուսյան իմպուլսների ազդեցությամբ:

Արենախոսության նորարարությունը.

- Առաջարկվել են քվանտային անհարմոնիկ դիսիպատիվ օսցիլյատորում ֆոտոնային բլոկադայի ստացման նոր մեթոդներ՝ կիրառելով հաջորդական գաուսյան իմպուլսներ:
- Քվանտային մարող անհարմոնիկ օսցիլյատորի տեսության զարգացումը ռեզոնանսային տիրույթում, մեծ ոչգծայնությունների դեպքում:

- Մշակվել է տեսություն, թե ինչպես են արտաքին ջերմային ֆոտոնների թիվը և գաուսյան իմպուլսի պարամետրերը ազդում քվանտային անհարմոնիկ դիսիպատիվ օսցիլյատորի վրա:
- Չիրպացված արտաքին դաշտի ազդեցությունը քվանտային անհարմոնիկ դիսիպատիվ օսցիլյատորի վարքի վրա:
- Պարամետրիկ փուլային փականքով օսցիլատորներում առաջին անգամ քննարկվել է քվանտային քաոսի և փուլային փականքի ստացումը՝ արտաքին գաուսյան իմպուլսների կիրառմամբ:

Ատենախոսության կիրառական նշանակությունը

Ատենախոսությունում ստացված արդյունքները, բացի տեսական հետաքրքրությունից, ունեն նաև մեծ կիրառական նշանակություն: Օսցիլյատորների դիտարկված մոդելները կարող են կիրառվել նանոմեխանիկական օսցիլյատորներում, գերհաղորդական Ջոսեֆսոնի հանգույցով շղթաներում, ինչպես նաև օպտիկաալիքային համակարգերում: Այս համակարգերում ֆոտոնային բլոկադան և քվանտային վիճակների գեներացիան կարող է կիրառվել քվանտային համակարգիչների, ֆոտոնային տրանզիստորների իրականացման, քվանտային սկզբունքով աշխատող հեռահաղորդակցության միջոցների և այլ նորանոր քվանտային տեխնոլոգիաների իրականացման համար:

Ատենախոսության հիմնական դրույթները

- Ոչ գծային դիսիպատիվ օսցիլյատորում բազմաֆոտոնային բլոկադայի ստացման նոր մոտեցում արտաքին գաուսյան իմպուլսների կիրառմամբ:
- Ոչ գծային դիսիպատիվ օսցիլյատորի վրա, արտաքին ջերմային ֆոտոնների միջին թվի և գաուսյան իմպուլսների պարամետրերի ազդեցության տեսության մշակում:

- Պարամետրիկ ոչ գծային դիսիպատիվ օսցիլատորում քվանտային քաոսի և փուլային փականքի ստացման տեսության մշակումը արտաքին գաուսյան իմպուլսների ազդեցությամբ:

Ատենախոսության կառուցվածքը

Ատենախոսությունը կազմված է ներածությունից, չորս գլխից, եզրակացությունից և հղված գրականությունների ցանկից: Ատենախոսության պարունակությունը շարադրված է 110 էջերի վրա, այն պարունակում է 34 նկար և 127 գրականության հղում:

Առաջին գլուխը ունի ներածական բնույթ: Այնտեղ ներկայացվում է քվանտային անհարմոնիկ օսցիլատորի մոդելը, այն իրականացվող համակարգերը, որոնք բնութագրվում են այդ մոդելով: Այս գլխում ներկայացված են նաև բաց քվանտային համակարգերի հետազոտման մեթոդները, ինչպես նաև համառոտ նկարագրված են այն ֆիզիկական մեծությունները, որոնք անհրաժեշտ են հետագա հաշվարկների համար:

Երկրորդ գլխում ներկայացված է Կեռի ոչգծայնությամբ ռեզոնատորում բազմաֆոտոնային բլոկադայի ստացման նոր մեթոդներ գաուսյան իմպուլսներով մոդուլացված արտաքին դաշտի դեպքում: Ստացված արդյունքները համեմատվում է մոնոքրոմատիկ արտաքին դաշտի կիրառմամբ ստացված ֆոտոնային բլոկադայի հետ:

Երրորդ գլխում ներկայացված է ջերմային ֆոտոնների թվի այն սահմանը, որից սկսած Ֆոկի վիճակը վերանում է դեկոհերենտության պատճառով: Այս գլխում ներկայացված է նաև գաուսյան իմպուլսի պարամետրերի, ինչպես նաև չիրպացված արտաքին դաշտի ազդեցությունը Ֆոկի վիճակի գեներացման և ֆոտոնային բլոկադայի վրա:

Չորրորդ գլխում դիտարկվել է պարամետրիկ ոչ գծային օսցիլյատորում աշխատանքային ռեժիմների ուսումնասիրությունը, որտեղ համակարգը գտնվում է քվանտային քաոսի ռեժիմում: Դիտարկվել է այդ ռեժիմում փուլային փականքի երևույթը, ինչպես նաև այդ ռեժիմի ուսումնասիրման համար դիտարկվել է ֆոտոնային վիճակագրությունը և խնդրի կիսադասական մոտեցմամբ լուծումը:

Գիտական աշխատանքների ցանկ.

Ատենախոսությունը հիմնված է 4 հրատարակված աշխատանքների հիման վրա:

1. G. H. Hovsepyan, A. R. Shahinyan, and G. Yu. Kryuchkyan Phys. Rev. A 90, 013839 –(2014) “Multiphoton blockades in pulsed regimes beyond stationary limits”.
2. G. H. Hovsepyan and G. Yu. Kryuchkyan Eur. Phys. J. D 69: 64 (2015) “Excitations of photon-number states in Kerr nonlinear resonator at finite temperatures”
3. G. H. Hovsepyan, A. R. Shahinyan, Lock Yue Chew, and G. Yu. Kryuchkyan Phys. Rev. A 93, 043856- (2016) “Phase locking and quantum statistics in a parametrically driven nonlinear resonator”
4. G. H. Hovsepyan Armenian Journal of Physics, 9 (4). pp. 279-282. ISSN 1829-1171 (2016) “Photon Blockade via Frequency Chirped Excitations”

ԳԼՈՒԽ 1

ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ԴԻՍԻՊԱՏԻՎ ՕՍՑԻԼՅԱՏՈՐԻ ՄՈԴԵԼՆԵՐՆ ՈՒ ՀԵՏԱԶՈՏՄԱՆ ՄԵԹՈԴՆԵՐԸ

1.1 ԽՏՈՒԹՅԱՆ ՄԱՏՐԻՑԸ ԵՎ ՆՐԱ ԺԱՄԱՆԱԿԱՅԻՆ ԷՎՈԼՅՈՒՑԻԱՆ

Իրական փորձերում գործ ունենք բաց համակարգերի հետ, որոնք փոխազդում են շրջապատող միջավայրի հետ: Բաց քվանտային համակարգի ֆիզիկական հատկությունները էականորեն տարբերվում են փակ համակարգի հատկություններից, քանի որ շրջակա միջավայրի հետ փոխազդեցությունը բերում է դիսիպացիաների և դեկոհերենսության: Քանի որ ատենախոսության մեջ հետազոտվում են ոչ գծային օսցիլյատորներ, որոնք փոխազդում են իրենց շրջապատող միջավայրի հետ, ապա այս բաժնում բերվում է կարճ ակնարկ խտության մատրիցի վերաբերյալ: Խտության մատրիցը նկարագրում է խառը քվանտային վիճակներով համակարգերը, որոնք մի քանի քվանտային վիճակների անսամբլ է: Ի տարբերություն դրա, մաքուր վիճակը նկարագրվում է վիճակի միաչափ վեկտորով: Վերջավոր չափողականությամբ ֆունկցիոնալ տարածության համար խտության մատրիցը ունի հետևյալ տեսքը՝

$$\rho = |\psi\rangle\langle\psi| \quad (1.1)$$

Որտեղ ψ հանդիսանում է համակարգի ալիքային ֆունկցիան: Խտության մատրիցը իրենից ներկայացնում է մի քանի մաքուր վիճակների

վիճակագրական խառնուրդ: Խտության օպերատորը նկարագրում է մաքուր վիճակ, եթե այն հանդիսանում է միավոր ռանգով պրոեկտոր օպերատոր: Համարժեքորեն խտության օպերատորը ρ նկարագրում է մաքուր վիճակ այն դեպքում, երբ $\rho = \rho^2$ կամ $\text{Tr}(\rho^2) = 1$:

Ընդհանուր առմամբ, արտաքին միջավայրի հետ փոխազդող համակարգի համար շարժման հավասարումը խտության մատրիցի պատկերացմամբ նկարագրվում է հետևյալ հավասարումով՝

$$\frac{d\sigma}{dt} = -\frac{i}{\hbar}[H, \sigma] \quad (1.2)$$

Այստեղ ընդհանուր Համիլտոնյանը ներկայացվում է հետևյալ տեսքով՝

$$H = H_S + H_R + \sum_i g_i (a_i \Gamma_i^\dagger + a_i^\dagger \Gamma_i), \quad (1.3)$$

որտեղ H_S - համակարգի Համիլտոնյանն է, իսկ H_R -ը՝ ռեզերվուարի (շրջապատող միջավայրի): Այս դեպքում շրջակա միջավայրը դիտարկվում է որպես անվերջ մոդ ունեցող թերմոստատ, որը գտնվում է Պլանկյան ճառագայթման հետ հավասարակշռության մեջ: Համակարգը թերմոստատի հետ կարող է փոխանակվել ֆոտոններով, իսկ թերմոստատը այնքան մեծ է, որ համակարգի ազդեցությունը միջավայրի վրա շատ փոքր է: (1.3) հավասարումը օգտագործվում է այն դեպքի համար երբ քվանտային համակարգը (S) կազմված է ռեզոնատորային մոդերից:

Այստեղ $a^\dagger, a$ -ն ռեզոնատորի ծնման և ոչնչացման օպերատորներն են, $\Gamma^\dagger, \Gamma$ -ն ռեզերվուարի ծնման և ոչնչացման օպերատորները, իսկ g_i կապի հաստատունն է: (1.3)-ի վերջին անդամը նկարագրում է ռեզերվուարի և համակարգի փոխազդեցությունը: Այն կապված է ռեզոնատորի մոդերի և ռեզերվուարի հետ փոխազդեցությամբ պայմանավորված ֆոտոնների կլանմանամբ և բացթողմամբ: Եթե դիտարկենք (S) համակարգի էվոլյուցիան առանց դիտարկելու ռեզերվուարի փոփոխականները, ապա

անհրաժեշտ է օգտագործել կրճատված խտության մատրիցը, որը ստացվում է համակարգի ընդհանուր մատրիցի ըստ թերմոստատի մոդի σ միջինացմամբ $\rho = Sp_R(\sigma)$: Դիտարկելով թույլ փոխազդեցություն և կիրառելով Մարկովյան մոտավորություն, որը ենթադրում է թերմոստատում հիշողության բացակայություն՝ կստացվի ստանդարտ տեսքով Նեյմանի հավասարումը [33]:

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] + \sum_{i=1,2} (L_i \rho L_i^\dagger - \frac{1}{2} L_i^\dagger L_i \rho - \frac{1}{2} \rho L_i^\dagger L_i) \quad (1.4)$$

Այստեղ i ինդեքսով գումարը նշանակում է գումար ըստ մոդի $m=1,2$: Ռեզոնատորի յուրաքանչյուր մոդին համապատասխանում է Լինբլադի օպերատորի զույգ L_i :

$$L_i^1 = \sqrt{(N_i + 1)\gamma_i} a_i, \quad L_i^2 = \sqrt{N_i \gamma_i} a_i^\dagger \quad (1.5)$$

որտեղ γ դիսիպացիայի գործակիցն է, $N_i = (e^{\omega_i/kT} + 1)^{-1}$ ջերմային ֆոտոնների միջին թիվն է ռեզոնատորի ω_i հաճախության մոդերի վրա: Թերմոստատի քվանտների միջին թիվը որոշվում է ռեզոնատորի ջերմաստիճանով, որը համապատասխանում է Պլանկի բաշխմանը: Լինբլադի օպերատորները նկարագրում են ռեզոնատորում ցրումը և մոդերի դեկոհերենտությունը: (1.4) հավասարումը ճիշտ է քվանտային համակարգի համար, որը միջավայրի հետ թույլ է կապված և որը բավարարում է $\gamma_i \ll kt$ պայմանին: Օպտիկական տիրույթում $kT \ll \hbar\omega_i$ և այսպիսով թերմոստատի քվանտների միջին թիվը կարելի է ընդունել 0:

Այսինքն $N \approx 0$, $L_i = L_i = a_i \sqrt{\gamma_i}$: Ինչպես գիտենք խտության բերված մատրիցը թույլ է տալիս հաշվել ցանկացած մոդի օպերատորի միջին արժեքը, մասնավորապես n ֆոտոնների միջին արժեքը անսամբլի համար կարող ենք ստանալ 1.6 բանաձևով :

$$\langle A \rangle = Sp(\rho \hat{A}) \quad (1.6)$$

Ընդհանուր դեպքում (1.4) հավասարումը անալիտիկ լուծում չունի: Այն որոշված է դրական P ներկայացմամբ մի քանի մոդելների համար:

Այն մոդելները, որոնք դիտարկվում են ատենախոսությունում, ոչ ստացիոնար ռեժիմում անալիտիկ լուծումներ չունեն, այդ իսկ պատճառով օգտագործվում են թվային մեթոդներ:

1.2 ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ՆԵՐԿԱՅԱՑՈՒՄԸ ՎԻԳՆԵՐԻ ՖՈՒՆԿՑԻԱՅՈՎ

Ատենախոսության մեջ քվանտային վիճակները բնութագրելու կամ քվանտային վիճակների միջև համեմատության համար հաճախ օգտվում ենք Վիգների ֆունկցիայից [31,34]: Այս բաժնում կսահմանափակվենք Վիգների ֆունկցիայի համառոտ քննարկումով: Վիգների ֆունկցիան քվադրաթիվային ֆունկցիա է: Փուլային տարածությունում քվադրիհավանական Վիգների բաշխման ֆունկցիան հանդիսանում է խտության մատրիցի հատուկ ներկայացում: Ի տարբերություն խտության մատրիցի Վիգների ֆունկցիան թույլ է տալիս տեսանելի դարձնել քվանտային վիճակները: Այն օգտակար է դեկոհերենտության ներկայացման համար, քվանտային օպտիկայում քաոսի, քվանտային Ֆոկի վիճակների, միջուկային ֆիզիկայի և քվանտային հաշվարկների համար: Վիգների ֆունկցիան ցույց է տալիս մասնիկի՝ փուլային տարածության տվյալ կետում գտնվելու հավանականությունը, պահպանելով անորոշությունների առնչությունը: Քվանտային մեխանիկայում կոորդինատը և իմպուլսը ոչ կոմուտատիվ փոփոխականներ են, որոնք չեն կարող չափվել միաժամանակ: Վիգների ֆունկցիայի մաթեմատիկական ներկայացումը հետևյալն է՝

$$W(x, p) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dy \psi^*(x+y) \psi(x-y) e^{2ipy/\hbar} \quad (1.7)$$

որտեղ ψ -ն ալիքային ֆունկցիան է, x և p համակարգի համապատասխանաբար կոորդինատի և իմպուլսի օպերատորները: Ինտեգրելով Վիգների ֆունկցիան ըստ x -ի կամ p -ի կստանանք համապատասխանաբար իմպուլսի կամ կոորդինատի հավանականության բաշխումը: Վիգների ֆունկցիան նորմավորվում է հետևյալ կերպ՝

$$\int W(x, p) dx dp = 1 \quad (1.8)$$

Հայտնի է, որ Ֆոկի վիճակները ունեն տիրույթ, որտեղ Վիզների ֆունկցիան բացասական է, սուպերպոզիցիոն վիճակները նույնպես ցուցադրում են Վիզների ֆունկցիայի բացասական արժեքը: Քվադրիհավանական ֆունկցիայի բացասական լինելը ցույց է տալիս, որ այդ վիճակները դասական անալոգ չունեն: Մյուս կողմից վիճակները, որոնք ավելի շատ ենթարկվում են դասական բաշխմանը, ինչպիսին օրինակ ջերմային վիճակներն են նկարագրվում է Վիզների ֆունկցիայով, որը բոլոր տեղերում դրական է:

Ընդհանուր դեպքում ներառելով խառնված վիճակներ Վիզների ֆունկցիան որոշվում է որպես ρ մատրիցի տրանսֆորմացիա

$$W(x, p) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dy \langle x - y | \rho | x + y \rangle e^{-2ixy/\hbar} \quad (1.9)$$

Այստեղ $\langle x |$ հանդիսանում է վիճակի կոորդինատ: Սակայն քվանտայի օպտիկայում և ինֆորմատիկայում ավելի հարմար է Վիզների ֆունկցիան ներկայացնել խտության մատրիցի և բոզոնային օպերատորի ծնմամբ և ոչնչացմամբ :

Մի մոդի համար ունենք

$$W(\alpha) = \frac{1}{2\pi} \int d^2\gamma \text{Tr}[\rho(\exp(\alpha a^\dagger + \alpha^* a))] \exp(\gamma^* \alpha - \gamma \alpha^*) \quad (1.10)$$

որտե $\alpha = x + iy$ նշանակված է որպես օպերատորին համապատասխանող կոմպլեքս ամպլիտուդ:

Վիզների ֆունկցիան հանդիսանում է չափվող մեծություն և կարող է չափվել տոմոգրաֆիկ հոմոդինային դետեկտման միջոցով:

1.3 ՖՈՆ-ՆԵՅՄԱՆԻ ՀԱՎԱՍԱՐՄԱՆ ԹՎԱՅԻՆ ՄԵԹՈԴՆԵՐՈՎ ԼՈՒԾՈՒՄԸ

Շատ դեպքերում ֆիզիկական հավասարումները անալիտիկ լուծումներ չեն ունենում, և անհրաժեշտություն է առաջանում դիմել թվային մեթոդներին: Եթե վիճակը Հիլբերտի տարածության մեջ ներկայացնելու համար պահանջում է D բազիսային վեկտորներ, ապա համապատասխան խտության օպերատորը կպահանջի $D^2 - 1$ իրական թվեր: Հաճախ այն կարող է լինել շատ մեծ, անագամ շատ հզոր համակարգիչների համար: Այսպիսի համակարգեր են հանդիսանում մեր դիտարկված համակարգերը, ու դրանց լուծման համար դիմում ենք քվանտային վիճակների դիֆուզիայի մեթոդին [31,35-42], որտեղ քվանտային համակարգի էվոլյուցիան ներկայացվում է բազմաթիվ քվանտային համակարգերի անսամբլի տեսքով:

Յուրաքանչյուր հետագիծ իրենից ներկայացնում է մաքուր քվանտային վիճակ և նկարագրվում է վիճակի վեկտորով, որը կառավարվում է Շրեդինգերի ոչ գծային ստոքաստիկ հավասարումներով:

Համաձայն այդ մեթոդի յուրաքանչյուր հետագծի համար նկարագրվում է դիֆֆուզացված ոչ գծային հավասարման հետևյալ ձևը՝

$$\frac{d}{dt} |\Psi_{\xi^{(n)}}(t)\rangle - \frac{i}{\hbar} H |\Psi_{\xi^{(n)}}(t)\rangle - \frac{1}{2} \sum_j (L_j^\dagger L_j - 2\langle L_j^\dagger \rangle L_j + \langle L_j^\dagger \rangle \langle L_j \rangle) |\Psi_{\xi^{(n)}}(t)\rangle + \sum_j (L_j - \langle L_j^\dagger \rangle) |\Psi_{\xi^{(n)}}(t)\rangle \xi_j^{(n)}(t). \quad (1.11)$$

Այստեղ n -ը ստոքաստիկ հետագծի համարն է, L_j Լինբլադի օպերատորն է խտության մատրիցի համար:

Լինբլադի յուրաքանչյուր օպերատորին համապատասխանում է անկախ աղմուկի անդամ $\xi_j^{(n)}(t)$, որը հանդիսանում է վիներյան պրոցես միջին զրոյական արժեքով $\langle \xi^{(n)} \rangle = 0$:

Համաձայն այդ մեթոդի բոլոր վիներյան պրոցեսները $\xi^{(n)}(t)$ հանդիսանում են իրարից անկախ: Վիների կոմպլեքս փոփոխականները $d\xi_i$ բավարարում են հետևյալ հատկություններին՝

$$M(d\xi_i) = 0, M(d\xi_i d\xi_j) = \delta_{ij} dt \quad (1.12)$$

1.12 հավասարման մեջ միջին $\langle L_j \rangle$ վերցված է ըստ մաքուր քվանտային վիճակի $\langle \Psi_{\xi^{(n)}}(t) \rangle$, $L_i = \langle \Psi_{\xi} | L_i | \Psi_{\xi} \rangle$: Աղմուկի անդամների ամբողջականությունը՝ $\xi_j^n(t)$ n -երորդ հետագծի համար նշանակենք ξ^n -ով: Պետք է նշել, որ հավասարման ոչգծայնությունը պայմանավորված է նրանում առկա Լինբլադի օպերատորի միջին արժեքի առկայությամբ $\langle L_j \rangle$: Համակարգի վրա քվանտային հետագծերը գեներացվում են պատահական թվերի գեներատորի միջոցով, որը թույլ է տալիս յուրաքանչյուր քվանտային հետագծի համար ստանալ իրարից անկախ և չկորելացված աղմուկի $\xi^{(n)}(t)$ անդամներ: Այսպիսով խտության մատրիցը հաշվարկվում է ստոքաստիկ մաքուր վիճակների միջինով՝

$$\rho(t) = M(|\psi_{\xi}(t)\rangle\langle\psi_{\xi}(t)|) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{\xi}^N |\psi_{\xi}(t)\rangle\langle\psi_{\xi}(t)| \quad (1.13)$$

Ունենալով խտության մատրիցի արժեքը կարելի է հաշվարկել համակարգի բոլոր ֆիզիկական մեծությունները:

1.4 ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԱՆՀԱՐՄՈՆԻԿ ՕՍՑԻԼՅԱՏՈՐԸ ԱՐՏԱՔԻՆ ԴԱՇՏԻ ՂԵԿԱՎԱՐՄԱՄԲ

Հարմոնիկ օսցիլյատորը [43-45] հանդիսանում է քվանտային մեխանիկայի շատ ուսումնասիրված և պարզ համակարգերից մեկը, սակայն կիրառական տեսանկյունից այն մեծ հետաքրքրություն չի ներկայացնում:

Հաջորդ պարզ մոդելը, որը մեծ դերակատարում ունի քվանտային մեխանիկայում անհարմոնիկ օսցիլյատորն է [45-46]: Ոչ գծային օսցիլյատորները քվանտային մեխանիկայում ամենաուսումնասիրված համակարգերն են: Այն բնութագրվում է հետևյալ Համիլտոնյանով՝

$$H = \hbar\omega_0 a^+ a + \chi(a^+)^2 a^2 \quad (1.14)$$

որտեղ ω_0 -ն օսցիլյատորի հաճախությունն է, χ -ն ոչգծայնության գործակիցն է, a^+ և a -ն համապատասխանաբար ծնման և ոչնչացման օպերատորներն են: Այսպիսի համակարգերը իրենցից մեծ հետաքրքրություն են ներկայացնում, քանի որ ունեն բազմաթիվ ֆիզիկական իրականացումներ, որոնցից են էլեկտրամագնիսկան դաշտը ոչ գծային միջավայրում, նանոմեխանիկակն օսցիլյատորները, Ջոսեֆսոնի հանգույցով շղթաները և էլեկտրոնը Պեննինգի թակարդում: Փոխազդեցության պատկերացմամբ (1.14) հավասարման ոչ գծային մասը դիտարկվում է որպես փոխազդեցության Համիլտոնյան, իսկ որպես սկզբնական վիճակը համարվում է կոհերենտ վիճակը՝

$$|\alpha\rangle = e^{-|\alpha|^2/2} \sum \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle, \quad (1.15)$$

որտեղ n -ը մասնիկների թիվն է, իսկ α -ն ոչնչացման օպերատորի սեփական արժեքն է, այսինքն՝ $a|\alpha\rangle = \alpha|\alpha\rangle$:

$|\alpha\rangle$ -ի ժամանակային էվոլյուցիան որոշվում է հետևյալ կերպ՝

$$|\alpha, t\rangle = e^{-|\alpha|^2/2} \sum \frac{\alpha^n e^{-i\chi t n^2}}{\sqrt{n}} |n\rangle \quad (1.16)$$

(1.16) բանաձևից հետևում է, որ այդ վիճակը վերածվում է Շրեդինգերի կատվի վիճակի՝

$$|\alpha, \pi/2 \chi\rangle = \frac{[e^{i\pi/4}|\alpha\rangle + e^{-i\pi/4}|-\alpha\rangle]}{\sqrt{2}} \quad (1.17)$$

Դա նշանակում է, որ (1.14) Համիլտոնյանի համար $|\alpha\rangle$ կոհերենտ վիճակը ժամանակի ընթացքում վերածվում է կոհերենտ վիճակների սուպերպոզիցիայի: [47] հետազոտվել է, թե ինչպես է ինտենսիվության արժեքը փչացնում կոհերենտությունը:

Ինչպես արդեն նշեցինք անհարմոնիկ օսցիլյատորը հատակապես գրավիչ է նրանով որ այն հնարավոր է իրականացնել բազմաթիվ ֆիզիկական համակարգերում:

Ատենախոսության մեջ դիտարկելու ենք անհարմոնիկ օցիլյատորը արտաքին դաշտի ազդեցությամբ, երբ արտաքին դաշտը մոդուլացված է գաուսյան իմպուլսներով: Այդ դեպքում Համիլտոնյանը ունի հետևյալ տեսքը՝

$$H = \hbar\omega_0 a^+ a + \hbar\chi(a^+)^2 a^2 + \hbar f(t)(\Omega e^{i\omega t} a^+ + \Omega^* e^{-i\omega t} a), \quad (1.18)$$

որտեղ ω -ն արտաքին դաշտի կրող հաճախությունն է, Ω -ն դաշտի ամպլիտուդը, իսկ $f(t)$ -ն գաուսյան իմպուլսների հաջորդականությունն է, որը նկարագրվում է հետևյալ տեսքով՝

$$f(t) = \sum_{k=0}^n e^{-\frac{(t-k\tau)^2}{\tau^2}}, \quad (1.19)$$

որտեղ τ -ն երկու իմպուլսների միջև ինտերվալն է, T -ն իմպուլսի տևողությունը, իսկ n -ը իմպուլսների թիվն է:

Հաշվարկների մեջ փոխազդեցության մասում հաճախ ազատվում են կրող հաճախությունից կատարելով պտտվող ալիքի մոտավորություն: Պտտվող ալիքի մոտավորության համար կատարում ենք հետևյալ ձևափոխությունը $\rho \rightarrow e^{-(i\omega a^+ a)t} \rho e^{(i\omega a^+ a)t}$ [48]: Ձևափոխությունից հետո Համիլտոնյանը ընդունում է հետևյալ տեսքը՝

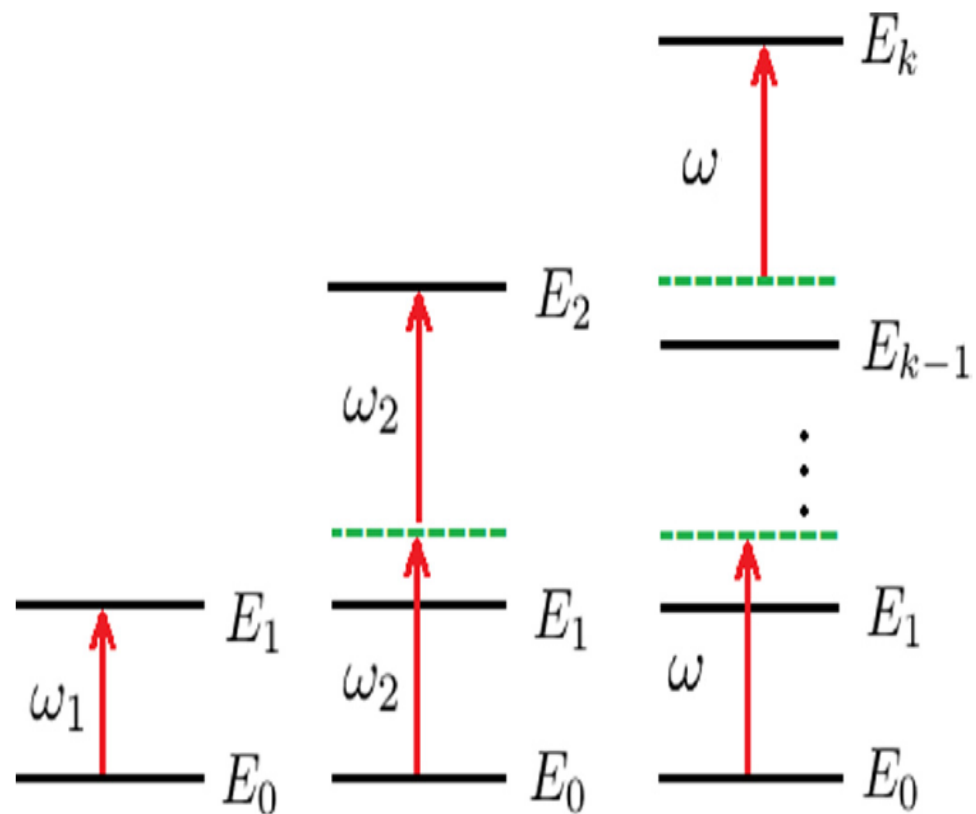
$$H = \Delta a^+ a + \chi(a^+)^2 a^2 + f(t)(\Omega a^+ + \Omega^* a) \quad (1.20)$$

որտեղ $\Delta = \omega_0 - \omega$:

Դիսիպատիվ անհրամոնիկ օսցիլյատորները արտաքին դաշտի կիրառմամբ և քվանտային ռեժիմում մեծ հետաքրքրություն են ներկայացնում ֆունդամենտալ և կիրառական գիտություններում, մասնավորապես քվանտային տրամաբանական շղթաների և տարբեր քվանտ-օպտիկական համակարգերի իրականացման համար: Որպեսզի այսպիսի համակարգերը աշխատեն քվանտային ռեժիմում, անհրաժեշտ է , որ ոչգծայնությունը բավականին մեծ լինի դիսիպացիայից: Իրականացվող համակարգերում առաջարկվում է օգտագործել Կեռի տիպի ոչգծայնությամբ համակարգեր: Այդպիսի համակարգերից են ռեզոնատորները, որոնք հիմնված են քվանտային էլեկտրոդինամիկ սարքերի հիման վրա [49-54] տարբեր նանոմեխանիկական օսցիլյատորներում [55,56]:

Հատկապես մեծ հետաքրքրություն են ներկայացնում գերհաղորդիչ համակարգերը, որոնց ոչգծայնությունը հիմնված է Ջոսեֆսոնի անցման վրա [57-62]: Այդպիսի համակարգերի առավելությունը կայանում է նրանց շատ բարձր ոչգծայնության և աղմուկների փոքր լինելու մեջ: Այդպիսի համակարգերի դինամիկական համանման է տանտանողական անհարմոնիկ

օցիլյատորում գտնվող քվազի մասնիկի դինամիկային [63]: Որպեսզի այս բոլոր համակարգերում ստանանք ուժեղ քվանտային էֆֆեկտներ, անհրաժեշտ է համակարգը բավականաչափ սառեցնել, որպեսզի ջերմային էներգիան համեմատական լինի տատանողական քվանտի



Նկար 1.1 Քվանտային անհարմոնիկ օսցիլյատորի էներգիական մակարդակների դիագրամը համապատասխանաբար մեկ, երկու և k ֆոտոնային անգումների համար

էներգիային: [64-69] համակարգերում առաջարկվել են նանոմեխանիկական օսցիլյատորների սառեցման նորագույն մեթոդներ, որոնք կիռավել են այդպիսի համակարգերում նոր քվանտայի էֆֆեկտների ստացման մեջ [70-73]: Այսպիսով իրականացվել է նանոմեխանիկական ռեզոնատորային

համակարգ [74] $\chi \cong 3.1 \cdot 10^{-4} \text{J}^{-1}$ ոչգծայնությամբ: (1.20) Համիլտոնյանը նկարագրում է նաև Ջոսեֆսոնի անցումով ոչ գծային համակարգերին: Այս դեպքում համակարգի ծնման և ոչնչացման օպերատորները ունեն հետևյալ տեսքը՝

$$a^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \left(\frac{E_J}{E_C} \right)^{1/4} \phi - i \left(\frac{E_C}{E_J} \right)^{1/4} n \right\}$$

$$a = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \left(\frac{E_J}{E_C} \right)^{1/4} \phi + i \left(\frac{E_C}{E_J} \right)^{1/4} n \right\}, \quad (1.20)$$

որտեղ n -ը Կուպերյան զույգերի թվի օպերատորն է, ϕ -ն Ջոսեֆսոնի անցման գերհաղորդիչ տարրերի միջև փուլային շեղումն է, E_J անցման կապի էներգիան է, իսկ E_C -ն առանձին Կուպերյան զույգի էլեկտրոստատիկ կուլոնյան էներգիան է: Այսպիսի համակարգերի համար հաճախությունը հասնում է 10 ԳՀց-ի, իսկ ոչգծայնության գործակիցը 7 է [75,76]: Նույն Համիլտոնյանով բնութագրվում է նաև Պեննինգի թակարդում գտնվող միայնակ էլեկտրոնը [77-79]:

Արտաքին դաշտի բացակայության դեպքում Համիլտոնյանին համապատասխանող սեփական վիճակները $|n\rangle$ Ֆոկի վիճակներն են, որոնք բաշխված են էներգիական մակարդակներով (Նկար 1.1):

$|0\rangle \rightarrow |k\rangle$ անցում կատարելու համար արտաքին դաշտի հաճախությունը պետք է ընտրել անցմանը համապատասխանող հաճախությանը հավասար: Այդ անցման էներգիան որոշվում է հետևյալ կերպ $k\omega_k = E_{k0}$ և հաշվի առնելով, որ $E_n = E_0 + \omega_0 n + \chi n(n-1)$ կստանանք $\omega_k = \omega_0 + \chi(k-1)$, հետևաբար միաֆոտոնային անցման համար դաշտի հաճախությունը պետք է ընտրել $\omega_1 = \omega_0$, իսկ երկֆոտոնային անցման համար $\omega_2 = \omega_0 + \chi$ և եռաֆոտոնային անցման համար $\omega_3 = \omega_0 + 2\chi$:

1.5 ՖՈՏՈՆԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿԱԳՐՈՒԹՅՈՒՆԸ ԸՍՏ ԿՈՐԵԼՅԱՑԻՈՆ ՖՈՒՆԿՑԻԱՅԻ

Ֆոտոդիոդը օգտագործվում է դասական էլեկտրական դաշտը ազդանշանի ձևով ներկայացնելու համար, որը համեմատական է դաշտի ինտենսիվությանը: Քվանտային դաշտի բնութագրերը ուսումնասիրելու համար կրկին օգտվում են ֆոտոդիոդից: Այս դեպքում ինտենսիվությունը որոշվում է հետևյալ ձևով $\hat{I} = \hat{E}^{(-)}(r, t)\hat{E}^{(+)}(r, t)$, սակայն թե՛ կոհերենտ վիճակի և թե՛ միաֆոտոնային վիճակի համար ֆոտոնների միջին թիվը՝ $\bar{n} = 1$, հետևաբար երկու վիճակների դեպքում էլ ֆոտոդիոդի ելքում կստանանք ինտենսիվության միևնույն արժեքը, որը քվանտային աղբյուրի մասին բավարար ինֆորմացիա չի տալիս: Քվանտային դաշտը ուսումնասիրելու համար պետք է ուսումնասիրենք ֆոտոնային վիճակագրությունը [80], որը կարելի է ներկայացնել երկրորդ կարգի կորելացիոն ֆունկցիայի միջոցով:

Դիտարկենք երկու ընդունիչներ համապատասխանաբար r_1 և r_2 դիրքերով: Այդ դեպքում նորմավորված կորելացիոն ֆունկցիան ունի հետևյալ տեսքը՝

$$g^{(2)}(r_1, r_2, t, t') = \frac{\langle \hat{E}^{(-)}(r_1, t)\hat{E}^{(-)}(r_2, t)\hat{E}^{(+)}(r_1, t')\hat{E}^{(+)}(r_2, t') \rangle}{\langle \hat{E}^{(-)}(r_1, t)\hat{E}^{(+)}(r_1, t) \rangle \langle \hat{E}^{(-)}(r_2, t')\hat{E}^{(+)}(r_2, t') \rangle} \quad (1.21),$$

որը նկարագրում է t և t' ժամանակների միջև կորելացիան: Եթե օգտագործվում է լույսի անընդհատ աղբյուր, ապա կարելի է t' ներկայացնել $t' = t + \tau$ տեսքով, իսկ կորելացիոն ֆունկցիան գրել՝ $g^{(2)}(\tau)$ կրճատ ձևով:

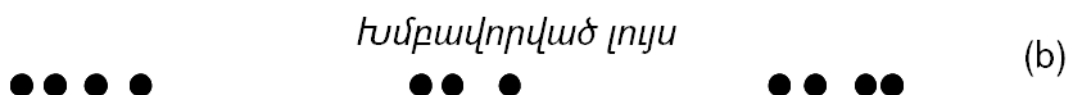
Դասական դաշտի համար, ըստ Կոշի-Շվարցի անհավասարության $g^{(2)}(0) \geq 1$, սակայն քվանտային դաշտի համար $0 \leq g^{(2)}(0) \leq \infty$, այդ իսկ պատճառով երկորդ կարգի կորելացիոն ֆունկցիան հարմար մեծություն է դաշտի դասական կամ քվանտային լինելը ցուցադրելու համար: Միամոդ էլեկտարական դաշտի դեպքում կորելացիոն ֆունկցիան կարելի է ավելի պարզ ներկայացնել ծնման և ոչնչացման օպերատորների տեսքով, որը ունի հետևյալ տեսքը՝

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle a^+(t)a^+(t+\tau)a(t+\tau)a(t) \rangle}{\langle a^+(t)a(t) \rangle \langle a^+(t+\tau)a(t+\tau) \rangle} \quad (1.22):$$

Ըստ ֆոտոնային վիճակագրության լույսը երկորդ կարգի կորելացիոն ֆունկցիայի արժեքից կախված բաժանվում է երեք դասի՝

1. Խմբավորված լույս, երբ $g^{(2)}(0) > 1$,
2. Կոհերենտ լույս, երբ $g^{(2)}(0) = 1$,


(a)
 Կոհերենտ լույս


(b)
 Խմբավորված լույս


(c)
 Հակախմբավորված լույս

Նկար 1.2 Լույսի փնջի ֆոտոնային բախշվածությունը

3. Հակախմբավորված լույս, երբ $g^{(2)}(0) < 1$:

Կոհերենտ լույսի համար τ -ի ցանկացած արժեքի դեպքում $g^{(2)}(\tau) = 1$ այն ունի Պուասոնյան ֆոտոնային վիճակագրություն և ֆոտոնների միջև

Ժամանակային ինտերվալները պատահական են: Ֆոտոնների բախշվածությունը փնջում ունի 1.2 (a) -ում պատկերված տեսքը:

Խմբավորված լույսի համար $g^{(2)}(0) > 1$, կազմված է խմբավորված ֆոտոններից, որը նշանակում է, որ եթե ժամանակի $t = 0$ պահին ֆոտոն դետեկտվի, ապա այդ պահին շատ մոտ ժամանակի համար ֆոտոն դետեկտելու հավանականությունը շատ ավելի մեծ է քան մեծ ժամանակների համար:

Խմբավորված լույսի համար ֆոտոնների բախշվածությունը ունի 1.2 (բ) - ում պատկերված տեսքը: Այսպիսի պայմաններին բավարարում է նաև քառսային լույսը:

Հակախմբավորված լույսի դեպքում ֆոտոնների միջև ինտերվալները հավասարաչափ են ինչպես պատկերված է 1.2 (c) -ում: Հակախմբավորված լույսը ունի ենթապուրական վիճակագրություն և ունի մաքուր քվանտային բնույթ:

1.6 ԱՌԱՋԻՆ ԳԼԽԻ ԱՄՓՈՓՈՒՄ

Այս գլխում նկարագրվել է քվանտային անհարմոնիկ օսցիլյատորի մոդելը՝ արտաքին գաուսյան դաշտի ազդեցությամբ: Նկարագրված են այն իրականացվող համակարգերը, որոնք բնութագրվում են այդ մոդելով:

Այս գլխում ներկայացված են նաև բաց քվանտային համակարգերի հետազոտման մեթոդները մասնավորապես Նեյմանի հավասարման թվային լուծման մեթոդները՝ օգտագործելով քվանտային հետազոտման դիֆուզիայի մեթոդը:

Ինչպես նաև համառոտ նկարագրված են այն ֆիզիկական մեծությունները, որոնք անհրաժեշտ են հետագա շարադրանքի համար:

ԳԼՈՒԽ 2

ԲԱԶՄԱՖՈՏՈՆԱՅԻՆ ԲԼՈԿԱԴԱՆ ԻՄՊՈՒԼՍԱՅԻՆ ՌԵԺԻՄՈՒՄ ԵՎ ՆՐԱ ՍԱՀՄԱՆԱՓԱԿՈՒՄՆԵՐԸ ՄՈՆՈՔՐՈՄԱՏԻԿ ԴԱՇՏԻ ՀԱՄԱՐ

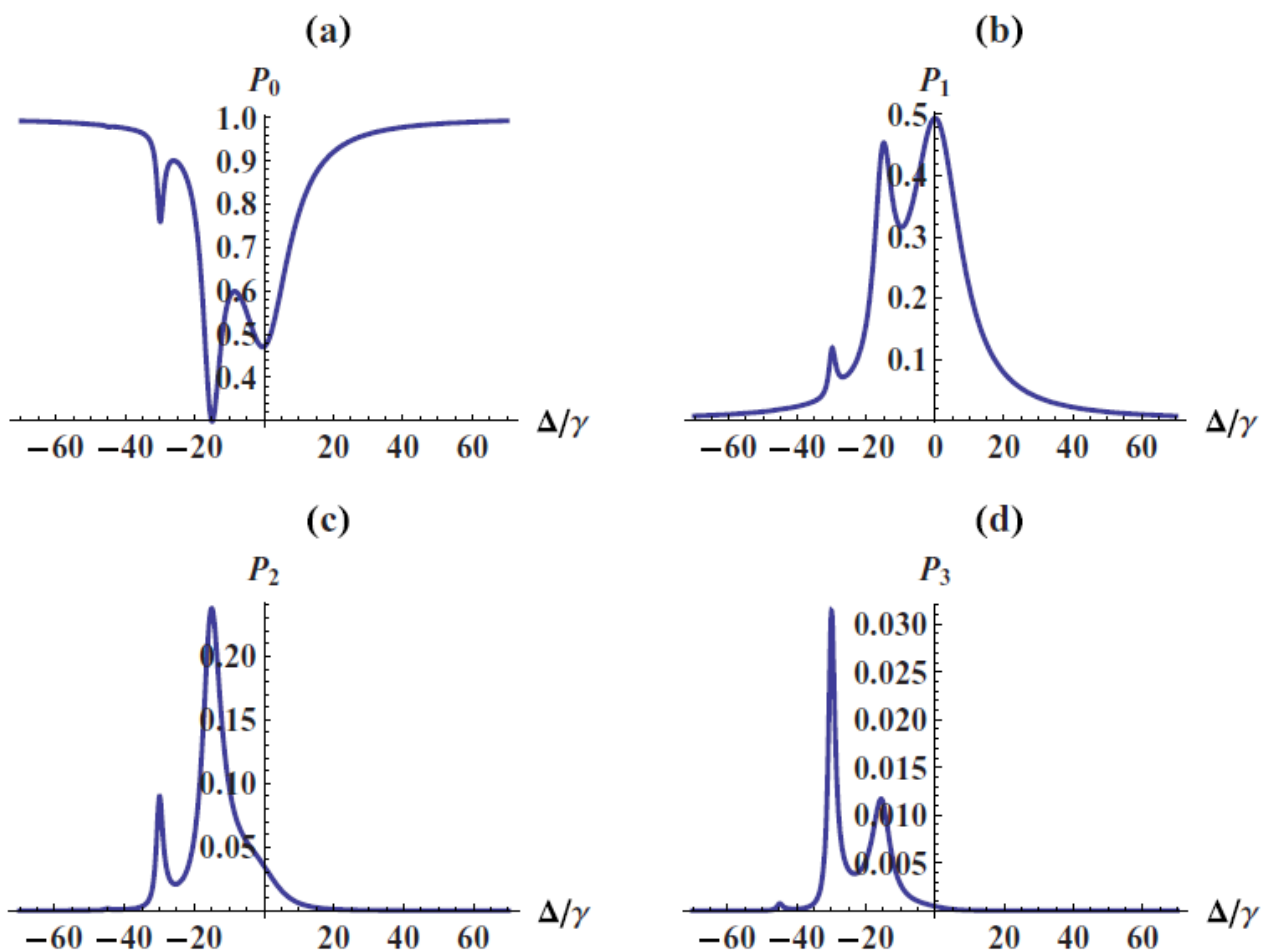
2.1 ՖՈՏՈՆԱՅԻՆ ԲԼՈԿԱԴԱՆ ՄՈՆՈՔՐՈՄԱՏԻԿ ԴԱՇՏԻ ԴԵՊՔՈՒՄ

Ֆոտոնային բլոկադան Կուլոնյան բլոկադայի անալոգն է ֆոտոնների համար: Կուլոնյան բլոկադայի դեպքում բարակ դիէլեկտրիկով կոնդենսատորի վրա կիրառված լարման շնորհիվ դիէլեկտրիկի շատ բարակ լինելու շնորհիվ էլեկտրոնները թունելային անցում են կատարում, սակայն թունելային անցում կատարող էլեկտրոնի Կուլոնյան դաշտը արգելում , որ այլ էլեկտրոն թունելային անցում կատարի, մինչև նրա արգելքը լքելը: Քանի որ ֆոտոն ֆոտոնային փոխազդեցությունը բացակայում է, ապա ֆոտոնային բլոկադայի ստացման համար պետք է ներմուծել ուժեղ ոչգծայնությամբ միջավայր, որի միջոցով կկատարվի ֆոտոն ֆոտոնային փոխազդեցությունը:

Ատենախոսությունում ուսումնասիրվել է ֆոտոնային բլոկադան Կեռի տիպի ոչգծայնությամբ անհարմոնիկ օսցիլատորներում՝ արտաքին դաշտի կիրառմամբ: Ռեզոնատորի դեպքում ֆոտոնային բլոկադան ռեզոնատորում ֆոտոնի մուտքի արգելքն է ռեզոնատորում գտնվող ֆոտոնի կողմից: Այսիպիսի համակարգերը ունեն սուբ-Պուասոնյան վիճակագրություն, այսինքն համակարգը արտաքին իմպուլսները վերաժում է հակախմբավորված ֆոտոնների: Ֆոտոնային բլոկադան

ուսումնասիրելու համար այս բաժնում քննարկում ենք ֆոտոնային վիճակների ընտրովի գրգռումները:

Ֆոտոնային բլոկադա դիտվել է բազմաթիվ իրականացվող համակարգերում, մասնավորապես թակարդված ատոմին կապված օպտիկական ռեզոնատորում [1], քվանտային էլեկտրոդինամիկայում [81], վերջերս նաև գերհաղորդիչ արհեստական ատոմներում [82,83]: Ֆոտոնային բլոկադան փորձով ցուցադրվել է քվանտային կետի հետ կապված ֆոտոնային բյուրեղներում [84]: Ֆոտոնային բլոկադային համանման երևույթ դիտվել է նանոմեխանիկական ռեզոնատորներին կապված գերհաղորդիչ շղթաներում, իսկ [85]-ում դիտակվել է պոլարիտոնային բլոկադայի երևույթը: Սակայն բոլոր այդ



Նկար 2.1 Մոնոքրոմատիկ արտաքին դաշտի կիրառման դեպքում P_n վիճակի կախվածությունը ապալարքից: Պարամետրերն են՝ $\chi/\gamma = 15$, $\Omega/\gamma = 20$:

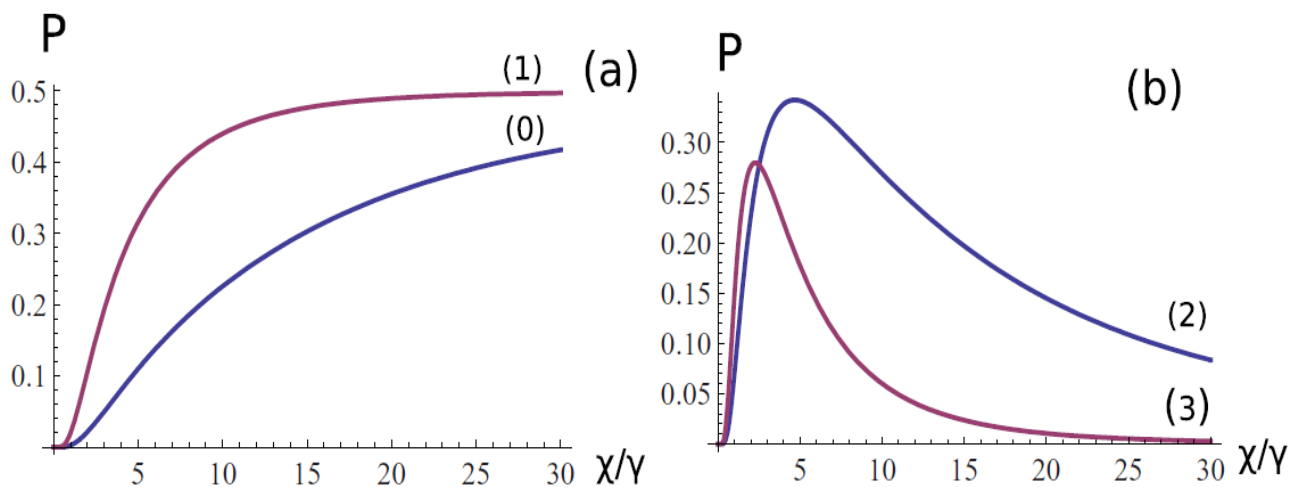
աշխատանքներում ֆոտոնային բլոկադան դիտարկվել է մոնոքրոմատիկ արտաքին դաշտի կիրառմամբ: Վերը նշված բոլոր համկարգերը կարելի է բնութագրել քվանտային անհարմոնիկ օսցիլյատորի մոդելով, որի համար Համիլտոնյանը մոնոքրոմատիկ արտաքին դաշտի դեպքում ունի հետևյալ տեսքը:

$$H = \Delta a^+ a + \chi (a^+)^2 a^2 + \Omega (a^+ + a) \quad (2.1)$$

Քանի որ մոնոքրոմատիկ դաշտի դեպքում ժամանակի ինչ-որ պահից սկսած համկարգը գալիս է ստացիոնար վիճակի, ապա դա հնարավորություն է տալիս ստանալ որոշակի անալիտիկ լուծումներ ստացիոնար ռեժիմում: Այն հանդիսանում է Ֆոկեր Պլանկի հավասարման լուծումը կոմպլեքս P ներկայացմամբ [18]: Այս մոտեցմամբ հնարավոր է լինում հաշվել $P(n) = \langle n | \rho | n \rangle$ ֆոտոնային վիճակի հավանականությունը, որը P ներկայացմամբ ունի հետևյալ տեսքը՝

$$p(n) = \frac{1}{n!} \int_C \int_C da da^* (\alpha)^n (\alpha^*)^n \exp(-\alpha \alpha^*) P(\alpha, \alpha^*) \quad (2.2)$$

որտեղ c - ն ինտեգրման կոնտուրն է յուրաքանչյուր α և α^* փոփոխականի համար: Ինտեգրումից հետո ֆոտոնների միջին թվի և ֆոտոնային վիճակի հավանականության համար ստանում ենք հետևյալ



Նկար 2.2 Մոնոքրոմատիկ արտաքին դաշտի կիրառման դեպքում P_n կախվածությունը ապալարքից: Պարամետրերն են՝ $\chi/\gamma = 15$, $\Delta/\gamma = 0$:

արտահայտությունները [19-21]:

$$\langle a^\dagger a \rangle = \frac{\Omega^2}{(\Delta + \chi)^2 + (\gamma/2)^2} \frac{F(\lambda+1, \lambda^*+1, z)}{F(\lambda, \lambda^*, 2|\epsilon|^2)}, \quad (2.3)$$

որտեղ $\epsilon = \Omega/\chi$, $\lambda = (\gamma + i\Delta)/i\chi$ և $F = {}_0F_2$ -ը հիպերերկրաչափական ֆունկցիա է հետևյալ տեսքով՝

$${}_0F_2(a, b, z) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{z^k \Gamma(a) \Gamma(b)}{k! \Gamma(k+a) \Gamma(k+b)}, \quad (2.4)$$

իսկ Ֆոտոնային վիճակի հավանականության համար ստացվում է հետևյալը՝

$$P(n) = \frac{|\epsilon|^{2n} \Gamma(\lambda) \Gamma(\lambda^*)}{n! {}_0F_2(\lambda, \lambda^*, 2|\epsilon|^2)} \chi \sum_{k=0}^{\infty} \frac{|\epsilon|^{2k}}{k! \Gamma(k+n+\lambda) \Gamma(k+n+\lambda^*)} \quad (2.5)$$

Նկար 2.1 պատկերված է վիճակների կախվածությունը ապալարքից: Այստեղից տեսնում ենք, որ $|1\rangle$ վիճակների համար ստացվում է առավելագույն 0.5՝ $\Delta = 0$ արժեքի դեպքում:

P_2 -ի համար առավելագույն արժեքը հասնում է 0.24 – ի , $\Delta = -15$ - ի դեպքում, որը համապատասխանում է $|0\rangle \rightarrow |2\rangle$ ռեզոնանսային անցմանը, իսկ $|3\rangle$ ֆոտոնային վիճակի հավանականությունը ինչպես տեսնում ենք շատ քիչ է: Որպեսզի ցույց տանք, որ ստացված արդյունքները իրոք ցույց են տալիս մոնոքրոմատիկ դաշտի կիրառման դեպքում ֆոտոնային վիճակի հավանականության սահմանափակ լինելը, ցույց տանք նաև P_0, P_1, P_2, P_3 կախվածությունը ոչգծայնության գործակցից: Այս դեպքում հաշվարկը կատարված է երբ ապալարքը համընկնում է միաֆոտոնային անցման ռեզոնանսին: Նկար 2.2-ից երևում է, որ միաֆոտոնային վիճակի հավանականությունը $\chi/\gamma = 15$ սկսած հազեցնում է և P_1 չի գերազանցում 0.5-ը:

2.2 ՖՈՏՈՆԱՅԻՆ ԲԼՈԿԱԴԱՆ ԻՄՊՈՒԼՍԱՅԻՆ ՌԵԺԻՄՈՒՄ

Թվային հաշվարկները մեզ օգնում են լուծել Նեյմանի հավասարում՝ ունենալով խտության մատրիցը ոչ ստացիոնար ռեժիմում՝ ցանկացած ժամանակների համար: Կեռի տիպի ոչգծայնությամբ ռեզոնատորում դիտարկելու ենք միաֆոտոնային, երկֆոտոնային և եռաֆոտոնային բլոկադայի երևույթը, որոնց օպտիմալ ստացումը խիստ կախված են արտաքին դաշտից մասնավորապես իմպուլսային դաշտի դեպքում՝ իմպուլսի տևողությունից, երկու իմպուլսի միջև հեռավորությունից, դաշտի լայնությունից, ինչպես նաև ապալարքից և ոչգծայնության գործակցից:

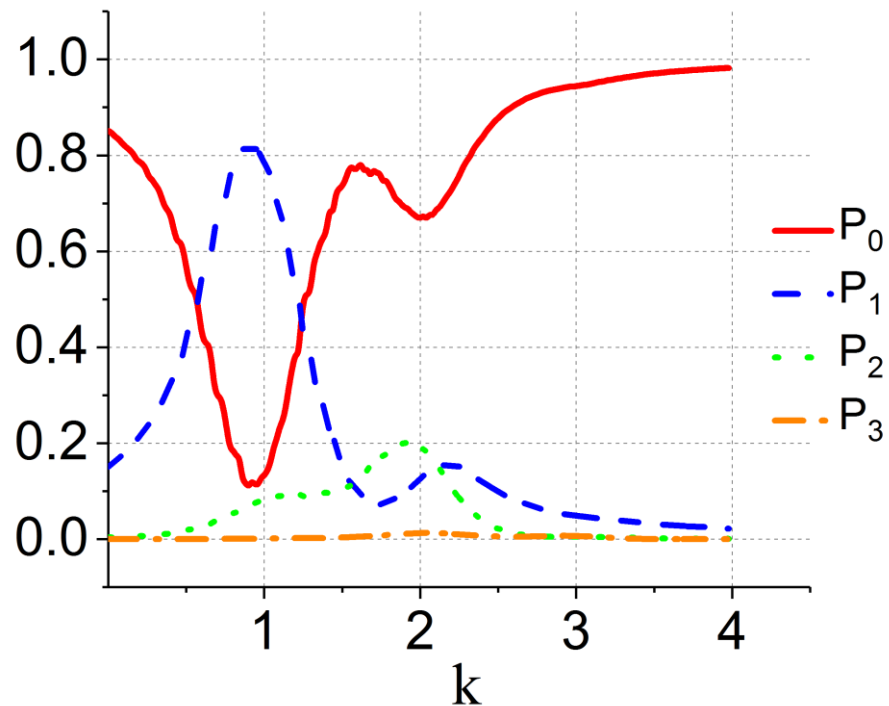
Ցույց ենք տվել, որ յուրաքանչյուր ռեժիմը ստացվում է օպտիմալ, երբ արտաքին դաշտի հաճախությունը մոտ է ռեզոնանսի հաճախությանը: Բոլոր ռեժիմների դեպքում բլոկադայի երևույթը ցուցադրելու համար օգտվում ենք մի քանի տարբեր ֆիզիկական մեծություններից: Դիտարկում ենք ֆոտոնների միջին թվի, կորելացիոն ֆունկցիայի և ֆոտոնային վիճակի հավանականության ժամանակային կախվածությունը, ինչպես նաև ուսումնասիրում ենք հավանականության կախվածությունը ապալարքի գործակցից:

Քանի որ դիտարկում ենք իմպուլսային արտաքին դաշտ, ապա իմպուլսի տևողությունը պետք է ընտրել բավականաչափ փոքր որպեսզի մեկ իմպուլսի ընթացքում դիսիպացիան հնարավորինս քիչ ազդի, բայց միևնույն ժամանակ այն պետք է լինի բավականաչափ դանդաղ, որպեսզի ոչգծայնությունը հասցնի ազդել, այսինքն՝ $1/\gamma > T > 1/\chi$:

Լուծելով Նեյմանի հավասարումը մատրիցական տեսքով ունենում ենք
 խտության մատրիցները, որը հնարավորություն է տալիս հաշվարկել
 Ֆոտոնային վիճակների հավանականությունը $P(n) = \langle n | \rho | n \rangle$, կորելացիոն
 ֆունկցիաները և Վիգների ֆունկցիան: Երկրորդ կարգի կորելացիոն
 ֆունկցիայի արժեքը թույլ է տալիս հասկանալ ֆոտոնային
 վիճակագրությունը: Ֆոտոնային բլոկադայի դեպքում պետք է ունենանք
 հակախմբավորված լույս:

2.3 ՄԻԱՖՈՏՈՆԱՅԻՆ ԲԼՈԿԱԴԱ

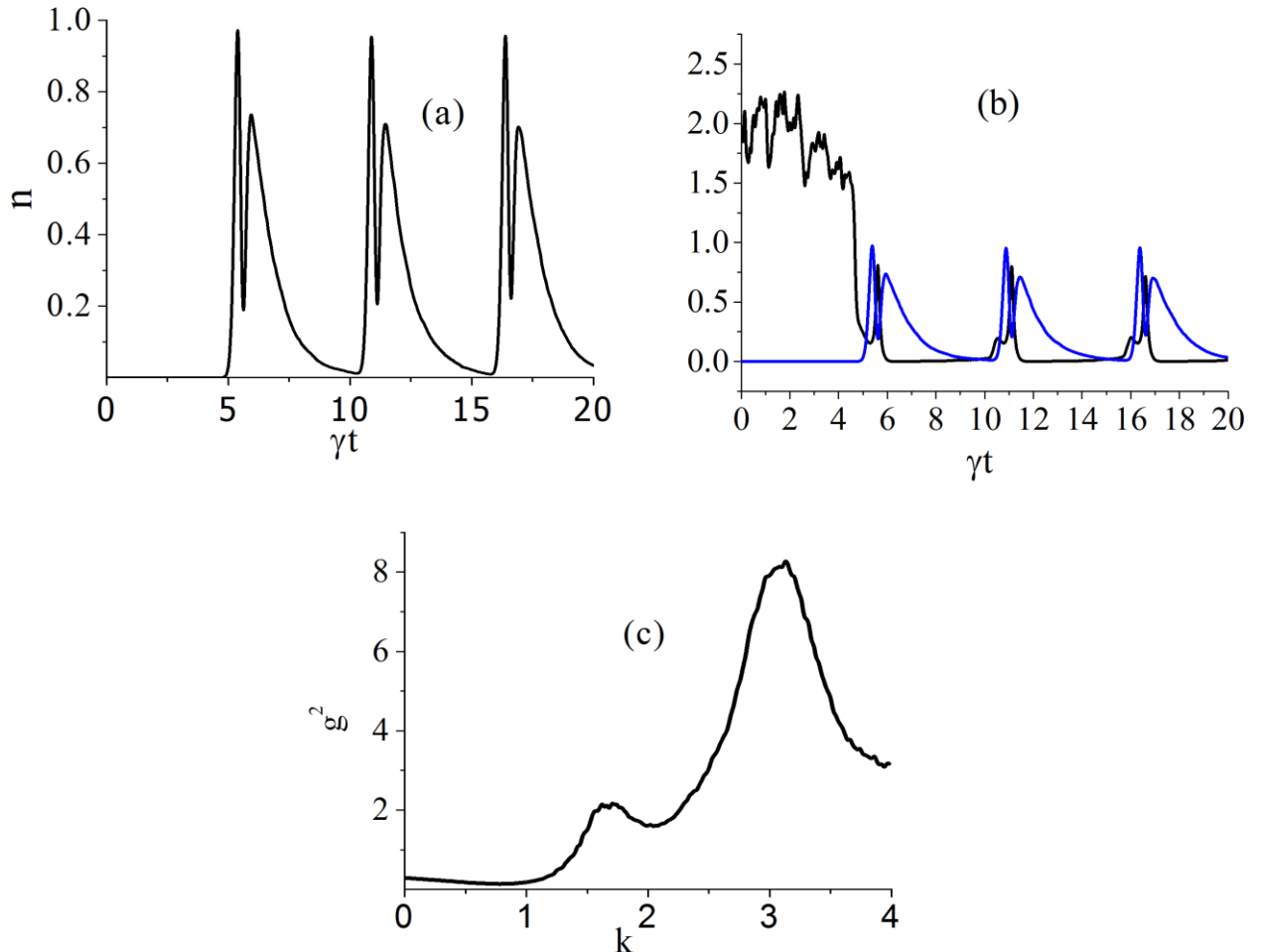
Այս բաժնում քննարկելու ենք միաֆոտոնային բլոկադան: Դրա համար նախ դիտարկում ենք ֆոտոնային վիճակի հավանականության



Նկար 2.3 Իմպուլսային արտաքին դաշտի կիրառման դեպքում իմպուլսի առավելագույն արժեքին համապատասխանող P_n կախվածությունը ապալարքի գործակցից միաֆոտոնային բլոկադայի ռեժիմի համար: Պարամետրերն են՝ $\chi/\gamma = 15$, $\Omega/\gamma = 6$, $\tau = 5.5\gamma^{-1}$, $T=0.4\gamma^{-1}$

կախվածությունը ապալարքի գործակցից: Քանի որ ապալարքի գործակցի յուրաքանչյուր արժեքի համար դիտարկված համակարգը ոչ ստացիոնար է, այդ իսկ պատճառով ֆոտոնային վիճակի հավանականությունը հաշվված է ժամանակի տրված պահին՝ երկրորդ իմպուլսի առավելագույն արժեքին համապատասխանող ժամանակի համար: Գտնելով ապալարքի գործակցիցը դիտարկում ենք երկրորդ կարգի կորելացիոն ֆունկցիայի կախվածությունը թե՛ ժամանակից և թե՛ ապալարքի գործակցից, որոնք թույլ են տալիս ավելի խորը ուսումնասիրել ռեժիմը:

Նկար 2.3-ում պատկերված է ֆոտոնային վիճակի $|0\rangle$ -ից $|3\rangle$ հավանականության կախվածությունը ապալարքի գործակցից: Գրաֆիկից



Նկար 2.4 Իմպուլսային արտաքին դաշտի կիրառման դեպքում, միաֆոտոնային բլոկադայի ռեժիմի համար (a) ֆոտոնների միջին թվի կախվածությունը ժամանակից, (b) կորելացիոն ֆունկցիայի կախվածությունը ժամանակից, իսկ կապույտով P_1 կախվածությունը ժամանակից, (c) կորելացիոն ֆունկցիայի կախվածությունը ապալարքի գործակցից: Պարամետրերն են՝ $\chi/\gamma = 15$, $\Omega/\gamma = 6$, $\tau = 5.5\gamma^{-1}$, $T=0.4\gamma^{-1}$

երևում է, որ միաֆոտոնային վիճակի հավանականությունը հասնում է **0.82** ապալարքի գործակցի $k = 1$ դեպքում, որը համապատասխանում է ապալարքի $\Delta = 0$ այդ արժեքին, որը համընկում է միաֆոտոնային $|0\rangle$ -ից $|1\rangle$ անցման ռեզոնանսի հաճախությանը:

Ինչպես նշել ենք միաֆոտոնային բլոկադայի դեպքում մեկ ֆոտոնի գտնվելը ռեզոնատորում արգելակում է այլ ֆոտոնների մուտքը: Տվյալ ապալարքի համար դա ակնհայտ երևում է ավելի բարձր վիճակների հավանականության շատ փոքր լինելով: Ստացված արդյունքը ամրապնդելու համար, անցնենք այլ վերը նշված ֆիզիկական մեծությունների քննարկմանը:

Նկար 2.4-ի (a)-ում պատկերված է ֆոտոնների միջին թվի կախվածությունը ժամանակից, որը ինչպես տեսնում ենք ունի իմպուլսային բնույթ և հասնում է իր առավելագույն $n = 1$ արժեքին իմպուլսի առավելագույն արժեքի դեպքում, ապա երևում է ևս մեկ գրգռում սակայն ավելի փոքր ֆոտոնների միջին թվով: Ֆոտոնների միջին թվի այդ արժեքը դեռ չի նշանակում, որ ստացել ենք բարձր հավանականությամբ ֆոտոնյաին վիճակներ, այդ իսկ պատճառով հարկ է ստուգել, թե յուրաքանչյուր մակարդակը որքանով է մասնակցում միջին թվի լրացմանը:

Նկար 2.4-ի (b)-ում դիտարկել ենք կորելացիոն ֆունկցիայի կախվածությունը ժամանակից: Ինչպես տեսնում ենք գրաֆիկում կորելացիոն ֆունկցիայի միջին արժեքը մինչև իմպուլսի սկսվելը հավասար է 2-ի: Պատճառն այն է, որ ,չնայած նրան, որ իմպուլսները դեռ չեն ազդում, համակարգը գտնվում է ջերմային ռեզերվուարի մեջ ,և հենց այդ ջերմային ֆոտոնների պատճառով է, որ մինչև իմպուլսի սկսվելը համակարգի ելքը ունի քառսային վիճակագրություն (ջերմային ֆոտոնների ազդեցությունը համակարգի վրա ավելի մանրամասն կշարադրենք երրորդ գլխում):

Նկար 2.4 –ի (b)-ում երևում է, որ կորելացիոն ֆունկցիան ընդունում է իր մինիմալ արժեքը՝ մոտովորապես 0.1 ֆոտոնների միջին թվի մաքսիմալ արժեքի վրա, իսկ մաքրուր միաֆոտոնային Ֆոկի վիճակի համար երկորդ

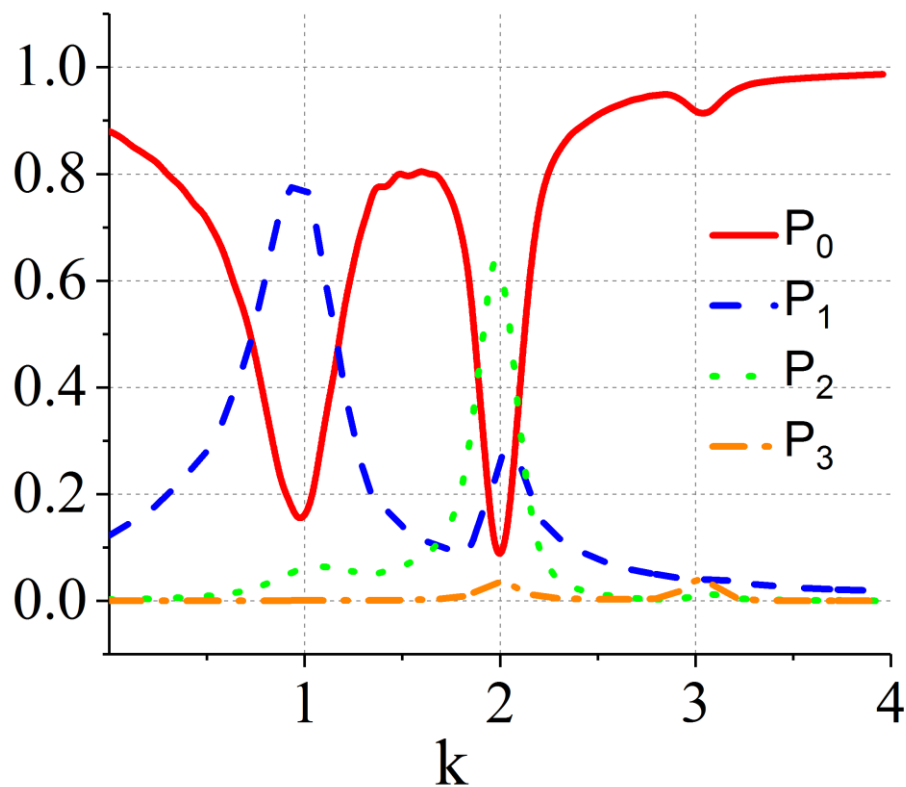
կարգի կորելացիոն ֆունկցիան հավասար է 0-ի, որը ցույց է տալիս, որ ստացվել է բարձր հավանականությամբ միաֆոտոնային վիճակ:

Տեսնում ենք նաև, որ երկրորդ կարգի կորելացիոն ֆունկցիան՝ $g^{(2)}(0)$ -ն ,իմպուլսի սկսելուց հետո միշտ բավարարում է հետևյալ պայմանին $g^{(2)} < 1$, որը ցույց է տալիս, որ համակարգի ելքում ունենք խիստ հակախմբավորված լույս:

Նկար 2.4 (c)-ում պատկերված է երկրորդ կարգի կորելացիոն ֆունկցիայի կախվածությունը ապալարքի գործակցից: Ինչպես երևում է տվյալ ռեժիմի համար ապալարքի գործակցի մինչև $k = 1.5$ արժեքի համար բավարարվում է կորելացիոն ֆունկցիայի $g^{(2)} < 1$ պայմանը, որը ցույց է տալիս ,որ ելքում ունենք հակախմբավորված դաշտ: $k > 1.5$ արժեքից հետո կորելացիոն ֆունկցիայի արժեքը աճում է հասնելով, մինչև 8-ի: Դա նշանակում է, որ արդեն գործ ունենք խմբավորված լույսի հետ, քանի որ $g^{(2)} > 1$:

2.4 ԵՐԿՖՈՏՈՆԱՅԻՆ և ԵՌԱՖՈՏՈՆԱՅԻՆ ԲԼՈԿԱԴԱ

Այս բաժնում քննարկելու ենք երկֆոտոնյաին և եռաֆոտոնյաին բլոկադան: Ինչպես միաաֆոտոնյաին բլոկադայի դեպքում այս անգամ ևս դիտարկում ենք ֆոտոնյաին վիճակի հավանականության կախվածությունը ապալարքի գործակցից, ապա, գտնելով մաքսիմալ հավանականությանը համապատասխանող ապալարքի գործակիցը, դիտարկում ենք համակարգի ժամանակային վարքը այդ ապալարքի դեպքում: Նախ



Նկար 2.5 Իմպուլսային արտաքին դաշտի կիրառման դեպքում, իմպուլսի առավելագույն արժեքին համապատասխանող P_n կախվածությունը ապալարքի գործակցից երկֆոտոնյաին բլոկադայի ռեժիմի համար: Պարամետրերն են՝ $\chi/\gamma = 30$, $\Omega/\gamma = 12$, $\tau = 5.5\gamma^{-1}$, $T=0.4\gamma^{-1}$

դիտարկենք երկֆոտոնյաին բլոկադայի դեպքը:

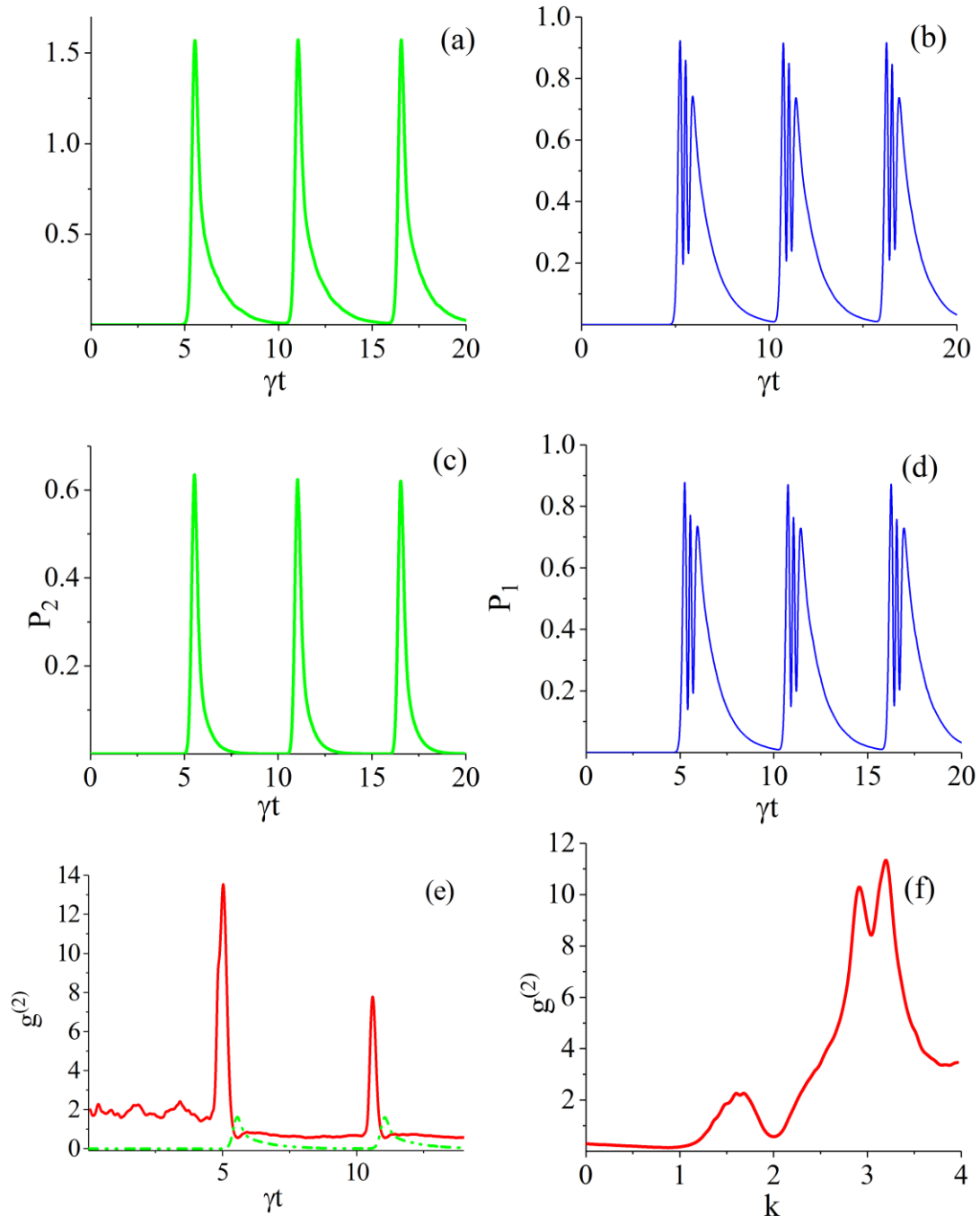
Նկար 2.5-ում պատկերված է ֆոտոնային վիճակի հավանականության կախվածությունը ապալարքի գործակցից: Գրաֆիկից երևում է, որ երկֆոտոնային վիճակի հավանականությունը հասնում է 0.62, ապալարքի գործակցի $k = 2$ դեպքում, որը համապատասխանում է ապալարքի $\Delta = \chi' |0\rangle$ -ից $|2\rangle$ անցման ռեզոնանսի հաճախությանը:

Նշենք, որ երկֆոտոնային վիճակի հավանականության մաքսիմալ արժեքի դեպքում այլ վիճակների հավանականությունը զգալի փոքր է, որը արտահայտում է ֆոտոնային բլոկադան: Այս դեպքը առանձնահատուկ է նրանով, որ նույն պարամետրերի դեպքում դիտվում է բլոկադայի երկու դեպք. մեկը ինչպես նշեցինք երկֆոտոնային, իսկ մյուսը՝ միաֆոտոնային:

Հիմա ապալարքի այդ երկու արժեքի համար դիտարկենք ժամանակային դինամիկան: Նախ անդրադառնանք երկֆոտոնային ռեժիմին:

Նկար 2.6 (a)-ում պատկերված է ֆոտոնների միջին թվի կախվածությունը ժամանակից, ինչպես տեսնում ենք, ունի իմպուլսային բնույթ ,և յուրաքանչյուր իմպուլսի համար մաքսիմալ արժեքը հավասար է 1,5-ի, բայց ,որպեսզի ցույց տանք, որ դիտվում է երկֆոտոնային բլոկադա, դիտարկել ենք երկֆոտոնային վիճակի հավանականության կախվածությունը ժամանակից, որտեղ երևում է, որ այն կրկնում է միջին թվի նույն իմպուլսային բնույթը 0.6 մաքսիմալ արժեքով, որը նշանակում է, որ ֆոտոնների միջին թվի 1.5-ից 1.2-ի ներդրումը հենց երկֆոտոնային վիճակն է:

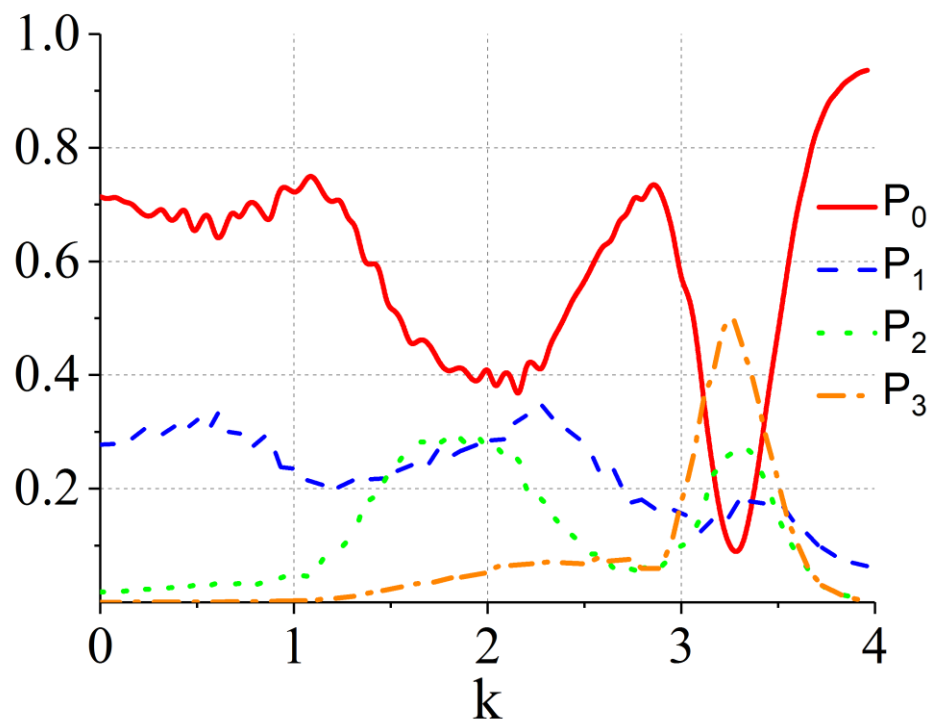
Ինչպես տեսնում ենք բացի երկֆոտոնային վիճակից առկա է նաև միաֆոտոնային վիճակը, որը սակայն ունի զգալի փոքր հավանականություն՝ մոտ 0,22:



Նկար 2.6 Ֆոտոնների միջին թվի կախվածությունը ժամանակից (a) $k = 2$, (b) $k = 1$ դեպքերի համար, P_1 և P_2 կախվածությունը ժամանակից (c) և (d), կորելացիոն ֆունկցիայի կախվածությունը ժամանակից, իսկ կանաչով ֆոտոնների միջին թվի կախվածությունը ժամանակից $k = 2$ դեպքի համարի դեպք (e), կորելացիոն ֆունկցիայի կախվածությունը ապալարքի գործակցից (f): Պարամետրերն են՝ $\chi/\gamma = 30$, $\Omega/\gamma = 12$, $\tau = 5.5\gamma^{-1}$, $T = 0.4\gamma^{-1}$,

ֆունկցիայի կախվածությունը ժամանակից և միաժամանակ ֆոտոնների միջին թվի կախվածությունը ժամանակից, որտեղ կարող ենք նկատել, որ միջին թվի մաքսիմալ արժեքներին համապատասխանում են կորելացիոն ֆունկցիայի մինիմալ արժեքին, որը հավասար է 0.6-ի: Նշենք, որ մաքուր երկֆոտոնային Ֆոկի վիճակի համար կորելացիոն ֆունկցիայի արժեքը 0.5 է:

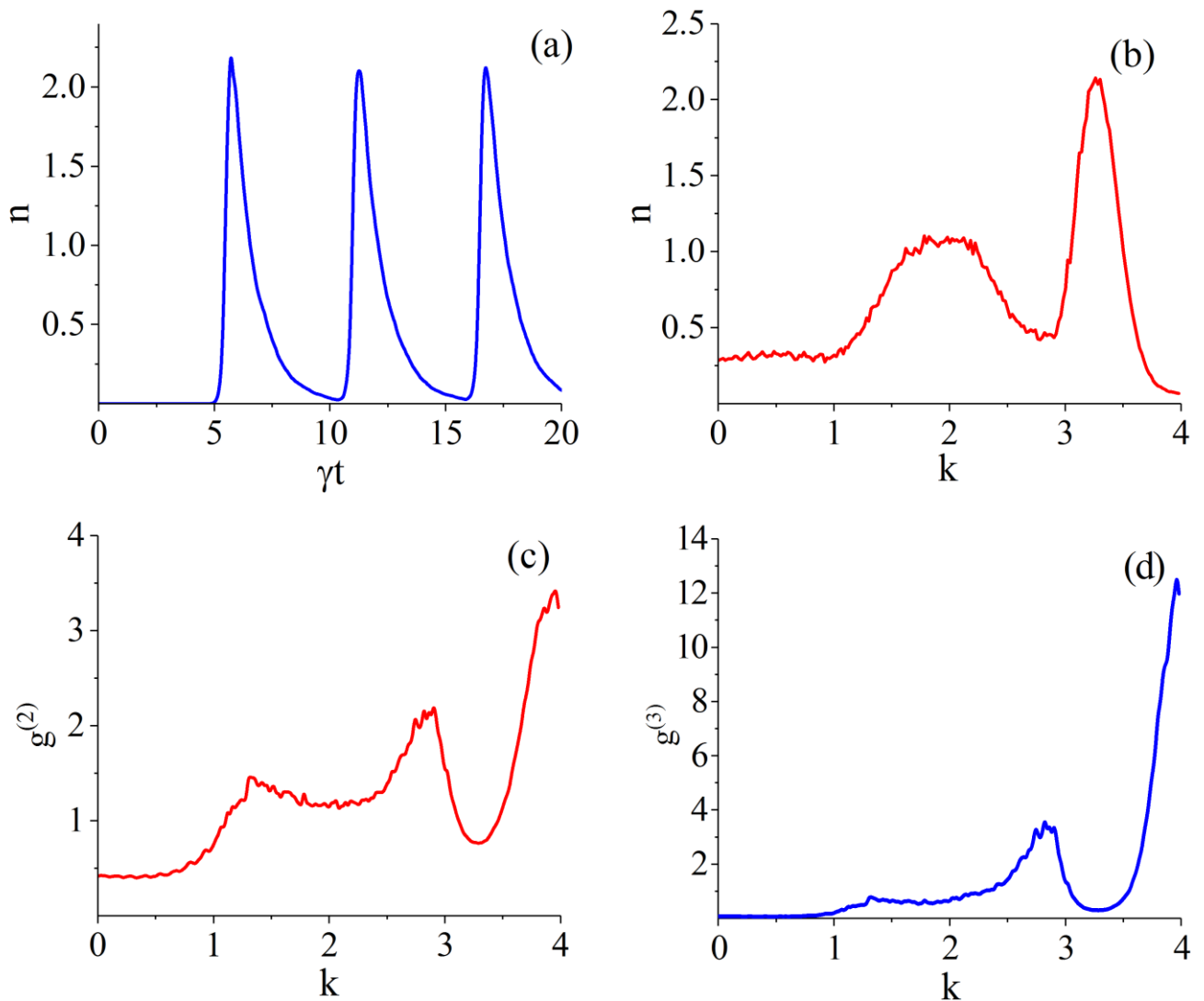
Նկար 2.6 (d) ում պատկերված է նկար 2.6 (e)-ի ժամանակի սկզբի մասը, որը ինչպես միաֆոտոնային դեպքի համար տանտանվում է 2-ի շուրջ, որը բնութագրում է ֆոտոնների քառասային ստատիստիկան, իսկ կորելացիոն ֆունկցիայի մեծ արժեքների համար տեղի է ունենում խմբավորված



Նկար 2.7 Իմպուլսային արտաքին դաշտի կիրառման դեպքում, իմպուլսի առավելագույն արժեքին համապատասխանող P_n կախվածությունը ապալարքի գործակցից եռաֆոտոնային բլոկադայի ռեժիմի համար: Պարամետրերն են՝ $\chi/\gamma = 11$, $\Omega/\gamma = 12$, $\tau = 5.5\gamma^{-1}$, $T=0.4\gamma^{-1}$

ֆոտոններից հակախմբավորվածի անցում:

Նկար 2.6 (e) ում պատկերված է կորելացիոն ֆունկցիայի



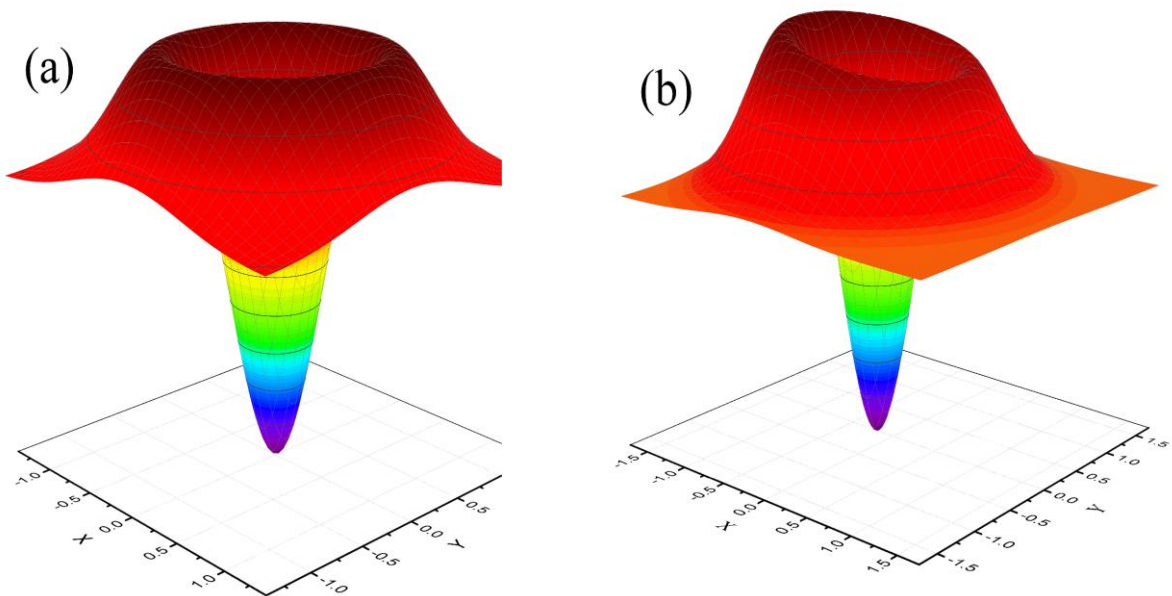
Նկար 2.8 Իմպուլսային արտաքին դաշտի կիրառման դեպքում, եռաֆոտոնային բլոկադայի ռեժիմի $k = 3$ դեպքի համար (a) ֆոտոնների միջին թվի կախվածությունը ժամանակից, (b) ֆոտոնների միջին թվի կախվածությունը ապալարքի գործակցից, երկրորդ և երրորդ կարգի կորելացիոն ֆունկցիաների կախվածությունը ապալարքի գործակցից (c) և (d): Պարամետրերն են՝ $\chi/\gamma = 11$, $\Omega/\gamma = 12$, $\tau = 5.5\gamma^{-1}$, $T=0.4\gamma^{-1}$,

կախվածությունը ապալարքի գործակցից:

Ինչպես տեսնում ենք, մինչև 1-ը կորելացիոն ֆունկցիայի արժեքը մոտ է 0-ի, այնուհետ այն սկսում է աճել, ապա երկրորդ ֆոտոնային վիճակին նորից ընդունում է մինիմալ արժեք:

Եռաֆոտոնային բլոկադան ուսումնասիրելու համար դիտարկում ենք նույն հաշվարկները ինչպես մնացած դեպքերի համար: Այս դեպքը ,ի տարբերություն մնացածի, ունի առանձնահատկություն: Ինչպես տեսանք միաֆոտոնային կամ երկֆոտոնային բլոկադայի

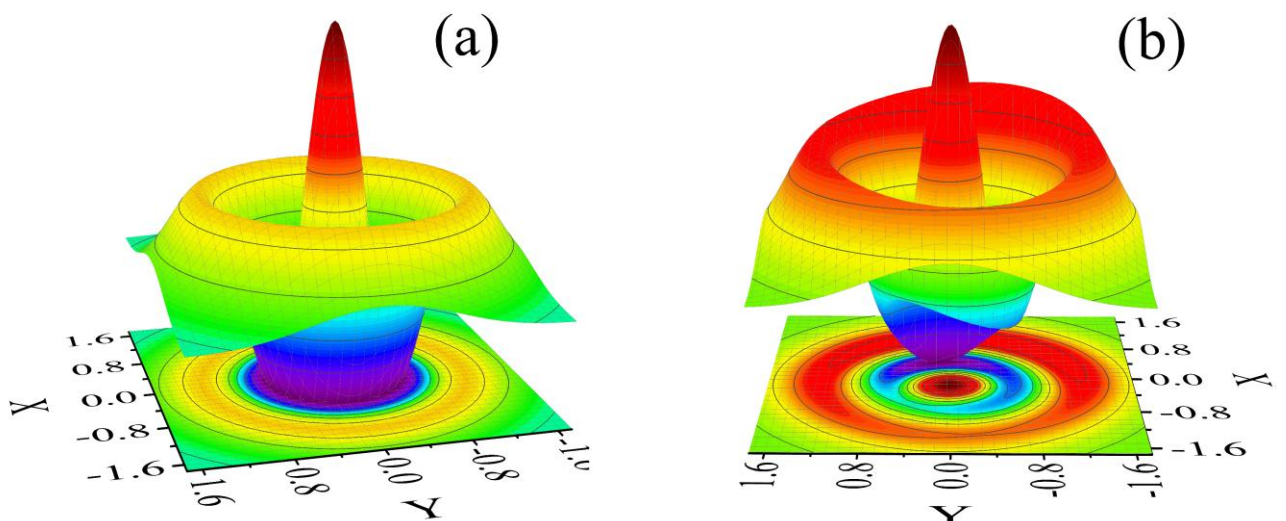
ռեժիմում, այն տեղի է ունենում միաֆոտոնային և երկֆոտոնային վիճակին համապատասխանող ռեզոնանսի հաճախության վրա, սակայն նկար 2.7 ում կարող ենք տեսնել, որ եռաֆոտոնային բլոկադան տեղի է ունենում ապալարքի գործակցի $k = 3.28$ արժեքի դեպքում, սակայն եռաֆոտոնային վիճակի հավանականության ապալարքի գործակիցը $k = 3$: Դրա պատճառը AC Շտարկ էֆֆեկտն է, որը բերում է էներգիական մակարդակի շեղմանը:



Նկար 2.9 (a)-ում պատկերված է մաքուր միաֆոտոնային [\[1\]](#) Ֆոկի վիճակի Վիգների ֆունկցիան, (b)-ում պատկերված է իմպուլսային արտաքին դաշտի կիրառման դեպքում, իմպուլսի առավելագույն արժեքին համապատասխանող պահի Վիգների ֆունկցիան միաֆոտոնային բլոկադայի ռեժիմի համար: Պարամետրերն են՝ $\chi/\gamma = 15$, $\Omega/\gamma = 6$, $\tau = 5.5\gamma^{-1}$, $T=0.4\gamma^{-1}$

Նկար 2.8 (a)- պատկերված է ֆոտոնների միջին թվի կախվածությունը ժամանակից: Ինչպես նախորդ դեպքերում, այնպես էլ այս դեպքում այն ունի իմպուլսային բնույթ **2,25** մաքսիմալ արժեքով: Հետաքրքրական այն է, որ ի տարբերություն երկֆոտոնային բլոկադայի, այս ռեժիմի պարամետրերի համար բացի եռաֆոտոնայից այլ բլոկադայի էֆֆեկտ չի ստացվում, չնայած նրան, որ նկար 2.8 (b)-ում ստացվում են բավականին մեծ ֆոտոնների միջին թվեր:

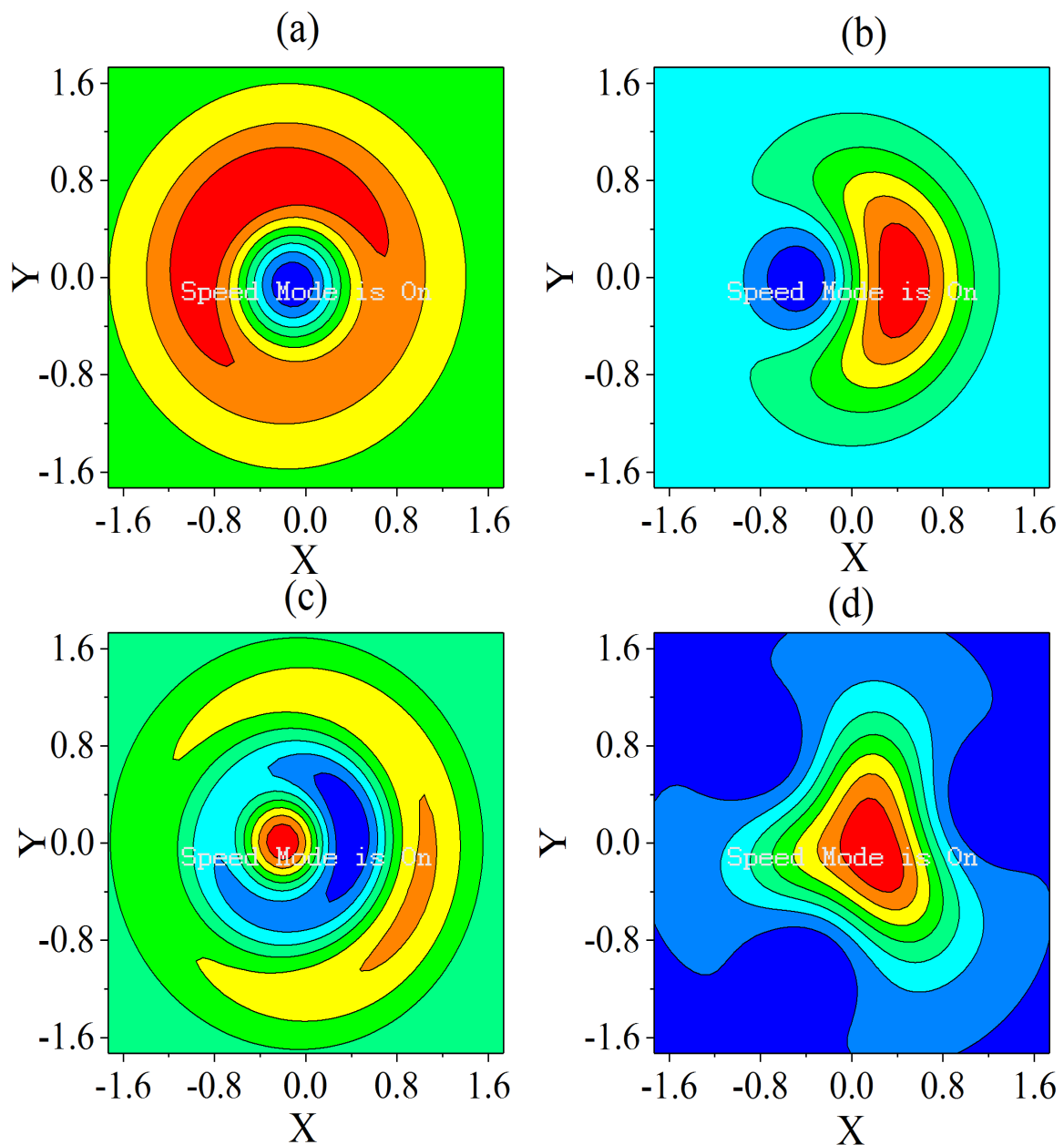
Նկար 2.8 (c) և (d)-ում պատկերված են համապատասխանաբար երկրորդ և երրորդ կարգի կորելացիոն ֆունկցիաները, որտեղ եռաֆոտոնային բլոկադային համապատասխանում է $g^{(2)} = 0.75$ արժեքը, իսկ մաքուր եռաֆոտոնային վիճակինը **0.62** է, երրորդ կարգի կորելացիոն ֆունկցիայի դեպքում $g^{(3)} = 0,32$, իսկ մաքուր եռաֆոտոնային վիճակինը **0.22** է: Այսպիսով ցուցադրել ենք մեկ, երկու, երեք ֆոտոնային բլոկադայի հավանականության, և այդ ռեժիմների համար կորելացիոն ֆունկցիայի ժամանակային վարքը:



Նկար 2.10 (a)-ում պատկերված է մաքուր երկուֆոտոնային **[2]** Ֆոկի վիճակի Վիգների ֆունկցիան, (b)-ում պատկերված է իմպուլսային արտաքին դաշտի կիրառման դեպքում, իմպուլսի առավելագույն արժեքին համապատասխանող պահի Վիգների ֆունկցիան ⁴⁷ երկֆոտոնային բլոկադայի ռեժիմի համար: Պարամետրերն են՝ $\chi/\gamma = 30$, $\Omega/\gamma = 12$, $\tau = 5.5\gamma^{-1}$, $T=0.4\gamma^{-1}$,

Ցույց տվեցինք, որ Գաուսյան իմպուլսների շնորհիվ կարել է ստանալ բավականին մեծ հավանականությամբ Ֆոկի վիճակներ:

Այս բաժնում համեմատեցինք ստացված հավանականությունները մոնոքրոմատիկ դաշտով ստացված Ֆոկի վիճակի հավանականության հետ: Տեսանք, որ բլոկադայի հավանականությունը ժամանակից կախված ունի իմպուլսային բնույթ: Բլոկադայի ռեժիմն ամբողջապես բնութագրելու համար իմպուլսի մաքսիմալ արժեքին համապատասխանող ժամանակի



Նկար 2.11 (a)-ում պատկերված է Վիգների ֆունկցիան, երբ $k = 1$ (b) $k = 1.24$, երբ միաֆոտոնային և վակուումի վիճակները ունեն հավասար հավանականություն, (c) $k = 2$, (d) $k = 3$: Պարամետրերն են՝ $\chi/\gamma = 15$, $\Omega/\gamma = 12$, $\tau = 5.5\gamma^{-1}$, $T = 0.4\gamma^{-1}$, 48

պահին, օգտվելով Վիզների ֆունկցիայից, ուսումնասիրում ենք տվյալ քվանտային վիճակը փուլային տարածությունում՝ համեմատելով ստացված վիճակների Վիզների ֆունկցիաները իրենց համապատասխան մաքուր վիճակի Վիզների ֆունկցիաների հետ:

Նկար 2.9 (a)-ում պատկերված է $|1\rangle$ մաքուր վիճակի Վիզների ֆունկցիան, իսկ 2.9 (b)-ում պատկերված է P_1 -ի մաքսիմալ արժեքին համապատասխանող Վիզների ֆունկցիան: Ինչպես երևում է այդ երկու պատկերները դիտողական շատ նման են, և մեր ստացած վիճակի Վիզների ֆունկցիան ունի մաքուր վիճակին բնորոշ բացասական պիկային կառուցվածքը: Նշենք, որ Վիզների ֆունկցիայի բացասական արժեքը ցույց է տալիս համակարգի մաքուր քվանտային լինելը:

Նկար 2.10 (a)-ում պատկերված է $|2\rangle$ մաքուր վիճակի Վիզների ֆունկցիան, եթե դիտարկենք նրա հատույթը ապա կտեսնենք, որ փուլային տարածությունում օղակների թիվը համապատասխանում է տվյալ ֆոտոնային վիճակին: 2.10 (b)-ում պատկերված է երկֆոտոնային բլոկադայի առավելագույն հավանականությանը համապատասխանող ժամանակին: Նկարներից երևում է, որ ստացված վիճակը նույնիսկ դիտողական շատ մոտ է մաքուր վիճակի Վիզների ֆունկցիային:

Նկար 2.11 (a) պատկերված է ստացված միաֆոտոնային վիճակի Վիզների ֆունկցիայի հատույթը, (b)-ում պատկերված է այն դեպքի Վիզներ ֆունկցիան, երբ միաֆոտոնային և վակուումային վիճակների հավանականությունները հավասար են, որը շատ մոտ է $|0\rangle$ և $|1\rangle$ վիճակների սուպերպոզիային: Նկար 2.11 (c) և (d)-ում ստացվում են քվանտային ինտերֆերենցիոն պատկերներ, որոնք նույնպես մեծ հետաքրքրություն են ներկայացնում:

2.5 ԵՐԿՐՈՐԴ ԳԼԽԻ ԱՄՓՈՓՈՒՄ

Այս գլխում ցույց տվեցինք, որ մոնոքրոմատիկ դաշտի կիրառման դեպքում ֆոտոնային բլոկադայի հավանականությունը սահմանափակված է 0,5-ով: Ցույց է տրվել, որ մոնոքրոմատիկ փոխարեն արտաքին Գաուսյան իմպուլսներ կիրառելու դեպքում կարելի է ավելի էֆֆեկտիվ ֆոտոնային բլոկադա ստանալ:

Ցույց է տրվել որ մոնոքրոմատիկ դաշտի դեպքում միաֆոտոնային բլոկադա հնարավոր է ստանալ առավելագույնը 50% հավանականությամբ: Օգտագործելով Գաուսյան իմպուլսներ՝ ստացել ենք միաֆոտոնային բլոկադա 82% հավանականությամբ, երկֆոտոնային բլոկադա 62% հավանականությամբ և եռաֆոտոնային բլոկադա 50% հավանականությամբ:

Ցույց է տրվել նաև, որ ապալարքի գործակցի արժեքից կախված կարող են ստացվել Ֆոկի վիճակի սուպերպոզիցիոն վիճակներ:

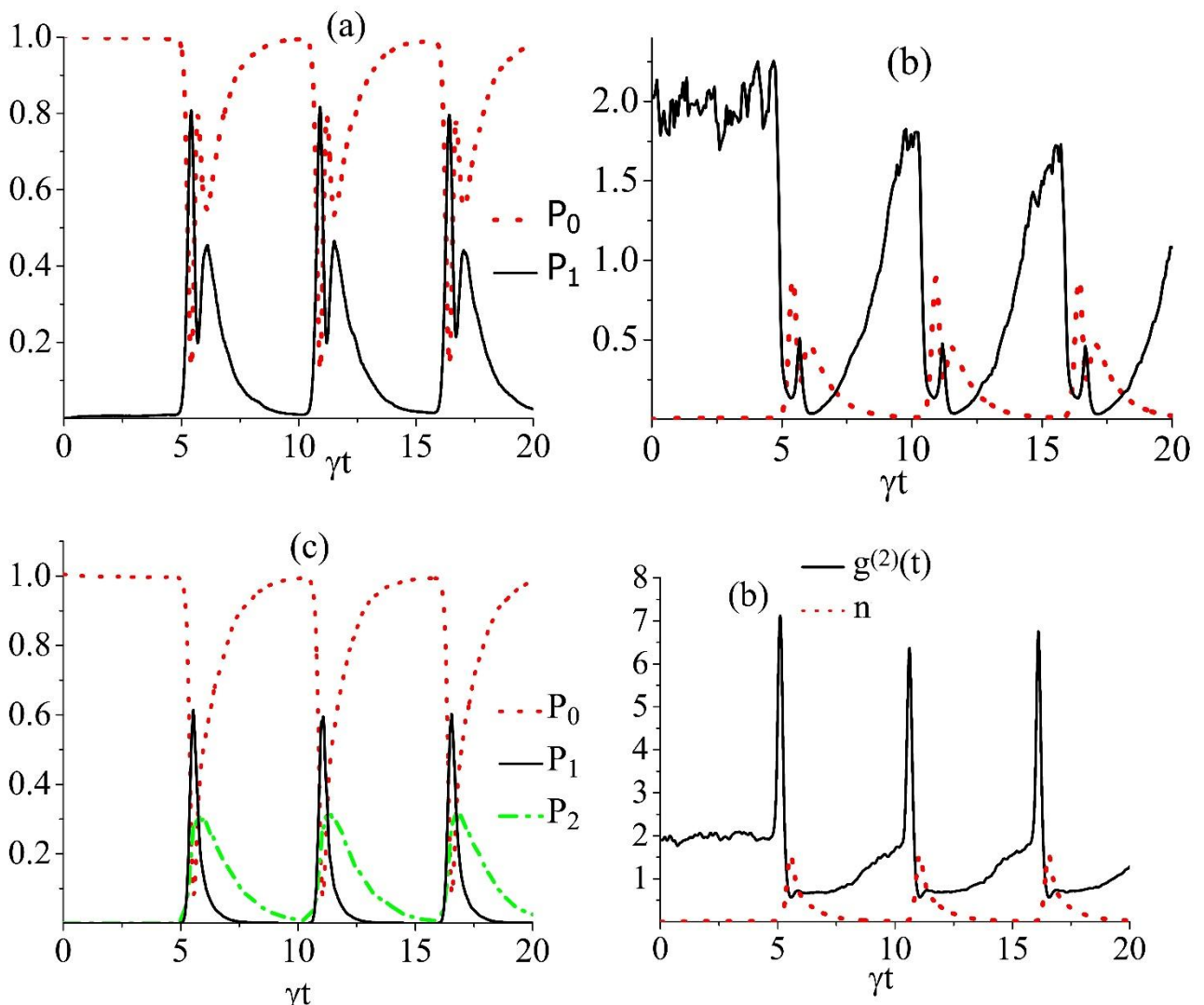
ԳԼՈՒԽ 3

ՋԵՐՄԱՅԻՆ ՖՈՏՈՆՆԵՐԻ, ԳԱՌՈՍՅԱՆ ԵՎ ՉԻՐՊԱՅՎԱԾ ԴԱՇՏԵՐԻ ԱՁԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԿԵՌԻ ՈՉԳԾԱՅՆՈՒԹՅԱՄԲ ՀԱՄԱԿԱՐԳԵՐՈՒՄ

3.1 ՋԵՐՄԱՅԻՆ ՖՈՏՈՆՆԵՐԻ ԱՁԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՀԱՄԱԿԱՐԳԵՐԻ ՎՐԱ

Բոլոր ժամանակակից քվանտային սարքերը աշխատում [88-96] են շատ ցածր ջերմաստիճաններում 20մԿելվինից – 2 Կելվին: Ջերմային աղմուկի պատճառով սենյակային ջերմաստիճանում քվանտային վիճակ ստանալը շատ դժվար է, քանի որ որքան բաժր է ջերմաստիճանը, այնքան շատ են ջերմային աղմուկները: Այդ իսկ պատճառով քվանտային սարքերի աշխատանքի համար անհրաժեշտ են շատ ցածր ջերմաստիճաններ մի քանի միլիկելվինից մինչև մի քանի Կելվին ջերմաստիճանային միջակայքում: Այդպիսի ջերմաստիճաններ ստանալու համար կիրառվում են կրեոստատներ, որոնք իջեցնելով ջերմաստիճանը բարձրացնում են քվանտային վիճակի կոհերենտության ժամանակը, այսինքն որքան ցածր է ջերմաստիճանը այնքան քիչ է դեկոհերենտությունը: Ժամանակակից D-WAVE առաջին քվանտային համակրգիչները աշխատում են գերհաղողչային շղթաների հիման վրա, այդ իսկ պատճառով այս դեպքում ջերմաստիճանի ցածր լինելն ավելի կարևոր է: Այդ քվանտային համակարգչի պրոցեսորը աշխատում է 0,015 Կելվին ջերմաստիճանում:

Ատենախոսության մեջ քննարկված համակարգը համարվում է բաց, քանի որ այն փոխազդում է, իրեն շրջապատող թերմոստատի հետ: Ինչպես գիտենք, ըստ Բուլցմանի բաշխումի ջերմային ֆոտոնների միջին թիվը կախված է հաճախությունից և ջերմաստիճանից և քանի որ մենք դիտարկում ենք ունիվերսալ համակարգ, որը կարող է ունենալ մի քանի տարբեր իրականացման մեթոդներ, այդ իսկ պատճառով դիտարկում ենք հենց ջերմային ֆոտոնների միջին թվի ազդեցությունը ազդեցությունը Կեռի ոչգծայնությամբ անհարմոնիկ օսցիլյատորում ֆոտոնային բլոկադայի և Ֆոկի վիճակների ստացման հավանականության վրա, դիտարկվել են ջերմաստիճանի այն սահմանները, որից հետո դեկոհերենտությունը ամբողջությամբ քայքայում է քվանտային վիճակը: Ջերմային ֆոտոնների ազդեցության ուսումնասիրությունը կարևոր է

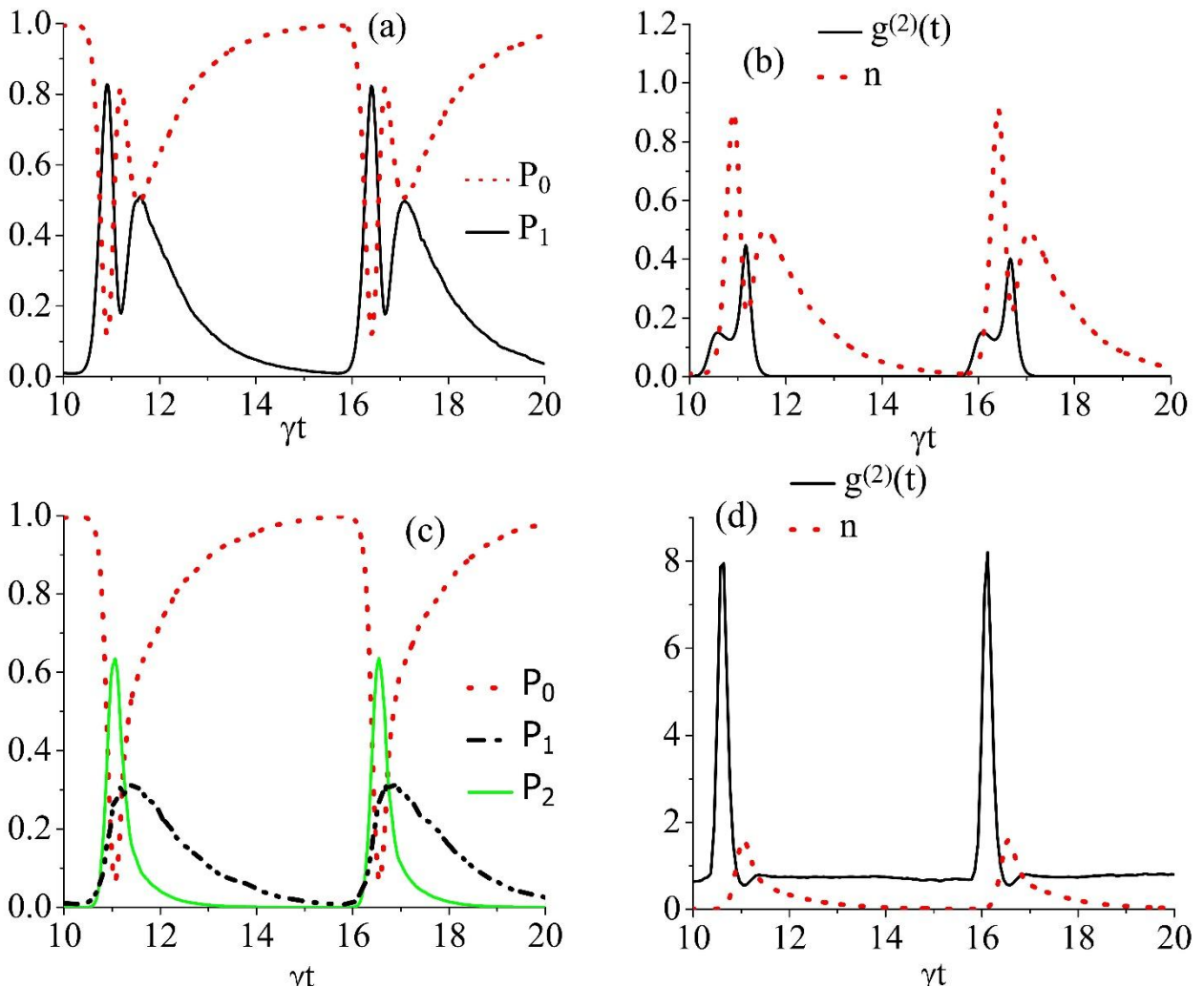


Նկար 3.2 Միաֆոտոնային ռեժիմ (a),(b) պարամետրերն են՝ $\chi/\gamma = 15$, $\Omega/\gamma = 6$, $\tau = 5.5\gamma^{-1}$, $T=0.4\gamma^{-1}$, երկաֆոտոնային ռեժիմ (c),(d) պարամետրերն են՝ $\chi/\gamma = 30$, $\Omega/\gamma = 12$, $\tau = 5.5\gamma^{-1}$, $T=0.4\gamma^{-1}$, $N = 0.1$:

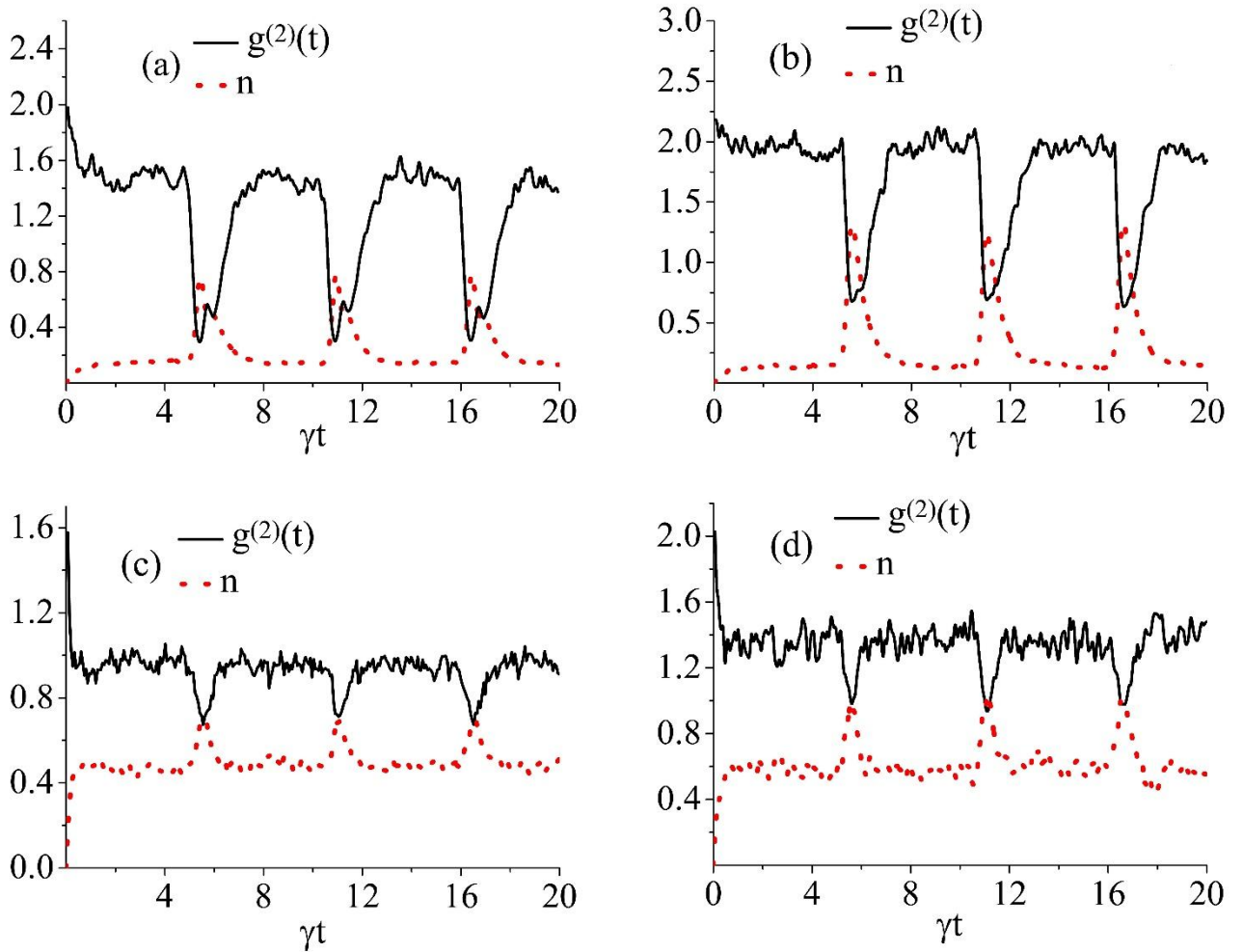
իրական համակարգերի մոդելավորման համար: Ինչպես արդեն նշվել է, որ անհրամոնիկ օսցիլյատորը իրականալի է մի քանի տարբեր համակարգերում, մասնավորապես՝ Ջոսեփսոնի շղթաներում, նանոօպտիկական և նանոմեխանիկական օսցիլյատորներում, օպտիկական ռեզոնատորներում և այլն: Այս բոլոր համակարգերը ունեն տարբեր աշխատանքային հաճախություններ, հետևաբար և նրանց համար տարբեր են ջերմային աղմուկները: Այսպիսով, ջերմային էֆֆեկտների ազդեցության ուսումնասիրությունը Կեռի տիպի ոչգծայնությամբ անհարմոնիկ օսցիլյատորների վրա թույլ է տալիս հաշվարկներ կատարել իրականին հնարավորինս մոտ:

3.2 ԶԵՐՄԱՅԻՆ ՖՈՏՈՆՆԵՐ և ՆՐԱՆՑ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՖՈԿԻ ՎԻՃԱԿԻ ԳԵՆԵՐԱՑՄԱՆ ՎՐԱ

Զերմային ֆոտոնների ազդեցությունը ուսումնասիրելու համար դիտարկում է դրա փոփոխության ազդեցությունը ֆոտոնային վիճակի հավանականության, ֆոտոնների միջին թվի և կորելացիոն ֆունկցիայի ժամանակային կախվածությունների վրա միաֆոտոնային և երկֆոտոնային բլոկադայի ռեժիմներում: Նախ դիտենք (նկար 3.1) տվյալ վիճակները ջերմային ֆոտոնների լրիվ բացակայության դեպքում: Նկար 3.1 (a) և (c)-ում պատկերված են Ֆոկի վիճակի հավանականության ժամանակային կախվածությունները համապատասխանաբար



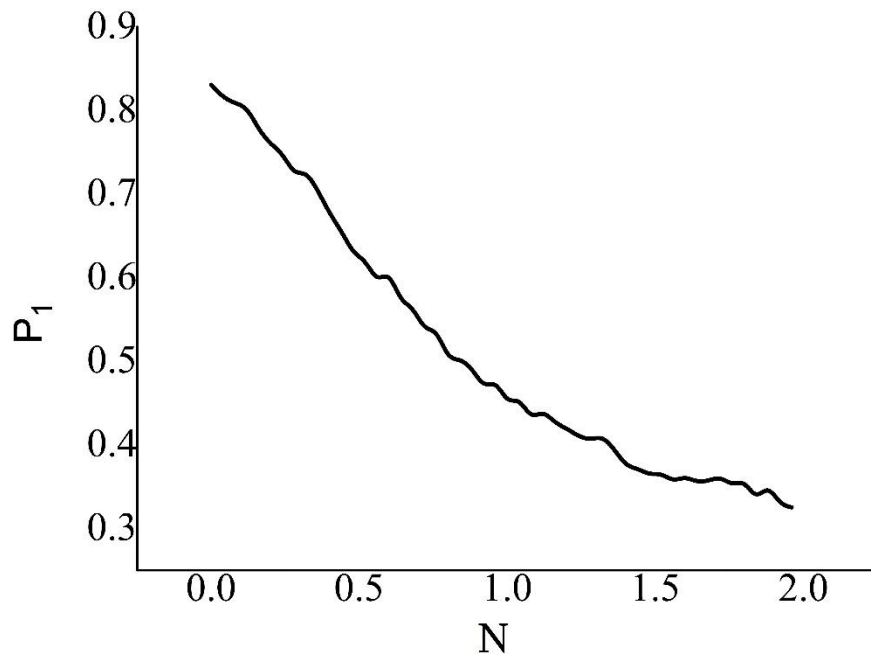
Նկար 3.1 Միաֆոտոնային ռեժիմ (a),(b) պարամետրերն են՝ $\chi/\gamma = 15$, $\Omega/\gamma = 6$, $\tau = 5.5\gamma^{-1}$, $T=0.4\gamma^{-1}$, երկաֆոտոնային ռեժիմ (c),(d) պարամետրերն են՝ $\chi/\gamma = 30$, $\Omega/\gamma = 12$, $\tau = 5.5\gamma^{-1}$, $T=0.4\gamma^{-1}$, $N = 0$:



Նկար 3.3 Միաֆոտոնային ռեժիմ (a),(c) պարամետրերն են՝ $\chi/\gamma = 15$, $\Omega/\gamma = 6$, $\tau = 5.5\gamma^{-1}$, $T=0.4\gamma^{-1}$, երկֆոտոնային ռեժիմ (c),(d) պարամետրերն են՝ $\chi/\gamma = 30$, $\Omega/\gamma = 12$, $\tau = 5.5\gamma^{-1}$, $T=0.4\gamma^{-1}$: (a) և (b)-ի համար $N = 0,58$, իսկ (c) և (d)-ի համար $N = 1,9$:

միաֆոտոնային և երկֆոտոնային ռեժիմի համար: Ինչպես տեսնում ենք [1] Ֆոկի վիճակի հավանականությունը ստացվում է 0.82, իսկ [2] Ֆոկի վիճակի հավանականությունը 0.62, որը ի դեպ համընկում է նախորդ գլխում ստացված արդյունքի հետ (հիշեցնենք, որ այնտեղ $N = 0.01$): Նկար 3.1 (b) և (d)-ում պատկերված են երկրորդ կարգի կորելացիոն ֆունկցիայի և ֆոտոնների միջին թվի կախվածությունը ժամանակից համապատասխանաբար միաֆոտոնային և երկֆոտոնային բլոկադայի ռեժիմների համար: Ինչպես տեսնում ենք ֆոտոնների միջին թվի մաքսիմալ արժեքին համապատասխանում է կորելացիոն ֆունկցիայի

նվազագույն արժեքը, որը միաֆոտոնային բլոկադայի դեպքում շատ մոտ է 0-ին, իսկ երկֆոտոնայինի դեպքում մոտ է 0.33-ի որոնք շատ մոտ են մաքուր վիճակին համապատասխանող արժեքներին: Այժմ դիտարկենք



Նկար 3.4 Միաֆոտոնային ռեժիմ պարամետրերն են՝ $\chi/\gamma = 15$, $\Omega/\gamma = 6$, $\tau = 5.5\gamma^{-1}$, $T=0.4\gamma^{-1}$:

նույն մեծությունները՝ ավելացնելով ջերմային ֆոտոնների միջին թիվը: Նկար 3.2-ում դիտարկել ենք $N = 0.1$ դեպքը: (a) և (c)-ում պատկերված են Ֆոկի վիճակի հավանականության ժամանակային կախվածությունները համապատասխանաբար միաֆոտոնային և երկֆոտոնային ռեժիմի համար: Ինչպես տեսնում ենք **|1>** Ֆոկի վիճակի հավանականությունը ստացվում է 0.79, իսկ **|2>** Ֆոկի վիճակի հավանականությունը 0.59, որոնք փոքր ինչ ավելի փոքր են, քան ջերմային ֆոտոնների լրիվ բացակայության դեպքում: Նկար 3.2 (b) և (d)-ում պատկերված են երկրորդ կարգի կորելացիոն ֆունկցիայի և ֆոտոնների միջին թվի կախվածությունը ժամանակից համապատասխանաբար

միաֆոտանային և երկֆոտոնային բլոկադայի ռեժիմների համար: Ինչպես

տեսնում ենք, մինչև իմպուլսի սկսելը երկու ռեժիմի դեպքում էլ

կորելացիոն ֆունկցիան տատանվում է 2-ի շուրջ, որը

համապատասխանում է ֆոտոնների քառսային վիճակագրությանը,

այնուհետ

ֆոտոնների

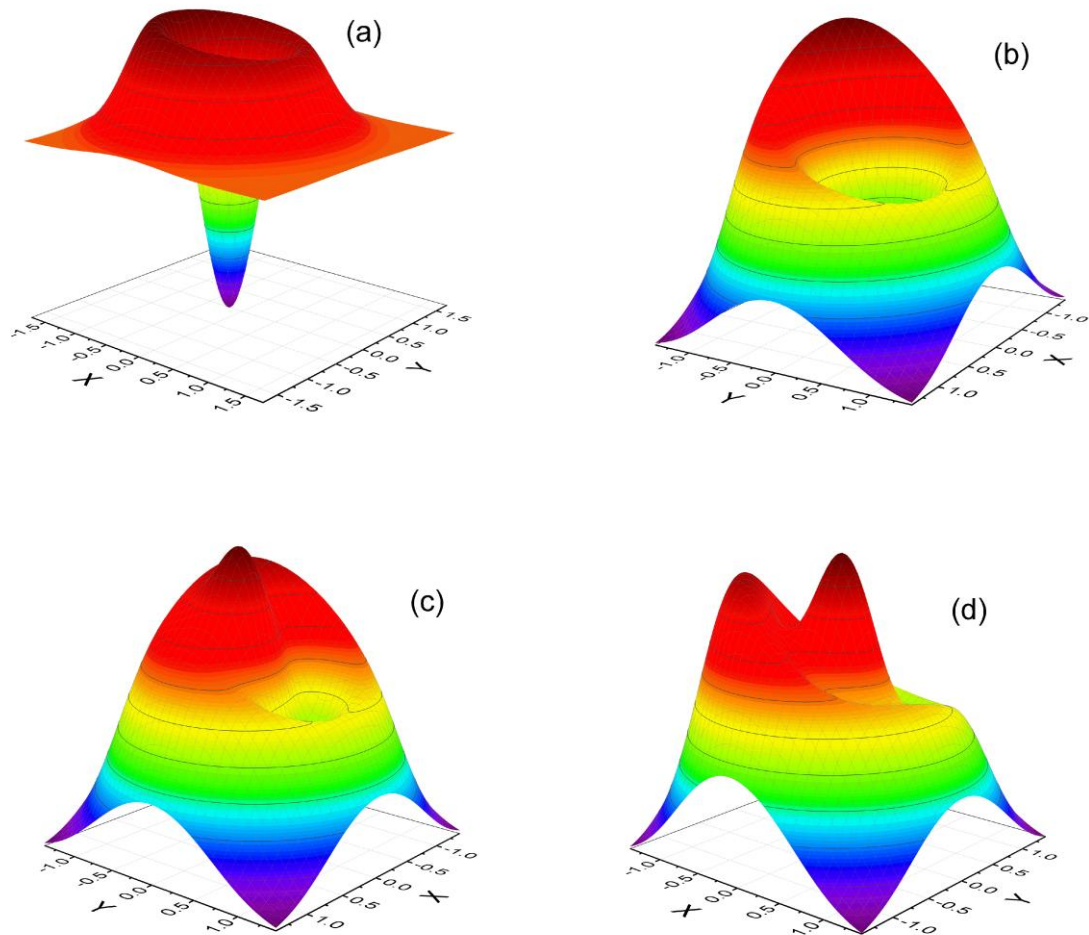
միջին

թվի

մաքսիմալ

արժեքին

համապատասխանում է կորելացիոն ֆունկցիայի նվազագույն արժեքը, որը միաֆոտոնային բլոկադայի դեպքում շատ մոտ է 0-ին, իսկ երկֆոտոնայինի դեպքում մոտ է 0.15-ի որոնք շատ մոտ են մաքուր



Նկար 3.5 Արտաքին իմպուլսային դաշտի դեպքում, P_1 առավելագույն արժեքին համապատասխանող Վիգների ֆունկցիաները միաֆոտոնային Ֆոկի վիճակի ռեժիմի համար, ջերմային ֆոտոնների թվի տարբեր արժեքների դեպքում:

Պարամետրերն են՝ $\chi/\gamma = 15$, $\Omega/\gamma = 6$, $\tau = 5.5\gamma^{-1}$, $T = 0.4\gamma^{-1}$, $\chi/\gamma = 30$, $\Omega/\gamma = 12$, $\tau = 5.5\gamma^{-1}$, $T = 0.4\gamma^{-1}$: (a) $N = 0$, (b)) $N = 1$, (c) $N = 2$ և (d)-ի համար $N = 3$:

վիճակին համապատասխանող արժեքներին: Նկար 3.3-ում կրկին դիտարկել ենք ֆոտոնների միջին թիվը և կորելացիոն ֆունկցիան միաֆոտոնային և երկֆոտոնային բլոկադայի ռեժիմում երկու տարբեր

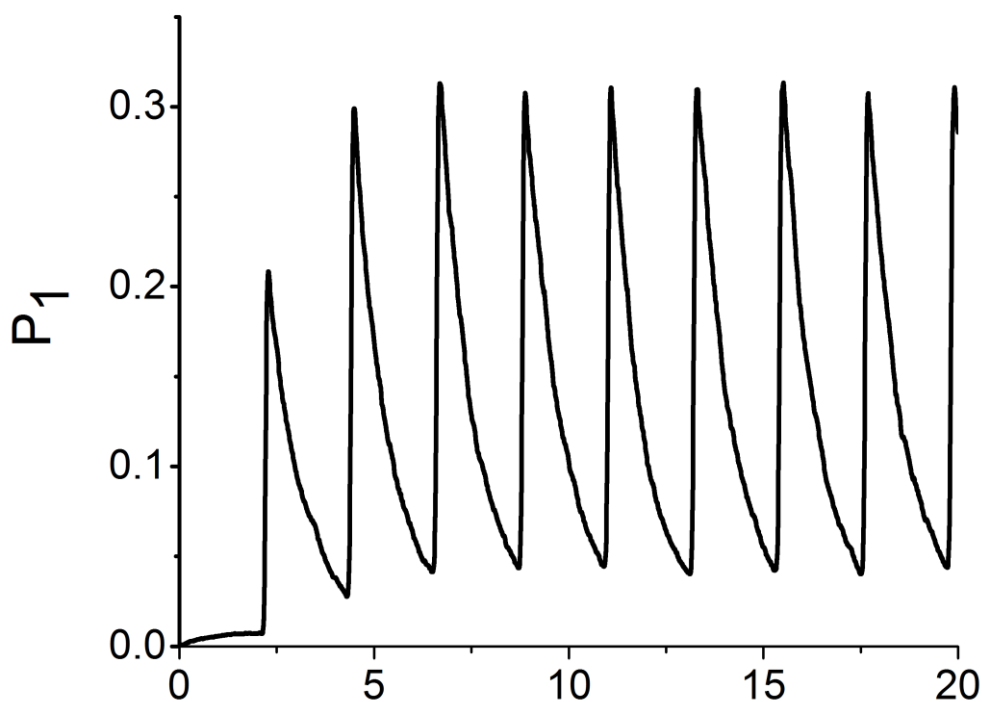
ջերմային ֆոտոնների արժեքների դեպքում, որոնք զգալիորեն մեծ են նախորդ դիտարկածներից $N = 0,58$ և $N = 1.9$: Նախ անդրադառնանք $N = 0,58$ դեպքին: Տեսնում ենք, որ ֆոտոնների միջին թիվը երկու դեպքում էլ զգալի նվազել է, բայց կորելացիոն ֆունկցիան մինչ իմպուլսի սկսելը ունի նույն քառասյին վիճակագրությունը, ինչ նախորդ դեպքերում, $N = 1.9$ դեպքում ֆոտոնների միջին թիվը էլ ավելի է նվազում, սակայն հետաքրքրական է այն փաստը, որ կորելացիոն ֆունկցիայի արժեքը նվազում է: Ինչպես տեսանք ջերմային ֆոտոնների աճը խթանում է ֆոտոնների միջին թվի նվազման, հեևաբար ֆոտոնային վիճակի հավանականությունը նույնպես նվազում է: Այժմ դիտարկենք միաֆոտոնային բլոկադայի հավանականության կախվածությունը ջերմային ֆոտոնների միջին թվից:

Ինչպես տեսնում ենք ջերմային ֆոտոնների աճմանը զուգընթաց ֆոտոնային վիճակի հավանականությունը նվազում է 0.82 -ից հասնելով մինչև 0.35, այսինքն այն կտրուկ փոքրացնում է ֆոտոնային բլոկադայի հավանականությունը: Որպեսզի համարենք, որ դիտվել է ֆոտոնային բլոկադայի էֆֆեկտ պետք է նրա հավանականությունը լինի 0.5-ից բարձր: Գտնենք ջերմային ֆոտոնների միջին թվի, այսինքն՝ ջերմաստիճանի այն տիրույթը, որի դեպքում հավանականությունը մեծ կամ հավասար է 0.5-ից: Վիզների ֆունկցիայի օգնությամբ տեսնենք, թե ինչ է կատարվում ^[1] Ֆոկի վիճակի հետ, ջերմային ֆոտոնների աճից հետո: Նկար 3.5-ում պատկերված են Վիզների ֆունկցիաները միաֆոտոնային բլոկադայի ռեժիմում, սակայն ջերմային ֆոտոնների տարբեր արժեքների դեպքում: Նկար 3.5 (a)-ում ջերմային ֆոտոնների միջին թիվը 0 է, և Վիզների ֆունկցիան մոտ է մաքուր վիճակի Վիզների ֆունկցիային և ունի բացասական արժեքներ: Բացասական լինելը ցույց է տալիս վիճակի մաքուր քվանտային լինելը, նկար 3.5-ի (b),(c),(d)-ում ջերմային

Ֆոտոնների աճմանը զուգընթաց փոքրանում է բացասական պիկերի չափը, այսպիսով ջերմային ֆոտոնների դեկոհերենտությունը փչացնում է մաքուր վիճակը:

3.3 ԳԱՌԻՍՅԱՆ ԻՄՊՈՒԼՍԻ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԻ ԱՋԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՖՈՏՈՆԱՅԻՆ ԲԼՈԿԱԴԱՅԻ ՎՐԱ

Կան բազմաթիվ համակարգեր, որտեղ քվանտային վիճակների կամ ֆոտոնային բլոկադայի ստացման համար օգտագործվում է մոնոքրոմատիկ դաշտ: Սակայն դիսիպացիայի անհնդդահտ ազդեցության շնորհիվ համակարգը ծառ արագ հասնում է ստացիոնար վիճակի, որը սահմանափակված է առավելագույնը 0.5 հավանականությամբ: Ինչպես արդեն նշել և ցուցադրել ենք նախորդ գլխում իմպուլսիային դաշտի կիրառմամբ հնարավոր է լինում ավելի արդյունավետ քվանտային վիճակներ ստանալ: Նշել ենք նաև, որպեսզի իմպուլսի ազդեցությունը էֆֆեկտիվ լինի, այն պետք է բավարարի հետևյալ պայմաններին՝

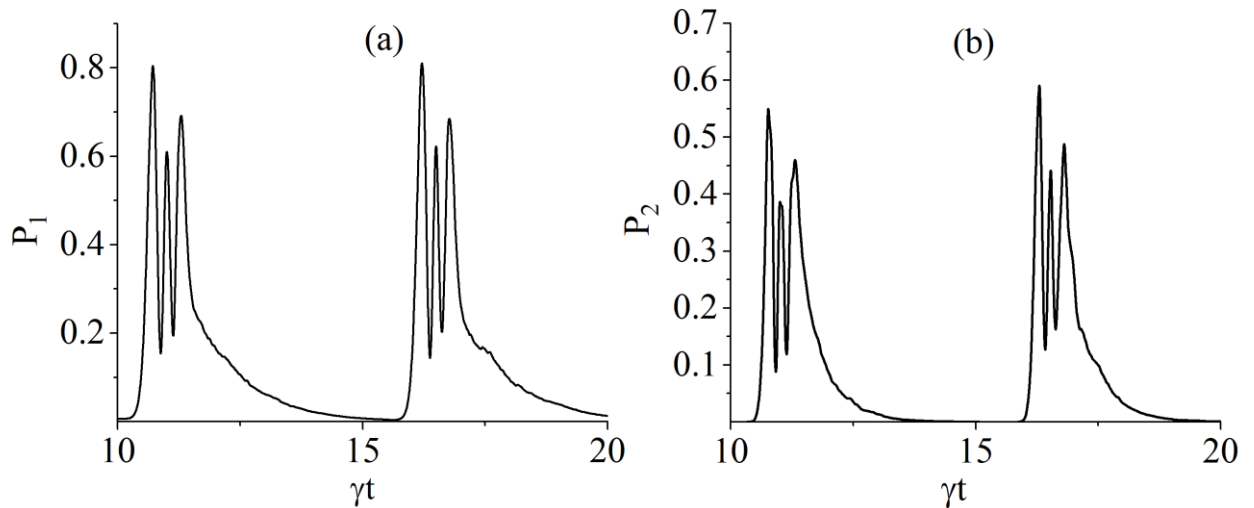


Նկար 3.6 Միաֆոտոնային բլոկադայի ռեժիմ, պարամետրերն են՝ $\chi/\gamma = 15$, $\Omega/\gamma = 6$, $\tau = 5.5\gamma^{-1}$, $T=0.1\gamma^{-1}$.

$1/\gamma > T > 1/\chi$: Պայմանի առաջին մասը ակնհայտ է, քանի որ հակառակ դեպքում, մեկ իմպուլսի ընթացքում մարումը կգերակշռի արտաքին դաշտին, իսկ անհավասարության երկորդ մասն անհրաժեշտ է որպեսզի իմպուլսի տևողությունը բավական լինի , որպեսզի այն հասցնի ազդել համակարգի վրա: Սակայն թվում է, որ բավականին նեղ իմպուլսների

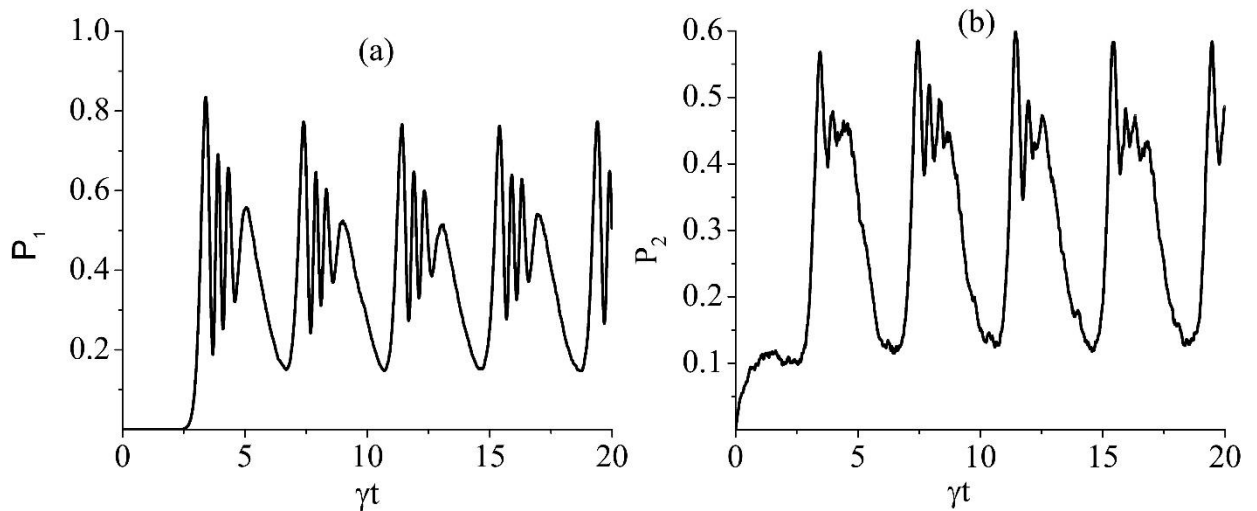
դեպքում՝ մասնավորապես դելտա ֆունկցիայի տեսքով իմպուլսների, դիսիպացիան պետք է չազդեր և ստացվեր ավելի բարձր հավանականությամբ վիճակներ, սակայն քանի որ այն բավականին արագ է ոչգծայնությունը չի հասցնում ազդել և արդյունքում ավելի բարձր հավանականությամբ վիճակ ստանալու փոխարեն ստացվում է ավելի ցածր

հավանականությամբ վիճակ և այդ դեպքում մեկ իմպուլսի համար համակրգը աշխատում է որպես հարմոնիկ օսցիլյատոր, այդ իսկ պատճառով ընտորվի անցումներն չեն ստացվում: Նկար 3.6-ում պատկերված է միաֆոտոնային վիճակի հավանականության ժամանակային կախվածությունը, երբ իմպուլսները բավականաչափ նեղ



Նկար 3.7 Միաֆոտոնային բլոկադայի ռեժիմ լայն իմպուլսների դեպքում, պարամետրերն են՝ (a) $\chi/\gamma = 15$, $\Omega/\gamma = 6$, $\tau = 5.5\gamma^{-1}$, $T=0.8\gamma^{-1}$, (b) երկֆոտոնային բլոկադայի ռեժիմ լայն իմպուլսների դեպքում՝ $\chi/\gamma = 30$, $\Omega/\gamma = 12$, $\tau = 5.5\gamma^{-1}$, $T=0.8\gamma^{-1}$:

են: Ինչպես տեսնում ենք այն մոտ 0.6-ով փոքրացնում է ֆոտոնային վիճակի հավանականությունը: Նկար 3.7-ում պատկերված են միաֆոտոնային և երկֆոտոնային վիճակների հավանականությունների



Նկար 3.8 Միաֆոտոնային բլոկադայի ռեժիմ բարձր ամպլիտուդի դեպքում, պարամետրերն են՝ (a) $\chi/\gamma = 15$, $\Omega/\gamma = 14$, $\tau = 5.5\gamma^{-1}$, $T=0.4\gamma^{-1}$, (b) երկֆոտոնային բլոկադայի ռեժիմ բարձր ամպլիտուդի դեպքում, պարամետրերն են՝ $\chi/\gamma = 30$, $\Omega/\gamma = 25$, $\tau = 5.5\gamma^{-1}$, $T=0.4\gamma^{-1}$:

ժամանակային կախվածությունները, երբ մեկ իմպուլսի լայնությունը կրկնակի լայն է, քան վերը քննարկված դեպքերում: Քննարկենք միայն մեկ իմպուլս, ինչպես տեսնում ենք երկու դեպքում էլ այն պարունակում է մի քանի գրգռումներ, որից առաջինը գրգռման դեպքում հավանականությունը իր արժեքով համընկում է նեղ իմպուլսի դեպքում ստացված արդյունքի հետ, սակայն քանի որ իմպուլսի տևողությունը երկար է, այդ ընթացքում դաշտը դեռ ազդում է, որը բերում է նոր գրգռումների, սակայն էներգիան բավականաչափ չէ, որպեսզի երկրորդային և երրորդային գրգռումների դեպքում հավանականությունը նույնը լինի ինչ որ առաջին գրգռման դեպքում: Եթե իմպուլսի տևողությունը շատ ավելի շատ մեծացնենք, ապա տվյալ իմպուլսի համար կունենանք նույն պատկերը, ինչ որ մոնոքրոմատիկ դաշտի կիառման դեպքում: Գիտենք, որ մոնոքրոմատիկ դաշտի դեպքում P_1, P_2 -ի տեսքը ունի նկար 3.8-ի տեսքը, գրգռումը

Ժամանակի ընթացքում մարում է՝ գալով ստացիոնար վիճակի, երբ ընտրում ենք լայն իմպուլսներ մեկ իմպուլսի ժամանակը բավականին լայն է, որպեսզի մեկ այլ գրգռում լինի, բայց բավական չէ որպեսզի գա ստացիոնար վիճակի, քանի որ այն ընդհատվում է երկրորդ իմպուլսի գրգռումով:

Չնայած նրան, որ երկրորդ գրգռման չափը փոքր է, այնուամենայնիվ այն կարող է կիրառական լինել որոշ խնդիրներում:

Նկար 3.8-ում պատկերված են միաֆոտոնային և երկֆոտոնային վիճակների հավանականության ժամանկային կախվածությունները, երբ իմպուլսի ամպլիտուդը ավելի քան կրկնակի մեծ է օպտիմալ ռեժիմի ամպլիտուդից: Այս դեպքում տեսնում ենք, որ ամպլիտուդի բարձրացնելուց ֆոտոնային վիճակի հավանականությունը չի փոխվում, այլ դրա փոխարեն առաջանում են նոր գրգռումներ հավանականության ավելի ցածր արժեքով: Չնայած նրան որ երկրորդական գրգռումները ունեն հավանականության ավելի ցածր արժեք՝ $P_1 = 0.6$, $P_2 = 0.45$,

Նրանք այնուամենայնիվ ունեն կիրառական նշանակություն, քանի որ նրանց հավանականությունը փոքրանում է ի հաշիվ վակուումային վիճակի, այսինքն խղառ վիճակներ չեն առաջանում:

3.4 ՉԻՐՊԻ ԴԵՐԸ ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ՀԱՄԱԿԱՐԳԵՐՈՒՄ

Ատոմական համակարգերում և n –մակարդականի համակարգերում, վիճակների բանկեցվածությունը համարվում է դասագրքերում լավ ուսումնասիրված [97-101], սակայն վերջերս այդպիսի համակարգերում անցումների ուսումնասիրությունը սկսել է , իրենցից մեծ հետաքրքրություն ներկայացնել: Մասնավորապես ատոմներում և մոլեկուլներում ուսումնասիրվում են մակարդակների միջև անցումների կառավարումը լազերային դաշտերի միջոցով, որի նպատակն է ստանալ կառավարելի քիմիական ռեակցիաներ [102-108]:

Բացի կառավարելի քիմիական ռեակցիաններից, n –մակարդականի ատոմական համակարգերը, ինչպես նաև ոչ գծային քվանտային համակարգերը հանդիսանում են քվանտային համակրգիչների և քվանտային սարքավորումների հիմքը: Մասնավորապես քվանտային բիթի՝ քուբիթի և քվանտային ալգորիթմների իրականացման համար անհրաժեշտ են կառավարելի համակարգեր [109]: Մասնավորապես բազմաթիվ աշխատանքներում դիտարկվել է միաֆոտոնային Ֆոկի վիճակի գեներացիան, որը էֆֆեկտիվորեն հաջողվել է իրականացնել: Սակայն քվանտային ինֆորմացիոն համակարգերում այդ վիճակների գեներացումից բացի անհրաժեշտ է նաև այդ վիճակների դետեկտումը ինֆորմացիայի կարդալու համար: Ստացված միաֆոտոնային վիճակները աչքի են ընկնում շատ փոքր էներգիաներով, որը դժվար է դետեկտել: Այդ խնդրից խուսափելու համար փորձում են բաժր զգայունությամբ դետեկտորներ մշակել, սակայն այդպիսի դետեկտորները զգայուն են նաև աղմուկների նկատմամբ, որը բերում է դրանց ոչ էֆֆեկտիվ և թանկարժեք լինելուն: Փոքր էներգիաների պատճառով անհրաժեշտություն է առաջանում կիրառելով արտաքին դաշտը ստանալ մեծ ֆոտոնային թվով

Ֆոկի վիճակներ: Քանի որ թե՛ բարձր, թե՛ ցածր ֆոտոնային Ֆոկի վիճակների համար հանրահաշիվը նույնն է, ապա քվանտային ալգորիթմները կարելի է իրականացնել նաև բարձր ֆոտոնային Ֆոկի վիճակների համար:

Ինչպես գիտենք մասնավորապես ատոմում վակուումային վիճակից տվյալ վիճակի անցնելու համար կիրառվում է լազերային դաշտ, որի հաճախությունը համընկում է տվյալ վիճակների էներգիական մակարդակների տարբերությանը: Սակայն կիրառվող լազերային դաշտերը ունեն որոշակի սպեկտրալ լայնություն, որը խոչնդոտում է անցում կատարել բարձր մակարդակներ և դա բերում է խառը վիճակների ստացման:

Դասական անհարմոնիկ օսցիլյատորներում, մասնավորապես ճոճանակում տատանման ամպլիտուդը հնարավոր է զգալիորեն մեծացնել, երբ նրա վրա ազդող արտաքին դաշտի ամպլիտուդը բավականին մեծ է, իսկ հաճախությունը ժամանակի ընթացում գծայնորեն փոփոխվում է: Այդպիսի դաշտը, որի հաճախությունը ժամանակի ընթացքում փոփոխվում է, անվանում են չիրպացված: Ամպլիտուդի մեծացման այդ երևույթը կոչվում է ավտոռեզոնանս [110-112] , երբ համակարգը փուլային փականքի մեջ է իրեն գրգռող դաշտի հետ: Այդ երևույթը կիրառվում է բազմաթիվ ոչ գծային համակարգերում, ինչպիսիք են Ջոսեփսոնի հանգույցով օսցիլյատորները [113,114] ռադիոհամակարգերը և այլն:

Քվանտային անհարմոնիկ օսցիլյատորներում բարձր էներգիական մակարդակներ ստանալու համար կրկին կիրառվում են չիրպացված արտաքին դաշտեր: Ժամանակի ընթացքում փոփոխելով արտաքին դաշտի հաճախությունը, հնարավոր է լինում համակարգը թռիչքաձև բերել բարձր էներգիական մակարդակով վիճակի [115]: Չիրպացված դաշտով

բարձր էներգիական մակարդակի ստացման մեկ այլ մեթոդ է ադիաբատիկ անցումը [116], երբ դաշտի սկզբնական հաճախությունը բավականին հեռու է տվյալ մակարդակին համապատասխանող ռեզոնանսի հաճախությունից, ապա դանդաղ փոփոխում են դաշտի հաճախությունը այնպես, որ այն անցնի ռեզոնանսի հաճախության վրայով: Այս մեթոդով հաջողվել է ստանալ բավականին լավ արյունքներ հետևյալ աշխատանքներում [117]:

Այս բաժնում դիտարկելու ենք Կեռի տիպի ոչգծայնությամբ ռեզոնատորներում ֆոտոնային բլոկադայի ստացման հնարավոր մեթոդների մասին, երբ արտաքին դաշտը: Այդպիսի համակարգում թռիչքաձև և ադիաբատիկ անցումների միջոցով ֆոտոնային բլոկադա ստանալը բավականաչափ դժվար է, քանի որ կախված արտաքին դաշտի և համակարգի պարամետրերից ստացվում են խառը վիճակներ, որոնք ունեն դասական բնույթ: Այս բաժնում քննարկելու ենք համակարգում Ֆոտոնային բլոկադայի ստացման հավանականությունը կախված չիրպի չափից, բացի այդ համակարգը դիտարկված է դիսիպացիայի առկայությամբ:

3.5 ԿԵՌԻ ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ՌԵԶՈՆԱՏՈՐԸ ՉԻՐՊԱՑՎԱԾ ԱՐՏԱՔԻՆ ԴԱՇՏԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՄԲ

Ինչպես արդեն գիտենք Կեռի ոչգծային ռեզոնատորի Համիլտոնյան առանց պտտվող ալիքի մոտավորության ունի հետևյալ տեսքը՝

$$H = \hbar\omega_0 a^+ a + \hbar\chi(a^+)^2 a^2 + \hbar f(t)(\Omega e^{i\omega t} a^+ + \Omega^* e^{-i\omega t} a) \quad (3.1)$$

Չիրպային ազդանշանի դեպքում դաշտի հաճախությունը կախված է ժամանակահատվածից գծային օրենքով, հետևաբար արտաքին դաշտի հաճախությունը կունենա հետևյալ տեսքը՝ $\omega = \omega_L - \alpha t$, որտեղ ω_L -ն արտաքին դաշտի սկզբնական հաճախությունն է : Համիլտոնյանի միջի $f(t)$ անդամը, արդեն հայտնի Գաուսյան իմպուլսների շարքն է: Դիտարկենք համակարգի Համիլտոնյանը պտտվող ալիքի մոտավորությամբ, հաշվի առնելով նաև իմպուլսային մոդուլացիան: Հիշենք, որ դիտարկում ենք որոշակի ժամանակային ինտերվալով Գաուսյան իմպուլսներ, որոնց տեսքը տրվում է հետևյալ ձև՝

$$f(t) = \sum_{k=0}^n e^{-\frac{(t-t_0-k\tau)^2}{\tau^2}}: \quad (3.2)$$

Ինչպես տեսնում ենք իմպուլսները պարունակում են դիսկրետ անդամներ և ինչպես քննարկվել է [118] աշխատանքում այսպիսի իմպուլսներով մոդուլացված արտաքին դաշտի համար չիրպը մոցվում է տարբեր ձևերով

$$(a) \quad \omega = \omega_L - \alpha t$$

$$(b) \quad \omega = \omega_L - \alpha \sum_{k=0}^N (t - k\tau)$$

(a) դեպքի համար հաճախությունը ուղղակիորեն ունի գծային կախվածություն ժամանակից, իսկ (b) դեպքի համար բացի ժամանակային կախվածությունից, հաճախությունը կախված է նաև Գաուսյան

իմպուլսների թվից և նրանց միջև հեռավորությունից, այսինքն բացի ժամանակից ամեն իմպուլսը իր հերթին ազդում է արտաքին դաշտի հաճախության վրա: Այս երկու չիրապային դաշտերն էլ կիրառելի են, սակայն մենք կդիտարկենք ավելի ընդհանուր (b) դեպքը: Այդ դեպքի համար պտտվող ալիքի մոտավորությունից հետո Համիլտոնյանը ստանում է հետևյալ տեսքը՝

$$H = \Delta_k(t)a^+a + \chi(a^+)^2a^2 + \Omega f(t)(a^+ + a), \quad (3.3)$$

որտեղ

$$\Delta_k(t) = \Delta_0 - \alpha \sum_{k=0}^N (t - k\tau). \quad (3.4)$$

այստեղ Δ_0 -ն ապալարքի սկզբնական արժեքն է, α չիրախ գործակիցն է, իսկ k -ն Գաուսյան իմպուլսի համարը:

Երբ արտաքին դաշտի Գաուսյան իմպուլսներով մոդուլացիան բացակայում է՝ $f(t) = 1$, ապա Համիլտոնյանը ստանում է ավելի պարզ տեսք՝

$$H = \Delta(t)a^+a + \chi(a^+)^2a^2 + \Omega(a^+ + a), \quad (3.5)$$

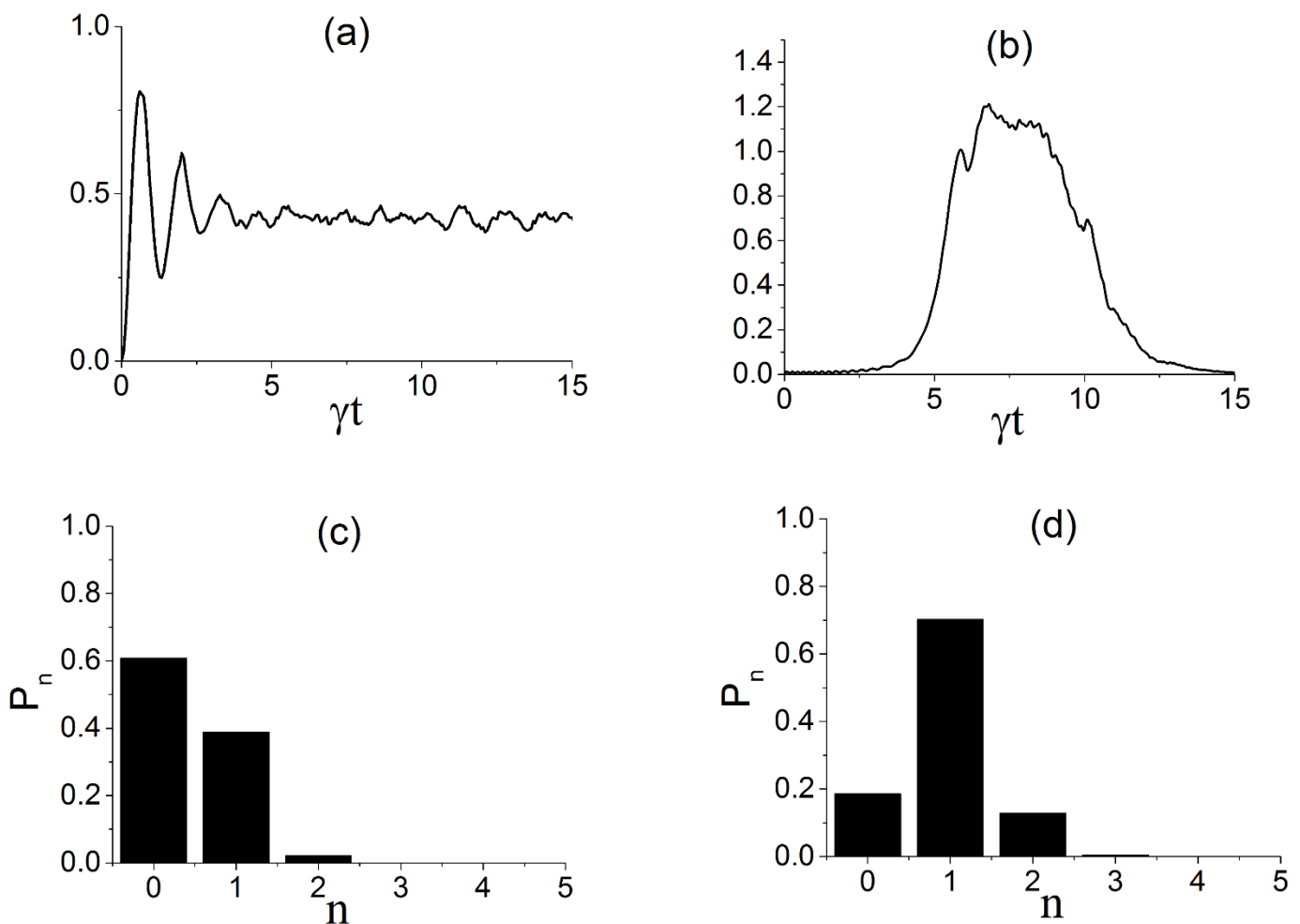
Այստեղ ժամակից կախված ապալարքը նույնպես ունի ավելի պարզ տեսք՝ $\Delta(t) = \Delta_0 - \alpha t$:

Օգտագործելով (3.3) և (3.5) Համիլտոնյանը և լուծելով Նեյմանի հավասարումը ուսումնասիրում ենք համակարգում ավելի օպտիմալ եղանակով ֆոտոնային բլոկադա ստանալու հնարավորությունը կախված ինչպես արտաքին դաշտի պարամետրերից, այնպես էլ համակարգի ոչգծայնության չափից: Այս հանգամանքը շատ կարևոր է, քանի որ $\chi/\gamma < 10$ ոչգծայնությամբ համակարգերը ավելի հեշտ է իրականացնել, քան ավելի մեծ ոչգծայնությամբ համակարգերը, այդ իսկ պատճառով էլ հաշվարկները կատարել ենք ոչգծայնության գործակցի մի քանի տարբեր

արժեքների դեպքում, որպեսզի ավելի լավ բնութագրենք համակարգի վարքը, ինչպես նաև դիտարկել ենք մի դեպք, երբ արտաքին դաշտը մոդուլացված է Գաուսյան իմպուլսներով և կրող հաճախությունը չիրացված է:

3.6 ՉԻՐՊԱՑՎԱԾ ԱՐՏԱՔԻՆ ԴԱՇՏԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԿԵՌԻ ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ՌԵԶՈՆԱՏՈՐՆԵՐՈՒՄ ՖՈՏՈՆԱՅԻՆ ԲԼՈԿԱԴԱՅԻ ՍՏԱՑՄԱՆ ՎՐԱ

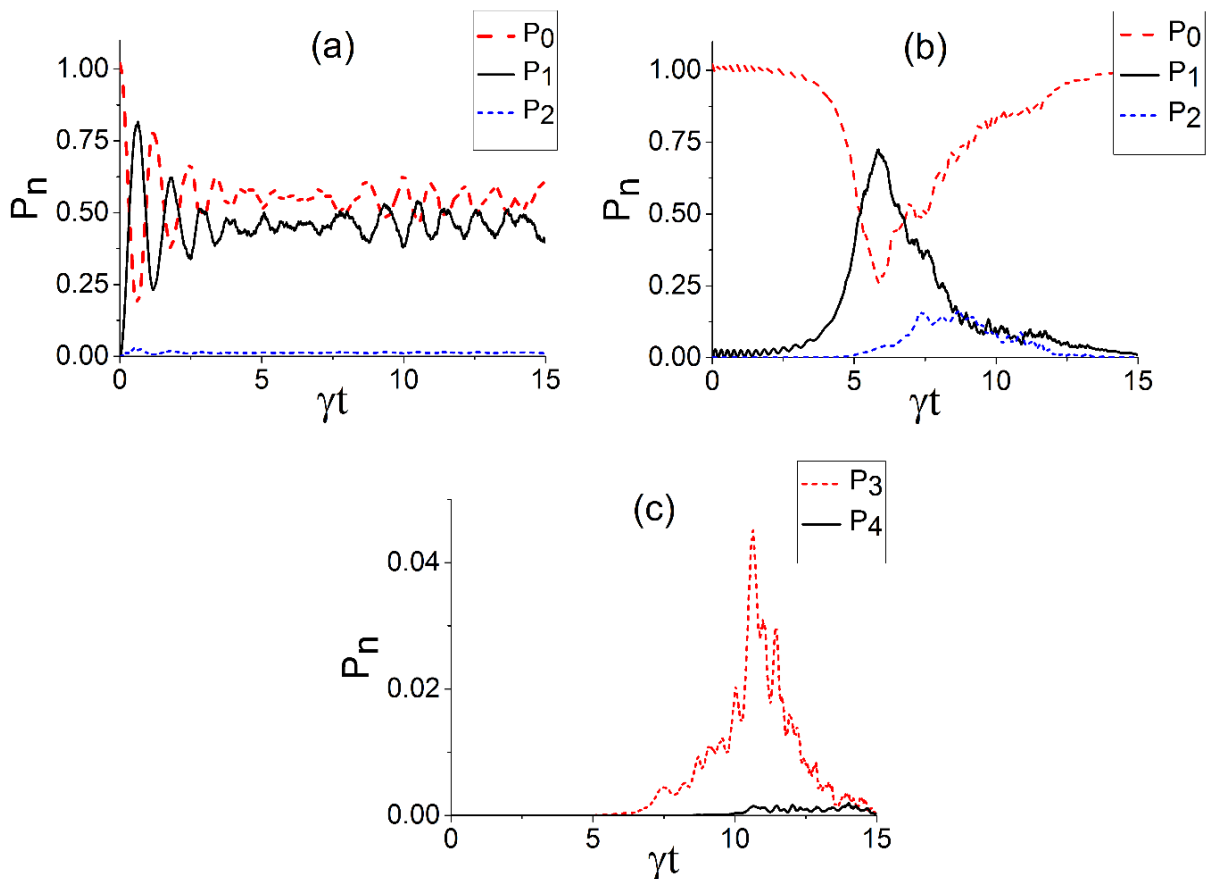
Սկզբից դիտարկենք այն դեպքը երբ ոչգծայնության չափը՝ $\chi/\gamma = 5$, որը շատ ավելի փոքր է, մինչ այս նկարագրված խնդիրների համեմատ: Մասնավորապես դիտարկված Գաուսյան իմպուլսներով մոդուլցիայի դեպքում ֆոտոնային բլոկադայի ամենաօպտիմալ արժեքներ ստացվում են, երբ $\chi/\gamma = 15$, իսկ երկֆոտոնային բլոկադայի համար $\chi/\gamma = 30$: Ոչգծայնության այդպիսի արժեքները մեծ դժվարությամբ են իրականացվում, սակայն այնուամենայնիվ ցանկալի է ստանալ ֆոտոնային բլոկադա նաև փոքր ոչգծայնությունների համար: Այդ իսկ պատճառով



Նկար 3.9 Ֆոտոնների միջին թվի ժամանակային կախվածությունը և ֆոտոնային վիճակագրությունը (a), (c) մոնոքրոմատիկ դաշտի համար, (b),(d) չիրադային դաշտի համար: Պարամետրերն են՝ (a),(c) $\chi/\gamma = 5$, $\Omega/\gamma = 2.5$, $\alpha/\gamma^2 = 0$, (b),(d) $\chi/\gamma = 5$, $\Omega/\gamma = 2.5$, $\alpha/\gamma^2 = 7$:

հետաքրքրական է ուսումնասիրել, թե հնարավոր է արդյոք ֆոտոնային բլոկադայի ստացումը, չիրպացված դաշտի կիրառմամբ:

Նկար 3.9-ում (a) և (b)-ում պատկերված են ֆոտոնների միջին թվի ժամանակային կախվածությունները համապատասխանաբար մոնոքրոմատիկ դաշտի համար, երբ չիրպն ու իմպուլսային մոդուլացիան



Նկար 3.10 Ֆոտոնային վիճակի հավանականության կախվածությունը ժամանակից (a), մոնոքրոմատիկ դաշտի համար, (b),(c) չիրպային դաշտի համար: Պարամետրերն են՝ (a), $\chi/\gamma = 5$, $\Omega/\gamma = 2.5$, $\alpha/\gamma^2 = 0$, (b),(c) $\chi/\gamma = 5$, $\Omega/\gamma = 2.5$, $\alpha/\gamma^2 = 7$:

բացակայում են և չիրպի առկայության դեպքում:

Ինչպես արդեն ցույց ենք տվել երկրորդ գլխում մոնոքրոմատիկ դաշտի դեպքում ֆոտոնային վիճակի հավանականությունը սահմանապակված է 0.5-ով, իսկ ինչպես տեսնում ենք նկար 3.9 (b)-ում ֆոտոնների միջին թիվը ավելի քան կրկնակի մեծ է, իսկ 3.9-ի (d)-ում ֆոտոնային

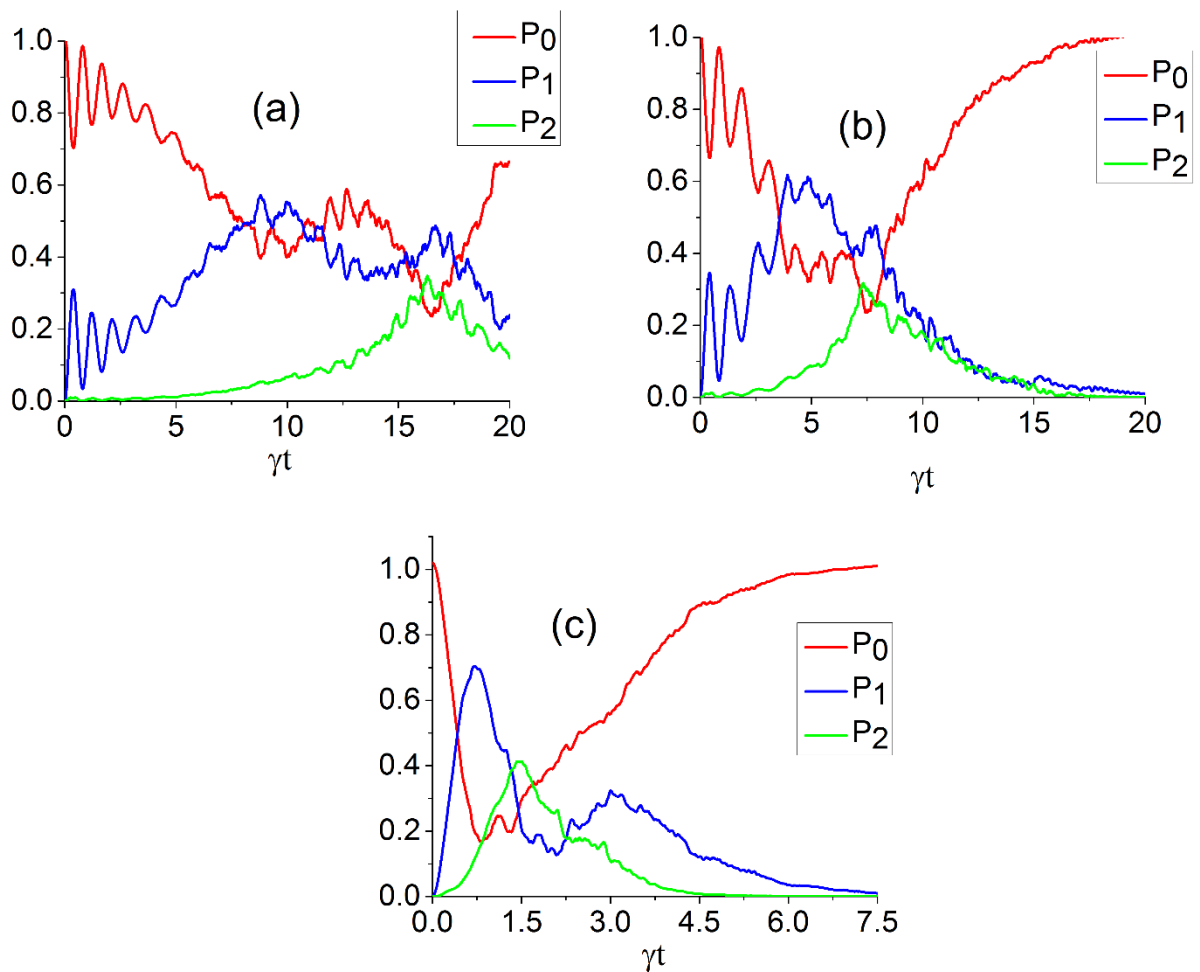
վիճակագրությունից երևում է, որ ի տարբերություն մոնոքրմատիկ դեպքի չիրպի կիրառման դեպքում հավանականությունը մոտ է 0.75-ի, որը շատ մոտ է իմպուլսների միջոցով ստացված 0.82 հավանականությամբ արդյունքին: Ավելի խորը ուսումնասիրելու համար դիտարկենք հավանականության ժամանակային կախվածությունը:

Նկար 3.10 ում պատկերված ֆոտոնային վիճակների հավանականության ժամանակային դինամիկան (a), երբ չիրպը բացակայում է, (b) և (c) չիրպի առկայության դեպքում: Ինչպես արդեն նշեցինք չիրպային դաշտի դեպքում կիրառված արդյունքը մոտ է Գաուսյան իմպուլսնեչով ստացված արդյունքին, սակայն այս դեպքում կա մեկ այլ առանձնահատկություն, իմպուլսային ռեժիմում բարձր հավանականությամբ Ֆոկի վիճակ ստանալու համար անհրաժեշտ է որ ամպլիտուդի արժեքը՝ $\Omega/\gamma \geq 6$, իսկ $\chi/\gamma \geq 15$: Սակայն ինչպես տեսնում ենք չիրպի կիրառմամբ ստացվել է բաժր հավանականությամբ վիճակ, սակայն 3 անգամ ավելի փոքր ոչգծայնությունների համար՝ $\chi/\gamma = 3$, ինչպես նաև մոտ 2.5 անգամ փոքր դաշտի լայնույթի համար՝ $\Omega/\gamma = 2.5$:

Հայտնի է, որ գոյություն ունի լավ հետազոտված Շտարկի էֆֆեկտ, որ երբ ատոմը տեղադրվում է հաստատուն էլեկտրական դաշտում, ապա նրա ազդեցությամբ հնարավոր է ատոմական մակարդակների շեղում և ճեղքում: Նմանատիպ էֆֆեկտ է դիտվում, երբ կիառվում է փոփոխական էլեկտրական դաշտ, դա կոչվում է փոփոխական Շտարկի էֆֆեկտ կամ Աուտլեր-Տոունսի էֆֆեկտ: Այդ էֆֆեկտի ազդեցությունը դիտվել է, երրորդ գլխում, երբ եռաֆոտոնային բլոկադան ստացվում էր, ռեզոնանսի հաճախությունից շեղված ապալարքի վրա: Երբ կիրառում ենք չիրպացված դաշտ, բացի փոփոխական արտաքին դաշտից փոփոխվում է նաև հաճախությունը, որը ամբողջովին շեղում է էներգիական

մակարդակները, այդ իսկ պատճառով էլ միաֆոտոնային վիճակի առավելագույն արժեքին համապատասխանող ապալարքը չի համապատասխանում միաֆոտոնային անցման ռեզոնանսային հաճախությանը:

Այժմ քննարկենք այն դեպքը, երբ նկար 3.10 (b)-ում P_1 և P_0 վիճակները երկու տարբեր ժամանակային պահերի ունեն հավասար 0.5-ին մոտ

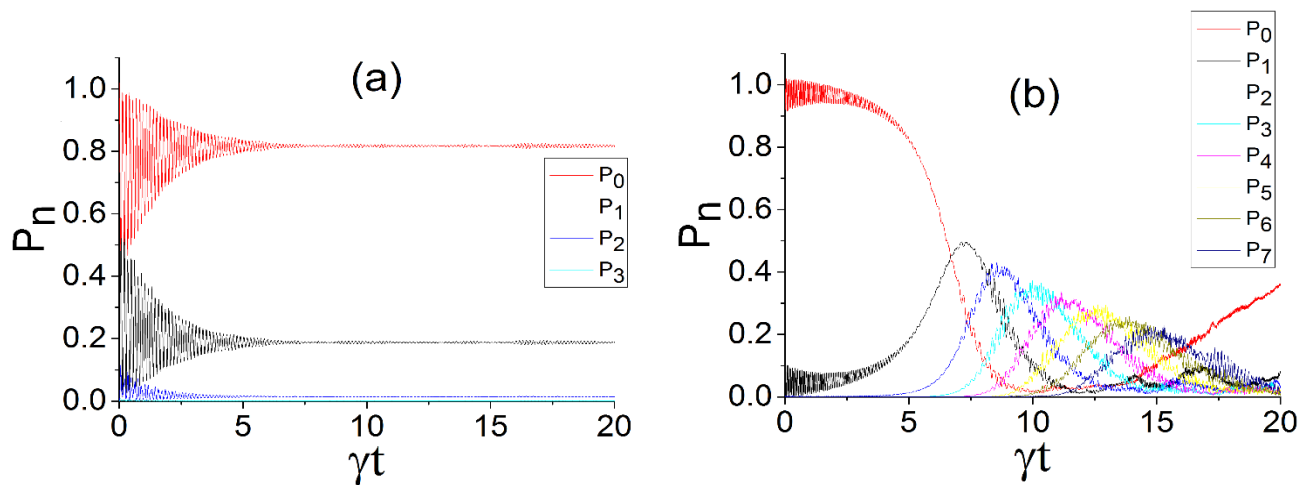


Նկար 3.12 Ֆոտոնային վիճակների հավանականության կախվածությունը ժամանակից, չիրախի տարբեր արժեքների դեպքում: Պարամետրերն են՝ $\chi/\gamma = 5$, $\Omega/\gamma = 2.5$, (a), $\alpha/\gamma^2 = 0.8$, (b) $\alpha/\gamma^2 = 1.75$, (c) $\alpha/\gamma^2 = 14$:

հավանականություն, հետևաբար հնավաոր է, որ ժամանակի այդ պահերին ստացվում են սուպերպոզիցիոն վիճակներ: Սուպերպոզիցիոն վիճակի գոյությունը ստուգում ենք վստահելիության գործակցի միջոցով,

որը ցույց է տալիս, թե որքանով են երկու քվանտային վիճակները իրար մոտ, այդ իսկ պատճառով հաշվենք այն $|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle - |1\rangle)$ սուպերպոզիցիոն վիճակի և հատման կետերին համապատասխանող վիճակի հետ: Հաշվարկը ցույց է տվել, որ այդ վստահելիության գործակիցը այդ պահերի համար 0.78 է, որը ցույց է տալիս որ ստացված վիճակը շատ մոտ է մաքուր սուպերպոզիցիոն վիճակին, այդ երկու վիճակների նմանությունը կարող ենք տեսնել նաև Վիզների ֆունկցիայի օգնությամբ: Նկար 3.11 (a)-ում և (b)-ում համապատասխանաբար պատկերված են $\frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle - |1\rangle)$ վիճակի Վիզների ֆունկցիան և տրված ժամանակին համապատասխանող վիճակի Վիզների ֆունկցիան: Ինչպես երևում է նկարից, Վիզների ֆունկցիանները շատ մոտ են իրար, սակայն ակնհայտ տարբերություն նկատվում է Վիզների ֆունկցիայի բացասական մասերում, ի տարբերություն մաքուր վիճակի, ստացված վիճակի բացասական մասը ավելի փոքր է, իսկ ինչպես գիտենք Վիզների ֆունկցիայի բացասական մասը ցույց է տալիս, որ տրված վիճակը մաքուր քվանտային է: Ավելի փոքր բացասական մասը բացատրվում է, դեկոհերենտության և դիսիպացիայի առկայությամբ, քանի որ դրանք վերացնում են քվանտային վիճակը:

Նկար 3.10 (a) –ն լավ ուսումնասիրված դեպք է, երբ քվանտային անհրամնոնիկ օսցիլյատորի վրա ազդող արտաքին դաշտը մոնոքրոմատիկ է, և հաշվի է առնված դիսիպացիայի առկայությունը: Ինչպես տեսնում ենք ժամանակի սկզբին ունենք մի քանի գրգռումներ, որոնք շամանկի ընթացքում փոքրանում են, և ի վերջո համակարգը գալիս է հաստատված, ստացիոնար վիճակի, Նկար 3.10 (b)-ում, երբ դաշտը չիրպացված է, տեսնում ենք, որ ժամանակի սկզբնական մասում օսցիլացիաները կան,

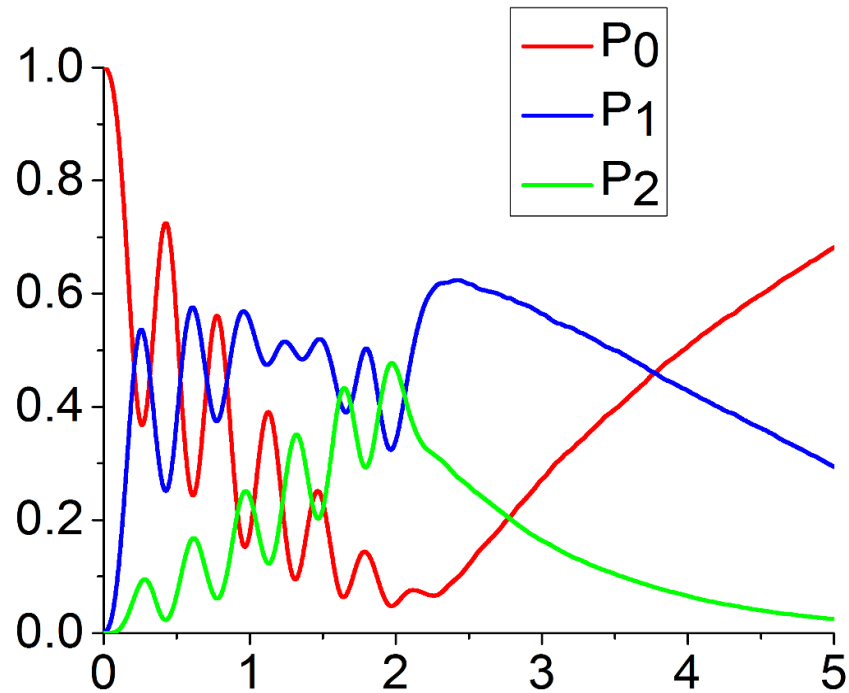


Նկար 3.13 (a) Մոնոքրոմատիկ արտաքին դաշտ $\Delta = 40, \chi/\gamma = 10, \Omega/\gamma = 20, \alpha/\gamma^2 = 0$
 (b) չիրպացված արտաքին դաշտ $\Delta = 40, \chi/\gamma = 10, \Omega/\gamma = 20, \alpha/\gamma^2 = 16$:

սակայն շատ ավելի փոքր են, իսկ էներգիան լուրջաբանված է ժամանակի այլ պահին, որտեղ որ ստացվում է միաֆոտոնային վիճակը: Ատենախոսությունում դիտարկվել է նաև չիրպի գործակցի ազդեցությունը ֆոտոնային բլոկադայի կամ որ նույնն է ֆոտոնային Ֆոկի վիճակի գեներացման հավանականության վրա: Նկար 3.12 –ում պատկերված են

հավանականության ժամանակային կախվածությունները, չիրպի գործակցի տարբեր արժեքների դեպքում: Նկար 3.12 (a)-ում և (b)-ում բացի չիրպի գործակցից, մնացած պարամետրերը համընկնում են Նկար 3.10-ում ստացված արդյունքների պարամետրերի հետ: Ինչպես տեսնում ենք Նկար 3.12 (a)-ում, երբ $\alpha/\gamma^2 = 0.8$: միաֆոտոնային վիճակի

հավանականության մեծագույն արժեքը համընկում է վակուումային վիճակի հետ և հավասար է 0.5-ի և ինչպես նախորդ դեպքում այստեղ ևս ունենք սուպերպոզիցիոն վիճակ, նկար 3.12 (b)-ում $\alpha/\gamma^2 = 1,75$ և նկատվում է, որ



Նկար 3.14 Իմպուլսային արտաքին դաշտի կիրառման և չիրպի կիրառման դեպքում, P_n կախվածությունը ժամանակից: Պարամետրերն են՝ $\chi/\gamma = 15$, $\Delta_0/\gamma = -15$, $\Omega/\gamma = 12$, $\tau = 0.1\gamma^{-1}$, $\alpha/\gamma^2 = 5$, $T = 0.1\gamma^{-1}$

միաֆոտոնային վիճակը հասնում է իր առավելագույն արժեքին ավելի շուտ քան փոքր չիրպի դեպքում, սակայն այս դեպքում հավանականությունը ավելի փոքր է, քան $\alpha/\gamma^2 = 7$ դեպքում: 3.12 (c)-ում դիտարկվել է մեծ չիրպ $\alpha/\gamma^2 = 14$, այսինքն կրող դաշտի հաճախությունը կրկնակի ավելի արագ է փոխվում քան նկար 3.10-ում դիտարկված դեպքում: Ինչպես երևում է նկարից, բարձր չիրպի դեպքում տեղի է ունենում էներգիայի շատ արագ լոկալիզացում, որի արդյունքում ունենում ենք բարձր հավանականությամբ միաֆոտոնային բլոկադա, ապա 0.4 հավանականությամբ երկֆոտոնային բլոկադա:

Ինչպես նկատել ենք երրորդ գլխում իմպուլսի ամպլիտուդի մեծ արժեքը բավարար չէ մեծ էներգիական մակարդակներին հասնելու համար: Նշվել

է նաև, որ չիրպի կիրառմամբ հնարավոր է կազմակերպել թռիչքաձև անցումներ, որը կբերի բաժր ֆոտոնների թվով վիճակների,

Նկար 3.13 (a) ում պատկերված են ֆոտոնային վիճակի հավանականությունները մոնոքրոմատիկ դաշտի դեպքում, որը արդեն հայտնի է: Նկար 3.13 (b)-ում պատկերված են ֆոտոնային վիճակի հավանականությունները, սակայն արագ չիրպի կիրառմամբ: Ինչպես երևում է նկարում սկզբից ի հայտ է գալիս միաֆոտոնային վիճակը, այնուհետ երկֆոտոնային և այդպես շարունակ մինչև յոթ ֆոտոնային վիճակ: Ինչպես երևում է նկարից ռեզոնանսային պիկերը միմյանցից շեղված են միևնույն ժամանակով և հավանականության արժեքի համաչափ նվազմամբ: Չնայած այստեղ ունենք բարձր ֆոտոնային վիճակներ, որոնք հնարավոր չէր լինում ստանալ Գաուսյան իմպուլսների կիրառմամբ, սակայն ստացված արդյունքը ունի օպտիմալացման կարիք, որպեսզի հնարավորինս փոքրացվի տվյալ ֆոտոնային վիճակից բացի այլ վիճակների գոյությունը:

Այժմ դիտարկենք չիրպցված արտաքին դաշտը, երբ այն մոդուլցաված է Գաուսյան իմպուլսների հաջորդականությամբ, իսկ չիրպը ընտրված է հետևյալ կերպ՝ $\omega = \omega_L - \alpha \sum_{k=0}^N (t - k\tau)$: Քանի որ իմպուլսները և չիրպը իրենց մեջ պարունակում են դիսկրետ անդամներ, ապա դա թույլ է տալիս ավելի ճշգիտ ացնումներ ստանալ, աստիճանաձև անցումների միջոցով (quantum ladder climbing): Ինչպես արդեն նշվել է, աստիճանաձև ացնումները կիրառվում են բարձր էներգիական մակարդակներ ստանալու համար, սակայն ատենախոսությունում դիտարկվել է, միայն սուպերպոզիցիոն վիճակների ստացումը այս համակարգերում: Աշխատանքներում դիտարկվել է սուպերպոզիցիոն վիճակների գեներացիան, սակայն վակումային և միաֆոտոնային վիճակների միջև: Մենք դիտարկել ենք ենք $\frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle + |2\rangle)$ վիճակի ստացումը օգտագործելով

չիրալը և Գաուսյան իմպուլսներով արտաքին դաշտը: Ի տարբերություն նախորդ դեպքերի, երբ Գաուսյան իմպուլսների հեռավորությունը միմյանց միջև բավականին մեծ են, այս անգամ դիտարկվել է շատ նեղ և իրար մոտ Գաուսյան իմպուլսներ, չիրախ առկայությամբ: Նկար 3.14-ում պատկերված են ֆոտոնային վիճակների ժամանակային կախվածությունները: Նկարից երևում է, որ ժամանակի սկզբնական պահին կատարվում են անցումներ վակուումային և միաֆոտոնային վիճակի միջև, ապա վակուումային վիճակը նվազում է և ի հայտ է գալիս երկֆոտոնային վիճակը: Ինչպես երևում է նկարից ժամանակի սկզբնական պահին կան ժամանակի պահեր, որտեղ վակուումային և միաֆոտոնային վիճակների հավանականությունները հավասար են և կան ժամանակի պահեր, երբ, միաֆոտոնային և երկֆոտոնային վիճակի հավանականություններն են միմյանց հավասար: Այդ ժամանակային պահերի համար հաշվարկել են վստահելիության գործակիցները համապատասխանաբար $\frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle - |0\rangle)$ և $\frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle + |2\rangle)$ վիճակների համար: Առաջին վիճակի համար վստահելիության գործակիցը ստացվում 0.8, իսկ երկրորդ վիճակի համար 0.75: Երկու դեպքում էլ ստացված արդյունքները մեծ հետաքրքրություն են ներկայացնում և տեսական և կիրառական քվանտային ֆիզիկայում:

3.7 ԵՐՐՈՐԴ ԳԼԽԻ ԱՄՓՈՓՈՒՄ

Այս գլխում ցույց է տրվել ջերմային ֆոտոնների միջին թվի ազդեցությունը համակարգում ֆոտոնային բլոկադայի էֆֆեկտի վրա: Ցույց ենք տվել, որ $3K$ ջերմաստիճանի դեպքում կարելի է ստանալ բավականին էֆֆեկտիվ բլոկադա, մինչ դեռ կան ժամանակից համակարգեր, որոնց աշխատանքի համար անհրաժեշտ ջերմաստիճանը $15mK$ է: Ցույց ենք տվել նաև միաֆոտոնային բլոկադայի հավանականության կախվածությունը ջերմաստիճանից և Վիգների ֆունկցիայի միջոցով ցուցադրել ենք թե ինչպես են ջերմային ֆոտոնները վերացնում քվանտային վիճակը:

Բացի վերոնշյալից, ցույց ենք տվել որ նախորդ գլխում ընտրված իմպուլսի պարամետրերը բավականին օպտիմալ են: Քննարկվել է միաֆոտոնային և երկֆոտոնային վիճակների հավանականությունները կախված իմպուլսների տևողությունից և ամպլիտուդից:

Ուսումնասիրվել է նաև չիրպային ազդանշանի ազդեցությունը Կեռի ոչ գծային ռեզոնատորի վրա: Ստացվեց, որ բարձր ֆոտոնային վիճակներ ստանալու համար պետք է չիրպի գործակիցը բավականաչափ մեծ լինի ոչգծայնության գործակցից, իսկ ցածր ֆոտոնային վիճակների համար, այն պետք է լինի ոչգծայնության գործակցին համեմատական: Ցույց է տրվել, որ կիառելով չիրպ կարելի է գերազանցել մոնոքրմոտիկ դաշտով պայմանավորված ֆոտոնային վիճակի հավանականության սահմանը, ընդ որում փոքր ոչգծայնության դեպքում:

ԳԼՈՒԽ 4

ՓՈՒԼԱՅԻՆ ՓԱԿԱՆՔԸ և ՔՎԱՏԱՆԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿԱԳՐՈՒԹՅՈՒՆԸ ՊԱՐԱՄԵՏՐԱԿԱՆ ԳՐԳՌՎԱԾ ՕՍՑԻԼՅԱՏՈՐՈՒՄ

4.1 ՊԱՐԱՄԵՏՐԻԿ ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ՕՍՑԻԼՅԱՏՈՐԻ ՄՈԴԵԼԸ

Պարամետրական փուլային փականքով օսցիլատորները հայտնի են իրենց լայն կիրառություններով, ինչպես հիմնարար այնպես էլ կիրառական գիտություններում: Վերջին տարիներին այդպիսի համակարգերը բարեհաջող իրականացվել են քվանտոպտիկական համակարգերում [119], այնպիսի համակարգերում, որոնք կարող են հիմնարար դեր կատարել քվանտային համակարգիչներում [120,121]: Այս համակարգի պարզագույն իրականացումներից է օպտիկական պարամետրիկ օսցիլատորը (ՕՊՕ), ի դեպ նրանք հանդիսանում ենք սեղմված լույսի էֆֆեկտիվ աղբյուրներ: ՕՊՕ-ի ռեժիմներից է պարամետրիկ ցած կոնվերսիան, որը փուլային տարածությունում ընդունում է երկու կազմավորված պիկի տեսքով, նույն ֆոտոնների թվով, սակայն տարբեր փուլերով, որի արդյունքում Վիգների ֆունկցիան համաչափ է դառնում պտույտի նկատմամբ: Փուլային փականքի վիճակներ դիտվում են նաև Ջոսեփսոնի պարամետրիկ օսցիլատորներում [122-127] և դրանք կիրառվել են բինար ազդանշանների դետեկտման համար: Դրանք մեծ հնարավորություն են տալիս ճշգրիտ չափել գերհաղորդչային քուբիթի վիճակը, առանց փչացնելու նրա կրած

ինֆորմացիան: ՕՊՕ-ի համադրությունը Կեռի ոչ գծային էլեմենտի հետ այս մեխանիզմի ամենատարածված համակարգերից է:

Մինչ այժմ դիտարկված փուլային փականքի էֆֆեկտները դիտվել են բարձր թվով ֆոտոնների համար: Ատենախոսությունում դիտարկված է համակարգը ուժեղ քվանտային ռեժիմում, դիսիպացիայի և քվանտային ֆլուկտուացիաների առկայությամբ: Ատենախոսությունում քննարկված է փուլային փականքի առաջացումը քվանտային քաոսի ռեժիմում: Քվանտային քաոսը տարբերելու համար դիտարկվում է Վիգների ֆունկցիան: Մասնավորապես դիտարկվել է խնդիրը կիսադասական մոտեցմամբ, համեմատվել է Պուանկարեի հատույթը Վիգների ֆունկցիայի հատույթի հետ: Քվանտային քաոսի դեպքում այդ երկու հատույթները շատ նման են և ունեն նույն դինամիկան, դա նշանակում է, որ Վիգների ֆունկցիան կարող է հանդիսանալ քվանտային քաոսի ցուցիչ:

Բացի այդ, ատենախոսությունում դիտարկվել է նաև փուլային փականքով վիճակների գեներացումը ռեգուլար և քաոսային ռեժիմում և քննարկվել է ֆոտոնների քվանտային վիճակագրությունը, մաքրության գործակիցը և կորելացիոն ֆունկցիան այդ ռեժիմների համար:

Քանի որ գոյություն ունեն պարամետրի անհարմոնիկ օսցիլյատորի մի քանի ռեալիզացիաներ, այդ իսկ պատճառով ատենախոսությունում դիտարկվել է դրա մաթեմատիկական մոդելը, որով կարող են բնութագրվել վերը թվարկված համակարգերը: Այսպիսի համակարգը ունի հետևյալ Համիլտոնյանը՝

$$H = \omega_0 a^+ a + \chi(a^+ a)^2 + f(t)(\Omega e^{-i\omega t} a^{+2} + \Omega^* e^{i\omega t} a^2) + H_{\text{loss}} \quad (4.1)$$

Այստեղ a^+ և a օսցիլյատորի ծնման և ոչնչացման օպերատորներն են, ω_0 -ն օսցիլյատորի հաճախությունն է, ω -ն արտաքին դաշտի հաճախությունն է γ -ն երրորդ կարգի Կեռի ոչգծայնությունը համեմատական գործակիցն է,

իսկ Ω -ն հաստատունն է, որը համեմատական է երկրորդ կարգի ոչգծային ընկալունակությանը, իսկ $f(t)$ մեզ արդեն հայտնի Գաուսյան իմպուլսներն են T տևողությամբ և τ ինտերվալով:

$$f(t) = \sum_{k=0}^n e^{-\frac{(t-t_0-n\tau)^2}{\tau^2}} \quad (4.2)$$

Նշենք որ, Համիլտոնյանի $H_{loss} = a\Gamma^+ + a^+\Gamma$ մասը պատասխանատու է օսցիլյատորի գծային կորուստներին, որը համեմատական է γ մարման գործակցին: Համակարգի դինամիկան բնութագրում ենք Ֆոն-Նեյմանի հավասարումով: Այստեղ, ռեդուցացված խտության մատրցը՝ ρ -ն ենթարկվում է

$\rho \rightarrow e^{-i(\omega/2)a^+at} \rho e^{i(\omega/2)a^+at}$ ձևափոխությանը, որով կատարում ենք պտտվող ալիքի մոտավորություն:

$$\frac{d\rho}{dt} = -[H_0 + H_{int}, \rho] + \sum_{i=1,2} (L_i \rho L_i^+ - \frac{1}{2} L_i^+ L_i \rho - \frac{1}{2} \rho L_i^+ L_i) \quad (4.3)$$

Այստեղ $L_1 = \sqrt{(N+1)\gamma}a$ և $L_2 = \sqrt{N\gamma}a^+$ դիսիպացիաան բնութագրող Լինբլադի օպերատորներն են: Պտտվող ալիքի մոտավորությունից հետո Համիլտոնյանը ընդունում է հետևյալ տեսքը:

$$H_0 = \Delta a^+ a,$$

$$H_{int} = \chi(a^+ a)^2 + f(t)(\Omega a^{+2} + \Omega^* a^2) \quad (4.4)$$

Այս համակարգի համար ապալարքը՝ $\Delta = \omega_0 - \omega/2$, իսկ համակարգը դիտարկված է ջերմային ֆոտոնների բացակայության դեպքում: 4.3 հավասարումը լուծվել է քվանտային վիճակների դիֆուզիայի ստոքաստիկ մեթոդով, քանի որ իմպուլսային դաշտի կիրառման դեպքում այն անալիտիկորեն դժվար է լուծել, ի տարբերություն $f(t) = 1$ դեպքի, երբ այն ունի անալիտիկ լուծումներ: Տույց է տրվել, որ համակարգը ունենում է

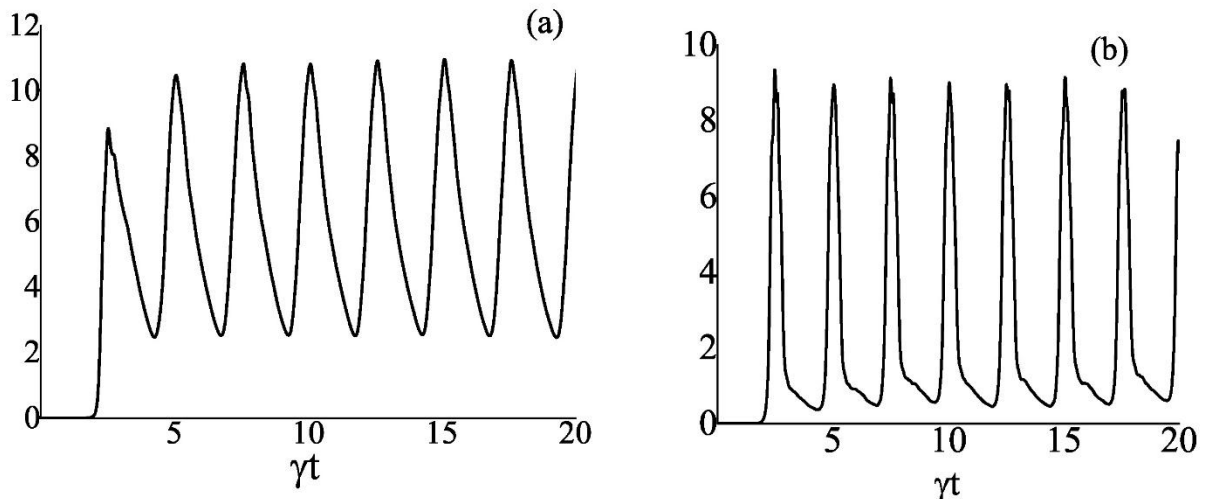
կանոնավոր պահվածք դրական ապալարքի համար, սակայն բացասական ապալարքի դեպքում իրականացվում են բիստաբիլ ռեժիմներ, որտեղ ստացվում է երկու կայուն, նույն ինտենսիվությամբ վիճակներ, բայց հակառակ փուլերով $\varphi = \frac{1}{2}\Phi \pm \pi m$, որը է նաև Վիգների ֆունկցիայից:

Այսպիսով, այս բաժնում քննարկվելիք փուլային փականքի ռեժիմները ուսումնասիրելու համար օգտվելու ենք Վիգների ֆունկցիայից:

Համակարգը ուսումնասիրելով ստացվել է, որ $\Delta > 0$ դրական ապալարքի դեպքում ստացվում են միայն կանոնավոր ռեժիմներ, իսկ $\Delta < 0$ դեպքում ստացվում են, ինչպես կանոնավոր, այնպես էլ քառսային ռեժիմներ:

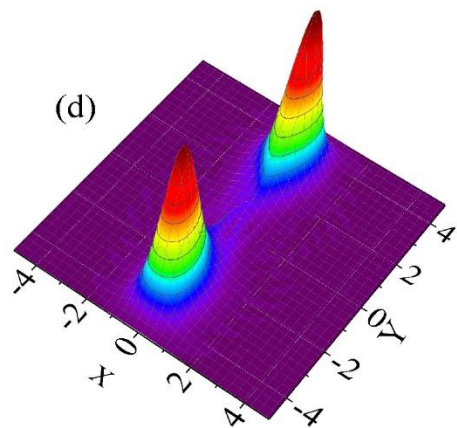
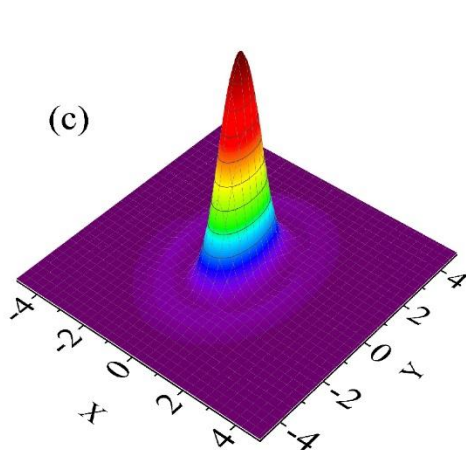
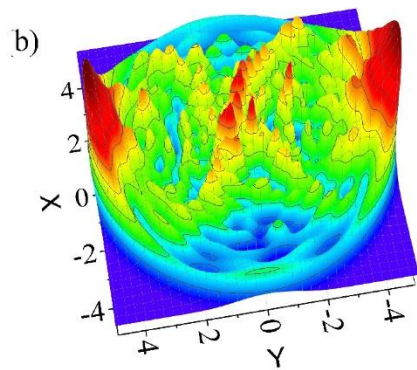
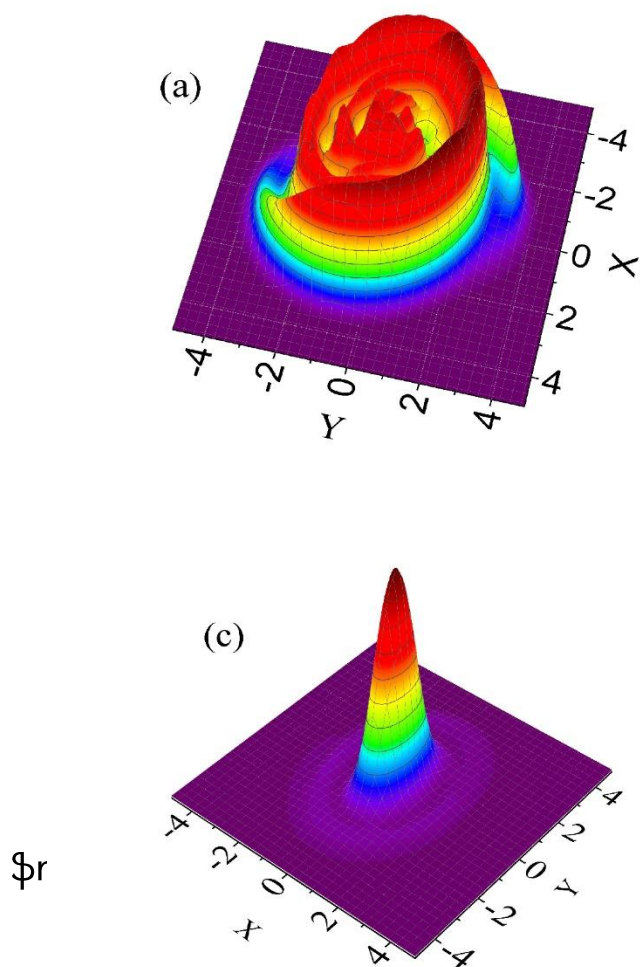
4.2 ՓՈՒԼԱՅԻՆ ՓԱԿԱՆՔԸ և ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿԱԳՐՈՒԹՅՈՒՆԸ ԿԱՆՈՆԱՎՈՐԻՑ ՔԱՌՍԱՅԻՆ ԱՆՑՄԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ

Թվային հաշվարկները ցույց են տվել, որ պարամետրիկ անհարմոնիկ օսցիլյատորները Գաուսյան իմպուլսների ազդեցության ներքո ստացվում է կանոնավոր ռեժիմ , $\Delta > 0$ դրական ապալարքի



Նկար 4.1 (a) $\Delta = -20, \chi/\gamma = 1, \Omega/\gamma = 20, \tau = 4\pi\gamma^{-1}/5, T = 0.5\gamma^{-1}$ (b) $\Delta = 20, \chi/\gamma = 1, \Omega/\gamma = 20, \tau = 4\pi\gamma^{-1}/5, T = 0.5\gamma^{-1}$.

համար, իսկ քառասային ռեժիմներ ստացվում են միմիայն $\Delta < 0$ բացասական ապալարքի դեպքում: Մասնավորապես նկար 4.1-ում պատկերված են ֆոտոնների միջին թվի ժամանակային կախվածությունը քառասային և ռեգուլար ռեժիմների համար: Ֆոտոնների միջին թվի արժեքները, երկու ռեժիմների դեպքում էլ նույնն են, և իրական պատկերը տեսնելու համար երկրորդ իմպուլսի առավելագույն և նվազագույն արժեքին համապատասխանող ժամանակների համար դիտարկվել են Վիգների ֆունկցիաները , դրանք պատկերված են նկար 4.2-ում: Ինչպես նշեցինք Վիգների ֆունկցիան π -ով պտտելիս պահպանում է սիմետրիկությունը: Ինչպես երևում է 4.2(c)-ում և d-ում ունենք ձևավորված փուլային փականքի վիճակներ: 4.2(c)-ում Վիգների

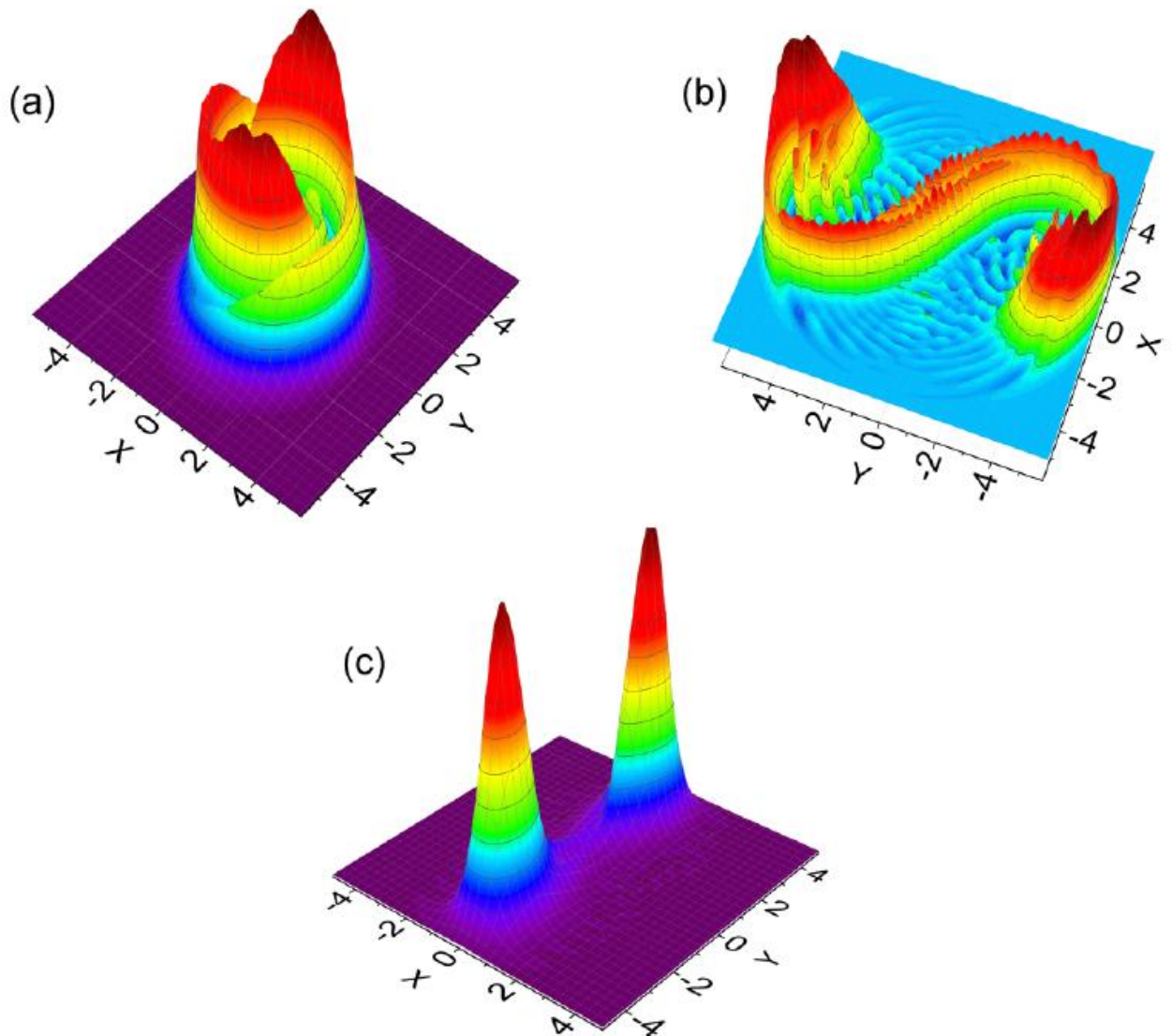


Ֆր

լիւ

Նկար 4.2 (a), (b) $\Delta = -20, \chi/\gamma = 1, \Omega/\gamma = 20, \tau = 4\pi\gamma^{-1}/5, T = 0.5\gamma^{-1}$
(c), (d) $\Delta = 20, \chi/\gamma = 1, \Omega/\gamma = 20, \tau = 4\pi\gamma^{-1}/5, T = 0.5\gamma^{-1}$

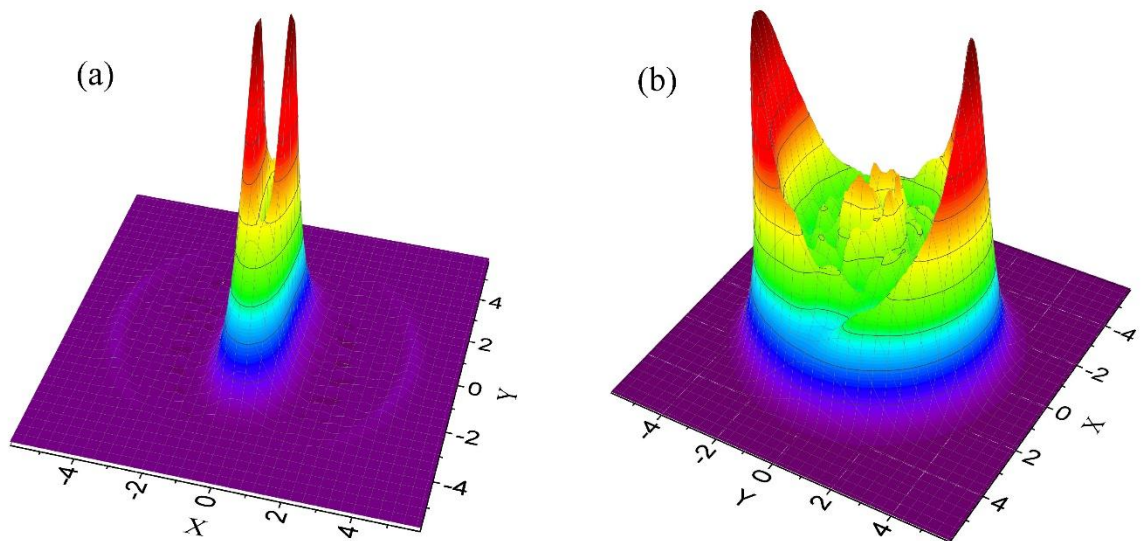
տարածության մեջ: 4.2(d)-ում Վիզների ֆունկցիան երկգագաթանի է, այդ գագաթները սիմետրիկ են π պտտման դեպքում և ունեն նույն ֆոտոնների (միջին) թիվը: Պարզվում է, որ փուլային տարածությունում այդ երկու վիճակների հեռավորությունը կախված է ֆոտոնների միջին թվից՝ տվյալ դեպքում ժամանակից, քանի որ գործ ունենք իմպուլսային դաշտի հետ: Նկ 4.2(a) և (b)-ում համապատասխանաբար ֆոտոնների միջին թվի նվազագույն և առավելագույն արժեքին համապատասխանող ժամանակի համար: Ինչպես տեսնում ենք Վիզների ֆունկցիայի տեսքից, բացասական ապալարքի համար, նրանք խիստ տեղայնացված է, ունի հստակ



Նկար 4.4 (a), (b) $\Delta = -7,5, \chi/\gamma = 0,5, \Omega/\gamma = 10, \tau = 4\pi\gamma^{-1}/5, T = 0.5\gamma^{-1}$ (c) $\Delta = 15, \chi/\gamma = 0,5, \Omega/\gamma = 20, \tau = 2\pi\gamma^{-1}/5, T = 0.25\gamma^{-1}$

կառուցվածք, սակայն բացասական ապալարքի համար հատույթը ունի ատրակտորի տեսք և բաշխված է փուլային հարթության մեջ: Չնայած նրան, որ Վիզների ֆունկցիայի հատույթը ունի ատրակտորին

բնորոշ տեսք, 4.2(b)-ում՝ որտեղ Վիզների ֆունկցիան է ֆոտոնների թվի առավելագույն արժեքի համար, այնուամենայնիվ նկատելի են π պտույտով սիմետրիկ փուլային փականքով հաստատված վիճակներ: Այսինքն ,



Նկար 4.3 (a), (b) $\Delta = -20, \chi/\gamma = 1, \Omega/\gamma = 20, \tau = 4\pi\gamma^{-1}/5, T = 0.5\gamma^{-1}$
 (c),(d) $\Delta = 20, \chi/\gamma = 1, \Omega/\gamma = 20, \tau = 4\pi\gamma^{-1}/5, T = 0.5\gamma^{-1}$

չնայած քառասային ռեժիմի նկատվում են փուլային փականքով վիճակներ: Որպեսզի համոզվենք, որ փուլային փականքով վիճակը միայն ֆոտոնների թվի առավելագույն արժեքի համար չէ: Դրա համար դիտարկվում ենք

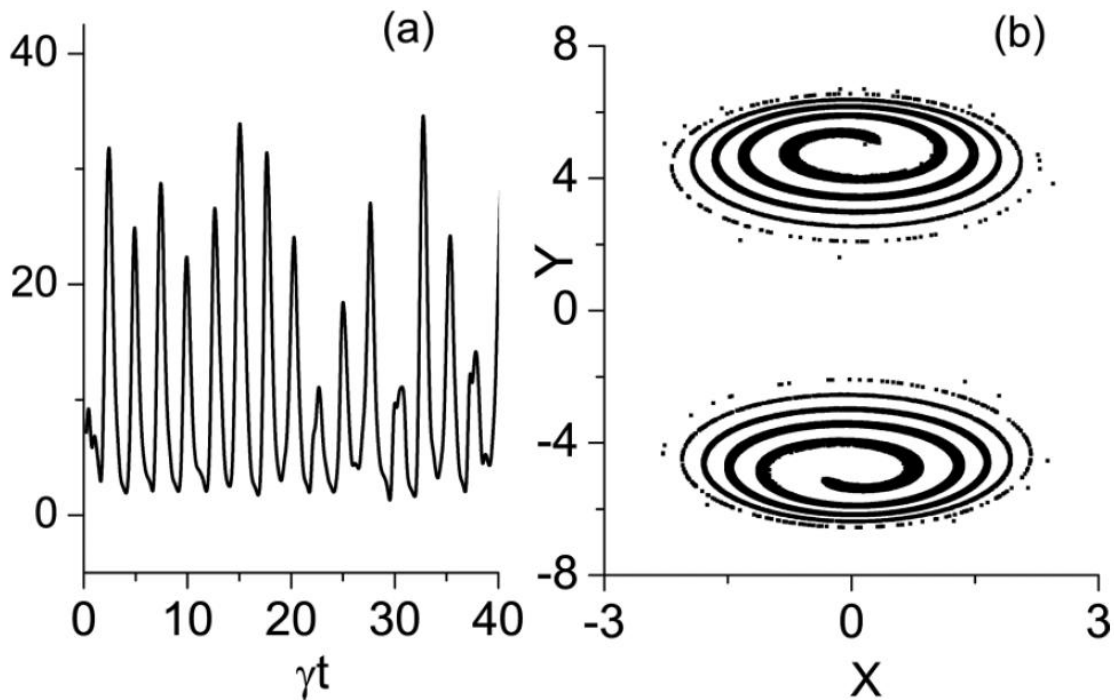
Վիզների ֆունկցիաները իմպուլսի միջանկյալ ժամանակի պահին: Ինչպես երևում է նկար 4.3(a) Վիզների ֆունկցիան է դրական

4.4(b)-ում երևում է արտահայտված ատրակտոր, որը պահպանում է սիմետրիկությունը փուլային հարթության մեջ, ինչպես նաև արտահայտված երևում են նույն ֆոտոնների միջին թվով սիմետրիկ

կայուն վիճակներ: Նկար 4.4(c)-ում չնայած տարբեր պարամետրերի, ստացվում են համանման կանոնավոր վիճակներ:

Կիսադասական սահմանում քառսը ուսումնասիրելու համար օգտագործում են Պուանկարեի հատույթը: Պուանկարեի հատույթը պատկերվում է փուլային տարածությունում:

Նկար 4.5-ում պատկերված են ֆոտոնների միջին թվի ժամանակային կախվածությունը և Պուանկարեի հատույթը: Ինչպես երևում է 4.5(a) – ում ֆոտոնների միջին թիվը զգալի մեծ է քվանտային ռեժիմում ֆոտոնների միջին թվից, սակայն դա ակնհայտ է, քանի որ գործ ունենք կիսադասական լուծման հետ, սակայն մեծ հետաքրքրություն է ներկայացնում Պուանկարեի հատույթը, որը իր տեսքով շատ նման է նկար 4.4(b)-ի Վիգների ֆունկցիայի հատույթին: Այսպիսով Վիգների ֆունկցիայի հատույթը կարող է ծառայել որպես քվանտային քառսի ինդիկատոր:



Նկար 4.5 (a), (b) $\Delta = -10, \chi/\gamma = 1, \Omega/\gamma = 20, \tau = 4\pi\gamma^{-1}/5, T = 0.5\gamma^{-1}$

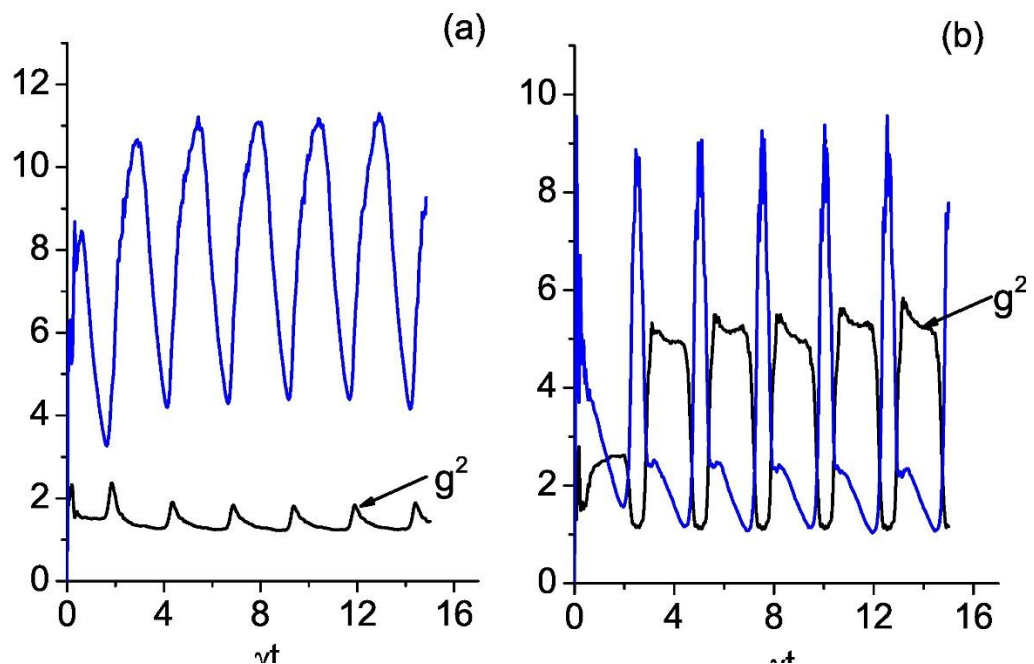
Այս բաժնում քառասյին և կանոնավոր ռեժիմները դիտարկում ենք օգտվելով երկրորդ կարգի կորելացիոն ֆունկցիայից

$$g^{(2)} = \frac{\langle a^\dagger a^\dagger a a \rangle}{\langle a^\dagger a \rangle^2} \quad (4.6)$$

Ինչպես նաև ֆոտոնների վիճակագրությունից և քվանտային մաքրության գործակցից:

Դիտարկենք երկրորդ կարգի կորելյացիոն ֆունկցիան ռեգուլյար և քառասյին ռեժիմների համար: Այն դիտարկում ենք նույն նկար 4.1(b) – ի համար: Նկար 4.6-ում պատկերված են երկրորդ կարգի կորելյացիոն ֆունկցիայի և ֆոտոնների միջին թվի ժամանակային կախվածությունը, համապատասխանաբար (a)-ն քառասյին և (b)-ն կանոնավոր ռեժիմի համար: Կանոնավոր ռեժիմի համար $g^{(2)}$ -ի նվազագույն արժեքը 1.2 որը համընկնում է ֆոտոնների միջին թվի առավելագույն

արժեքին, իսկ նվազագույն արժեքի դեպքում կորելյացիոն ֆունկցիան 5.2



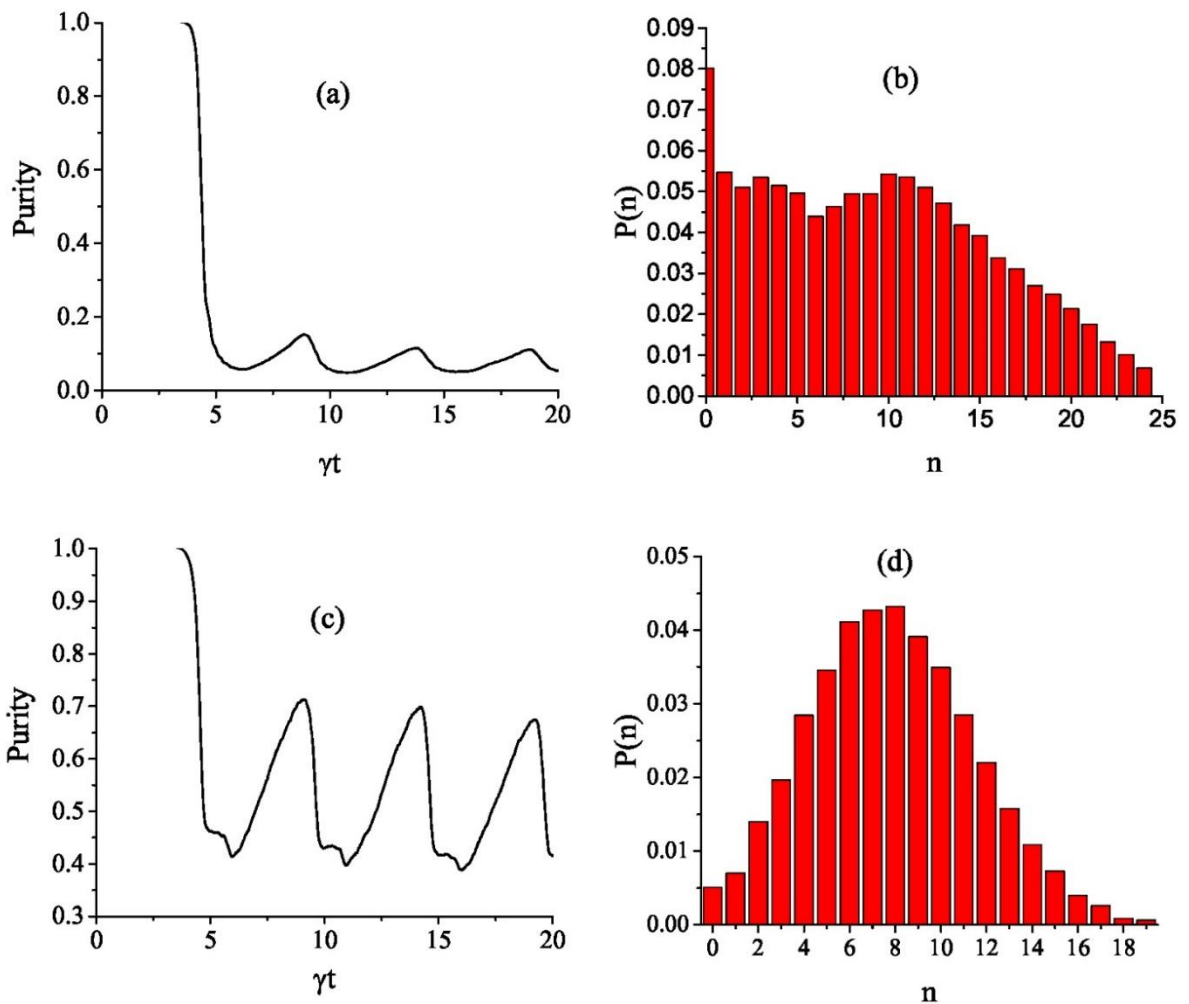
Նկար 4.6 (a) $\Delta = -20, \chi/\gamma = 1, \Omega/\gamma = 20, \tau = 4\pi\gamma^{-1}/5, T = 0.5\gamma^{-1}$ (b) $\Delta = 20, \chi/\gamma = 1, \Omega/\gamma = 20, \tau = 4\pi\gamma^{-1}/5, T = 0.5\gamma^{-1}$

է, երբ ֆոտոնների միջին

թիվը՝ $n = 2.5$: Երկու արդյունքներն էլ նկարագրում են ֆոտոնային խմբավորումը: Քառսային ռեժիմում կորելյացիոն ֆունկցիան մոտ է 2-ի ժամանակի ամբողջ պահին, որը համապատասխանում է ջերմային կամ քառսային լույսի ֆոտոնային վիճակագրությանը:

Նկար 4.7-ում մենք ցուցադրում ենք $P(n) = \langle n|\rho|n\rangle$ բաշխման ֆունկցիան, ինչպես նաև դիտարկում ենք քվանտային մաքրության գործակցի ժամանակային կախվածությունը կանոնավոր և քառսային

ռեժիմներում: Ինչպես տեսնում ենք քառասյին ռեժիմում նկար 4.7(b) $P(n)$ -ը ցրված է մինչև 25-րդ վիճակ, մինչդեռ կանոնավոր ռեժիմում այն ունի bell shaped և լոկալիզացված է (տեղայնացված) քիչ թվով ֆոտոնների մեջ: Նկար 4.7 (a) և 4.7 (c)-ում պատկերված են մաքրության գործակցի ժամանակային կախվածությունները քառասյին և կանոնավոր ռեժիմում: Ինչպես գիտենք քվանտային վիճակների վիճակագրական բնութագրման և դեկտեկտորենտության չափը բնութագրելու համար մաքրության գործակիցը սահմանվում է հետևյալ կերպ $P = \text{Tr}(\rho^2)$: Ցանկացած մաքուր



Նկար 4.7 (a), (b) $\Delta = -20, \chi/\gamma = 1, \Omega/\gamma = 20, \tau = 4\pi\gamma^{-1}/5, T = 0.5\gamma^{-1}$
(c), (d) $\Delta = 20, \chi/\gamma = 1, \Omega/\gamma = 20, \tau = 4\pi\gamma^{-1}/5, T = 0.5\gamma^{-1}$

վիճակի համար այն հավասար է 1-ի, իսկ խառը վիճակների համար այն

փոքր է մեկից: Ինչպես տեսնում ենք քառսի դեպքում միշտ փոքր է 0.2-ից, իսկ կանոնավոր ռեժիմում այն հասնում է մինչև 0.7:

4.3 ՉՈՐՐՈՐԴ ԳԼԽԻ ԱՄՓՈՓՈՒՄ

Այս գլխում դիտարկվել է կոմպոզիտ ոչ գծային համակարգը, կազմված Կեռի ոչգծայնությունից և երկրորդ կարգի ոչ գծայնությունից: Համակարգում դիտարկվել է փուլային փականքի երևույթը, քվանտային քառսի ռեժիմում, այդ ռեժիմում ուսումնասիրվել է համակարգի ֆոտոնյաին վիճակագրությունը, ինչպես նաև այդ ռեժիմները քննարկվել են քվանտային և կիսադասական տիրույթում:

ԱՄՓՈՓՈՒՄ

- Քվանտային անհարմոնիկ դիսիպատիվ օսցիլյատորում ուսումնասիրվել է ֆոտոնային բլոկադայի էֆֆեկտը Գաուսյան իմպուլսներով մոդուլացված արտաքին դաշտի կիրառման միջոցով: Ստացված ֆոտոնային բլոկադայի հավանականությունը 30-90%-ով գերազանցում է, մոնոքրոմատիկ դաշտի դեպքում ֆոտոնային բլոկադայի հավանականությանը:
- Ցույց է տրվել բազմաֆոտոնային բլոկադայի հավանականության կախվածության տեսակը միջավայրի ջերմաստիճանից և իմպուլսի պարամետրերից:
- Ցույց է տրվել, որ չիրպացված արտաքին դաշտի կիրառման դեպքում հնարավոր է ստանալ բաժր հավանականությամբ միաֆոտոնային բլոկադա, երբ ոչգծայնության գործակիցը մոտ հինգ անգամ ավելի փոքր է, քան իմպուլսային ռեժիմում դիտարկված դեպքում:
- Ոչ գծային պարամետրիկ ռեզոնատորում ստացվել է փուլային փականքով վիճակների գեներացիան քվանտային քաոսի ռեժիմում: Ցույց է տրվել, որ արտաքին դաշտի հաճախության և Գաուսյան իմպուլսի պարամետրերի միայն որոշակի պայմանի դեպքում կարելի է քվանտային քաոս ստանալ:

ՇՆՈՐՀԱԿԱԼԱԿԱՆ ԽՈՍՔԵՐ

Հեղինակը իր շնորհակալությունն հայտնում գիտական ղեկավար Գագիկ Կրյուչկյանին աջակցության և արժեքավոր խորհուրդների համար: Հեղինակը շնորհակալություն է հայտնում նաև ՖՀԻ աշխատակիցներին ջերմ աշխատանքային մթնոլորտի համար: Հեղինակը շնորհակալություն է հայտնում Ֆ.Մ.Գ.Թ. Աննա Շահինյանին, Ֆ.Մ.Գ.Թ. Տիգրան Գևորգյանին, Գոռ Աբովյանին և Անահիտ Թամազյանին արժեքավոր խորհուրդների և նկատողությունների համար, ինչպես նաև իր ընտանիքին անսահման աջակցության և համբերատարության համար:

ՕԳՏԱԳՈՐԾՎԱԾ ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՑԱՆԿ

- [1] Imamoglu, A., Schmidt, H., Woods, G. and Deutsch, “Strongly Interacting Photons in a Nonlinear Cavity” Phys. Rev. Lett. , 1461470 (1997),
- [2] Shavindra P. Premaratne, F. C. Wellstood & B. S. Palmer, “Microwave photon Fock state generation by stimulated Raman adiabatic passage”, Nature Communications 8, 14148 (2017).
- [3] Moore, Gordon E. (1965-04-19). "Cramming more components onto integrated circuits",
- [4] Hermann Grabert, Phys. Rev. B 92, 245433, “Dynamical Coulomb blockade of tunnel junctions driven by alternating voltages”, (2015).
- [5] Robert W. Boyd , ISBN: 978-0-12-369470-6, “Nonlinear Optics (Third Edition)”,
- [6] S. Castelletto, B. C. Johnson, V. Ivády, N. Stavrias, T. Umeda, A. Gali & T. Ohshima, “A silicon carbide room-temperature single-photon source”, Nature Materials 13, 151–156 (2014).
- [7] N. Somaschi, V. Giesz, L. De Santis, J. C. Loredó, M. P. Almeida, G. Hornecker, S. L. Portalupi, T. Grange, C. Antón, J. Demory, C. Gómez, I. Sagnes, N. D. Lanzillotti-Kimura, A. Lemaître, A. Auffèves, A. G. White, L. Lanco & P. Senellart, “Near-optimal single-photon sources in the solid state”, Nature Photonics 10, 340–345 (2016).
- [8] Xing Ding, Yu He, Z.-C. Duan, Niels Gregersen, M.-C. Chen, S. Unsleber, S. Maier, Christian Schneider, Martin Kamp, Sven Höfling, Chao-Yang Lu,

- and Jian-Wei Pan, “On-Demand Single Photons with High Extraction Efficiency and Near-Unity Indistinguishability from a Resonantly Driven Quantum Dot in a Micropillar”, *Phys. Rev. Lett.* 116, 020401, (2016).
- [9] Sonia Buckley, Kelley Rivoire and Jelena Vučković, “Engineered quantum dot single-photon sources”, *Reports on Progress in Physics*, Volume 75, Number 12 (2012).
- [10] T. Usuki, Y. Sakuma, S. Hirose, K. Takemoto, N. Yokoyama, T. Miyazawa, M. Takatsu, and Y. Arakawa, “Single-photon generator for optical telecommunication wavelength”, *Journal of Physics: Conference Series*, Volume 38, (2006).
- [11] Krishnamurthy. V., Chen. Y. & Ho S.-T., “Photonic transistor design principles for switching gain ≥ 2 ”, *Journal of Lightwave Technology* 31, 2086–2098 (2013).
- [12] Andreas Maser, Benjamin Gmeiner, Tobias Utikal, Stephan Götzinger und Vahid Sandoghdar, “Few-photon coherent nonlinear optics with a single molecule.”, *Nature Photonics* 10, 450-453, (2016).
- [13] Michael A. Nielsen , Isaac L. Chuang, ISBN-13: 978-1107002173, (2011) “Quantum Computation and Quantum Information: 10th Anniversary Edition”
- [14] M. Veldhorst, C. H. Yang, J. C. C. Hwang, W. Huang, J. P. Dehollain, J. T. Muhonen, S. Simmons, A. Laucht, F. E. Hudson, K. M. Itoh, A. Morello & A. S. Dzurak, “A two-qubit logic gate in silicon”, *Nature* 526, 410–414, (2015).
- [15] Lu, Chao-Yang; Browne, Daniel E.; Yang, Tao; Pan, Jian-Wei, “Demonstration of a Compiled Version of Shor's Quantum Factoring

- Algorithm Using Photonic Qubits”, *Physical Review Letters*, vol. 99, Issue 25, id. 250504, (2007).
- [16] Dario Gerace, Hakan E. Türeci, Atac Imamoglu, Vittorio Giovannetti & Rosario Fazio, “The quantum-optical Josephson interferometer” *Nature Physics* 5, 281 - 284 (2009).
- [17] Hassel, J. ; Seppä, Heikki ; Delahaye, Julien ; Hakonen, Pertti J., “Control of Coulomb blockade in a mesoscopic Josephson junction using single electron tunneling”, *Journal of Applied Physics*, Volume 95, Issue 12 (2004).
- [18] J. Verdú, H. Zoubi, Ch. Koller, J. Majer, H. Ritsch, and J. Schmiedmayer, “Strong Coupling of a Mechanical Oscillator and a Single Atom”, *Physical Review Letters*, vol. 103, Issue 6, id. 063005, (2009).
- [19] Hildred, G. P.; Hassan, S. S.; Puri, R. R.; Bullough, R. K., “Thermal reservoir effects in resonance fluorescence”, *Journal of Physics B: Volume* 16, Issue 10, pp. 1703-1719 (1983).
- [20] Puri, R. R.; Lawande, S. V., “Exact thermodynamic behaviour of a collective atomic system in an external field”, *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*, Volume 101, Issue 2, p. 599-612.
- [21] Jakob, M.; Kryuchkyan, G. Yu., “Autler-Townes effect with mono- and bichromatic pump fields: Reservoir effects and Floquet-state treatment”, *Physical Review A* , Volume 57, Issue 2, pp. 1355-1366, (1998).
- [22] Hildred, G. P.; Hassan, S. S.; Puri, R. R.; Bullough, R. K., “Thermal reservoir effects in resonance fluorescence”, *Journal of Physics B*, Volume 16, Issue 10, pp. 1703-1719 (1983).

- [23] Naik, A.; Buu, O.; Lahaye, M. D.; Armour, A. D.; Clerk, A. A.; Blencowe, M. P.; Schwab, K. C., “Cooling a nanomechanical resonator with quantum back-action”, *Nature*, Volume 443, Issue 7108, pp. 193-196 (2006).
- [24] Tian, L., “Ground state cooling of a nanomechanical resonator via parametric linear coupling”, *Physical Review B*, vol. 79, Issue 19, id. 193407, (2009).
- [25] Freearde, Tim; Segal, Danny, “Algorithmic Cooling in a Momentum State Quantum Computer”, *Physical Review Letters*, vol. 91, Issue 3, id. 037904, (2003).
- [26] S. C. Collins, “A Helium Cryostat”, *Phys. Rev.* 70, 98, (1946).
- [27] Shalibo, Yoni; Rofe, Ya'Ara; Barth, Ido; Friedland, Lazar; Bialczack, Radoslaw; Martinis, John M.; Katz, Nadav, “Quantum and Classical Chirps in an Anharmonic Oscillator”, *Physical Review Letters*, vol. 108, Issue 3, id. 037701, (2012).
- [28] Marcus, G.; Friedland, L.; Zigler, A., “From quantum ladder climbing to classical autoresonance”, *Physical Review A*, vol. 69, Issue 1, id. 013407, (2004).
- [29] Malinovsky, V. S.; Krause, J. L., “General theory of population transfer by adiabatic rapid passage with intense, chirped laser pulses”, *The European Physical Journal D*, Volume 14, Issue 2, pp. 147-155 (2001).
- [30] Barth, I.; Friedland, L.; Gat, O.; Shagalov, A. G., “Quantum versus classical phase-locking transition in a frequency-chirped nonlinear oscillator”, *Physical Review A*, vol. 84, Issue 1 (2011).

- [31] Ա.Ռ. Շահինյան, “Քվանտային ինտերֆերենցիայի հետազոտումը ոչ գծային դիսիպատիվ համակարգերում”, <http://etd.asj-oa.am/id/eprint/4612>.
- [32] Gevorgyan, T.V. & Kryuchkyan, G.Y., “Parametric excitation of oscillatory states and symmetry in phase space”, Journal of Contemporary Physics 48:107, (2013).
- [33] Rodney Loudon, ISBN-13: 978-0198501763, “The Quantum Theory of Light”, (2001).
- [34] Hillery, M.; O'Connell, R. F.; Scully, M. O.; Wigner, E. P., “Distribution functions in physics: Fundamentals”, Physics Reports, Volume 106, Issue 3, p. 121-167, (1984).
- [35] L. Diosi, "Stochastic pure state representation for open quantum systems", Phys. Lett. A 114,451 (1986).
- [36] N. Gisin and I. C. Percival, "The quantum-state diffusion model applied to open systems", J.Phys. A 25, No 21, 5677 (1992).
- [37] H. J. Carmichael, "An Open Systems Approach to Quantum Optics" Springer, Berlin, (1993).
- [38] C. W. Gardiner, A. S. Parkins, and P. Zoller, “Wave-function quantum stochastic differential equations and quantum-jump simulation methods” Phys. Rev. A 46, 4363 (1992).
- [39] Gisin, N.; Percival, I. C., “The quantum state diffusion picture of physical processes”, Journal of Physics A, Volume 26, Issue 9, pp. 2245-2260 (1993).

- [40] A. Miranowicz, M. Paprzycka, Y. X. Liu, J. Bajer, and F. Nori, “Two-photon and three-photon blockades in driven nonlinear systems”, *Phys. Rev. A* 87, 023809 (2013).
- [41] L. Tian and H. J. Carmichael, Quantum trajectory simulations of two-state behavior in an optical cavity containing one atom, *Phys. Rev. A* 46, R6801 (1992).
- [42] A. J. Ho_man et al., Dispersive photon blockade in a superconducting circuit, *Phys. Rev. Lett.* 107, 053602 (2011).
- [43] Dekker, H., “Classical and quantum mechanics of the damped harmonic oscillator”, *Physics Reports*, Volume 80, Issue 1, p. 1-110, (2012).
- [44] Senitzky, I. R., “Dissipation in Quantum Mechanics. The Harmonic Oscillator”, *Physical Review*, vol. 119, Issue 2, pp. 670-679, (1960).
- [45] Nouredine Zettili, “Quantum Mechanics: Concepts and Applications, 2nd Edition” , ISBN : 978-0-470-02678-6
- [46] Bender, Carl M.; Wu, Tai Tsun, “Anharmonic Oscillator”, *Physical Review*, vol. 184, Issue 5, pp. 1231-1260, (1969).
- [47] Milburn, G. J.; Holmes, C. A., “Dissipative quantum and classical Liouville mechanics of the anharmonic oscillator”, *Physical Review Letters*, Volume 56, Issue 21, May 26, 1986, pp.2237-2240, (1986).
- [48] Yu-Yu Zhang and Qing-Hu Chen, “Generalized rotating-wave approximation for the two-qubit quantum Rabi model”, *Phys. Rev. A* 91, 013814, (2015).
- [49] I. Fushman, et al., "Controlled Phase Shifts with a Single Quantum Dot", *Science* 320, 769 (2000).

- [50] I. Kozinsky, H. W. Ch. Postma, O. Kogan, A. Husain and M. L. Roukes, "Basins of Attraction of a Nonlinear Nanomechanical Resonator", Phys. Rev. Lett. 99, 207201 (2007).
- [51] Q. A. Turchette , C. J. Hood, W. Lange, H. Mabuchi, and H. J. Kimble, "Measurement of Conditional Phase Shifts for Quantum Logic" , Phys. Rev. Lett. 75, 4710 (1995).
- [52] K. Nemoto, W. J. Munro, "Nearly Deterministic Linear Optical Controlled-NOT Gate", Phys. Rev. Lett. 93, 250502 (2004).
- [53] W. J. Munro, K. Nemoto, and T. P. Spiller, "Weak nonlinearities: a new route to optical quantum computation", New J. Phys. 7, 137 (2005).
- [54] J. Lee, M. Paternostro, C. Ogden, Y. W. Cheong, S. Bose and M. S. Kim, "Cross-Kerr-based information transfer processes" , New J. Phys. 8, 23 (2006).
- [55] H. G. Craighead, "Nanoelectromechanical Systems" , Science, 290, 1532 (2000).
- [56] K. L. Ekinci and M. L. Roukes, "Nanoelectromechanical systems" , Rev. of Scientific Instruments, 76, 061101 (2005).
- [57] D. I. Schuster, A. A. Houck, J. A. Schreier, A. Wallra, J. M. Gambetta, et al., "Resolving photon number states in a superconducting circuit" , Nature 445, 515 (2007).
- [58] O. Astafiev, K. Inomata, A. O. Niskanen, T. Yamamoto, Yu. A. Pashkin, et al., "Single artificial-atom lasing", Nature 449, 588 (2007).
- [59] M. Neeley, et al., "Emulation of a Quantum Spin with a Superconducting Phase Qudit" Science 325, 722 (2009).

- [60] O. Astafiev, A. M. Zagoskin, A. A. Abdumalikov, Jr., Yu. A. Pashkin, T. Yamamoto, K. Inomata, Y. Nakamura, and J. S. Tsai, "Resonance Fluorescence of a Single Artificial Atom", *Science* 327, 840 (2010).
- [61] E. Hoskinson, F. Lecocq, N. Didier, A. Fay, F. W. J. Hekking, W. Guichard, and O. Buisson, "Quantum Dynamics in a Camelback Potential of a dc SQUID" , *Phys. Rev. Lett.* 102, 097004 (2009).
- [62] A. Fragner, M. Goppl, J. M. Fink, M. Baur, R. Bianchetti, P. J. Leek, A. Blais, and A. Wallraff, "Resolving Vacuum Fluctuations in an Electrical Circuit by Measuring the Lamb Shift" , *Science* 322, 1357 (2008).
- [63] R. Vijay, M. H. Devoret, and I. Siddiqi, "The Josephson bifurcation amplifier", *Rev. Sci. Instrum* 80, 111101 (2009).
- [64] I. Wilson-Rae, N. Nooshi, W. Zwerger and T. J. Kippenberg, "Theory of Ground State Cooling of a Mechanical Oscillator Using Dynamical Backaction" , *Phys. Rev. Lett.* 99, 093901 (2007).
- [65] T. Rocheleau, T. Ndukum, C. Macklin, J. B. Hertzberg, A. A. Clerk, and K. C. Schwab, "Preparation and detection of a mechanical resonator near the ground state of motion" , *Nature* 463, 72 (2009).
- [66] F. Marquardt, J. P. Chen, A. A. Clerk and S. M. Girvin, "Measuring photon-photon interactions via photon detection", *Phys. Rev. Lett.* 99, 093902 (2007).
- [67] J. Chan, T. P. Mayer Alegre, A. H. Safavi-Naeini, J. T. Hill, A. Krause, M. A. Macovei, "Measuring photon-photon interactions via photon detection" , *Phys. Rev. A* 82, 063815 (2010).

- [68] A. D. O'Connell, M. Hofheinz, M. Ansmann, Radoslaw C. Bialczak, M. Lenander, et al, "Quantum ground state and single-phonon control of a mechanical resonator" , Nature 464, 697 (2010).
- [69] S. Rebic, J. Twamley, and G. J. Milburn, "Giant Kerr Nonlinearities in Circuit Quantum Electrodynamics", Phys. Rev. Lett. 103, 150503 (2009).
- [70] M. D. LaHaye, O. Buu, B. Camarota, and K. C. Schwab, "Approaching the Quantum Limit of a Nanomechanical Resonator", Science 304, 74 (2004).
- [71] A. Gaidarzhy, G. Zolfagharkhani, R. L. Badzey and P. Mohanty, "Evidence for Quantized Displacement in Macroscopic Nanomechanical Oscillators", Phys. Rev. Lett. 94, 030402 (2005).
- [72] R. Almog, S. Zaitsev, O. Shtempluck and E. Buks, "Noise Squeezing in a Nanomechanical Duffing Resonator", Phys. Rev. Lett. 98, 078103 (2007).
- [73] S. Rips, M. Kiffner, I. Wilsson-Rae and M. J. Hartmann, "Steady-state negative Wigner functions of nonlinear nanomechanical oscillators", New J. Phys 14, 023042 (2012).
- [74] H. W. Ch. Postma, I. Kozinsky, A. Hussian, and M. L. Roukes, Appl. Phys. Lett., "Dynamic range of nanotube- and nanowire-based electromechanical systems" , 86, 223105 (2005).
- [75] I. Siddiqi, R. Vijay, F. Pierre, C. M. Wilson, L. Frunzio, M. Metcalfe, C. Rigetti, R. J. Schoelkopf, and M. H. Devoret, "Direct Observation of Dynamical Bifurcation between Two Driven Oscillation States of a Josephson Junction" , Phys. Rev. Lett. 94, 027005 (2005).

- [76] R. W. Simmonds, K. M. Lang, D. A. Hite, S. Nam, D. P. Pappas, and J. M. Martinis, "Decoherence in Josephson Phase Qubits from Junction Resonators" , Phys. Rev. Lett. 93, 077003 (2004).
- [77] Joseph W. Britton, Brian C. Sawyer, Adam C. Keith, C.-C. Joseph Wang, James K. Freericks, Hermann Uys, Michael J. Biercuk & John J. Bollinger, " Engineered two-dimensional Ising interactions in a trapped-ion quantum simulator with hundreds of spins" , Phys. Rev. Lett. 93, 077003 (2004).
- [78] D. Enzer and G. Gabrielse, "Dressed Coherent States of the Anharmonic Oscillator", Nature 484, 489–492 (26 April 2012).
- [79] D. Enzer and G. Gabrielse, "Dressed Coherent States of the Anharmonic Oscillator", Phys. Rev. Lett. 54, 537 (1985).v. Lett. 78, 1211 (1997).
- [80] Mark Fox, “Quantum Optics: An Introduction (Oxford Master Series in Physics) 1st Edition”, ISBN-13: 978-0198566731
- [81] C. Lang et al., “Observation of resonant photon blockade at microwave frequencies using correlation function measurements”, Phys. Rev. Lett.106, 243601 (2011).
- [82] M. J. Werner and A. Imamoglu, “Photon-photon interactions in cavity electromagnetically induced transparency”, Phys. Rev. A 61, 011801(R), (1999).
- [83] Birnbaum, K. M. et al. “Photon blockade in an optical cavity with one trapped atom”, Nature 436, (2005).

- [84] Y. X. Liu, A. Miranowicz, Y. B. Gao, J. Bajer, C. P. Sun, and F. Nori, “Qubit-induced phonon blockade as a signature of quantum behavior in nanomechanical resonators”, *Phys. Rev. A* **82**, 032101 (2010).
- [85] I. C. Percival, “Quantum State Diffusion” (Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2000).
- [86] K V Kheruntsyan, “Wigner function for a driven anharmonic oscillator”, *J. Opt. B* **1**, 225 (1999).
- [87] T. V. Gevorgyan, A. R. Shahinyan, and G. Yu. Kryuchkyan, “Generation of Fock states and qubits in periodically pulsed nonlinear oscillators”, *Phys. Rev. A* **85**, 053802 (2012).
- [88] Sara Ferretti, Lucio Claudio Andreani, Hakan E. Türeci, and Dario Gerace, “Photon correlations in a two-site nonlinear cavity system under coherent drive and dissipation”, *Phys. Rev. A* **82**, 013841, (2010).
- [89] M. J. Hartmann, F. G. S. L. Brandao, and M. B. Plenio, “Quantum many-body phenomena in coupled cavity arrays”, *Laser Photon. Rev.* **2**, 527 (2008).
- [90] A. Faraon, A. Majumdar, and J. Vuckovic, “Generation of nonclassical states of light via photon blockade in optical nanocavities”, *Phys. Rev. A* **81**, 033838 (2010).
- [91] N. Na, S. Utsunomiya, L. Tian, and Y. Yamamoto, “Strongly correlated polaritons in a two-dimensional array of photonic crystal microcavities”, *Phys. Rev. A* **77**, 031803 (2008).
- [92] J. Q. Liao and C. K. Law, “Correlated two-photon transport in a one-dimensional waveguide side-coupled to a nonlinear cavity”, *Phys. Rev. A* **82**, 053836 (2010).

- [93] G. Kirchmair, B. Vlastakis, Z. Leghtas, S. E. Nigg, H. Paik, E. Ginossar, M. Mirrahimi, L. Frunzio, S. M. Girvin, and R. J. Schoelkopf, "Observation of quantum state collapse and revival due to the single-photon Kerr effect", *Nature (London)* 495, 205 (2013).
- [94] G. Kirchmair, B. Vlastakis, Z. Leghtas, S. E. Nigg, H. Paik, E. Ginossar, M. Mirrahimi, L. Frunzio, S. M. Girvin, and R. J. Schoelkopf, "Coherent controlization using superconducting qubits", *Nature (London)* 495, 205 (2013).
- [95] M. Dykman, "Fluctuating Nonlinear Oscillators", Oxford University Press, Oxford, (2012).
- [96] G. Marcus, L. Friedland, and A. Zigler, "From quantum ladder climbing to classical autoresonance", *Phys. Rev. A* 69, 013407, (2014).
- [97] Bergmann, K.; Theuer, H.; Shore, B. W., "Coherent population transfer among quantum states of atoms and molecules", *Reviews of Modern Physics*, Volume 70, Issue 3, pp.1003-1025, (1998).
- [98] Cao, Jianshu; Bardeen, Christopher J.; Wilson, Kent R., "Molecular π pulses: Population inversion with positively chirped short pulses", *Journal of Chemical Physics*, Volume 113, Issue 5, pp. 1898-1909 (2000).
- [99] Cao, Jianshu; Bardeen, Christopher J.; Wilson, Kent R., "Molecular π Pulse" for Total Inversion of Electronic State Population", *Physical Review Letters*, Volume 80, Issue 7, pp.1406-1409, (1998).
- [100] Chelkowski, Szczepan; Bandrauk, André D., "Control of vibrational excitation and dissociation of small molecules by chirped intense infrared laser pulses", *Chemical Physics Letters*, Volume 186, Issue 2, p. 264-269, (1991).

- [101] Feynman, R. P.; Vernon, F. L., Jr., "The theory of a general quantum system interacting with a linear dissipative system", *Annals of Physics*, Volume 24, p. 118-173, (1963).
- [102] Chelkowski, Szczepan; Bandrauk, André D.; Corkum, Paul B., "Efficient molecular dissociation by a chirped ultrashort infrared laser pulse", *Physical Review Letters*, Volume 65, Issue 19, 1990, pp.2355-2358, (1990).
- [103] Chelkowski, Szczepan; Gibson, George N, "Adiabatic climbing of vibrational ladders using Raman transitions with a chirped pump laser", *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)*, Volume 52, Issue 5, pp.R3417-R3420, (1995).
- [104] Davis, J. C.; Warren, W. S., "Selective excitation of high vibrational states using Raman chirped adiabatic passage", *Annals of Physics*, Volume 24, p. 118-173., (1963).
- [105] Garraway, B. M.; Suominen, K.-A., "Adiabatic Passage by Light-Induced Potentials in Molecules", *Physical Review Letters*, Volume 80, Issue 5, pp.932-935, (1998).
- [106] Garraway, B. M.; Vitanov, N. V., "Population dynamics and phase effects in periodic level crossings", *Physical Review A*, Volume 55, Issue 6, pp.4418-4432, (1997).
- [107] Just, B.; Manz, J.; Trisca, I., "Chirping ultrashort infrared laser pulses with analytical shapes for selective vibrational excitations. Model simulations for OH ($v=0$) $\rightarrow$ OH ($v \leq 10$)", *Chemical Physics Letters*, Volume 193, Issue 5, p. 423-428., (1992).

- [108] Hillegas, C. W.; Tull, J. X.; Goswami, D.; Strickland, D.; Warren, W. S., “Femtosecond laser pulse shaping by use of microsecond radio-frequency pulses”, *Optics Letters*, Volume 19, Issue 10, pp.737-739, (1994).
- [109] Murch, K. W.; Vijay, R.; Barth, I.; Naaman, O.; Aumentado, J.; Friedland, L.; Siddiqi, I., “Quantum fluctuations in the chirped pendulum”, *Nature Physics*, Volume 7, Issue 2, pp. 105-108 (2011).
- [110] Assaf, Michael; Meerson, Baruch, “Parametric autoresonance in Faraday waves”, *Physical Review E*, vol. 72, Issue 1, id. 016310, (2005).
- [111] Barth, I.; Friedland, L.; Sarid, E.; Shagalov, A. G., “Autoresonant Transition in the Presence of Noise and Self-Fields”, *Physical Review Letters*, vol. 103, Issue 15, id. 155001, (2009).
- [112] Ben-David, Oded, Assaf, Michael; Fineberg, Jay; Meerson, Baruch, “Experimental Study of Parametric Autoresonance in Faraday Waves”, *Physical Review Letters*, vol. 96, Issue 15, id. 154503, (2006).
- [113] Braun, P. A., “Quasienergies of an anharmonic oscillator in parametric resonance”, *Theoretical and Mathematical Physics*, Volume 41, Issue 3, pp.1060-1066, (1979).
- [114] Khain, Evgeniy; Meerson, Baruch, “Parametric autoresonance”, *Physical Review E*, Volume 64, Issue 3, id.036619, (2001).
- [115] Aranson, Igor; Meerson, Baruch; Tajima, Toshiki, “Excitation of solitons by an external resonant wave with a slowly varying phase velocity”, *Physical Review A*, Volume 45, Issue 10, pp.7500-7510, (1992).
- [116] Torosov, Boyan T.; Guérin, Stéphane; Vitanov, Nikolay V., “High-Fidelity Adiabatic Passage by Composite Sequences of Chirped Pulses”, *Physical Review Letters*, vol. 106, Issue 23, id. 233001,(2011).

- [117] Lüker, S.; Gawarecki, K.; Reiter, D. E.; Grodecka-Grad, A.; Axt, V. M.; Machnikowski, P.; Kuhn, T., “Influence of acoustic phonons on the optical control of quantum dots driven by adiabatic rapid passage” , Physical Review B, vol. 85, Issue 12, id. 121302, (2012).
- [118] Nikolay V. Vitanov and Peter L. Knight, “Coherent excitation of a two-state system by a train of short pulses”, Phys. Rev. A 52, 2245, (1995).
- [119] Z.R. Lin, K. Inomata, K. Koshino, W.D. Oliver, Y. Nakamura, J.S. Tsai & T. Yamamoto, “Josephson parametric phase-locked oscillator and its application to dispersive readout of superconducting qubits”, Nature Communications 5, Article number: 4480, (2014).
- [120] R. Islam, W. C. Campbell, T. Choi, S. M. Clark, C. W. S. Conover, S. Debnath, E. E. Edwards, B. Fields, D. Hayes, D. Hucul, I. V. Inlek, K. G. Johnson, S. Korenblit, A. Lee, K. W. Lee, T. A. Manning, D. N. Matsukevich, J. Mizrahi, Q. Quraishi, C. Senko, J. Smith, and C. Monroe, “Beat note stabilization of mode-locked lasers for quantum information processing”, R. Islam *et al.*, Opt. Lett. **39**, 3238, (2014).
- [121] L. A. Wu, H. J. Kimble, J. L. Hall, and H. Wu, “Generation of Squeezed States by Parametric Down Conversion”, Phys. Rev. Lett. **57**, 2520 (1986).
- [122] P. Kinsler and P. D. Drummond, “Quantum dynamics of the parametric oscillator”, Phys. Rev. A **43**, 6194 (1991).
- [123] C. Fabre, E. I. Mason, and N. C. Wong, “Theoretical analysis of self-phase locking in a type II phase-matched optical parametric oscillator”, Opt. Commun. **170**, 299 (1999).
- [124] L. Longchambon *et al.*, “Non-linear and quantum optics of a type II OPO containing a birefringent element”, Eur. Phys. J. D **30**, 279 (2004).

- [125] J. Laurat, T. Coudreau, L. Longchambon, and C. Fabre, “Experimental investigation of amplitude and phase quantum correlations in a type II optical parametric oscillator above threshold: from nondegenerate to degenerate operation”, *Opt. Lett.* **30**, 1177 (2005).
- [126] S. Feng and O. Pfister, “Quantum Interference of Ultrastable Twin Optical Beams”, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 203601 (2004).
- [127] J.-J. Zondy, D. Kolker, and F. N. C. Wong, “Dynamical Signatures of Self-Phase-Locking in a Triply Resonant Optical Parametric Oscillator” *Phys. Rev. Lett.* **93**, 043902 (2004).